

VNIVERSITATQ DE VALÈNCIA



JAVIER NAVARRO GONZÁLEZ

TESIS DOCTORAL

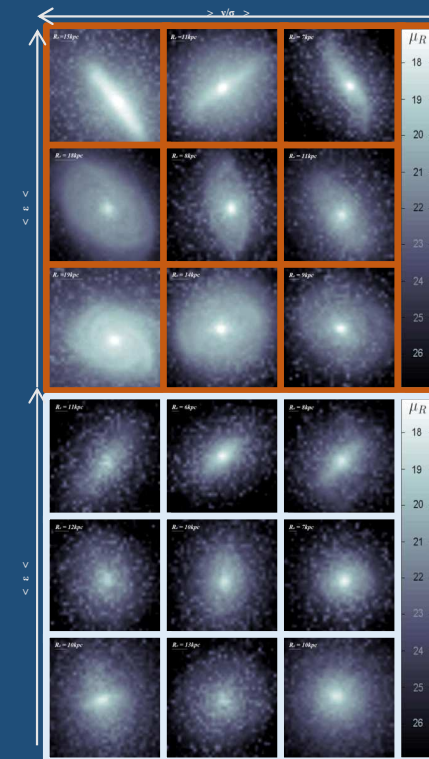
Enero  
2023



DEPARTAMENT D' ASTRONOMIA I ASTROFÍSICA  
Programa de Doctorat en Física

## GALAXIAS VIRTUALES EN SIMULACIONES COSMOLÓGICAS:

MORFOLOGÍA, DINÁMICA Y EVOLUCIÓN



TESIS DOCTORAL  
JAVIER NAVARRO GONZÁLEZ

Director: Dr. Vicent Quilis Quilis  
Enero 2023



VNIVERSITAT  
ID VALÈNCIA

Departament d'Astronomia i Astrofísica  
Programa de Doctorat en Física

**GALAXIAS VIRTUALES  
EN SIMULACIONES  
COSMOLÓGICAS:  
MORFOLOGÍA, DINÁMICA Y EVOLUCIÓN**

**TESIS DOCTORAL PRESENTADA POR  
JAVIER NAVARRO GONZÁLEZ**

**Director: Dr. Vicent Quilis Quilis**

**Burjassot (València), enero de 2023**





**Dr. Vicent Quilis Quilis**, Catedrático de la Universitat de València,

CERTIFICA:

Que la presente memoria, “GALAXIAS VIRTUALES EN SIMULACIONES COSMOLÓGICAS: Morfología, Dinámica y Evolución”, ha sido realizada bajo su dirección, por Javier Navarro González, y que constituye su tesis doctoral para optar al grado de Doctor en Física.

Y para que quede constancia y tenga los efectos que corresponda, firma el presente certificado en Burjassot, a 13 de enero de 2023.

Firmado: Vicent Quilis Quilis



*A ti, Eva, mi amor, por todo tu cariño y apoyo, a Sara porque llenas de luz cada mañana y a mis padres y hermana porque me habéis ayudado en todo lo que me he propuesto. Sin todos y cada uno de vosotros nada tendría sentido.  
¡Gracias!*

*Portada.* Proyecciones de algunas de las galaxias virtuales encontradas con HALMA dentro de la simulación realizada mediante MASCLET (Quilis, 2004) que han sido utilizadas en el presente estudio. Cada una de las imágenes de las galaxias tiene un tamaño equivalente a  $100 \times 100 \text{ kpc}$ . Para darles “brillo” se han utilizado los modelos de síntesis de poblaciones estelares MIUSCAT (Vazdekis et al., 2012b; Ricciardelli et al., 2012). Las galaxias se muestran separadas en dos grandes bloques según el criterio evolutivo. Las nueve que se sitúan en el bloque superior se corresponden a las de tipo M (*‘Merger’*), las nueve restantes situadas en el bloque inferior serían del tipo Q (*‘Quiet’*). Dentro de cada bloque las galaxias se han ordenado, de izquierda a derecha, de mayor a menor  $V/\sigma$  y, de arriba a abajo, de mayor a menor elipticidad  $\epsilon = 1 - b/a$ , donde  $b/a$  es la proporción axial medida mediante GALFIT (Peng et al., 2002).

## *Agradecimientos*

Había una vez un joven estudiante de física que soñaba con conocer los secretos del universo. Poco a poco, día a día y año a año, el tiempo ha ido pasando. Este joven estudiante se ha convertido en un investigador que continua ilusionándose con los pequeños retos del día a día, ambicionando que su trabajo pueda, de alguna forma, contribuir al conocimiento científico y retornar a la sociedad todo aquello que ésta le ha dado<sup>1</sup>.

Este camino recorrido, que me ha traído hasta la redacción de la Tesis, apenas hubiera comenzado de no haber sido por mi director de Tesis, que en un momento dado, depositó su confianza en un recién licenciado que apenas conocía este mundo que es la investigación. Por eso y por mucho más, no puedo más que agradecerle, Vicent, la confianza depositada en mí, el tiempo que has dedicado a formarme en el mundo de la cosmología numérica y todos los contactos en el mundo de la astronomía, que de no ser por tí no hubiera tenido. En concreto, tu sugerencia de realizar mis estancias de investigación en el IAC en Tenerife me permitió estar en contacto con muchos compañeros astrofísicos y conocer al profesor Alexandre Vazdekis a quien agradezco haber aceptado encargarse de mí durante la estancia de investigación y tratarme como uno más del equipo.

De forma muy especial quiero agradecer a mi compañera y amiga Susana que, a parte de haberme animado siempre a redactar esta Tesis, ha estado a mi lado desde los comienzos de la carrera de Física (compartiendo la presión de los exámenes y los momentos de café), hasta en otros muchos momentos claves en mi vida, donde siempre ha sido un referente y una fuente de motivación para seguir adelante. ¡Gracias, Susana!

También quiero agradecer al profesor Víctor Reglero la oportunidad que me ha dado de poder trabajar en el proyecto ASIM. Víctor, gracias por toda la confianza depositada en todo lo que he hecho, no sólo por la plena libertad que he tenido siempre, si no también, y creo que más importante, por poner en valor muchas de las líneas de investigación que he iniciado, confiando en ellas muchas veces mucho más que yo mismo. Trabajando contigo he aprendido de tu intuición y de tu tesón.

Gracias también a mis compañeros de trabajo del DAA, en especial a Enric por haber atendido siempre a mis peticiones de la Asociación de Astronomía, y a Feli y a Manel por ayudarme en muchas tareas administrativas, y a mis compañeros del IPL, Paul, Chris, Pere, Jose Luís, Julian, Pedro y Beatriz, que habéis formado parte de mi vida laboral más reciente.

A lo largo de estos años, que han sido unos cuantos hasta este momento, he

---

<sup>1</sup>El autor agradece a todos los contribuyentes que con sus impuestos han hecho posible este trabajo a través de una beca FPI del MICINN y los proyectos de investigación del MINECO AYA2010-21322-C03-01, AYA2010-21322-C03-02 que han financiado el proyecto coordinado RAVET, así como también, a través de la beca PROMETEO-2009-103 de la Generalitat Valenciana. Gracias a estas ayudas este autor ha adquirido una formación investigadora que le ha sido de gran utilidad para incorporarse al mercado laboral como investigador y seguir disfrutando y aprendiendo de su trabajo. Gracias también al *'Servei d'Informàtica de la Universitat de València'* por llevar a cabo dentro de su infraestructura las simulaciones cosmológicas aquí analizadas.

tenido la oportunidad de conocer a gente maravillosa. Creo que lo más importante de este transcurso a lo largo del desarrollo de la Tesis son las personas que han estado y han ido apareciendo en mi vida, por eso no quiero olvidarme de dar las gracias a mis amigos del instituto *'los del monumento'*, a los de mi pueblo Casinos, a los de Física, a los de la AAUV (colectivo de estudiantes de la UV con gente muy especial para mí que me ha permitido disfrutar de una de las mayores aficiones que tengo, la Astronomía) y a mis amigos de Electrónica, con los que sigo compartiendo muchos momentos de mi vida. Gracias a todos por haber llenado mi vida de experiencias maravillosas. Espero no perderos la pista. También he tenido a mi lado a gente que ha cambiado mi forma de ver el mundo. Quiero daros las gracias en especial a ti, Rubén, *'mi amigo de toda la vida'*, a ti, Óscar, que tienes la paciencia de juntarnos pese a que creo que eres de los pocos que sabe lo valioso que es el tiempo, a ti, David, hablar contigo siempre es un impulso motivador para mí, a ti, Delia, por tu forma de ver el mundo y a ti, Gess, gracias por estar a mi lado.

Acercandome ya al final de estos agradecimientos, cómo no agradecer a mi compañera, amiga, cómplice y vida. A ti, Eva, gracias por todo, sin ti esto no hubiera sido posible. En parte este trabajo es también tuyo. Sara, muchas gracias, cuando puedas leer esto, seguro que, como hasta ahora, habré aprendido muchas más cosas de ti que tu de mí. Gracias por darme el título más importante de mi vida, el de Papá.

Me hubiera gustado que mis iaios y mis abuelos hubieran podido compartir este momento conmigo, pero no ha sido posible. Allí donde estéis ¡gracias!, sin duda, gran parte de lo que soy os lo debo a vosotros. Por suerte, sigo teniendo a mis tíos, José Vicente, Paz, Gloria y Ramón, y a mis primos, Gloria, Rafa, Mireia y Lucas, cada uno de vosotros lleváis a mis iaios y abuelos en vuestros corazones.

Mi familia ha crecido y con ello he tenido la suerte de que Juano, Chelo, Hector, Laura, Irene y Juanvi hayan entrado en mi vida, muchas gracias por dejarme llevar un trocito de *'la bisa'* en mi corazón. Gracias a ti también, Mateo, jugando contigo y con Sara al escondite he vuelto a recordar lo divertido que era. Espero poder jugar con vosotros y con Ximet siempre que queráis.

Por último, quiero agradecer y dedicar este trabajo a mis padres, a ellos debo todo lo que soy. Es posible que mi interés en la astronomía surgiera de un antiguo mapa del cielo que había en tu despacho, de unos viejos prismáticos y las noches estrelladas que tuve la suerte de compartir contigo mientras regabas, me ayudaste a encontrar y ver por primera vez un cometa, el *'Hale-Bopp'*. Papá y mamá, habéis estado conmigo siempre y lo seguís haciendo, espero tener la suerte de seguir disfrutando con vosotros. Aunque muchas veces tenemos puntos de vista diferentes, habéis demostrado apoyarme en muchísimos proyectos, esta Tesis entre otros mucho más alocados. Sin duda, sois los responsables de que haya llegado hasta aquí. ¡¡GRACIAS!! Y no me olvido de ti, Carmen, mi hermanita pequeña, gracias por estar ahí siempre, aunque seas la pequeña, ya te lo he dicho alguna vez, eres un referente para mí en muchos sentidos.

¡Muchas gracias!

Javier Navarro González

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Motivación	2
1.1.1. Galaxia ( <i>γαλαξιας</i> )	2
1.1.2. Comienzo de la Astronomía moderna	3
1.2. Estructura de la Tesis	4
<b>2. Propiedades físicas de las galaxias masivas</b>	<b>7</b>
2.1. Las galaxias masivas	7
2.1.1. Distribución de galaxias en un universo jerárquico	8
2.1.2. Los dos valores de la constante de Hubble	8
2.2. Propiedades observables de las galaxias	10
2.2.1. Morfología	11
2.2.2. Luminosidad	16
2.2.3. Tamaño, masa y dinámica	17
2.2.4. Relación Masa-Luminosidad	18
2.3. Componentes galácticos no estelares	19
2.3.1. Gas	19
2.3.2. Polvo	20
2.3.3. Radiación	20
2.3.4. Campos Magnéticos	21
2.4. Composición química y poblaciones estelares	21
2.5. Galaxias de Núcleo Activo (AGN)	23
<b>3. MASCLLET, el código cosmológico</b>	<b>27</b>
3.1. Introducción	27
3.2. Procedimiento numérico	28
3.2.1. La dinámica del gas	28
3.2.2. El código hidrodinámico	29
3.2.3. La dinámica de la materia oscura	30
3.2.4. La formación estelar	31
3.2.5. Gas, enfriamiento y enriquecimiento en metales	32
3.2.6. El criterio para el paso temporal	33
3.3. El Refinamiento de Malla Adaptativo	35



3.3.1. Creando la jerarquía de la malla . . . . .	35
3.4. Resolución del potencial gravitatorio . . . . .	38
<b>4. HALMA, el buscador de galaxias</b>	<b>41</b>
4.1. Introducción . . . . .	41
4.2. Fundamentos de los buscadores de halos . . . . .	42
4.3. El algoritmo de HALMA . . . . .	45
4.3.1. El bloque de $FoF$ de formación de halos . . . . .	46
4.3.2. El bloque de análisis de halos . . . . .	48
4.3.3. El bloque de árbol de fusiones o ‘ <i>merger-tree</i> ’ . . . . .	50
4.4. La distancia característica . . . . .	51
4.4.1. Esferas de testeo y distribución de distancias . . . . .	52
4.4.2. Conclusiones de la distancia característica . . . . .	54
4.5. Los ficheros de salida de HALMA . . . . .	55
4.6. La reconstrucción del árbol de fusiones . . . . .	56
<b>5. Galaxias virtuales masivas a <math>z=0</math>.</b>	<b>59</b>
5.1. Introducción . . . . .	60
5.2. Simulando las galaxias virtuales . . . . .	62
5.2.1. La simulación numérica . . . . .	62
5.2.2. Formación estelar y enriquecimiento químico . . . . .	63
5.2.3. Poblaciones estelares . . . . .	64
5.3. Encontrando a las galaxias virtuales . . . . .	66
5.3.1. El proceso de búsqueda de halos . . . . .	66
5.3.2. Eficiencia de conversión bariónica . . . . .	68
5.3.3. Mapas bidimensionales . . . . .	72
5.4. Resultados . . . . .	74
5.4.1. Perfiles unidimensionales. . . . .	74
5.4.2. Evolución de la población estelar: ‘ <i>in situ</i> ’ o acretada . . . . .	85
<b>6. Discusión</b>	<b>93</b>
6.1. La simulación . . . . .	93
6.2. La muestra . . . . .	94
6.3. La clasificación . . . . .	94
6.4. Resultados . . . . .	95
6.5. Las limitaciones . . . . .	97
6.6. Comparación con estudios semejantes . . . . .	97
<b>7. Revisión en el contexto actual</b>	<b>103</b>
7.1. Otros estudios posteriores . . . . .	103
7.2. Situación actual de la cosmología numérica . . . . .	105
7.2.1. Volúmenes y resoluciones cosmológicas . . . . .	105
7.2.2. Procesos físicos de la cosmología numérica . . . . .	105
7.2.3. El lugar de MASCLET . . . . .	107
<b>8. Producción científica</b>	<b>109</b>
8.1. Listado de publicaciones . . . . .	109
8.2. Listado de contribuciones en congresos . . . . .	112

---

<b>Appendices</b>	<b>116</b>
<b>A. Estimación de la dispersión de velocidad</b>	<b>119</b>
<b>B. Catálogo de las galaxias virtuales masivas</b>	<b>125</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>128</b>



# Índice de figuras

2.1. Parámetros del modelo $\Lambda$ - <i>CDM</i> . . . . .	9
2.2. Nuevas medidas de la constante de Hubble mediante TRGB . . . . .	10
2.3. Clasificación morfológica de las galaxias . . . . .	11
2.4. Galaxia elíptica virtual . . . . .	12
2.5. Galaxia espiral virtual . . . . .	13
2.6. Galaxia irregular virtual . . . . .	14
2.7. Galaxia lenticular virtual . . . . .	15
3.1. Proceso de refinado de malla bidimensional adaptativa . . . . .	36
4.1. Araña de un astrolabio . . . . .	42
4.2. Esquema global de HALMA . . . . .	46
4.3. El bloque de <i>FoF</i> de formación de halos . . . . .	48
4.4. El bloque de análisis de HALMA . . . . .	49
4.5. ‘ <i>Merger-tree</i> ’ de HALMA . . . . .	51
4.6. Esferas para el test de HALMA . . . . .	52
4.7. Muestreo de distribución de distancias . . . . .	53
4.8. Volumen de simulación de $64 Mpc$ . . . . .	54
4.9. Fragmento de simulación analizado en busca de un halo . . . . .	55
4.10. Fichero de salida de HALMA . . . . .	56
4.11. Evolución completa del volumen de $64 Mpc$ . . . . .	57
4.12. Fichero de salida CatalogoMT . . . . .	58
5.1. Comparativa de masa vs brillo . . . . .	66
5.2. MIUSCAT aplicado sobre galaxias sintéticas . . . . .	67
5.3. Masa estelar frente a masa del halo . . . . .	69
5.4. Evolución de la eficiencia de conversión bariónica . . . . .	70
5.5. Mapa bidimensional de una galaxia de la muestra . . . . .	73
5.6. $V/\sigma$ frente a elipticidad. Masa, historia y morfología . . . . .	75
5.7. Perfiles unidimensionales, criterio dinámico . . . . .	79
5.8. Perfiles unidimensionales, criterio evolutivo . . . . .	82
5.9. Perfiles unidimensionales, criterio morfológico . . . . .	84
5.10. Densidad de masa y luminosidad, formación ‘ <i>in situ</i> ’ o acretada . . . . .	86
5.11. Historia de formación estelar promedio . . . . .	87

---

5.12. Evolución de la distribución de metalicidad promedio . . . . .	88
6.1. Diagrama comparativo de resultados . . . . .	101
A.1. Comparativa en la determinación de la dispersión de velocidad, método dinámico y espectroscópico . . . . .	122
A.2. Comparativa en la determinación de la dispersión de velocidad den- tro del radio efectivo, método dinámico y espectroscópico . . . . .	123
B.1. Catálogo de galaxias virtuales (izquierda) . . . . .	130
B.2. Catálogo de galaxias virtuales (derecha) . . . . .	131

# Introducción

El trabajo aquí presentado resultado de la presente Tesis, se enmarca dentro del campo de la Cosmología Numérica y se centra en el estudio de las características, evolución y diferenciación de galaxias obtenidas a partir de simulaciones cosmológicas.

Con el fin de que los observables de las galaxias virtuales sean lo más fielmente comparables con el plano observacional se ha incluido, en las estructuras generadas por el código cosmológico a través de sus partículas estelares, toda una serie de información espectral observacional por medio de las bibliotecas MILES y MIUSCAT<sup>1</sup>. De esta manera las características obtenidas analizando dichas estructuras a través del código son directamente comparables con las características procedentes del plano observacional.

Para identificar las distintas estructuras galácticas y extraer algunas de sus características sin perder la información evolutiva de estas estructuras, se ha trabajado mejorando algunas herramientas ya existentes y desarrollando otras. Esto permite extraer la información contenida en las galaxias virtuales de la forma más semejante posible a como se haría mediante un análisis observacional.

Por lo tanto, el presente estudio se centra en caracterizar y comparar con las observaciones las galaxias virtuales obtenidas con un código puramente cosmológico a través de observables típicamente correspondientes al análisis de galaxias reales. La ventaja de las simulaciones cosmológicas es que ofrecen la posibilidad de controlar y monitorizar en todo momento la evolución del sistema simulado. Este estudio utiliza también esta característica para realizar clasificaciones de galaxias y tratar de encontrar relaciones entre la evolución de éstas y características que puedan observarse.

Las principales líneas de investigación seguidas en el desarrollo de esta tesis doctoral son, por tanto, (i) obtención de imágenes de las galaxias simuladas directamente comparables con las observaciones, (ii) desarrollo de un software de análisis capaz de obtener características observables de dichas galaxias y (iii) relacionar las características dinámicas y morfológicas de las galaxias sintéticas con su historia

---

<sup>1</sup>Los modelos de poblaciones estelares MIUSCAT (Vazdekis et al., 2012b; Ricciardelli et al., 2012) son una versión extendida de los modelos MILES (Vazdekis et al., 2010) y los modelos CaT (Vazdekis et al., 2003)

de formación a lo largo de su evolución para entender mejor los procesos que llevan a las galaxias de tipo temprano a tener la dinámica y morfología que presentan en la actualidad.

Las herramientas empleadas y los resultados presentados en este trabajo tienen en cuenta tanto las propiedades de los distintos códigos numéricos empleados como los modelos físicos considerados, complementándose mutuamente.

## 1.1. Motivación

Las galaxias son los componentes organizativos básicos en la estructura del Universo. Son el eslabón entre la estructura a gran escala del Universo y los componentes luminosos más básicos, ya que se encuentran poblando los cúmulos de galaxias, las paredes y los filamentos pero, a su vez, están formadas por las estrellas y todos los ingredientes que se encuentran en el Universo (el gas, el polvo y la materia oscura). Su dinámica interna, y la relación con su morfología, su composición, su capacidad para formar estrellas y las relaciones entre ellas siguen siendo un tema de actualidad en el estudio de la evolución cosmológica (Somerville & Davé, 2015; Wechsler & Tinker, 2018).

### 1.1.1. Galaxia (γαλαξιας)

Se especula que el término galaxia proviene del griego γαλαξιας ([ga-lak-sja], Vía Láctea) que hacía referencia a nuestra propia galaxia, ya que dicha estructura celeste era ya observada en tiempos de la antigua Grecia apareciendo en su mitología representada como la leche que salió del pecho de Hera (Mujer de Zeus), cuando amamantaba a Hércules (Hijo de Zeus y Alcmena), de ahí su nombre en griego.

Pese a que Demócrito (460 a. C. - 370 a. C.), astrónomo de la época, ya sugirió que este espacio blanquecino observado en el cielo no era más que un conglomerado de estrellas muy tenues (Aristóteles, In METEOROLOGICA DK59 A80), no fue hasta mucho después, en torno al año 1609 d. C., que el astrónomo Galileo Galilei haciendo uso de su telescopio constató que Demócrito tenía razón, divisando infinidad de estrellas en la zona ocupada por la Vía Láctea.

Durante el siglo XVIII los avances en los instrumentos de observación y en la ciencia hicieron posible detectar múltiples objetos difusos que se denominaron nebulosas. Muestra de esto es el catálogo realizado por el astrónomo francés Charles Messier en 1784 (Messier, 1784) quien, en su *Catalogue des nébuleuses et des amas d'étoiles que l'on découvre parmi les étoiles fixes, sur l'horizon de Paris*, catalogó 103 nebulosas, 30 de las cuales en la actualidad son identificadas como galaxias. No obstante, llegar a esta conclusión de un universo formado por galaxias como agrupaciones de estrellas no fue trivial. Un año después de que Messier publicara su catálogo, en 1785, F. Wilhelm Herschel publicó *On the Construction of the Heavens* (Herschel, 1785), donde sugería que nuestra Vía Láctea era una nebulosa como las otras observadas y que, por tanto, las otras eran sistemas semejantes exteriores al nuestro. Posteriormente, durante el siglo XIX y principios del XX se realizaron estudios de conteos de estrellas, se investigó la distribución de las nebulosas con el fin de entender la posición que ocupábamos en el “*sidereal system*” (el

sistema local popularmente conocido como la Vía Láctea) y la relación que guardaba con las nebulosas. La gran pregunta de la época era si realmente las nebulosas se encuentran en nuestra propia galaxia o son objetos externos a ella. En 1920 se produjo el conocido como “*Great Debate*” donde dos afamados astrónomos de la época, Harlow Shapley y Heber Curtis, presentaron investigaciones independientes acerca del tamaño del Universo “*The Scale of the Universe*”. En estas investigaciones Shapley se posicionaba hacia que todas las galaxias (nebulosas de la época) observadas formaban parte de nuestra propia galaxia, y este era el tamaño de nuestro Universo. Sin embargo Curtis, defendía la hipótesis de que todas esas galaxias, incluida la nuestra, eran objetos independientes y estaban muy alejados los unos de los otros. Finalmente, gracias a los trabajos de V.M. Slipher y E. Hubble (que utilizaron la relación periodo-luminosidad de las Cefeidas, descubierta años antes por Henrietta Swan Leavitt) se pudo confirmar la naturaleza extragaláctica de estas nebulosas, fijando así en la comunidad científica la idea de galaxia como ente independiente o “*universo isla*” (término inventado por el filósofo Immanuel Kant, quien ya sospechaba que las nebulosas espirales se trataban de objetos exteriores a nuestro sistema galáctico).

### 1.1.2. Comienzo de la Astronomía moderna

Una vez confirmada la naturaleza extragaláctica de estas “*nebulosas*”, en torno a 1923 los astrónomos empezaron a estudiar las galaxias como sistemas físicos independientes. Las galaxias comenzaron a ser el punto de mira para comprender mejor nuestro Universo. Comenzaron a realizarse estudios acerca de las propiedades de las galaxias. En 1926 E. Hubble, en pleno apogeo por sus descubrimientos, realiza una clasificación de las galaxias dependiendo de su morfología, que pretendía ser un modelo de evolución de las mismas (Hubble, 1927). Aunque más adelante se comprobó que no tenía una relación directa. La morfología de una galaxia y su estado de evolución (lo que sigue siendo uno de los problemas actuales de la astrofísica), este tipo de clasificación todavía se utiliza.

La observación detallada de las galaxias y su corrimiento al rojo (Hubble, 1929) permitió a finales de la década de los años 20, dar una primera estimación de la constante de expansión del Universo, basándose en los avances de varios físicos y matemáticos que elaboraron una teoría que consiste en la relación entre el espacio y el tiempo utilizando las ecuaciones de campo de Einstein de la Relatividad General.

Desde entonces hasta la actualidad, la observación y el estudio de las galaxias ha dado lugar a grandes avances en el conocimiento, de entre ellos cabe destacar:

1. La existencia de la materia oscura gracias a estudios de cúmulos de galaxias de F. Zwicky (Zwicky, 1933) y, posteriormente, a los estudios de curvas de rotación galácticas que Vera Rubin realizó junto a su compañero de ‘*staff*’ Kent Ford en 1975 (Rubin et al., 1978).
2. La estimación de la edad del Universo en 1958 publicada por Allan Sandage (Sandage, 1958).

Estos grandes avances junto con los avances teóricos son los responsables del modelo actualmente aceptado de “materia oscura fría con constante cosmológica”



o  $\Lambda$ -Cold Dark Matter ( $\Lambda$ CDM; Blumenthal et al., 1984), también conocido como el modelo concordante.

Los parámetros en los que se basa este modelo cosmológico se han podido acotar con gran precisión. Sin embargo, muchas de las cuestiones de evolución y asociación de las actuales galaxias que observamos dentro de este modelo siguen estando abiertas:

1. Modelo jerárquico de formación de estructuras frente al modelo monolítico.
2. Variación del tamaño de las galaxias de primeros tipos frente a las que se observan en la actualidad.
3. Problema de los satélites perdidos.
4. Problema de la disminución de la tasa de formación estelar en una galaxia y mecanismos que la producen.

En Cosmología los fenómenos físicos objeto de estudio no pueden ser recreados en un laboratorio. Tradicionalmente, la rama experimental dependía únicamente de las observaciones. Actualmente, gracias a los avances de la informática en el campo de la computación, los astrofísicos podemos contar con superordenadores, que son los que hacen de laboratorios virtuales para poner a prueba los diferentes modelos teóricos sobre la formación del Universo sin perder de vista nunca la contrastación de estos resultados dentro de su marco de comparación con los resultados observacionales más punteros.

Mediante la caracterización y el estudio de las galaxias obtenidas por un código puramente cosmológico, el presente trabajo pretende contribuir a ampliar el conocimiento sobre cómo se comportan y de qué tipo son las galaxias que somos capaces de reproducir mediante un código cosmológico hidrodinámico de malla adaptativa, sin perder nunca de vista el plano observacional. Intentando así dar respuestas a algunas de las cuestiones anteriormente mencionadas.

## 1.2. Estructura de la Tesis

En esta sección se describe brevemente la estructura de esta Tesis.

El Capítulo 1 presenta la introducción y la organización del documento.

En el Capítulo 2 se presentan las propiedades físicas de las galaxias masivas, tanto las obtenidas por observaciones como las que pueden obtenerse como resultado de análisis de las simulaciones. La relación entre magnitudes simuladas y físicas directamente observables será tratada también en este capítulo.

Los Capítulos 3, 4 y 5 contienen el cuerpo del trabajo llevado a cabo en esta Tesis.

En el Capítulo 3 se detalla el código cosmológico MASCLET (*Mesh Adaptive Scheme for CosmologicaL structurE evoluTion*). Un código cosmológico que combina un esquema de malla adaptativa (AMR) para la descripción de la hidrodinámica del gas con una estructura de “N-body” para la descripción de las partículas estelares y la materia oscura. Este es el código utilizado para realizar la simulación cosmológica analizada durante la elaboración de la Tesis.

El código utilizado como buscador de galaxias, HALMA, se describe en el Capítulo 4. Los buscadores de halos como HALMA son herramientas esenciales en todas las simulaciones cosmológicas, ya que estas contienen ingentes cantidades de datos que necesitan de un software específico para analizar y clasificar sus resultados. HALMA es el “HALo finder for MAsclet” y es el encargado de agrupar las partículas estelares obtenidas en MAScLET y extraer las galaxias virtuales que genera el código cosmológico.

El Capítulo 5 presenta un análisis detallado del resultado de una simulación puramente cosmológica, centrándose en las galaxias virtuales generadas a  $z=0$  y su comparación directa con galaxias reales. Para ello, las galaxias extraídas mediante el buscador HALMA de la simulación cosmológica realizada por MAScLET, “brillarán” utilizando la librería MIUSCAT. Esta librería contiene modelos estelares de distribución espectral de energía (Spectral Energy Distribution, SED) con un rango que va desde los 3500 a los 9500 Å.

En el Capítulo 6 contiene la discusión de las conclusiones del trabajo llevado a cabo.

Una revisión de la situación actual de la cosmología numérica y de las aportaciones de este estudio se muestra en el Capítulo 7.

Por último, el Capítulo 8 enumera las publicaciones científicas en las que el autor de la presente Tesis ha participado.



## Propiedades físicas de las galaxias masivas

Este capítulo detalla las principales características físicas de las galaxias, centrándose en los observables que permiten clasificar las galaxias en distintos grupos de acuerdo con su distancia, tamaño, masa, dinámica, morfología, fotometría, distribución espectral y la relación de estos observables con la población estelar que contienen, así como su contenido en gas, materia oscura, polvo o metales.

El objetivo de este capítulo es resaltar la importancia de combinar una simulación puramente cosmológica con las librerías de modelos estelares de distribución espectral haciendo posible obtener observables directamente comparables a los del plano observacional.

### 2.1. Las galaxias masivas

Una definición sencilla de galaxia podría ser un gran conglomerado de estrellas ligadas entre sí gravitacionalmente y aislada de otras estructuras (Smith, 1995). Esta definición general, nos lleva a preguntarnos cómo de grande ha de ser este conglomerado de estrellas, y cómo de lejos de otras estructuras estelares ha de estar para que pueda considerarse aislado. Con ‘gran conglomerado’ de estrellas nos referimos a estructuras con entre un millón de estrellas hasta decenas de millones de millones de estrellas ( $10^{13}$  estrellas). De hecho, no es posible contar de forma individual las estrellas que forman una galaxia, por lo tanto este número de estrellas que la forman debe ser estimado por la medida de la masa de estas galaxias. Con la palabra ‘aisladas’ se intenta diferenciarlas de otras estructuras que también son aglomerados de estrellas, ‘los cúmulos globulares’. No obstante, la frontera entre las galaxias enanas y los cúmulos globulares no está bien definida, más bien es una transición continua, a medida que se van conociendo galaxias enanas cada vez más pequeñas y se va describiendo con más detalle la estructura de asociación de las galaxias en sus correspondientes grupos y supercúmulos de galaxias. Si bien es cierto que la presencia de un halo de materia oscura, que se extiende mucho más allá de la componente estelar de las galaxias, se considera el factor determinante

para diferenciar ‘los cúmulos globulares’ de las galaxias enanas.

Para el presente trabajo se consideran como galaxias masivas aquellas que tienen una masa estelar por encima de  $10^{11}$  masas solares ( $M_* > 10^{11} M_\odot$ ). Este valor aparece de forma natural en la función de masa galáctica como una zona de transición. De acuerdo con los trabajos de Cole et al. (2001); Ilbert et al. (2013) y Santini et al. (2022) por encima de  $10^{11} M_\odot$  la función de masa galáctica decae exponencialmente.

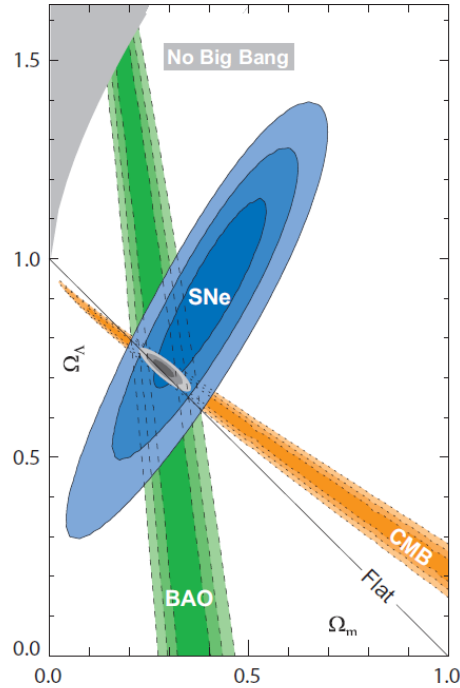
### 2.1.1. Distribución de galaxias en un universo jerárquico

Actualmente se acepta que la formación de estructuras cósmicas, como galaxias y cúmulos de galaxias, se lleva a cabo fundamentalmente a través de un paradigma jerárquico: estructuras más pequeñas que se van asociando formando cada vez estructuras más grandes. El modelo cosmológico que enmarca esta formación de estructuras es el modelo  $\Lambda$ CDM (ver el apartado 1.1.2 del Capítulo 1).

Son tres observables cosmológicos los que permiten contrastar este modelo teórico, por un lado el estudio del fondo cósmico de microondas (*CMB*); Dunkley et al. (2009), por otro la distribución de galaxias a gran escala: galaxias masivas, cúmulos de galaxias, etc. En definitiva la estructura a gran escala del Universo capaz de formar grandes cúmulos (Mantz et al., 2010; Vikhlinin et al., 2009; Rozo et al., 2010), filamentos y vacíos (Tegmark et al., 2004; Cole et al., 2005; Tegmark et al., 2006; Percival et al., 2007a,b) y, por último, las relaciones magnitud-*redshift* para las supernovas tipo Ia (*SNe Type Ia*). Como se muestra en la Figura 2.1 que proviene de Kowalski et al. (2008); el modelo concordante muestra ser compatible con la siguiente distribución de componentes: una mayoritaria de energía oscura ( $\Omega_\Lambda = 0,728^{+0,015}_{-0,016}$ ) y una cuarta parte formada por materia oscura ( $\Omega_{\text{DM}} = 0,227 \pm 0,014$ ) y materia bariónica ( $\Omega_b = 0,0456 \pm 0,0016$ ), con una constante de Hubble de  $H = 70,4^{+1,3}_{-1,4}$  km/s/Mpc. Las perturbaciones primordiales en la uniformidad del Universo primitivo que podrían explicar las estructuras que observamos actualmente son compatibles con un espectro de potencias descrito por una ley de potencias con índice  $n_s = 0,963 \pm 0,012$  y con una amplitud de  $\sigma_8 = 0,809 \pm 0,024$ . De acuerdo con este modelo cosmológico el Universo tendría  $13,75 \pm 0,11 \times 10^9$  años. La simulación estudiada en el presente trabajo se ha realizado con los valores de los parámetros cosmológicos compatibles con esta descripción, aunque como se explica en la sección 2.1.2 las observaciones recientes abren un apasionante debate acerca del modelo cosmológico y/o las proporciones de sus componentes fundamentales y su interacción entre ellos.

### 2.1.2. Los dos valores de la constante de Hubble

La constante de Hubble es uno de los parámetros más importantes en Cosmología, ya que nos muestra cómo de rápido se expande el Universo. Debe su nombre a Edwin Hubble, que fue el primero en calcularla a través de sus medidas en 1929 (Hubble, 1929). Debido a los avances en la instrumentación observacional en los últimos años, el valor de esta constante ha ido midiéndose cada vez con más precisión y de formas diferentes. Una de las formas de calcular la constante de Hubble es obteniéndola a partir del modelo cosmológico y la distribución del *CMB*



**Figura 2.1:** Restricciones de los parámetros del modelo cosmológico con los niveles de confianza 68,3%, 95,4% y 99,7% (Kowalski et al., 2008). Se muestran los límites en los parámetros teniendo en cuenta los datos de la distribución de galaxias (Vikhlinin et al., 2003), los *BAO*, la distribución de supernovas (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999; Kowalski et al., 2008) y las observaciones de WMAP (Spergel et al., 2003; Wright, 2007) y de Planck<sup>1</sup> (Aghanim et al., 2020) del *CMB*. La zona común se encuentra cerca de  $\Omega_m = 0,3$ ,  $\Omega_\Lambda = 0,7$  dando una evidencia de la consistencia del modelo cosmológico y los datos observacionales.

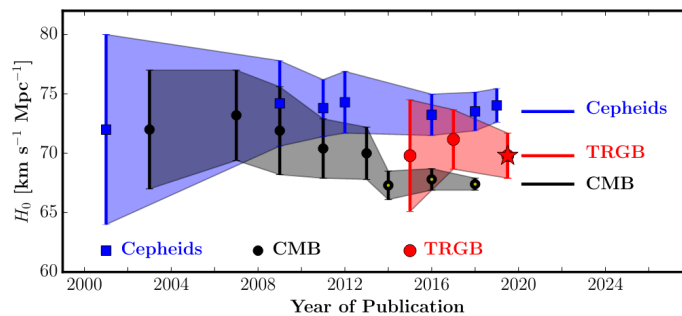
(Spergel et al., 2003; Wright, 2007; Aghanim et al., 2020). Otra forma de hacerlo es a partir de la relación de escalas de estructuras cósmicas (distancias entre galaxias y cúmulos de galaxias) que tienen la impronta de la distribución del *CMB* y que permite medir la constante de Hubble a distintos ‘redshifts’ (Vikhlinin et al., 2003), los *BAO* (*‘Baryonic Acoustic Oscillations’*) o bien de la forma tradicional midiendo distancias de objetos y su corrimiento al rojo, obteniendo la escala de distancias (*‘distance ladder’*; Riess et al. (2021)). Esta última parte solo es posible a escalas del universo local.

La misión espacial Planck<sup>1</sup>, ha obtenido un valor para la constante de Hubble de 67,8 km/s/Mpc (Aghanim et al., 2020). Por otro lado, del estudio llevado a cabo por el SH0ES Team (Riess et al., 2021) realizando medidas de escala de distancias del universo local se obtiene un valor de 73 km/s/Mpc. A pesar de que

<sup>1</sup>Misión de la Agencia Espacial Europea, que actualmente ha realizado el mapa más detallado del *CMB*

esta diferencia pueda parecer pequeña, debido a la precisión de estas medidas, la discrepancia se acerca a superar la barrera de los  $5\sigma$  (una distancia de 5 veces la incertidumbre de la medida) abriendo así el debate de si se ha de retocar el modelo cosmológico para reconciliar las predicciones del modelo con las observaciones.

Un diagrama que muestra la aparición de estas discrepancias por la mejora en los sistemas observacionales se muestra en la Figura 2.2. Para resolver el problema se necesitan más datos y nuevos métodos de medida de distancias. Uno de los más recientes es la medida de los extremos de la rama de las gigantes rojas (*'Tip of the Red Giant Branch', 'TRGB'*; Freedman et al. (2019)) que ha obtenido un valor intermedio de la constante de Hubble de 70 km/s/Mpc como se muestra en la Figura 2.2 y ha profundizado en esta cuestión, agregando una nueva forma que permite recalibrar los datos observacionales. En los próximos años, misiones espaciales<sup>2</sup> y telescopios terrestres como el Observatorio Vera Rubin o el instrumento *'Dark Energy Spectroscopic Instrument'* (DESI) ayudarán a resolver este apasionante debate.



**Figura 2.2:** Cada punto representa el valor de la constante de Hubble a lo largo de las últimas décadas. Imagen obtenida de Freedman et al. (2019). Los puntos en la región sombreada son los obtenidos mediante el CMB; los puntos dentro de la región azul son los obtenidos mediante la calibración de estrellas Cefeidas; por último, los puntos en la región roja son los que provienen de la calibración mediante el extremo de la rama de gigantes rojas TRGB. Los errores mostrados representan  $1\sigma$  de incertidumbre

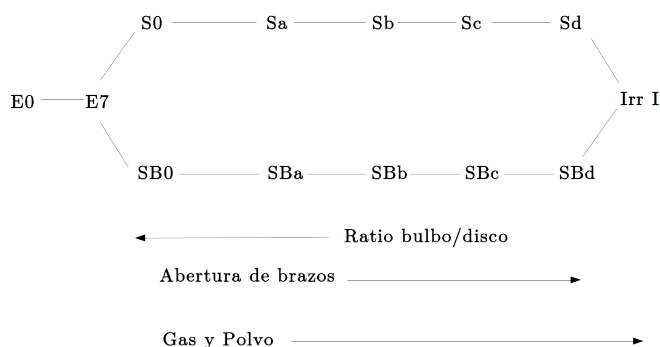
## 2.2. Propiedades observables de las galaxias

La observación de las galaxias y su distribución en el Universo es la medida más potente que permite definir los valores de los parámetros cosmológicos. Por ello, es necesario obtener información de éstas. A lo largo de esta sección se discute el proceso observacional de clasificación y obtención de información mediante el único observable que se puede utilizar para esta tarea, la radiación electromagnética que recibimos de las galaxias.

<sup>2</sup>Las misiones espaciales WFIRST y *'James Webb Space Telescope'* (JWST) de la NASA (Dhawan et al., 2022); junto con la misión Euclid de la ESA.

### 2.2.1. Morfología

La propiedad más fácilmente identificable de una galaxia es su estructura. Hay tres formas básicas de galaxias: elípticas, espirales e irregulares. Como ya comentamos en el capítulo anterior, una vez aceptada la entidad de galaxias como universos isla, la primera clasificación científica de galaxias fue la morfológica (Hubble, 1927). Esta clasificación se utiliza todavía con algunas modificaciones, extensiones y cambios de notación (Kormendy & Bender, 2012; Masters et al., 2019). El esquema actual puede resumirse en la Figura 2.3. Originalmente esta clasificación fue concebida como una especie de secuencia evolutiva de las galaxias, aunque hoy sabemos que las diferencias morfológicas que presentan las galaxias tienen más que ver con diferencias en su formación, composición y estructura dinámica.

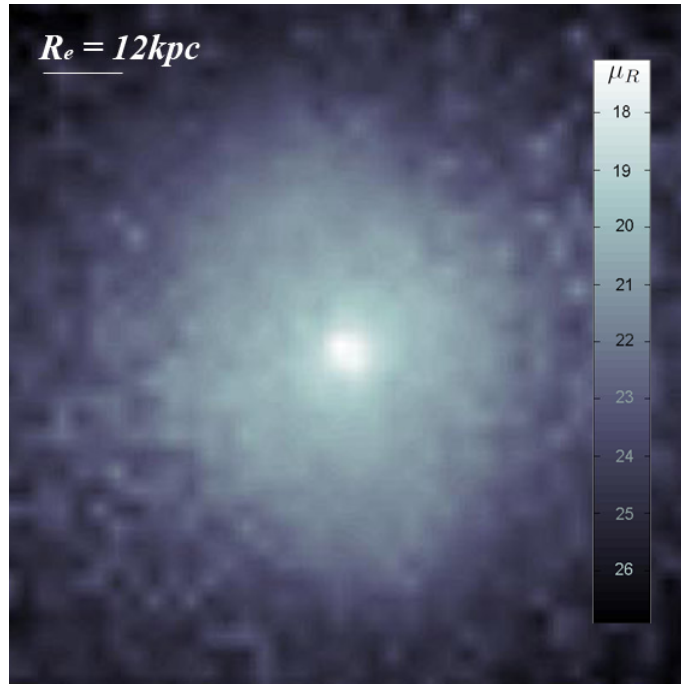


**Figura 2.3:** Diagrama de Hubble *'tuning-fork'* para la clasificación de galaxias según su morfología. A medida que las galaxias elípticas E0 van incrementando su grado de desigualdad de ejes, se unen con las galaxias espirales barradas (B) y no barradas. Las galaxias lenticulares (S0) tienen un gran bulbo central y no muestran brazos espirales. Según se avanza en el diagrama de Sa a Sd, se produce una disminución del bulbo central y una separación de brazos dando paso a un incremento en el gas y el polvo. Irr I (irregulares) tienen la mayor proporción de gas y polvo de todas las galaxias de la clasificación (Smith, 1995).

- Las galaxias elípticas (E) tienen una apariencia más simple, sin estructura destacada salvo un núcleo central muy brillante. Parecen tener un bajo contenido en gas y polvo. Dentro de la clasificación elíptica (E) se clasifican en función de la proporción  $b/a$ , entre el semieje menor  $b$  y el semieje mayor  $a$  de la forma aparente de la galaxia, es decir, tal y como se ven en el cielo. De esta forma hablaríamos de una E0 para una galaxia perfectamente esférica, Figura 2.4, y de una E7 para el caso de una con  $b/a = 0,3$ . En general, en una galaxia elíptica  $E_n$ ,  $n$  tendría la expresión de  $n = 10(1 - b/a)$ . Las medidas

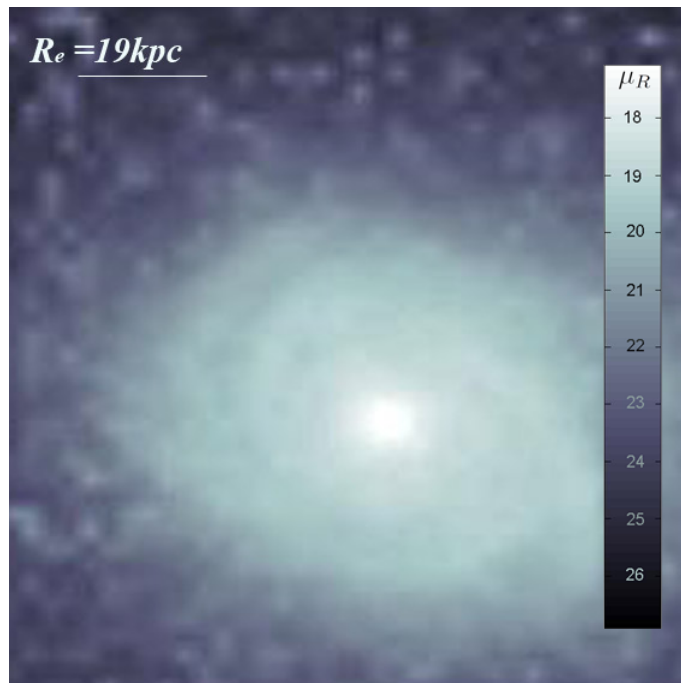


de las velocidades de rotación muestran claramente que su forma no tiene que ver con su rotación en ninguno de sus ejes en concreto. Son objetos que pueden describirse como elipsoides triaxiales con los tres ejes diferentes.



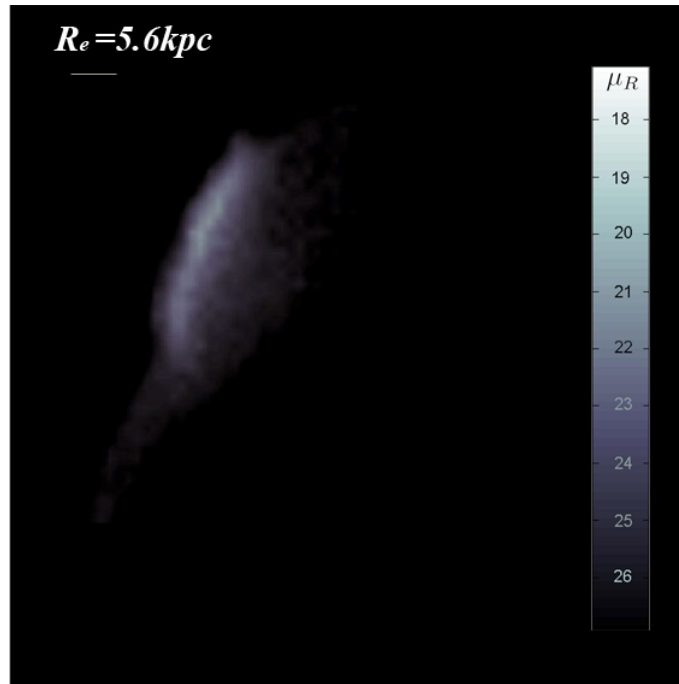
**Figura 2.4:** Galaxia elíptica virtual obtenida en el presente trabajo según la metodología descrita en el Capítulo 5 en el apartado 5.3.3. Esta galaxia virtual presenta un índice de Sérsic de  $n_s = 3,54$  y por su morfología  $b/a = 0,98$  podría catalogarse como una E0.

- Las galaxias espirales (S), Figura 2.5, tienen las formas más espectaculares y son, en general, las mejor conocidas. Hay tres diferencias fundamentales entre las espirales y las elípticas: las espirales son muy planas, prácticamente discos, contienen una cantidad muy importante de gas y polvo, y, en general, presentan brazos espirales. Dentro de la clasificación de galaxias espirales hay dos grandes grupos, las espirales normales y las barradas. Las galaxias espirales conocidas como normales tienen un núcleo o bulbo prácticamente esférico, mientras que la región central de las espirales que llamamos barradas presentan este núcleo con forma de barra. Los subtipos de espirales van desde la *a* hasta la *d*. Las del tipo *a* son las que presentan un gran bulbo central comparado con el tamaño de su disco, sus brazos espirales se encuentran muy cerrados alrededor de su núcleo y no muestran zonas bien diferenciadas de gas o estrellas brillantes. En el otro extremo estarían las de tipo *d* con un bulbo minúsculo y brazos muy abiertos, con gran cantidad de gas y estrellas brillantes. La fracción de gas y polvo también varía a lo largo de la secuencia de las espirales siendo las de tipo *d* más azuladas que las *a* mostrando, por tanto, mayor cantidad de gas y polvo.



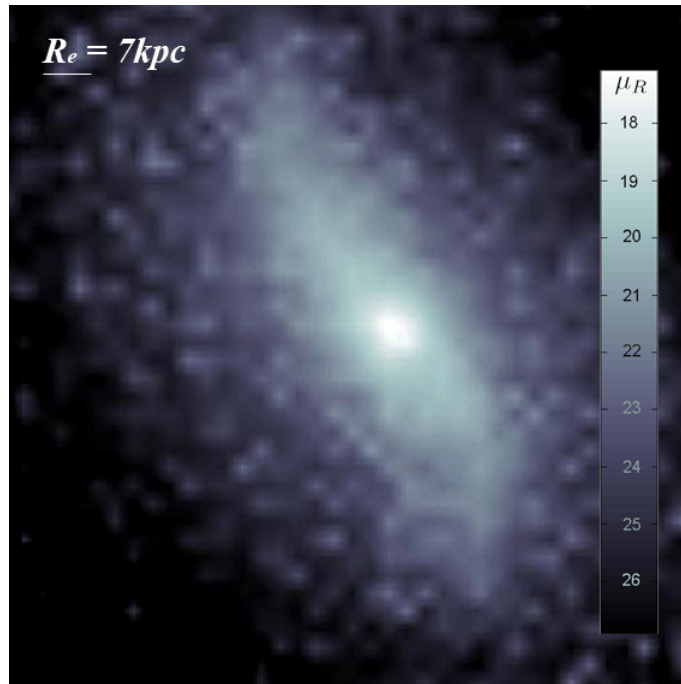
**Figura 2.5:** Galaxia espiral virtual obtenida en el presente trabajo según la metodología descrita en el Capítulo 5 en el apartado 5.3.3. Esta galaxia virtual presenta un índice de Sérsic de  $n_s = 1,54$  y por su morfología  $b/a = 0,81$  podría catalogarse como una Sb.

- En este grupo, galaxias irregulares, estarían las galaxias dominadas por la cantidad de gas y polvo. Al principio, en esta clase se encontraban todas aquellas que no encajaban en la clasificación primitiva de la secuencia de Hubble. De hecho, el termino '*peculiar*' todavía se utiliza para nombrar a aquellas galaxias cuya clasificación presenta dudas. Generalmente se subdividen en dos subtipos *Irr* I e *Irr* II, Figura 2.6. El prototipo de galaxia irregular *Irr* I sería la Gran Nube de Magallanes, con gran cantidad de gas y polvo y zonas de formación estelar sin una estructura bien definida. Por otro lado, el subtipo *Irr* II engloba las galaxias cuya morfología se debe a grandes erupciones o eventos extremos que deforman la estructura de la galaxia, o bien a interacciones con otras galaxias con las que se están fusionando.



**Figura 2.6:** Galaxia irregular virtual obtenida en el presente trabajo según la metodología descrita en el Capítulo 5 en el apartado 5.3.3. Esta galaxia virtual presenta una gran erupción de formación estelar por lo que se correspondería a una *Irr* II.

- Un último grupo que cabe diferenciar del resto es el de las galaxias lenticulares  $S0$ , Figura 2.7. Este grupo no se encontraba en la clasificación original de Hubble. De forma simplificada este tipo de galaxias serían galaxias espirales sin brazos espirales. Es decir, tienen la característica de ser muy planas, prácticamente discos, con un núcleo o bulbo central que también puede tener una estructura de barra. Dinámicamente presentan propiedades similares a las espirales, pero carecen de estructura de brazos. Todo esto hace pensar que las galaxias lenticulares serían galaxias espirales que han perdido todo su gas. Aparecen habitualmente en grandes cúmulos de galaxias, donde se supone que el gas que contenían ha sido desplazado por el gas caliente del cúmulo.



**Figura 2.7:** Galaxia lenticular virtual obtenida en el presente trabajo según la metodología descrita en el Capítulo 5 en el apartado 5.3.3. Esta galaxia virtual presenta un índice de Sérsic de  $n_s = 4,32$  y por su morfología  $b/a = 0,46$  y la presencia de barra podría catalogarse como una SB0.

La morfología dominante en las galaxias masivas es la de elípticas, lenticulares y algunas de las más masivas de las espirales (Buitrago et al., 2012; Huertas-Company et al., 2015). Estas morfologías son las que dominan las poblaciones de los cúmulos de galaxias en donde se concentra la gran cantidad de materia bariónica del Universo.

### 2.2.2. Luminosidad

La luminosidad es una de las características de las galaxias aparentemente más intuitivas de medir. No obstante, entraña ciertas dificultades. En primer lugar, las galaxias fueron detectadas en la franja visible, aunque se ha comprobado que la mayoría de ellas emite una gran cantidad de radiación en otras longitudes de onda, especialmente en radio y en infrarrojos, siendo muchas de ellas mucho más brillantes en infrarrojo que en visible. La medida de la luminosidad lleva asociada una incertidumbre tanto porque se desconoce a priori la cantidad de radiación que se emite en otras longitudes de onda (no todas las galaxias tienen su máximo de emisión en la misma zona del espectro) como por el hecho de que, para inferir la luminosidad a través del flujo de radiación que nos llega en un rango concreto de longitudes de onda, hemos de conocer también la distancia a la que se encuentra la fuente. Otra dificultad añadida es que las galaxias emiten de forma distinta según su morfología, por lo tanto es crucial definir bien la zona en la que se mide su luminosidad, ya que el flujo total que nos llegue dependerá del área de galaxia que se seleccione para medir su flujo. Debido a que las galaxias son objetos extensos, podemos utilizar su brillo superficial o flujo por ángulo sólido con unidades de ( $Wm^{-2}ster^{-1}$ ) como medida independiente de la distancia. La unidad empleada habitualmente para esta medida en el óptico es la magnitud por segundo de arco cuadrado (*mag arcsec*<sup>2</sup>).

La introducción de la fotografía y, más adelante, las CCD<sup>3</sup> han permitido estudiar en detalle la estructura de las galaxias como objetos extensos que son, cuantificando sus diferencias en la distribución de la luminosidad por unidad de superficie. Los primeros análisis de perfiles unidimensionales de galaxias elípticas masivas realizados por de Vaucouleurs (1948) mostraron una dependencia de la intensidad respecto del radio de  $I(R) \propto R^{1/4}$ , perfil conocido como de Vaucouleurs. Este estudio se generalizó gracias a los trabajos de Sérsic (1963), quien obtuvo una expresión más general en función de un parámetro  $n_s$ , índice de Sérsic, que determinaba el grado de curvatura del perfil y que recuperaba el perfil de Vaucouleurs para  $n=4$ . La generalización de Sérsic de los perfiles de brillo puede expresarse como:

$$\ln I(R) = \ln I_0 - kR^{1/n_s} \quad (2.1)$$

En donde  $I_0$  es la intensidad en  $R = 0$ , es decir en el centro de la galaxia y el parámetro  $n_s$  es el conocido como índice de Sérsic.

La expresión del perfil de Sérsic suele darse en términos del radio efectivo  $R_e$  en lugar de en términos de la intensidad central ( $I_0$ ) (ver sección 2.2.3) como:

$$I(R) = I_e e^{-b_{n_s}[(\frac{R}{R_e})^{1/n_s} - 1]} \quad (2.2)$$

---

<sup>3</sup>Dispositivo de carga acoplada ‘Charge-Coupled Device’ utilizados para desarrollar los sensores de imágenes del plano focal de los telescopios, capaces de digitalizar la luz recibida.

En donde  $I_e$  es la intensidad en  $R = R_e$ , es decir, la intensidad en el radio efectivo. El parámetro  $n_s$  es el conocido como índice de Sérsic y el parámetro  $b_{n_s}$  es una constante relacionada con el valor de  $n_s$ .

La mayoría de galaxias descritas anteriormente (sección 2.2.1) se ajustan a los perfiles de Sérsic con un valor de  $n_s$  comprendido entre [0,5 - 10]. De hecho, un valor de ajuste  $n_s = 4$  (perfil de Vaucouleurs),  $I(R) \propto e^{-R^{1/4}}$ , es una buena aproximación de galaxia elíptica (E), mientras que un valor en torno de  $n_s = 1$  ( $I(R) \propto e^{-R}$ ) se corresponde con el obtenido para las galaxias espirales (S).

### 2.2.3. Tamaño, masa y dinámica

Como se ha comentado, las galaxias son objetos extensos, por lo que se puede definir un tamaño que las describa. No obstante, el borde donde terminan no está claramente definido ya que la densidad estelar en sus bordes cae, haciendo que sea difícil encontrar su límite sobre el fondo. Es por ello que se utiliza el concepto de brillo superficial, anteriormente descrito, para definir el tamaño de una galaxia.

Uno de los tamaños que se utilizan en la descripción de una galaxia es el radio efectivo ( $R_e$ ) (Chamba, 2020) que vendría dado por el radio en cuyo interior se encuentra la mitad de la luz total. Este tamaño característico, será crucial en el estudio aquí presentado, ya que va a ser utilizado como factor de normalización para comparar todas las galaxias de la muestra utilizada.

Otra definición observacional del tamaño de una galaxia sería el diámetro estándar  $D_0$  que se define como el contorno de brillo que se corresponde a 25  $mag \text{ arcsec}^{-2}$ , después de ser corregida la galaxia de inclinación y absorción.

La masa de las galaxias no es un observable directo. No obstante, puede deducirse a través de sus características físicas. *El teorema del virial* es la estimación más sencilla de la masa de una galaxia. De forma sencilla la expresión de dicho teorema puede representarse como

$$2T + V = 0, \quad (2.3)$$

donde la energía cinética (T) y la potencial (V) hacen referencia a las de un sistema aislado en equilibrio. Concretando un poco más, para un sistema autogravitante en equilibrio, por ejemplo una galaxia, la expresión del teorema del virial toma la siguiente forma:

$$\alpha \frac{GM^2}{R} \simeq M\overline{v^2}. \quad (2.4)$$

En esta expresión  $M$  sería la masa total de una galaxia de radio  $R$ ,  $G$  la constante de gravitación universal y  $\alpha$  una constante que dependería de cómo está distribuida la masa en la galaxia. El término de la derecha es una medida de la energía cinética total dada por el valor medio del cuadrado de la velocidad de la materia moviéndose dentro de la galaxia, multiplicado por la masa total del sistema. Como se ha comentado, no es sencillo determinar el valor del radio adecuado. Una posibilidad es estimar el valor del radio a partir del diámetro estándar,  $D_0$ , o del radio efectivo,  $R_e$ . Para el caso de la constante  $\alpha$  se podría estimar que la distribución de masa se relaciona de alguna manera con la distribución de la luz en la galaxia. Profundizaremos en esto más adelante, sección 2.2.4. El valor promedio del cuadrado de la velocidad del material  $\overline{v^2}$ , también conocido como dispersión

de velocidad  $\sigma_v$ , puede estimarse de forma directa midiendo el ensanchamiento de algunas líneas de emisión o de absorción del espectro galáctico por efecto Doppler; este sería el caso para las galaxias elípticas. Alternativamente, puede ocurrir que la contribución fundamental a la energía cinética no provenga de la dispersión de velocidad, sino que venga de la rotación organizada de la propia galaxia, como en el caso de las galaxias espirales; esto podría medirse viendo el desplazamiento de las líneas de emisión o de absorción, en determinadas partes de la galaxia. De acuerdo con esto, la forma de estimar la masa de la galaxia vendría dada por

$$M \simeq \frac{\overline{v^2} R}{\alpha G}. \quad (2.5)$$

Este es un buen método general para estimar la masa de la galaxia, de hecho es esencialmente el mismo que se utiliza para estimar la masa de los cúmulos de galaxias. Para aquellas galaxias espirales o esferoidales en las que se puede medir con precisión su velocidad de rotación, existen otros métodos más sofisticados para obtener una mejor estimación de su masa, aunque siempre dentro de un determinado radio ya que a partir de cierto punto la densidad de estrellas, es decir el brillo superficial, hace imposible obtener medida alguna. De acuerdo con esto, la masa estimada de una galaxia siempre es un límite inferior de la masa total de la galaxia.

Los resultados de las simulaciones cosmológicas realizadas con MASCLET (Quilis, 2004) son conjuntos de datos que contienen información de partículas estelares que representan a un conjunto de población estelar de las que conocemos su velocidad y masa. Esto nos permite calcular observables directamente comparables al radio efectivo, la morfología, la velocidad de rotación y la dispersión de velocidad de una galaxia una vez identificado el conjunto de partículas estelares que forma dicha galaxia sintética.

#### 2.2.4. Relación Masa-Luminosidad

Las galaxias más masivas son también las más luminosas. Estas galaxias tienen muchas más estrellas y, por tanto, son menos susceptibles a variaciones en esta relación causadas por brotes de formación estelar u oscurecimiento de determinadas zonas de la galaxia debido al polvo. La relación masa-luminosidad de una galaxia masiva varía mucho menos en el caso de las galaxias masivas dentro de la misma tipología de galaxia. Por lo general, las galaxias elípticas (*E*) presentan relaciones masa-luminosidad ( $M/L$ ) de en torno a 20-40. Para el caso de las lenticulares (*S0*) y espirales (*Sa - Sb*) es de en torno a 10. Y, por último, en el caso de las espirales (*Sc - Sd*) más a la derecha del diagrama de Hubble y las irregulares (*Irr*), la relación es  $< 10$ . Esta disminución del parámetro masa-luminosidad a lo largo de la secuencia puede entenderse debido a que, en general, hay una mayor población de estrellas azuladas y brillantes en las galaxias tipo *Sc* e *Irr*. Existe una relación entre la masa y la luminosidad de una estrella descrita por  $L \propto M^4$ . Según esto la relación de la expresión masa luminosidad para las estrellas debe ser  $M/L \propto M^{-3}$ , es decir, la relación masa-luminosidad decrece según aumenta la masa de la estrella. De acuerdo con esto, una mayor proporción de estrellas de baja masa elevaría la relación masa luminosidad para una determinada galaxia. Se

cree que las galaxias masivas de tipo elípticas están dominadas por estrellas menos brillantes y menos masivas que el Sol, y que esto hace que este tipo de galaxias tengan una relación masa luminosidad tan elevada.

Para hacer más directa la comparación entre las galaxias del plano observacional y las obtenidas con el código cosmológico MASCLET (Quilis, 2004), se han utilizado las librerías MIUSCAT (Vazdekis et al., 2012a; Ricchiardelli et al., 2012) para dar ‘brillo’ a las galaxias virtuales, permitiendo obtener observables directamente comparables al plano observacional. El procedimiento para realizar esta tarea se describe en el Capítulo 5 en la sección 5.2.3.

## 2.3. Componentes galácticos no estelares

Anteriormente se ha comentado que las galaxias emiten en un amplio rango del espectro electromagnético. De hecho, la emisión en radio de las galaxias espirales, en la línea del hidrógeno neutro ( $21\text{cm}$ ), es una de las mejores formas de medir su velocidad de rotación. La línea de emisión del hidrógeno neutro tiene la ventaja de no ser absorbida por el polvo interestelar de la galaxia, que sí que oscurece a la luz visible. Si toda la masa de la galaxia estuviera concentrada en el núcleo central o bulbo, cabría esperar que se observara una caída en la velocidad de rotación siguiendo la ley de Kepler,  $V_{rot} \propto R^{-\frac{1}{2}}$ . De acuerdo con estudios detallados de la curva de rotación de las galaxias, puede observarse que esta caída no se produce. De hecho, la curva de velocidad de rotación de una galaxia se mantiene prácticamente constante a lo largo de toda la galaxia (Rubin et al., 1978), lo que sugiere que hay mucha más masa galáctica de la que se puede ver en el disco luminoso. Pese a que existen todo tipo de componentes no visibles como gas, polvo, estrellas extintas, enanas blancas tenues, estrellas de neutrones, agujeros negros y otros objetos planetarios, las estimaciones sugieren que el 90% de la masa de las galaxias espirales se encuentra en las partes externas a su disco visible. Esto pone de manifiesto la importancia de la materia oscura en la estructura y dinámica de las galaxias. Actualmente se cree que gran parte de esta materia oscura se encuentra no solo en las galaxias, sino agrupada en los grandes cúmulos de galaxias, y se extiende muchísimo más allá del diámetro estándar de una galaxia.

### 2.3.1. Gas

Pese a que la mayor cantidad de masa visible de una galaxia proviene de las estrellas que la forman, éstas ocupan una pequeña fracción de todo su volumen. Este gas está distribuido por toda la galaxia presentando pequeñas ‘nubes’ de diferentes densidades. El porcentaje de masa que supone este gas, respecto a la masa estelar de la galaxia, varía de forma muy notable tanto con el ‘redshift’ (Tacconi et al., 2008) como a lo largo del diagrama de Hubble, Figura 2.3. La composición de gas (en su mayoría hidrógeno) respecto a la materia visible varía de una cantidad inferior al 0.1% en las galaxias elípticas hasta más de un 15% en las irregulares. La distribución del gas en las galaxias no es uniforme, la zona central presenta una mayor concentración de gas, además de las pequeñas ‘nubes’ que propician las zonas de formación estelar. Pese a que su contenido en masa



respecto al total de la galaxia pudiera parecer despreciable, el gas, su distribución en la galaxia y su temperatura, son cruciales en la evolución de las galaxias.

La ventaja de MASCLET (Quilis, 2004) sobre otros códigos es que puede describir muy bien el comportamiento del gas, ya que resuelve las ecuaciones de la hidrodinámica sobre una malla adaptativa. Esto lo hace adecuado para describir mejor el gas frente a otros códigos cosmológicos que están basados en la descripción de fluidos con partículas como el ‘*smoothed particle hydrodynamics*’ (SPH). En el siguiente capítulo se muestra con detalle cómo MASCLET trata el gas de la simulación.

### 2.3.2. Polvo

En las zonas más frías de las galaxias, el gas puede llegar a condensar en forma de moléculas que llegan a asociarse formando lo que se conoce como granos de polvo interestelares. Este polvo representa alrededor del 1% de todo el gas de la galaxia. Su distribución en la galaxia es muy heterogénea ya que se encuentra concentrado en determinadas zonas muy concretas, densas nubes de gas molecular, especialmente en el disco galáctico. En concreto se concentra en la zona de los brazos de las galaxias espirales y alrededor de las zonas de nubes de gas más densas y frías de las galaxias irregulares.

### 2.3.3. Radiación

Cualquier galaxia es atravesada por una gran cantidad de radiación a lo largo de todo su volumen. Esta radiación procede de las estrellas que la forman, de las zonas de gas y polvo, e incluso de fuentes externas a la propia galaxia. Pese a que no influye en la masa de la galaxia, ya que está formada por fotones y partículas y antipartículas cuyo resto de masa es cero, tiene una gran importancia pues posee una cantidad notable de densidad de energía. Esta densidad de energía puede influir y, de hecho influye, en el estado del medio interestelar de las galaxias. De esta forma, es decisiva para activar o desactivar el proceso de formación estelar en una galaxia, afectando, por tanto, a su tasa de formación estelar y, consecuentemente, a su evolución. Pese a la importancia de la transmisión radiativa<sup>4</sup> para regular la formación estelar, este proceso no se implementa en códigos cosmológicos debido a su complejidad y elevado coste computacional. No obstante, se utilizan algunas aproximaciones básicas para implementar la formación estelar. La formación estelar ocurre a escalas mucho menores de las que puede resolver un código cosmológico, por lo que cuando esta se produce a una escala mucho mayor, da como subproducto energía radiativa y térmica puesta en el medio y elementos más pesados (cierto grado de metalicidad al gas sobrante; Cen & Ostriker (1992); Yepes et al. (1997); Springel & Hernquist (2003)). En el próximo capítulo se detallará cómo se lleva a cabo este proceso en MASCLET (Quilis, 2004).

---

<sup>4</sup>La transmisión radiativa es el proceso de interacción de la radiación sobre el gas.

### 2.3.4. Campos Magnéticos

La detección directa de campos magnéticos en nuestra galaxia se realiza mediante el efecto Zeeman presente en algunas nubes de gas. Debido a los campos magnéticos, determinadas líneas del espectro de emisión electromagnético pueden desdoblarse. De forma indirecta, puede detectarse la presencia de campos magnéticos mediante la polarización de la luz estelar. Se cree que el campo magnético de las galaxias actúa confinando las partículas cargadas (principalmente protones y electrones). Éstas, a su vez, contribuyen al campo magnético galáctico e influyen en la distribución del gas ionizado en el disco. La mayoría de las nubes de gas galácticas presentan un flujo magnético asociado. El código MASCLET (Quilis, 2004) utilizado para el desarrollo del presente trabajo no contiene una descripción de los campos magnéticos que pudieran generarse, aunque sí que describe muy bien el gas y su campo de velocidades. Esto podría utilizarse en algún trabajo futuro para inferir un flujo magnético asociado a la dinámica del gas y con ello dar una estimación del grado de polarización de la luz procedente de una galaxia sintética generada (Zhuravleva et al., 2010). Como se comenta en la sección 7.2 del Capítulo 6, recientemente se ha creado una versión de MASCLET con campo magnético (Quilis et al., 2020).

## 2.4. Composición química y poblaciones estelares

El Universo primigenio está compuesto prácticamente en su totalidad de átomos de hidrógeno y helio en una proporción numérica de 93% de átomos de hidrógeno frente a un 7% de helio. Esta proporción en masa tendría un valor de aproximadamente un 75% de hidrógeno frente a un 25% de helio. Por medio de los mecanismos de fusión producidos en los núcleos estelares se han ido generando todos los distintos elementos en las abundancias que existen en la actualidad. En el caso del Sol, en concreto, la proporción actual de los distintos átomos es de un 92,1% de hidrógeno frente al 7,8% de helio, el 0,1-0,2% restante contiene los átomos con mayor número atómico que el helio (los números de las abundancias solares en masa serían 71% hidrógeno, 27% helio y 1-2% el resto). Estos elementos son los conocidos como “metales” en el argot astronómico. Esta categoría de “metales” engloba elementos que claramente no son metales como el carbono, el nitrógeno o el oxígeno. El hecho de que se denominen metales es el resultado de que para medir esta abundancia de elementos más pesados que el helio, tradicionalmente se ha utilizado la proporción de hierro sobre hidrógeno  $Fe/H$ , ya que la línea espectral del hierro es una línea muy marcada en el óptico y por tanto su abundancia es fácil de medir.

Para representar la abundancia de metales o metalicidad se utiliza la  $Z$  como la expresión de concentración de hierro sobre hidrógeno en masa  $[Fe/H]$ . Muchas de las estrellas tienen una abundancia de metales muy similar a la solar. Tradicionalmente se le ha asignado a la metalicidad solar un valor de en torno al 2%, es decir  $Z_{\odot} = 0,02$  (Grevesse & Sauval, 1998), no obstante, recientes avances apuntan a que debe revisarse este valor y sustituirlo por  $Z_{\odot} = 0,012$  (Asplund et al., 2006).

Como se ha comentado anteriormente, la producción de “metales” en el Universo se encuentra ligada a la evolución estelar, más concretamente, a las explosiones

de supernova (SNe). La fusión nuclear durante la explosión es la responsable de su formación. Existen dos tipos básicos de supernova, las de tipo II (SNe II) que provienen de explosiones de estrellas muy masivas y producen elementos como el oxígeno y el silicio, y las de tipo I (SNe I) que provienen de la transferencia progresiva de masa en sistemas binarios hasta que la masa de la estrella principal llega al límite y produce una explosión de supernova tipo I que es capaz de producir los elementos más pesados como el hierro. En la medida de abundancia de metalicidad se asume que el resto de elementos escala como el hierro, aunque sabemos que no es exactamente así. Debido a que tradicionalmente la metalicidad solar se ha establecido en 0,02,  $Z_{\odot} = 0,02$ , este valor suele utilizarse como referencia para comparar las distintas abundancias, de forma que la medida de metalicidad suele darse en una escala logarítmica, comparándola con la metalicidad solar, siguiendo la expresión:

$$[Fe/H] \equiv \log_{10} [(Fe/H)/(Fe/H)_{\odot}]. \quad (2.6)$$

De acuerdo con esto, si una estrella tiene una metalicidad relativa de  $[Fe/H] = 0$ , significa que tiene la misma abundancia de hierro que el Sol. Por otra parte, para un valor de  $[Fe/H] = -1$ , la concentración de “metales” en esta estrella sería la décima parte de la Solar.

Cabe esperar, por tanto, que la metalicidad de una estrella está relacionada con cuándo se formó. Las estrellas que se formaron hace mucho tiempo, antes que la mayoría de las estrellas y, por tanto, antes de que se produjeran la mayoría de explosiones de supernova, se formaron con gas muy primordial con muy baja concentración de “metales”. Sin embargo, las estrellas formadas en épocas más recientes, se han originado con gas más rico en ‘metales’ ya que el material del que provienen ha salido de múltiples explosiones de supernova.

Con todo esto, las estrellas pueden agruparse según su composición química en diferentes poblaciones que, además, tienen en común otros comportamientos dinámicos. La primera clasificación en poblaciones estelares se realizó en 1944 tras el estudio detallado de poblaciones estelares en la galaxia de Andrómeda (Baade, 1944). Las dos poblaciones estelares descritas se caracterizaban de las siguiente manera:

- Estrellas de población I: estas estrellas tienen una composición similar a la solar, las estrellas más brillantes de esta población son azules y se encuentran en los cúmulos estelares, los brazos espirales y los discos de las galaxias espirales. Suelen estar asociadas con nubes de gas. En nuestra galaxia se encuentran dentro de la zona del disco galáctico.
- Estrellas de población II: estas estrellas tienen bajo contenido en ‘metales’, con una metalicidad entre 10 y 1000 veces menor que la Solar. Las estrellas más brillantes de esta población son rojas y se encuentran en cúmulos globulares, en las galaxias elípticas y en los halos de las galaxias espirales. En nuestra galaxia se encuentran formando órbitas muy excéntricas fuera del plano galáctico.

Adicionalmente a estas poblaciones, se encontrarían las de población III que tendrían una metalicidad extremadamente baja. Éstas serían las estrellas primigenias que se formarían en las primeras nubes de gas unos 400 millones de años des-

pués del Big Bang. Estas estrellas serían supermasivas y muy luminosas y habrían contribuido a la reionización del medio interestelar

Conocer en detalle las diferentes poblaciones estelares que componen una galaxia y cómo se distribuyen a lo largo de su estructura puede dar pistas de cuál ha sido su evolución a lo largo del tiempo.

El algoritmo de formación estelar utilizado por el código cosmológico MASCLET (Quilis, 2004) es capaz de formar entes denominados partículas estelares que representan a un grupo de población estelar con unas características de edad y metalicidad determinadas, asociadas a la composición del gas y el momento en el que se formaron. En el siguiente capítulo, en las secciones 3.2.4 y 3.2.5, se describe con detalle este proceso. De nuevo las librerías MIUSCAT (Vazdekis et al., 2012a; Ricchiardelli et al., 2012), utilizadas para dar ‘brillo’ a las poblaciones estelares de las galaxias sintéticas generadas por MASCLET (Quilis, 2004), son cruciales para realizar una comparación directa con el plano observacional. De esta forma, se podrá entender mejor la relación entre la distribución de las poblaciones estelares dentro de una galaxia y su relación con la evolución o asociación con otras galaxias. Como se ha comentado anteriormente el procedimiento para dar ‘brillo’ a las poblaciones estelares de las galaxias sintéticas se describe en el Capítulo 5 en la sección 5.2.3.

## 2.5. Galaxias de Núcleo Activo (AGN)

El término ‘*Active Galactic Nuclei*’ (AGN), Galaxias de Núcleo Activo, engloba una gran variedad de galaxias desde el punto de vista observacional. Este término se utiliza para designar de forma general a estas variedades de galaxias:

- Radio galaxias. Éstas presentan fuertes emisiones en radio. Frecuentemente presentan una estructura de lóbulos de emisión asociados a chorros de materia (*‘jets’*). Las más brillantes suelen pertenecer a galaxias elípticas muy luminosas. En ocasiones también presentan emisiones en rayos-X.
- Radio cuántares. El espectro en radio de estas galaxias es semejante al de las radio galaxias, pero tienen emisión en el óptico en forma de cuasar (QSO; *‘quasi estelar object’*). Suelen presentar también emisión en rayos-X. Gracias a las observaciones con VLBI <sup>5</sup>, interferometría de muy larga línea de base, puede llegar a observarse cierto movimiento a velocidades superlumínicas que puede explicarse por la presencia de chorros de materia *‘jets’* que se mueven a velocidades relativistas en la línea de visión.
- Objetos BL Lac. Estos objetos son semejantes a los radio cuántares pero no presentan señal en el óptico. Se caracterizan por tener una elevada variabilidad de emisión en radio. Suelen presentar también emisión de rayos-X muy variable y polarizada. Su nombre deriva del primer objeto de estas características, ‘BL Lacertae’, que en un principio se supuso una estrella variable, de ahí su nomenclatura.

---

<sup>5</sup> ‘*Very Long Baseline Interferometry*’

- Variables Ópticas Violentas (OVVs). Estas son similares a los objetos BL Lac, aunque sí que presentan líneas de emisión en el óptico. Los objetos BL Lac y OVVs se suelen agrupar juntos como ‘*Blazars*’.
- Quásares silenciosos en radio. Los ‘*Radio quiet quasars*’ o quásares silenciosos en radio, son los más comunes de los quásares conocidos. Presentan muy poca emisión en rayos-X y en radio.
- Galaxias *Seyfert*. La mayor diferencia entre las galaxias *Seyfert* y los quásares es que las *Seyfert* son menos luminosas. El núcleo *Seyfert* se encuentra normalmente en las galaxias espirales. De hecho, un núcleo *Seyfert* a una gran distancia que hiciera inobservable la galaxia a la que pertenece, sería fácilmente clasificado como un quásar. Dependiendo de las líneas de emisión que presenten, se subdividen en tipo 1 y 2.
- Galaxias LINER (‘*Low Ionization Nuclear Emission-line Region*’). Los núcleos de estas galaxias presentan líneas de emisión de átomos neutros o poco ionizados, en contraste con los quásares que presentan líneas de emisión de átomos fuertemente ionizados.

A parte de estas galaxias de núcleo activo, existen otros tipos que se cree que también están asociadas con el fenómeno AGN, aunque quizás de forma más indirecta:

- Galaxias de brotes estelares. Estas galaxias presentan colores azulados y una fuerte emisión en el infrarrojo. Esto sugiere que su formación estelar está ocurriendo a un ritmo muy elevado. Este efecto de tasa de formación estelar elevada puede surgir de colisiones con otras galaxias, o bien puede estar relacionado con algún proceso desencadenado en el núcleo activo (AGN) de estas galaxias.
- Galaxias Luminosas en el Infra-Rojo (LIRGs). Existen galaxias extremadamente luminosas en el infrarrojo lejano ( $L \approx 10^{12} L_{\odot}$ ). Se cree que esta radiación infrarroja proviene del polvo previamente radiado por una intensa fuente central, un AGN tal vez, o bien una intensa formación estelar.

Actualmente, el modelo que mejor explica el fenómeno de AGN es la presencia de un agujero negro supermasivo en el centro de las galaxias. Este agujero negro supermasivo (‘*Supermassive Black Hole*’, *SMBH*) estaría rodeado de un disco de acreción y un toro de gas y polvo. Las propiedades intrínsecas del agujero negro, así como también la orientación de éste respecto a la dirección de observación, explicarían las características propias de las distintas galaxias activas.

Como se ha visto, los fenómenos producidos por los núcleos de galaxias activas AGNs son capaces de modificar la tasa de formación estelar de las galaxias y arrojar una gran cantidad de energía al medio. Pese a esto, MASCLET (Quilis, 2004), no dispone de un modelo de realimentación autorregulado por AGN. De hecho, implementar este tipo de proceso en un código cosmológico sigue siendo un reto actualmente. Esto se debe a que estos procesos se dan en escalas mucho más pequeñas ( $\ll 1pc$ ) que la resolución espacial de la simulación. Para abordar cómo

afectan los AGNs en las simulaciones cosmológicas existen algunas recetas fenomenológicas. Una dificultad añadida es que los procesos de AGN ocurren en escalas muy pequeñas, pero llegan a tener efectos a escalas galácticas y extragalácticas ( $\gg 1Mpc$ ). Esto hace que el rango espacial que han de cubrir las simulaciones sea mayor a seis ordenes de magnitud. Para abordar estos procesos de AGN, suelen utilizarse resimulaciones que incluyen más procesos físicos a partir de determinadas zonas resultado de una simulación cosmológica más sencilla.



## MASCLET, el código cosmológico

Las galaxias sintéticas analizadas en la presente tesis han sido obtenidas de los resultados de las simulaciones realizadas con el código cosmológico MASCLET<sup>1</sup> (Quilis, 2004). Este capítulo resume las principales propiedades numéricas del código, haciendo hincapié en los procesos de formación estelar y de enriquecimiento en ‘metales’.

### 3.1. Introducción

El código MASCLET (*‘Mesh Adaptive Scheme for CosmologicaL structure evolution’*) es un código hidrodinámico para aplicaciones cosmológicas basado en un esquema de malla adaptativa (AMR, *‘Adaptive Mesh Refinement’*). Este código permite describir el gas como un fluido discretizándolo en una malla para resolver las ecuaciones diferenciales. Para la descripción de las partículas no colisionales, la materia oscura y las partículas estelares, se emplea un esquema *‘N-body’*.

La malla adaptativa permite el refinado de la malla utilizada para resolver las ecuaciones de la hidrodinámica. Obteniendo así mayor resolución en los lugares donde se necesite. Se utiliza la estructura *‘N-body’* para seguir la evolución de la materia oscura y las partículas estelares formadas. Para hacer coexistir la malla y el *‘N-body’*, se utiliza el método de malla de partículas PM (*‘Particle Mesh’*), diseñado para ir acoplado al esquema de malla adaptativa e ir aumentando el número de partículas, según se va avanzando en los niveles de refinamiento de la malla. Este esquema AMR-PM malla adaptativa junto con malla de partículas, tiene la ventaja de sortear los problemas de suavizado de la fuerza gravitacional, al estar este parámetro ligado directamente al tamaño de la celda. Varias implementaciones de este tipo para el tratamiento de la materia oscura pueden encontrarse en

---

<sup>1</sup>La descripción del código cosmológico MASCLET que se realiza en el presente capítulo, hace referencia a la versión del código utilizada para generar las galaxias virtuales estudiadas en esta tesis, es importante comentar que en la actualidad existe una nueva versión de MASCLET (Quilis et al., 2020) que contempla nuevos procesos físicos y añade otras mejoras a la versión aquí descrita.



la literatura con diferentes grados de éxito (Villumsen, 1989; Jessop et al., 1994; Splinter, 1996; Kravtsov et al., 1997). De acuerdo con este esquema, el gas y la materia oscura se acoplan mediante un solucionador de gravedad y, ambos componentes se benefician en el detalle de simulación que proporciona utilizar una malla adaptativa (AMR). La versión actual de MASCLET está escrita en FORTRAN2000 y se encuentra optimizado para ejecutarse de forma paralela, utilizando las directivas de OpenMP.

## 3.2. Procedimiento numérico

### 3.2.1. La dinámica del gas

En escalas espaciales donde las correcciones relativistas no son necesarias, las inhomogeneidades cosmológicas evolucionan de acuerdo con las siguientes ecuaciones (Peebles, 1980):

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{1}{a} \nabla \cdot (1 + \delta) \mathbf{v} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{a} (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + H \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho a} \nabla p - \frac{1}{a} \nabla \phi \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{a} \nabla \cdot [(E + p) \mathbf{v}] = -3H(E + p) - H \rho \mathbf{v}^2 - \frac{\rho \mathbf{v}}{a} \nabla \phi - \zeta \quad (3.3)$$

en donde  $\mathbf{x}$ ,  $\mathbf{v} = a(t) \frac{d\mathbf{x}}{dt} = (v_x, v_y, v_z)$ ,  $\rho$ , y  $\delta$  son, respectivamente, las coordenadas Eulerianas, la velocidad peculiar, la densidad continua, y el contraste de densidad asociado al gas.  $E$  representa la densidad total de energía.

El potencial gravitatorio Newtoniano peculiar viene dado por  $\phi(t, \mathbf{x})$  y los parámetros del fondo serían el factor de escala,  $a$ , y la constante de Hubble,  $H$ . Los procesos de enfriamiento y calentamiento del gas se introducen a través del término  $\zeta$  en la ecuación de la energía.

Estas ecuaciones básicas de la evolución de las inhomogeneidades cosmológicas pueden reescribirse en forma de sistema hiperbólico de leyes de conservación:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{f}(\mathbf{u})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{g}(\mathbf{u})}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{h}(\mathbf{u})}{\partial z} = \mathbf{s}(\mathbf{u}). \quad (3.4)$$

En donde  $\mathbf{u}$  es el vector de incógnitas (magnitudes conservadas):

$$\mathbf{u} = [\delta, m_x, m_y, m_z, E], \quad (3.5)$$

con  $m_x = (\delta + 1)v_x$ ,  $m_y = (\delta + 1)v_y$ , y  $m_z = (\delta + 1)v_z$ ,  $E$  es la densidad total de energía, y  $\delta$  es el contraste de densidad. Las propiedades matemáticas de este tipo de sistemas y de los algoritmos específicamente desarrollados para resolverlos han sido ampliamente estudiados en la literatura (LeVeque, 1992; Toro, 1997). En este tipo de sistemas, las tres funciones de flujo,  $\mathbf{F}^\alpha \equiv \{\mathbf{f}, \mathbf{g}, \mathbf{h}\}$ , se definen por

$$\mathbf{f}(\mathbf{u}) = \left[ \frac{m_x}{a}, \frac{m_x^2}{(\delta + 1)a} + \frac{p}{a\rho}, \frac{m_x m_y}{(\delta + 1)a}, \frac{m_x m_z}{(\delta + 1)a}, \frac{(E + p)m_x}{(\delta + 1)a} \right] \quad (3.6)$$

$$\mathbf{g}(\mathbf{u}) = \left[ \frac{m_y}{a}, \frac{m_x m_y}{(\delta + 1)a}, \frac{m_y^2}{(\delta + 1)a} + \frac{p}{a\rho}, \frac{m_y m_z}{(\delta + 1)a}, \frac{(E + p)m_y}{(\delta + 1)a} \right] \quad (3.7)$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{u}) = \left[ \frac{m_z}{a}, \frac{m_x m_z}{(\delta + 1)a}, \frac{m_y m_z}{(\delta + 1)a}, \frac{m_z^2}{(\delta + 1)a} + \frac{p}{a\rho}, \frac{(E + p)m_z}{(\delta + 1)a} \right] \quad (3.8)$$

y las fuentes,  $\mathbf{s}(\mathbf{u})$ , son vectores tridimensionales formados por combinaciones más o menos complejas de las variables conservadas que aparecen en la ecuación 3.5

$$\begin{aligned} \mathbf{s}(\mathbf{u}) = & \left[ 0, -\frac{(\delta + 1)}{a} \frac{\partial \phi}{\partial x} - Hm_x, -\frac{(\delta + 1)}{a} \frac{\partial \phi}{\partial y} - Hm_y, -\frac{(\delta + 1)}{a} \frac{\partial \phi}{\partial z} - Hm_z, \right. \\ & \left. -3H(E + p) - \frac{\rho H m^2}{(\delta + 1)} - \frac{m_x \rho}{a} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{m_y \rho}{a} \frac{\partial \phi}{\partial y} - \frac{m_z \rho}{a} \frac{\partial \phi}{\partial z} - \zeta \right] \quad (3.9) \end{aligned}$$

Las fuentes no contienen ningún término con operadores diferenciales actuando sobre las variables hidrodinámicas  $\mathbf{u}$ .

Una ecuación de estado de gas ideal,  $p = (\gamma - 1)\rho\epsilon$  con  $\gamma = 5/3$ , completa el sistema de ecuaciones. Desde un punto de vista numérico, las propiedades matemáticas de este tipo de sistemas son esenciales para desarrollar la mayor parte de los algoritmos numéricos usados en las simulaciones hidrodinámicas.

### 3.2.2. El código hidrodinámico

Las propiedades matemáticas resultantes del carácter hiperbólico de los sistemas de ecuaciones 3.4 permiten diseñar un conjunto de técnicas numéricas conocido como *'high-resolution shock-capturing'* (HRSC). Estas técnicas son la implementación moderna del método original de Godunov (Godunov, 1959).

Las técnicas HRSC tienen varios ingredientes claves, como el proceso de reconstrucción, el solucionador de Riemann, y la forma en la que se trata la evolución con el tiempo, que pueden variar según el tipo de implementación. No obstante, todas estas formas de implementación comparten las mismas propiedades básicas: la capacidad de describir ondas de choque, discontinuidades y fuertes gradientes en las cantidades integradas, y unas propiedades excelentes de conservación. El algoritmo de resolución hidrodinámico utilizado por MASCLT se basa en una implementación particular de los métodos HRSC (vea Quilis et al., 1996, para más detalles)

Los principales ingredientes de este algoritmo son los siguientes:

1. Está escrito de **forma conservativa**. Esto es una propiedad muy importante para un algoritmo numérico diseñado para resolver sistemas hiperbólicos de magnitudes conservadas. Es decir, en ausencia de fuentes, aquellas cantidades que han de conservarse (de acuerdo con las ecuaciones diferenciales) se conservan exactamente en forma diferencial.

2. **El procedimiento de reconstrucción.** Este procedimiento permite ganar resolución a través de interpolaciones de las cantidades distribuidas en las celdas numéricas. Para aumentar la precisión espacial, se ha implementado una subrutina de reconstrucción parabólica (PPM) siguiendo el procedimiento de Colella & Woodward (1984). Con esta reconstrucción parabólica, el algoritmo tiene una precisión espacial de tercer orden. Por lo tanto, a partir de los valores promediados en las celdas  $\mathbf{u}_{i,j,k}$ , se construye en cada dirección una función parabólica por partes que preserva la monotonicidad. De esta forma, los valores de  $\mathbf{u}_{i,j,k}$  en ambos lados de una interfase entre celdas vecinas, pueden ser procesadas. Estos valores en cada lado de una interfase dada permiten definir un problema local de Riemann. La solución de este problema local de Riemann permite calcular el flujo numérico.
3. **Flujo numérico** en la interfase. Para resolver el problema de Riemann se utiliza una aproximación similar a la descrita en Roe (1981).
4. **Evolución temporal.** Una vez conocidos los flujos numéricos, la evolución de las cantidades conservadas depende de un sistema de ecuaciones diferenciales ordinario (EDO). Un solucionador Runge-Kutta de tercer orden (Shu & Osher, 1988) se utiliza para resolver estas ecuaciones.

La gravedad se incluye en la evolución del gas a través del término fuente,  $\mathbf{s}_{i,j,k}$ . Este término incluye el gradiente del potencial gravitatorio, que se produce por la distribución de la masa total (la del gas, más la de la materia oscura, más la de las estrellas). La ecuación que sería necesario resolver sería la ecuación de Poisson:

$$\nabla^2 \phi = \frac{3}{2} H^2 a^2 \delta_T, \quad (3.10)$$

en donde, el contraste de la densidad total,  $\delta_T$ , se define como  $\delta_T = \delta + \delta_* + \delta_{DM} + 2$  cuando  $\delta = \rho/\rho_B - 1$ ,  $\delta_* = \rho_*/\rho_B - 1$ , y  $\delta_{DM} = \rho_{DM}/\rho_B - 1$ , siendo  $\rho$ ,  $\rho_*$ , y  $\rho_{DM}$  la densidad continua asociada a las componentes gaseosa, estelar y de materia oscura, respectivamente. El proceso que se utiliza para resolver la ecuación de Poisson 3.10 se describe en la sección 3.4.

El criterio para seleccionar el paso de tiempo correcto es muy importante y debe ser considerado de forma global con otras restricciones temporales que no tienen que ver con la parte gaseosa. Este aspecto se comenta en la sección 3.2.6.

### 3.2.3. La dinámica de la materia oscura

El tratamiento de la materia oscura se lleva a cabo como un sistema de partículas no colisionales que interactúan mediante gravitación. Cada una de estas partículas evoluciona siguiendo las ecuaciones:

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \frac{\mathbf{v}}{a} \quad (3.11)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{\nabla\phi}{a} - H\mathbf{v} \quad (3.12)$$

en donde  $\mathbf{x}$ ,  $\mathbf{v} = a(t) \frac{d\mathbf{x}}{dt} = (v_x, v_y, v_z)$  son, respectivamente, las coordenadas y la velocidad peculiar asociada a las partículas de materia oscura.  $\phi(t, \mathbf{x})$  es el potencial gravitatorio Newtoniano peculiar y los parámetros cosmológicos vienen descritos por el factor de escala  $a$  y la constante de Hubble,  $H$ .

Las ecuaciones 3.11 y 3.12 necesitan integrarse para cada partícula de materia oscura teniendo en cuenta el potencial gravitatorio generado por toda la materia que contribuya a la densidad, es decir, tanto la materia oscura, como la materia bariónica.

En MASCLLET estas ecuaciones (3.11 y 3.12) se resuelven utilizando un algoritmo de segundo orden llamado ‘Método de Lax-Wendroff’. De acuerdo con este método, el proceso para ir de un paso temporal  $n$ , en donde todas las variables son conocidas, al paso temporal  $n+1$ , utilizando un paso intermedio  $t^{n+\frac{1}{2}} = t^n + \Delta\frac{1}{2}t$ , es el siguiente:

1. Cálculo del paso intermedio:

$$\mathbf{x}^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{x}^n + \frac{1}{2} \frac{\mathbf{v}^n}{a^n} \Delta t \quad (3.13)$$

$$\mathbf{v}^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{v}^n - \frac{1}{2} \left[ \frac{\nabla \phi^n}{a^n} + H^n \mathbf{v}^n \right] \Delta t \quad (3.14)$$

2. Cálculo de paso  $n+1$ :

$$\mathbf{x}^{n+1} = \mathbf{x}^n + \frac{\mathbf{v}^{n+\frac{1}{2}}}{a^{n+\frac{1}{2}}} \Delta t \quad (3.15)$$

$$\mathbf{v}^{n+1} = \mathbf{v}^n - \left[ \frac{\nabla \phi^{n+\frac{1}{2}}}{a^{n+\frac{1}{2}}} + H^{n+\frac{1}{2}} \mathbf{v}^{n+\frac{1}{2}} \right] \Delta t \quad (3.16)$$

en donde el potencial en un paso intermedio,  $\phi^{n+\frac{1}{2}}$ , se calcula utilizando una extrapolación lineal mediante  $\phi^{n-1}$  y  $\phi^n$ .

Para recuperar el campo continuo de densidad de la componente de materia oscura,  $\rho_{DM}$ , que se encuentra dada en un sistema discreto en la simulación, se utiliza el método ‘*Triangular Shaped Cloud*’ (TSC; Hockney & Eastwood, 1988) en cada paso temporal.

### 3.2.4. La formación estelar

Como en el caso de la materia oscura, las estrellas se tratan como un sistema de partículas no colisional, por ello las ecuaciones 3.11 y 3.12 describen también la evolución de las partículas estelares una vez formadas.

La formación estelar en MASCLLET se lleva a cabo de forma fenomenológica siguiendo las ideas de Yepes et al. (1997) y Springel & Hernquist (2003).

En particular, para su implementación se asume que el gas frío en una celda se transforma en una partícula estelar en un tiempo característico  $t_*$  de acuerdo con la siguiente expresión:

$$\frac{d\rho_*}{dt} = -\frac{d\rho}{dt} = \frac{\rho}{t_*(\rho)} - \beta \frac{\rho}{t_*(\rho)} = (1 - \beta) \frac{\rho}{t_*(\rho)}, \quad (3.17)$$

en donde  $\rho$  y  $\rho_*$  son la densidad del gas y de estrellas, respectivamente. El parámetro  $\beta$  se refiere a la cantidad de gas que retorna al medio tras la explosión de supernova de una estrella masiva ( $> 8 M_\odot$ ) y, por tanto, permanece en la celda como gas. Se adopta  $\beta = 0,1$ , que es compatible con una función inicial de masa (IMF) de Salpeter. Para el tiempo característico de formación estelar, se asume  $t_*(\rho) = t_o^*(\rho/\rho_{th})^{-1/2}$ , que es equivalente a  $\dot{\rho}_* = \rho^{1,5}/t_o^*$  (Kennicutt Jr, 1998). De esta forma, se introduce una dependencia en la dinamica del gas y dos parámetros, el umbral de densidad para la formación estelar ( $\rho_{th}$ ) y su correspondiente escala de tiempo característico ( $t_o^*$ ). En las simulaciones realizadas se ha tomado  $t_o^* = 2 \text{ Gyr}$  y  $\rho_{th} = 2 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$ . Desde un punto de vista de balance energético se considera que cada supernova arroja a la celda original de la que proviene  $\epsilon \times 10^{51} \text{ erg}$  de energía térmica, en donde  $\epsilon$  es un factor de eficiencia  $\leq 1$ .

En concreto, se asume que la formación estelar se produce una vez en cada paso global de tiempo,  $\Delta t$  (la obtención del paso global de tiempo se describe en la sección 3.2.6 de acuerdo con la ecuación 3.24), y sólo en aquellas celdas que están en los niveles (1) más elevados de refinado (ver sección 3.3.1 para mas información sobre los niveles de refinado). Aquellas celdas en las que la temperatura del gas caiga por debajo de  $T < 2 \times 10^4 \text{ K}$ , y la densidad del gas sea  $\rho > \rho_{th} = 2 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$ , son en las que se produce la formación estelar. En estas celdas se forman, por tanto, partículas estelares no colisionales con una masa de  $m_* = \dot{\rho}_* \Delta t \Delta x_l^3$ . Estas partículas estelares reciben el nombre de ‘*Single Stellar Population*’ (SSP) o poblaciones estelares que representan un gran número de estrellas que tienen en común el tiempo de formación, el material que las ha generado (ya que el gas de la celda en donde sen generado es el mismo) y la zona en la que han sido generadas; es por ello que comparten edad y metalicidad. Para evitar cambios repentinos en la densidad del gas, se implementa la condición adicional de que la masa de la partícula de la población estelar formada sea  $m_* = \min(m_*, \frac{2}{3}m_{gas})$ , en donde  $m_{gas}$  es la masa total de gas de la celda considerada.

Al igual que ocurre en el tratamiento de la materia oscura, para preservar la continuidad en el campo de densidad estelar,  $\rho_*$ , se utiliza el método TSC (Hockney & Eastwood, 1988) en cada paso de tiempo.

### 3.2.5. Gas, enfriamiento y enriquecimiento en metales

El enfriamiento del gas se trata de forma similar a la forma descrita en Springel & Hernquist (2003). En la simulación se incluyen procesos de enfriamiento y calentamiento que tienen en cuenta procesos Compton, libre-libre o *Bremsstrahlung*, calentamiento Ultra-Violeta (Haardt & Madau, 1996), y los procesos de enfriamiento atómico y molecular de un gas primordial. Para calcular la abundancia de cada una de las especies se asume que el gas es ópticamente delgado y se encuentra en equilibrio de ionización, pero no en equilibrio térmico (Katz et al., 1996; Theuns et al., 1998). Los procesos de enfriamiento y calentamiento del gas se añaden en la ecuación de la energía (Eq. 3.3) como términos fuente extra. Las tasas de enfriamiento dependen drásticamente de la temperatura del gas y su metalicidad. Dichas dependencias se modelan mediante las curvas de ionización de Sutherland & Dopita (1993). A altas temperaturas ( $\geq 10^8 \text{ K}$ ), el enfriamiento del gas está dominado por el continuo ‘*bremsstrahlung*’, a temperaturas más bajas, los procesos

de enfriamiento están dominados por la emisión de las líneas de los elementos más pesados. El hecho de que el enfriamiento sea dependiente de la metalicidad lo hace más eficiente y, como consecuencia, produce un incremento global del brillo de los sistemas considerados.

En la implementación de MASCLET, para tener en cuenta la contribución de los metales en los procesos de enfriamiento del gas, se asume lo siguiente:

1. Los elementos más pesados que el hidrógeno y el helio se considerarán como metales.
2. Mezcla instantánea. Los metales se mezclan instantáneamente en el medio intracúmulo (*ICM*, ‘*IntraCluster Medium*’).
3. Los metales son advectados siguiendo la componente gaseosa.

De acuerdo con esto, el comportamiento de los metales puede describirse mediante la siguiente ecuación:

$$\frac{\partial \rho_z}{\partial t} + \frac{1}{a} \nabla \cdot (\rho_z \mathbf{v}) = -3H\rho_z, \quad (3.18)$$

en donde  $\mathbf{v}$  es la velocidad peculiar, y  $\rho_z$  es la densidad de metal. La expresión 3.18 es la ecuación de continuidad para el contenido de metal. La fracción de gas en una celda dada puede variar de forma local debido a los procesos activos de formación estelar y, por tanto, el contenido en metal del gas es una cantidad no conservada.

### 3.2.6. El criterio para el paso temporal

La resolución numérica de las ecuaciones de la hidrodinámica 3.11–3.12 necesita de la elección de un paso temporal con el que el algoritmo vaya calculando las sucesivas iteraciones. La estabilidad numérica de los métodos utilizados para integrar estas ecuaciones impone varias condiciones de contorno al paso temporal utilizado. Para cada iteración el algoritmo calcula los diferentes pasos temporales dados por las condiciones de estabilidad y utiliza el más restrictivo de todos los calculados para avanzar todas las variables.

El algoritmo utilizado para calcular el paso temporal puede enumerarse en base a los siguientes criterios:

1. Tiempo de ‘Courant’. Se basa en la condición de ‘Courant’ para garantizar la estabilidad de un algoritmo de resolución de ecuaciones de derivadas parciales. En este caso se calcula  $\Delta t_C$  como:

$$\Delta t_C = CFL_1 \times \frac{\Delta x}{c_s + \max(|v_x|, |v_y|, |v_z|)}, \quad (3.19)$$

en donde  $CFL_1$  es un factor adimensional entre 0 y 1 y  $c_s$  es la velocidad del sonido. Esta cantidad se calcula para todas las celdas y el tiempo de ‘Courant’ final es  $\Delta t_C = \min(\Delta t_C)_{i,j,k}, \forall i, j, k$ . De forma general se utiliza, para las simulaciones estudiadas en el presente trabajo,  $CFL_1 = 0,5$ .

2. Tiempo de ‘cruce de celda’ de las partículas de materia oscura. Se calcula el tiempo que necesita para cruzar una celda dada la partícula de materia oscura más veloz y se define el nuevo paso temporal como una fracción de de ese tiempo:

$$\Delta t_{DM} = CFL_2 \times \frac{\Delta x}{\max(|\mathbf{v}|)}, \quad (3.20)$$

en este caso se elige  $CFL_2 = 0,2$ .

3. Tiempo de expansión. Las ecuaciones consideradas tienen términos fuente que incluyen factores debidos a la expansión cosmológica. En concreto, en tiempos muy tempranos, estos factores pueden ser importantes, introduciendo nuevas restricciones por sus variaciones temporales. En este caso, se calcula este nuevo paso temporal imponiendo como máximo un 2% de cambio en la expansión del Universo. En el caso de un universo plano con constante cosmológica, el paso temporal derivado de esta restricción puede aproximarse por:

$$\Delta t_e = [(1,0 + CFL_3)^{3/2} - 1,0] \cdot t, \quad (3.21)$$

en donde  $CFL_3 = 0,02$  representa la variación permitida en tanto por uno del factor de escala.

4. Tiempo Dinámico. El tiempo del colapso por caída libre que toma una nube de polvo (sin presión) en colapsar por su propio potencial gravitatorio viene dado por:

$$\Delta t_{dyn} = CLF_4 \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_{max}}}, \quad (3.22)$$

en donde  $G$  es la constante de gravitación universal,  $\rho_{max}$  es la densidad bariónica máxima de entre todas las celdas celda, y  $CLF_4 = 1$ .

No obstante, esta escala temporal solo se aplica en condiciones de presión extremadamente baja.

5. Por último, como un criterio adicional para evitar inestabilidades numéricas inesperadas, se introduce el paso temporal  $\Delta t_{in}$ , que previene que el nuevo paso temporal se incremente más del 25% del paso de tiempo global de la iteración anterior:

$$\Delta t_{in} = \Delta t^{n-1} + 0,25\Delta t^{n-1}. \quad (3.23)$$

De acuerdo con estos criterios, el paso de tiempo global  $\Delta t$  se define como el más restrictivo de todos los pasos temporales descritos anteriormente:

$$\Delta t = \min(\Delta t_C, \Delta t_{DM}, \Delta t_e, \Delta t_{dyn}, \Delta t_{in}). \quad (3.24)$$

La naturaleza de las simulaciones cosmológicas de MASCLLET hace que, al principio,  $\Delta t_e$  sea el criterio temporal dominante, pero  $\Delta t_C$  y  $\Delta t_{DM}$  acaban sacándole ventaja rápidamente.

### 3.3. El Refinamiento de Malla Adaptativo

La idea fundamental tras el Refinamiento de Malla Adaptativo, conocido como AMR por sus siglas en inglés ‘*Adaptive Mesh Refinement*’, es la de superar la falta de resolución asociada a la descripción Euleriana de celdas fijas. La idea básica es simple, las regiones originales en las que se necesita una mayor resolución, de acuerdo con un criterio dado (ver Sección 3.3.1), son seleccionadas. Estos nuevos dominios computacionales, llamados ‘mallas hijas’ o ‘parches’, se subdividen multiplicando el número de celdas y, por tanto, quedan descritos con mayor resolución. Los valores de las nuevas celdas de las diferentes cantidades definidas en la ‘malla hija’ se obtienen mediante interpolación desde la ‘malla madre’ o mediante evolución desde la iteración anterior. Una vez las mallas hijas se han construido, pueden evolucionar como un dominio computacional independiente, utilizando los mismos métodos descritos en la sección 3.2. Pese a que, conceptualmente, es sencillo de entender, existe una gran complejidad técnica relacionada con la comunicación entre los diferentes parches y las condiciones de contorno entre los distintos niveles de refinado.

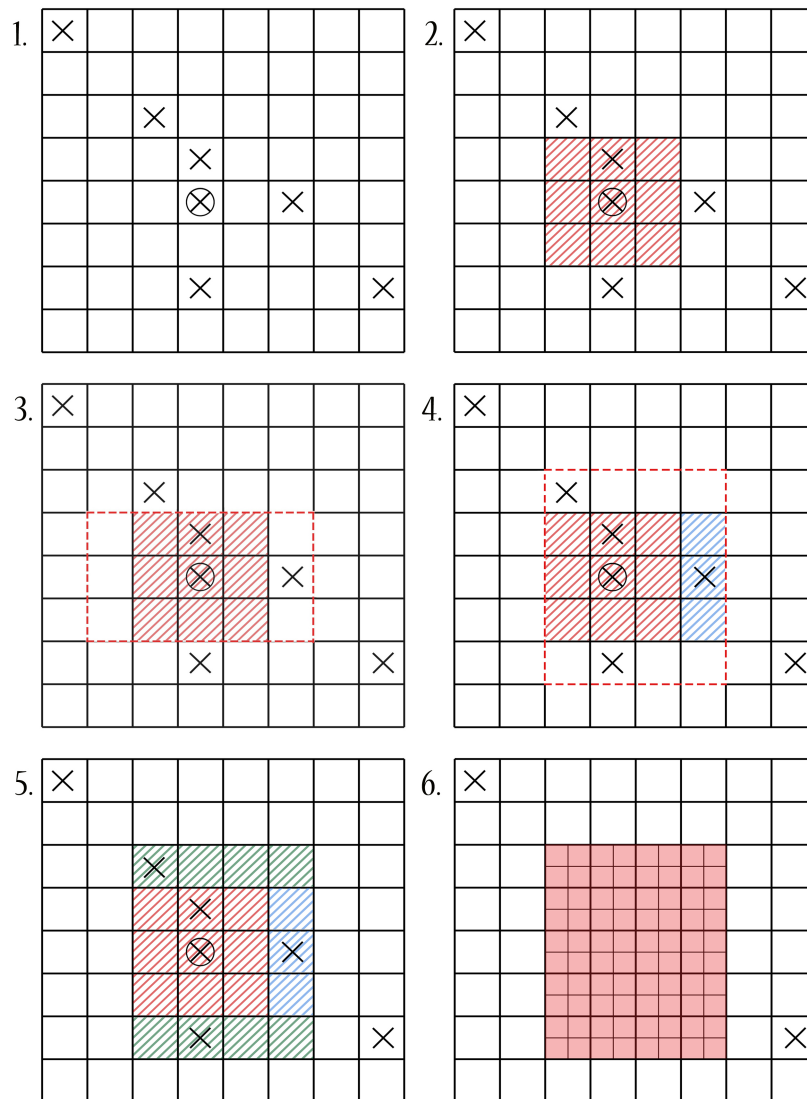
La implementación en MASLET de la técnica AMR sigue la descrita en Berger & Colella (1989).

#### 3.3.1. Creando la jerarquía de la malla

El primer paso en la construcción de la jerarquía de los parches es la malla de base en donde todas las cantidades relevantes son conocidas. Desde este punto de partida se ha de aplicar algún criterio para decidir qué celdas son *refinables*. Estos criterios dependen de la aplicación en la que se focaliza el AMR. MASLET, en concreto, utiliza dos condiciones: (i) si las cantidades (como la densidad o la presión) son mayores que un determinado umbral y (ii) si el gradiente de las cantidades son más pronunciados que un cierto límite dado. Dependiendo de la aplicación se puede requerir que una o ambas condiciones sean satisfechas. El algoritmo que controla este proceso puede incorporar nuevas condiciones de forma relativamente sencilla para focalizarse en una u otra aplicación. Todas las celdas numéricas de la malla base que satisfacen el criterio de refinado son catalogadas como *refinables*.

Para ilustrar el proceso de generación de parches, se va a describir en detalle el mecanismo de crear nuevos parches de nivel  $l + 1$ , una vez conocida toda la información relevante del nivel inferior,  $l$ . Comenzando por el nivel  $l$  en donde, de acuerdo con un conjunto de criterios de refinado, se han identificado todas las celdas que cumplen la condición de *refinable*. El paso siguiente consiste en encontrar, de entre las celdas *refinables*, la celda que maximiza el criterio de refinado (en el caso de que el criterio se basase en la densidad local, por ejemplo, se elegiría la celda con la máxima densidad). En torno a este máximo se genera un parche *elemental* añadiendo dos celdas a lo largo de cada dirección del espacio coordenado. Una vez creado este parche que contiene  $5 \times 5 \times 5$  celdas, este parche se extiende a lo largo de la dirección del eje-x, positivo de forma que la nueva dimensión del parche será  $6 \times 5 \times 5$  celdas. Si el número de celdas *refinables* aumenta con la extensión del parche, entonces la extensión se acepta, en el caso contrario, el borde del parche





**Figura 3.1:** Esquema del proceso de refinado de una malla bidimensional adaptativa en el código MASCLLET. Las celdas *refinables* se encuentran marcadas con  $\times$ , allí en donde el criterio de refinamiento se maximice se representa mediante  $\otimes$ . Una descripción completa de los diferentes paneles puede encontrarse en el texto en la sección 3.3.1.

permanece en el mismo lugar anterior a la extensión. Este mismo procedimiento se repite a lo largo de la dirección eje-x negativo. De esta forma, la extensión del parche en la dirección del eje x ha concluido. Exactamente el mismo mecanismo se aplica a lo largo de las direcciones del eje-y y el eje-z. El proceso de extensión de parche finaliza cuando no se incluyen en él nuevas celdas *refinables* y, por tanto, sus dimensiones permanecen inalteradas. Este es el momento, el que el parche se encuentra perfectamente definido. Todas las celdas contenidas en el parche recién formado se borran de la lista de celdas *refinables* del nivel  $l$ . Tras esto, se prosigue con las celdas marcadas como *refinables* que maximizan el criterio de refinamiento y, de nuevo, el proceso se repite hasta que todas las celdas de este nivel marcadas como *refinables* se han cubierto de parches, es decir, hasta que todos los parches del nivel superior,  $l + 1$ , han sido definidos.

De acuerdo con este mecanismo, el nivel inferior  $l$ , se divide en parches que contienen las celdas *refinables*. Estos parches se extienden en cada dimensión añadiendo una celda extra. Cuando las regiones de la malla de un nivel  $l$  se encuentran identificadas y definidas son re-mapeadas con mayor resolución mediante la división de las celdas de la malla del nivel  $l$  en celdas más pequeñas, que pertenecieran a la malla de nivel  $l + 1$ . El ratio  $r$ , entre el tamaño de la malla del nivel  $l$ ,  $\Delta x$ , y el tamaño de la celda refinada del nivel  $l + 1$ ,  $\Delta x'$ , es un parámetro entero que depende de la implementación particular del AMR. En el código aquí utilizado se ha elegido  $r = \Delta x / \Delta x' = 2$ . Esta elección es un compromiso entre la ganancia de resolución y hacer evitables las posibles inestabilidades numéricas que aparecerían utilizando un valor de  $r$  demasiado elevado. De esta forma, el método descrito produce una geometría de celdas cúbicas ( $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ ) en cada nivel.

Llegado a este punto, la geometría de los parches, sus posiciones en la malla madre y los nuevos números de las celdas de la malla fina creada se conocen. El paso siguiente debe ser definir los valores de todas las cantidades de nuevo en la malla más fina. Para llevar esto a cabo, se utiliza una interpolación conservativa *trilinear* (lineal en las tres dimensiones del espacio).

El proceso descrito anteriormente puede aplicarse de forma recursiva. Los nuevos parches formados en el nivel más bajo pasan a ser la nueva malla madre, de forma que el proceso anteriormente descrito puede aplicarse a ellos, produciendo un nuevo conjunto de parches con un nivel mayor de refinado.

Este método permite crear un conjunto completo de parches con un nivel de refinado cada vez mayor, que cubre todo el dominio computacional con una resolución que se adapta a las zonas de interés.

Por simplicidad, se ilustra en la Figura 3.1 el proceso de generación de parches mediante un esquema bidimensional. Las celdas *refinables* se marcan con  $\times$ . De entre estas, la celda que maximiza el criterio de refinado se representa por  $\otimes$ . En torno a este máximo, el parche *elemental* (la región roja con una extensión de  $3 \times 3$  celdas) se crea añadiendo una celda hacia cada dirección coordenada (panel 2). Los paneles 3, 4 y 5 representan la extensión provisional del parche *elemental* a lo largo de x e y respectivamente. Solo cuando el número de celdas catalogadas como *refinables* crece en una de las direcciones, la extensión del parche se acepta (las regiones azul y verde representan las regiones aceptadas en las direcciones x e y respectivamente). Cuando no hay más celdas que añadir al parche, éste se encuentra perfectamente definido y está listo para ser re-mapeado con celdas más

finas (panel 6).

La jerarquía de la malla se reconstruye tras cada paso de tiempo una vez que el sistema ha evolucionado en el tiempo. En el nuevo paso temporal, la jerarquía se reconstruye con el procedimiento descrito anteriormente. Tan solo una fracción de las celdas parcheadas será nuevamente *refinada*, ya que solo será *refinado* el dominio computacional ocupado por el parche que no ha sido cubierto anteriormente con la misma resolución. Reconstruir completamente la jerarquía de malla mediante interpolación desde los niveles madre puede ser un derroche de la potencia computacional. Para optimizar el proceso, las celdas que, en el tiempo anterior, se encuentran en el mismo nivel de *refinado* simplemente se actualizan con la evolución temporal dentro de su parche. Solo se utilizará la interpolación trilineal en aquellas celdas que no se encontraran ya refinadas en el paso previo con el mismo nivel de refinado. Este proceso de creación de malla produce un cierto grado de solapamiento entre parches del mismo nivel. Esto debe de controlarse por el algoritmo para evitar tener celdas en las mismas coordenadas de distintos parches del mismo nivel con valores de magnitudes físicas diferentes. El proceso de construcción del conjunto completo de mallas anidadas y las interpolaciones necesarias para asignar los valores a las nuevas celdas creadas es un proceso que requiere una demanda muy importante de CPU. En la implementación del algoritmo utilizada, la jerarquía de malla no se reconstruye en cada paso temporal. Se le añade un parámetro que, dependiendo de la aplicación, controla con que frecuencia se modifica la jerarquía.

### 3.4. Resolución del potencial gravitatorio

El potencial gravitatorio se calcula resolviendo la ecuación de Poisson 3.10. La fuente en la ecuación de Poisson sería el contraste de densidad total, teniendo en cuenta el gas, la materia oscura y las estrellas:

$$\nabla^2 \phi = \frac{3}{2} H^2 a^2 \delta_T = \frac{a^2}{2} (\rho_T - \rho_B), \quad (3.25)$$

en donde  $\delta_T = \delta + \delta_{DM} + \delta_* + 2$  y  $\rho_T = \rho + \rho_{DM} + \rho_*$ .

Para resolver la ecuación de Poisson se requiere la continuidad de la densidad de materia oscura en cada celda del volumen computacional. La densidad de materia oscura se obtiene utilizando el método TSC (*‘Triangular Shaped Cloud’*) en el nivel de malla correspondiente. En los niveles  $l > 0$ , todas las partículas en el parche contribuyen a la densidad del parche. Por lo tanto, las partículas pueden contribuir a la densidad de parches en diferentes niveles, distribuyéndose en diferentes tamaños de nube. Con esta aproximación, naturalmente se evita tener que especificar un parámetro de distancia de suavizado.

El proceso para resolver la ecuación de Poisson es diferente para cada nivel considerado.

- **Nivel de la malla de base ( $l = 0$ ).** En el nivel de base la ecuación de Poisson se resuelve utilizando métodos de transformada rápida de Fourier *‘Fast Fourier Transform’* (FFT) (Press et al., 1996). La FFT se utiliza de la siguiente forma:

1. El punto de partida es el contraste de densidad en el espacio físico con unas determinadas condiciones de contorno.
  2. A este se le aplica la FFT dando como resultado  $\delta_T(\mathbf{k})$  (la transformada de Fourier de  $\delta_T$ ).
  3. La ecuación de Poisson en el espacio de Fourier sería por lo tanto  $\phi(\mathbf{k}) = G(\mathbf{k})\delta_T(\mathbf{k})$ , en donde  $G(\mathbf{k})$  es la función de Green. Con ello se obtiene  $\phi(\mathbf{k})$  (el potencial gravitatorio en el espacio de Fourier).
  4. Finalmente, utilizando la transformada de Fourier inversa se obtiene el potencial gravitatorio en el espacio físico.
- **Resto de niveles de la malla AMR ( $l > 0$ )**

Para resolver la ecuación de Poisson en los niveles superiores se utiliza el método de la sobrerrelajación sucesiva o ‘*Successive Overrelaxation Method (SOR)*’, método basado en un Gauss-Seidel para estimar la solución de un sistema de ecuaciones lineales. Este método resuelve la ecuación de Poisson 3.10 mediante la discretización de la ecuación, de forma que pueda ser tratada como un sistema lineal de ecuaciones (véase Press et al., 1996):

$$\begin{aligned} \phi_{i+1,j,k} + \phi_{i-1,j,k} + \phi_{i,j+1,k} + \phi_{i,j-1,k} + \\ \phi_{i,j,k+1} + \phi_{i,j,k-1} - 6\phi_{i,j,k} = \eta\delta_{T_{i,j,k}} \end{aligned} \quad (3.26)$$

en donde  $\eta = \frac{3}{2}H^2a^2\Delta x_l^2$ , siendo  $\Delta x_l$  la resolución del nivel considerado.

El nuevo potencial  $\phi^{new}$  se define mediante un proceso iterativo de la forma siguiente:

$$\phi_{i,j,k}^{new} = \omega\phi_{i,j,k}^* + (1 - \omega)\phi_{i,j,k}^{old} \quad (3.27)$$

en donde

$$\begin{aligned} \phi_{i,j,k}^* = (\eta\delta_{T_{i,j,k}} - \phi_{i+1,j,k} - \phi_{i-1,j,k} \\ - \phi_{i,j+1,k} - \phi_{i,j-1,k} - \phi_{i,j,k+1} - \phi_{i,j,k-1})/6. \end{aligned} \quad (3.28)$$

El parámetro de sobrerrelajación,  $\omega$ , se define en el intervalo  $1 < \omega < 2$ . Para encontrar el valor óptimo del parámetro se utiliza el procedimiento de aceleración asintótica Chebyshev (véase Press et al., 1996). Este método permite minimizar el número de iteraciones (típicamente del orden de 10).

Una vez conocido el potencial para cada nivel se procede a calcular las posiciones y las velocidades de todas las partículas utilizando las ecuaciones (3.13–3.16).



## HALMA, el buscador de galaxias

El análisis de los resultados de una simulación realizada con un código cosmológico suele ser una tarea complicada. Los códigos cosmológicos producen una enorme cantidad de información en forma de millones de partículas estelares, de materia oscura y, en el caso particular de MASCLET, de celdas con contenido de gas con diferente grado de metalicidad. Cada uno de estos componentes del resultado de una simulación cosmológica contiene sus coordenadas de posición dentro del volumen de la simulación global, así como sus características dinámicas y otros parámetros, como su masa en el caso de partículas estelares o de materia oscura, o densidad en el caso de las celdas con contenido en gas.

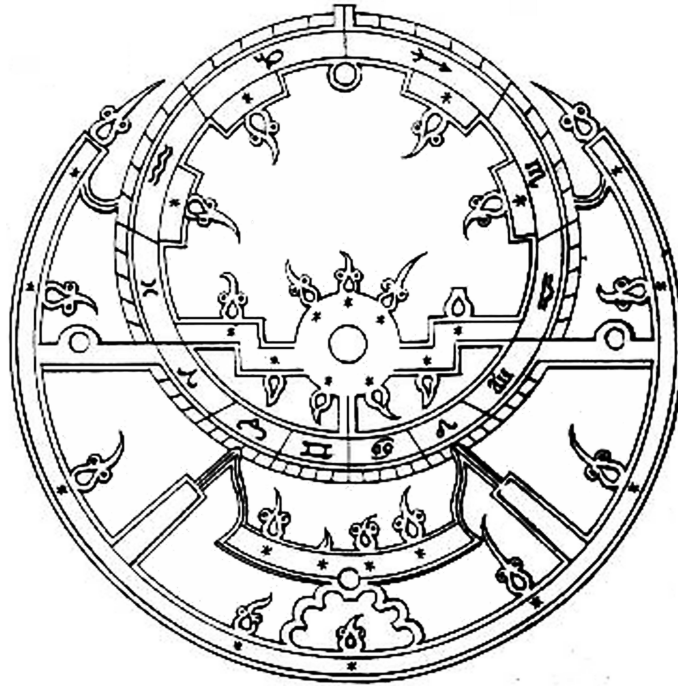
Al igual que la araña de un astrolabio (figura 4.1) identifica las estrellas del firmamento y, una vez identificadas, permite obtener información relevante; los *buscadores* de los códigos cosmológicos tratan de identificar los *halos* (grupos de partículas) que se generan dentro de una simulación cosmológica.

Debido a que cada simulador cosmológico tiene una estructura de simulación propia y, por tanto, unos productos de salida (ficheros) muy diferente, existen casi tantos *buscadores* como códigos cosmológicos. En particular este capítulo se centra en describir el buscador HALMA (*HALo finder for MAsclet*). Tal y como indica su nombre, es el buscador específico de estrellas del código cosmológico MASCLET.

### 4.1. Introducción

En el capítulo anterior se ha descrito en detalle el funcionamiento del código cosmológico MASCLET. Para comparar los resultados obtenidos con el universo observable, uno de los primeros pasos es identificar en la simulación agrupaciones de partículas que representen galaxias, cúmulos de galaxias o nebulosas. Estas agrupaciones de partículas (grupos de partículas ligadas gravitacionalmente), son los llamados *halos*. Esta tarea de identificar estas agrupaciones de partículas que aparecen como resultado de las simulaciones se lleva a cabo mediante una herramienta numérica (*software*) que recibe el nombre de “buscador de halos” o simplemente “buscador”.

Existen diferentes tipos de algoritmos en los buscadores para identificar las



**Figura 4.1:** Dibujo de una araña de un astrolabio extraído de Severino (1994). Cada una de las puntas de la araña apuntaría a una de las estrellas brillantes, de manera que al alinearlas con éstas, se podía conocer la posición geográfica o la hora local.

diferentes estructuras y subestructuras que aparecen como resultado de las simulaciones cosmológicas. De hecho, muchas veces un simulador cosmológico determinado tiene un buscador de halos asociado específicamente diseñado para éste. En concreto, este es el caso de HALMA, que sería el buscador de halos estelares específico para MASCLET. Pese a esta diversidad de algoritmos dentro de los buscadores, en el fondo, todos ellos comparten una idea básica, que es identificar grupos de objetos ligados gravitacionalmente dentro de una simulación ‘*N-body*’.

## 4.2. Fundamentos de los buscadores de halos

En esta sección presentamos algunos de los buscadores de halos más populares. En el campo de la cosmología numérica, existen dos métodos tradicionales para identificar grupos de partículas:

1. El algoritmo ‘*Friends-of-friends*’ (FoF; Davis et al., 1985), “Amigos de amigos”. Esta herramienta numérica consiste en encontrar partículas vecinas (cercanas unas de las otras) agruparlas y encontrar grupos de partículas vecinas a estas agrupaciones, de acuerdo con una distancia característica o separación típica, denominada ‘*linking length*’,  $l_{FoF}$ . Este parámetro de

distancia característica,  $l_{FoF}$ , normalmente se configura a  $\sim 0,2$  de la distancia media entre las partículas. Las agrupaciones de partículas conectadas por este parámetro de distancia se consideran como un halo virializado (su energía cinética promedio es igual a menos la mitad de la energía potencial promedio), aunque habría que comprobar si esto es así una vez formado el halo por el método *FoF* para finalmente aceptarlo o descartarlo. Utilizando los halos de partículas que genera este algoritmo de *FoF*, podemos definir los parámetros físicos de éste, (por ejemplo, la masa del halo se definiría sumando todas las masas de todas las partículas que contiene) y, con ello, extraer información útil (como la posición de este halo, su velocidad, la forma, etc.), pudiendo ser esta estructura en cuestión, una galaxia, un halo de materia oscura, un cúmulo de galaxias o bien una nube de gas, dependiendo del tipo de partículas que el algoritmo *FoF* haya conectado. Una de las limitaciones de este método numérico es la asignación arbitraria de la distancia característica  $l_{FoF}$ , que puede ocasionar conectar entre si objetos claramente diferentes a través de los denominados '*linking bridges*'<sup>1</sup>. Además, presenta el problema de que la estructura interior de los halos detectados es difícilmente recuperada, necesitando aplicar el método en cada uno de los halos con diferentes distancias características  $l_{FoF}$  para obtener información de su subestructura. Existen varias modificaciones del método original como el *FoF* adaptativo (AFoF; van Kampen, 1995) o el *FoF* jerárquico (HFoF; Klypin et al., 1999) que tratan de lidiar con las limitaciones anteriormente descritas.

2. La sobredensidad esférica '*Spherical Overdensity*' (SO; Lacey & Cole, 1994). Esta es la otra técnica clásica que utiliza el criterio de la sobredensidad media para detectar los halos virializados. La idea principal de esta técnica es identificar regiones esféricas con una densidad que se corresponda a la densidad de una región virializada de acuerdo con el modelo ideal de colapso esférico '*top-hat*'. El principal inconveniente de la técnica SO es precisamente esta elección de densidad virializada, ya que presupone simetría esférica en todos los objetos y, en realidad, los halos habitualmente presentan estructuras irregulares (White, 2002). Pese a sus limitaciones, la técnica de SO no necesita definir una distancia característica  $l_{FoF}$ . En este sentido esta técnica trabaja con una magnitud física directamente, la densidad, lo que la convierte en un método cuyos halos obtenidos son más fácilmente comparables con las observaciones, ya que dependen de un parámetro físico. Actualmente, resolver los problemas de la técnica SO sigue siendo un campo de trabajo importante en la cosmología numérica.

Prácticamente todos los buscadores de halos existentes utilizan el algoritmo de *FoF*, la técnica de SO, o bien una combinación de ambos. En las últimas décadas debido a los avances de los códigos cosmológicos, a parte de las tres dimensiones del espacio, se han utilizado otras dimensiones en el espacio de fases para encontrar los halos, estos buscadores reciben el nombre genérico de buscadores de espacio de fases '*phase-space halo finders*'.

---

<sup>1</sup>Partículas espaciadas a la distancia característica  $l_{FoF}$  que acaban enlazadas por el buscador formando una estructura lineal.



A continuación se citan algunos de los buscadores de halos más conocidos:

1. DENMAX (Bertschinger & Gelb, 1991; Gelb & Bertschinger, 1994) tiene como algoritmo base el cálculo de un campo de densidad a partir de una distribución de partículas, tras esto y de forma gradual, mueve las partículas en la dirección del gradiente de densidad local, acabando el proceso con pequeños grupos de partículas alrededor de cada máximo de densidad local. Finalmente se utiliza un mecanismo de  $FoF$  para asociar los pequeños grupos de partículas con halos individuales mediante una malla.
2. El código SKID (Weinberg et al., 1997) utiliza un algoritmo de SO similar al de DENMAX, pero calcula la parte de  $FoF$  utilizando un núcleo de refinado adaptativo similar al utilizado en los códigos SPH (Gingold & Monaghan, 1977; Lucy, 1977). La determinación adecuada del campo de densidad (Götz et al., 1998) es crucial para lograr que el método sea efectivo y eficiente.
3. El método empleado en HOP (Eisenstein & Hu, 1998) se basa en el cálculo del campo de densidad de forma similar a SIKID. No obstante, utiliza una forma diferente de mover a las partículas. El algoritmo, en este caso, busca el máximo de densidad de entre los  $n$  vecinos más cercanos de una partícula y asigna la partícula al vecino más denso. Finalmente, agrupa las partículas en un máximo local de densidad, definiendo de esta forma un halo virializado.
4. El algoritmo de BDM (Klypin et al., 1999) utiliza esferas aleatoriamente distribuidas con un radio predefinido que se mueven iterativamente hacia el centro de masas de las partículas que contienen hasta que, finalmente, se encuentra el centro de densidad.
5. La técnica VOBOZ (Neyrinck et al., 2005) utiliza un teselado de Voronoi para calcular la densidad local y construir los halos.
6. El buscador de halos MHF (Gill et al., 2004) aprovecha la estructura jerárquica de la malla generada por el código de malla adaptativa (*AMR*) MLAPM (Knebe et al., 2001) para encontrar los halos de una simulación dada. Esta estrategia es muy inteligente, ya que los códigos de malla adaptativa normalmente construyen la malla refinando las regiones de alta densidad. Además, esta estrategia es muy útil para obtener la subestructura en los halos encontrados. Su sucesor *Amiga Halo Finder* AHF viene descrito en (Knollmann & Knebe, 2009).
7. El buscador ASOHF (Planelles & Quilis, 2010; Vallés-Pérez et al., 2022) es un método basado en SO que también puede hacer uso de la malla adaptativa creada por el simulador cosmológico. Originalmente fue creado para acoplarse a MASCLT (Quilis, 2004). En su versión actual puede utilizarse de forma independiente aplicándolo a los resultados de otros códigos cosmológicos sobre los diferentes componentes de la simulación (es decir, materia oscura, gas y estrellas).
8. SUBFIND (Springel et al., 2001) utiliza, para encontrar los halos, una interpolación cúbica por partes para estimar la densidad de cada partícula.

Tras esto, se utiliza el método *FoF* y, con ello, cada región con un exceso de densidad delimitada por un isocontorno de densidad que atraviesa un punto de silla del campo de densidad se considera un candidato a subestructura. SUBFIND puede ejecutarse sobre una fase de simulación concreta o sobre todas las diferentes fases de la simulación. De esta forma, puede reconstruir el árbol de fusiones completo de la simulación ‘*merger-tree*’ utilizando la información de los sub-halos de la fase de simulación inmediatamente anterior. Todos los candidatos a sub-halo son examinados y de ellos se descartan todas las partículas no ligadas.

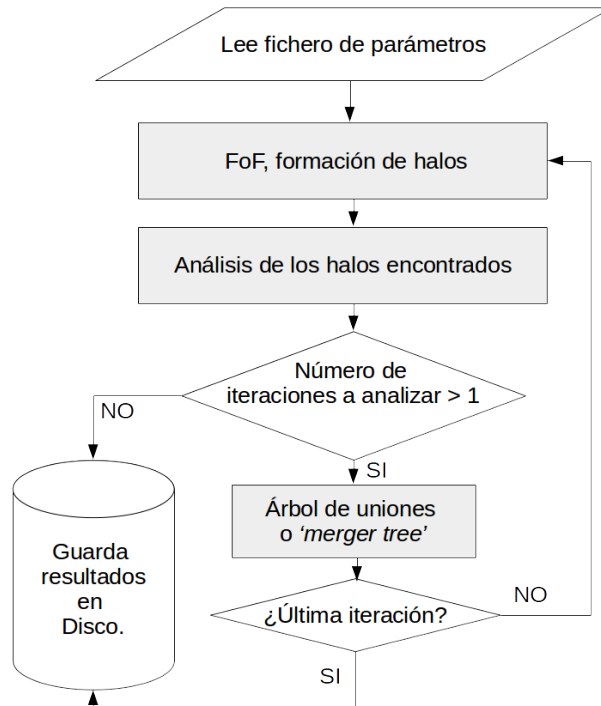
9. El código SURV proporciona un método diferente (Tormen et al., 2004; Giocoli et al., 2008, 2009) que identifica los sub-halos dentro del radio viral del último halo en el que se encuentran, siguiendo todas las ramas del árbol de fusiones ‘*merger-tree*’ de la simulación (en lugar de solo las que provienen de la rama principal) para, de esta forma, reconstruir la jerarquía completa de la subestructura hasta llegar a la resolución de masa de la simulación.
10. 6DFOF (Diemand et al., 2006, 2007) es un buscador que encuentra los grupos buscando máximos en el espacio de fase del campo de densidad y, con esto, interconecta las partículas más ligadas dentro del núcleo de los halos y sub-halos entre si. Para diferentes iteraciones o ‘fases’ de la simulación, 6DFOF encuentra objetos que comparten un gran número de partículas (en ocasiones más de un 90 % en común). Esto hace más sencillo identificar los progenitores o los descendientes de los halos encontrados.

Análisis completos de los buscadores de halos más conocidos, sus puntos débiles y fuertes, pueden encontrarse en Knebe et al. (2010), Onions et al. (2012) y Knebe et al. (2013).

### 4.3. El algoritmo de HALMA

El buscador de halos HALMA fue desarrollado para analizar los resultados de las simulaciones cosmológicas producidas por MASCLET. HALMA utiliza como base el algoritmo *FoF* aplicado solo a las partículas estelares producidas en la simulación, siendo capaz de analizar cada una de las iteraciones o ‘fases’ guardadas de una simulación de MASCLET. Esto permite analizar cada una de forma individual o conjunta, obteniendo información de los progenitores o descendientes de los halos encontrados. Partiendo de la idea original del método *FoF*, el buscador HALMA presenta algunos pasos adicionales para mejorar el rendimiento del método, haciéndolo más rápido y capaz de extraer, de cada uno de los halos detectados, información relevante para su análisis y su clasificación. Se pretende que la información extraída pueda ser comparable directamente con el plano observacional.

En concreto, la implementación del buscador HALMA consta de tres grandes bloques de procesamiento (Figura 4.2). El bloque de *FoF* que forma los halos; el de análisis, que extrae información básica de los halos como características físicas y morfológicas (masa, tamaño, etc...); y el de ‘*merger-tree*’ o árbol de fusiones en el que identifica a través del análisis realizado en la iteración anterior dónde estaban



**Figura 4.2:** Esquema global de funcionamiento de HALMA donde se aprecian claramente los tres bloques funcionales bien diferenciados: bloque de *FoF*, bloque de análisis y el de *'merger-tree'*.

esos halos que ha encontrado y cuáles están relacionados entre si. A continuación se detallan los pasos que sigue HALMA en cada uno de los bloques.

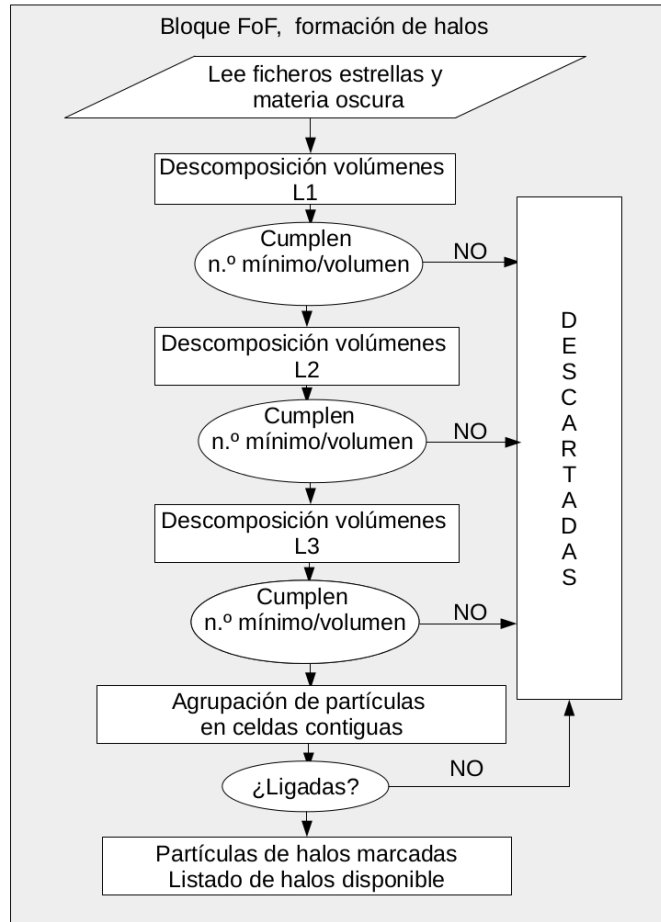
#### 4.3.1. El bloque de *FoF* de formación de halos

Este sería el bloque principal (Figura 4.3), HALMA accede a este bloque nada más comenzar tras cargar los parámetros de entrada (como las distancias características a emplear, las iteraciones a analizar, si se precisa que devuelva además del análisis global los datos de las partículas estelares de cada uno de los halos que encuentre, etc...) o cuando acaba de analizar una iteración y va a pasar a buscar halos en la siguiente. Estos serían los detalles del algoritmo empleado:

1. En un primer paso, el algoritmo lee el fichero de parámetros y los ficheros de estrellas y materia oscura correspondientes a la primera iteración o 'fase' de la simulación cosmológica a analizar y carga toda esa información en la memoria de ejecución.
2. Seguidamente, HALMA subdivide el volumen total de la simulación en cubos con el tamaño de la distancia característica o *'linking length'* más grande

elegida. La versión de HALMA utilizada en este estudio, tiene 3 tamaños característicos configurables L1, L2 y L3. El volumen de simulación analizado se descompone, por tanto, empezando por el tamaño de distancia característica mayor L1, en pequeños cubos que contendrán un número de partículas estelares *SSP* dentro.

3. Tras la primera descomposición en volúmenes, HALMA elige los cubos que contienen más de un determinado número de partículas dentro, marcándolas para que sean las que se procesen en el siguiente paso con una distancia característica menor.
4. Para el siguiente paso, se procesan las partículas marcadas, ahora con la distancia característica intermedia L2, y de nuevo se marcan las que quedan fuera del número mínimo de partículas por celda.
5. Por último, se procesan las partículas que se han mantenido marcadas con la distancia característica más pequeña L3. Al finalizar el marcado, los pequeños cubos que contienen las partículas se extienden en las tres direcciones del espacio, interconectando los que están juntos. Esto genera los primeros proto-halos.
6. Acabado el proceso de asociación de partículas en esos proto-halos, comienza un proceso de limpieza de partículas no ligadas gravitacionalmente. Para ello, HALMA analiza cada uno de los proto-halos y descarta las partículas que no se encuentran ligadas a este, quitándolas de la lista de partículas que pertenecen a dicho halo. Una vez en este punto, se pasa al siguiente bloque de análisis de halos individuales.



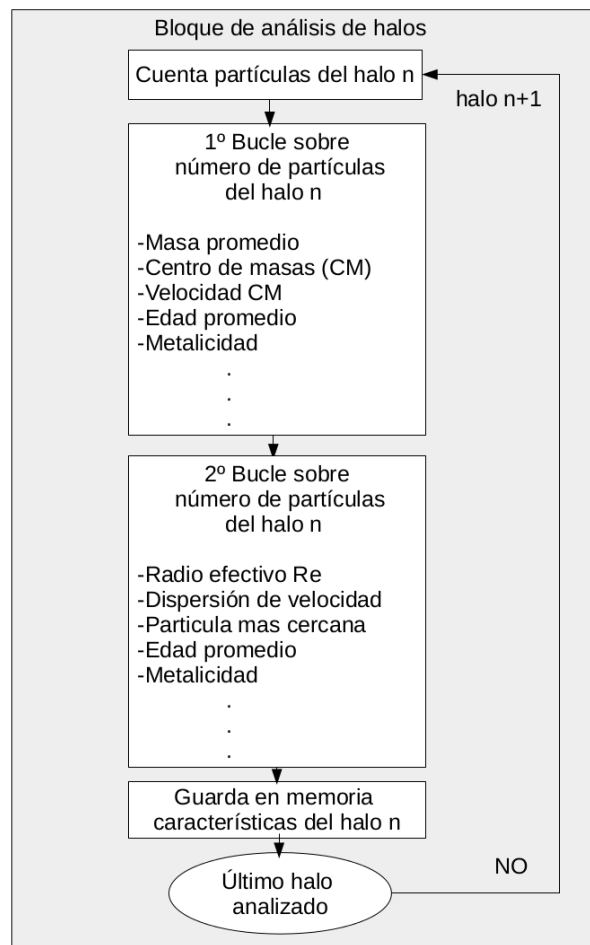
**Figura 4.3:** Bloque principal de HALMA para encontrar los halos. Se basa en un algoritmo de *FoF* con tres distancias características L1, L2 y L3 aplicadas sucesivamente.

### 4.3.2. El bloque de análisis de halos

En este bloque, HALMA se encarga de caracterizar los halos encontrados, obteniendo de ellos toda la información básica (Figura 4.4). En este caso, no es necesario leer archivos ya que toda la información necesaria para el proceso se encuentra en memoria de ejecución.

1. Comenzando por el primer halo, el algoritmo cuenta todas las partículas que contiene.
2. El número de partículas define el tamaño del bucle que va a calcular la masa total, el centro de masas del halo, la velocidad del centro de masas, la edad promedio y la edad ponderada en masa, la metalicidad promedio y pesada en masa, etc..

3. Con las cantidades promedio ya se pueden calcular los tamaños, como el radio efectivo  $Re$ , la dispersión de velocidad, la partícula más cercana y más lejana al centro de masas.
4. Acabado de analizar el primer halo, se guardan todos los observables obtenidos del halo analizado, ya que, al finalizar los tres bloques de procesado, serán necesarios estos datos para generar una lista de halos encontrados con sus características.
5. Finalmente, se vuelve al primer paso con el siguiente halo a analizar. Este proceso continúa hasta que todos los halos obtenidos en el primer bloque se hayan analizado.



**Figura 4.4:** Este bloque de HALMA se dedica a caracterizar los halos encontrados en el bloque anterior. En él se obtienen características tanto físicas como morfológicas.

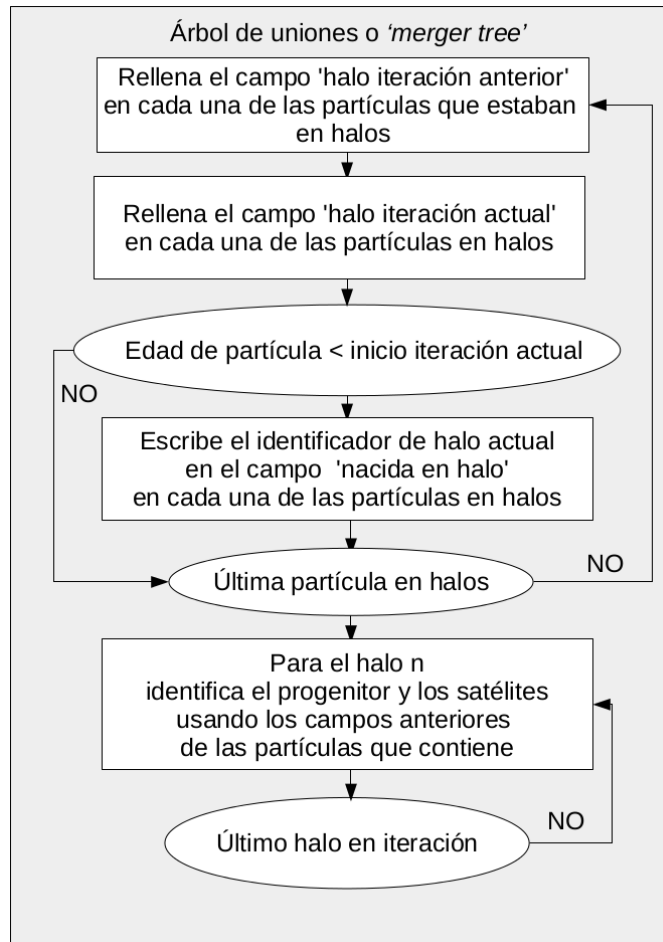
### 4.3.3. El bloque de árbol de fusiones o ‘merger-tree’

Como se ha comentado anteriormente, HALMA puede ejecutarse para analizar una sola iteración o un conjunto de iteraciones o ‘fases’ de una simulación. Cuando se realiza un análisis de más de una iteración, el software está preparado para reconstruir la historia de formación de cada uno de los halos, figura 4.5, indicando donde se encontraban anteriormente y si son el resultado de uniones de otros más pequeños. A continuación se describe el proceso seguido en este bloque.

1. Una vez obtenidas todas las características de los halos en el bloque anterior, en el caso de que sea la segunda iteración analizada o posteriores, se copia un campo existente de las partículas estelares que indica en qué halo se encontraban en la iteración anterior a la presente. De esta forma, esta información no se pierde y se puede utilizar para deducir de qué halo o halos proviene el presente halo en el bloque de análisis anterior.
2. Una vez guardado el campo de información de halo en el que se encontraban, se rellena con la información del halo en que se encuentran actualmente.
3. El algoritmo comprueba la edad de las partículas estelares y marca en otro campo si han nacido en este halo, es decir, si su edad es menor a la del comienzo de la iteración analizada. En caso afirmativo, este campo contendrá el identificador del halo donde han nacido y, en caso contrario, mantendrá el valor que tenía o bien un 0 si no ha nacido en un halo encontrado anteriormente por HALMA. Este paso del presente bloque ha sido una de las aportaciones más importantes del desarrollo de esta tesis doctoral, puesto que ha permitido dar información de la distribución de las partículas estelares dentro de los halos encontrados separándolas según su distinta procedencia. Parte de los resultados obtenidos mediante este tipo de análisis se muestran en el capítulo 5.
4. Llegados a este punto, para cada partícula ya se dispone de la información de a qué halo pertenecía, a qué halo pertenece y en qué halo se ha formado. Se utiliza en este caso la información de a qué halo pertenecían las partículas que forman un halo para, según cual sea la contribución más importante, definir el halo progenitor. Los halos satélites se definen como los que tengan una contribución menor que la del halo progenitor<sup>2</sup>.
5. En el caso de que la iteración en análisis sea la última, el bloque termina y produce como resultado para cada iteración un listado de halos, de las características de estos, de los halos progenitores y de los satélites. En el caso de que no haya acabado el listado de iteraciones a analizar, el algoritmo vuelve al primer bloque para comenzar el análisis de la iteración posterior.

---

<sup>2</sup>Para considerar los halos como satélites, las estrellas que pertenecían a éstos han de llegar a superar una concentración de 0.025 respecto al total de partículas del halo



**Figura 4.5:** Este bloque de HALMA obtiene la historia de formación de los halos encontrados identificando cuáles eran en la iteración analizada anterior.

## 4.4. La distancia característica

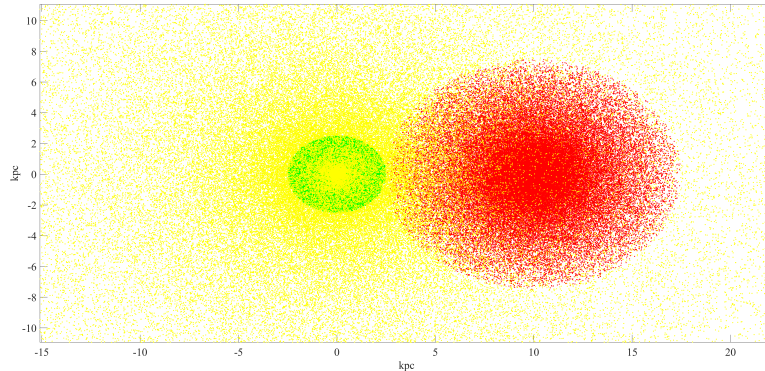
Elegir correctamente la distancia característica o *'linking length'* es una de las claves para el correcto funcionamiento de un buscador de halos basado en el algoritmo *FoF*.

Para comprobar el correcto funcionamiento del buscador, se realizan varios tests que consisten en la generación de esferas de partículas distribuidas en distintas posiciones conocidas con diferentes densidades, tras esto se verifica si el buscador es capaz de recuperar estas estructuras.



#### 4.4.1. Esferas de testeo y distribución de distancias

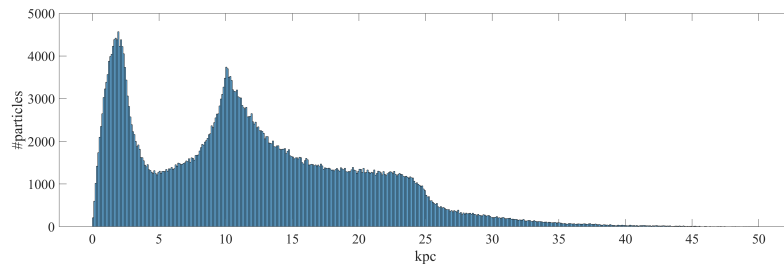
A continuación, se describe uno de los test realizados para comprobar el correcto funcionamiento del bloque *FoF* de HALMA (sección 4.3.1). Se generan tres esferas de radios  $2\text{ kpc}$  (verde),  $7\text{ kpc}$  (roja) y  $40\text{ kpc}$  (amarilla), con  $3 \times 10^5$  partículas cada una, distribuidas de acuerdo a una distribución normal más poblada en el centro, Figura 4.6. Dos de ellas se encuentran centradas en  $(0, 0, 0)$  y una de ellas en  $(10, 0, 0)$ . La función de la esfera mayor (amarilla) es crear un medio poblado que permita poner a prueba la capacidad de un tamaño característico elegido para separar las esferas menores (roja y verde).



**Figura 4.6:** Esferas de radios  $2\text{ kpc}$  (verde),  $7\text{ kpc}$  (roja) y  $40\text{ kpc}$  (amarilla), con  $3 \times 10^5$  partículas cada una. Las esferas se encuentran centradas en  $(0, 0, 0)$  (amarilla y verde) y en  $(10, 0, 0)$ .

Para elegir el tamaño característico para separar estos objetos sería adecuado conocer la distribución de distancias de cada una de las partículas con respecto a todas las demás. Debido al gran número de partículas y al enorme coste computacional de esta operación,  $n^2$ , este cálculo es inabordable. Para obtener un muestreo de esta distribución se opta por calcular la distancia de cada partícula con cualquier otra (elegida de forma aleatoria) del volumen total. Este proceso tiene un coste computacional mucho menor que el anterior, orden  $n$ , y por tanto, sí que es adecuado abordarlo para obtener la distancia característica que tendría sentido utilizar en el bloque *FoF* de HALMA. La Figura 4.7 ofrece una muestra de la distribución de distancias de las partículas en el test sugerido. Esta distribución comienza prácticamente en  $0\text{ kpc}$ , indicando que hay partículas muy cercanas entre sí. Presenta un máximo absoluto en  $2\text{ kpc}$ . Este sería un buen punto de partida como distancia característica a utilizar en el bloque de *FoF* de HALMA. También muestra un segundo máximo en  $10\text{ kpc}$  relacionado con la distancia a la que están las dos subestructuras.

El algoritmo recupera las partículas y las agrupa en halos distintos (rojo y verde) tras utilizar una distancia característica de  $2\text{ kpc}$ , si se utiliza una distancia característica de más de  $4\text{ kpc}$ , el buscador une ambas estructuras. La “contami-

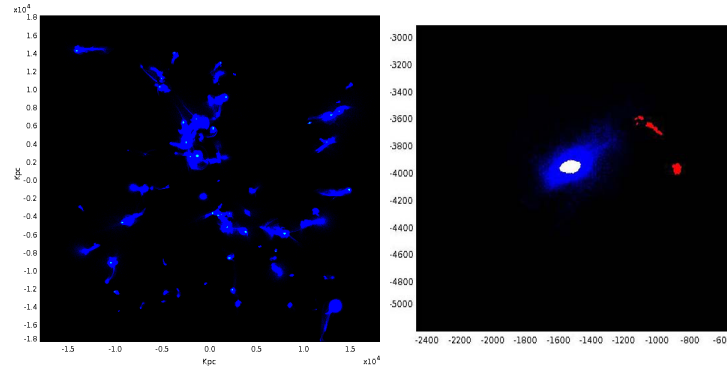


**Figura 4.7:** Muestreo de distribución de distancias. Cada partícula calcula la distancia respecto a otra aleatoria. Los máximos de la distribución dan información de la distancia entre partículas más frecuente. La presencia de más de un máximo revela la existencia de subestructuras. En este caso particular, la existencia de dos máximos revela la presencia de las dos esferas (roja y verde) dentro de la nube de partículas de la esfera amarilla (Figura 4.6).

nación” de ambos halos con partículas de la esfera amarilla es inevitable. Se ha utilizado el campo de identificación de partículas para, una vez obtenidos los halos con el buscador, evaluar el porcentaje de partículas amarillas dentro de los halos rojo y verde. Como se esperaba, la concentración de partículas amarillas es mayor en el halo verde que las que se encuentran en el halo rojo.

Este test pone de manifiesto la sensibilidad a la distancia característica de bloque  $FoF$  de HALMA y la necesidad, por tanto, de realizar varias pruebas con distintas distancias características para obtener los halos que se pretenden estudiar. Dependiendo de si el estudio se centra en los núcleos galácticos o en las galaxias con su halo galáctico, incluyendo las interacciones de marea con otras galaxias satélites, la elección del tamaño característico es crucial para obtener en forma de halo, el objeto de estudio deseado.

Una vez comprobado el correcto funcionamiento de HALMA en un entorno controlado de testeo, se aplica directamente en distintos instantes de resultados de simulaciones cosmológicas. En concreto se aplica para una simulación con una resolución de  $9\text{ kpc}$  (partiendo de un volumen de simulación de  $64\text{ Mpc}$ ) (Figura 4.8) y para otra con una resolución de  $2,7\text{ kpc}$  (partiendo de un volumen de  $44\text{ Mpc}$ ). Con esto se comprueba que, para la elección de la distancia característica adecuada, no solo es necesario saber el tamaño de estructura que se desea analizar, sino que también se ha de tener en cuenta la resolución de la simulación que se está analizando.



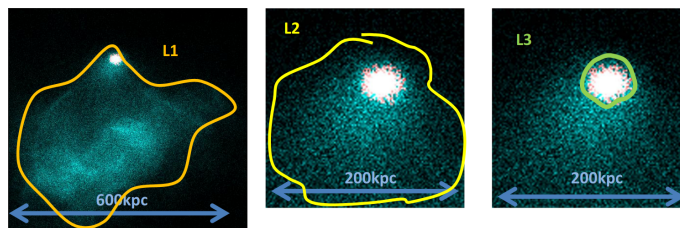
**Figura 4.8:** En el panel de la izquierda se muestra la zona central (los 32  $Mpc$  centrales mejor resueltos) del volumen de simulación de 64  $Mpc$ . En azul oscuro se muestra la componente estelar y en azul claro, los halos identificados por el buscador utilizando un tamaño característico de 3  $kpc$ . En el panel de la derecha se muestra una ampliación del volumen donde se aprecia, siguiendo el mismo código de color anterior, el material estelar y el halo encontrado por HALMA. Se muestra también el detalle en rojo de otras estructuras identificadas por HALMA que proceden de restos de una colisión anterior.

#### 4.4.2. Conclusiones de la distancia característica

Como conclusión de trabajo de testeo, se recomienda utilizar un tamaño característico de un valor cercano a la resolución de la simulación a analizar, siempre teniendo en cuenta el tamaño de las estructuras a estudiar. Para las simulaciones aquí analizadas, tamaños característicos de 100  $kpc$  devuelven estructuras de tamaños en torno a 600  $kpc$ , es decir, engloban a todas las partículas estelares representadas en la Figura 4.8 en azul oscuro, separándolas las unas de las otras siempre que se encuentren a más de 100  $kpc$  de distancia. Los tamaños característicos de en torno a 10  $kpc$  engloban estructuras de un tamaño de en torno a 200  $kpc$ , útiles para describir los restos de material acertado que se encuentra rodeando a las galaxias. Para finalizar, un tamaño característico de en torno a 3  $kpc$  es el adecuado para resolver estructuras de unos 50  $kpc$  que se corresponderían a las galaxias virtuales estudiadas en el Capítulo 5.

Decididos los tamaños característicos adecuados para el análisis de la simulación, HALMA se aplica sobre cada uno de los instantes temporales de la simulación obtenidos mediante MASLET. Para ello, se edita el fichero de parámetros de HALMA eligiendo el número máximo apropiado de halos y partículas por halo. Como se ha expuesto anteriormente, para resolver y separar las galaxias sintéticas, una buena estrategia es elegir la distancia característica menor L3, del orden del tamaño de la resolución de la malla más fina empleada en la simulación.

En la Figura 4.9 se observa, para cada tamaño característico (L1, L2, L3), qué partículas estelares son seleccionadas en una zona de la simulación cosmológica que contiene una estructura bien diferenciada del resto. Según el estudio que se quiera realizar, la distancia característica menor elegida puede obtener información de las zonas más internas de los halos (galaxias sintéticas o sus núcleos) o bien de



**Figura 4.9:** Aplicación de los tres tamaños característicos sobre un fragmento de simulación. Comenzando por el más grande L1 ( $100 \text{ kpc}$ ), se obtiene una estructura de  $600 \text{ kpc}$ , con L2 ( $10 \text{ kpc}$ ) aparece una estructura de  $200 \text{ kpc}$  y, por último, aplicando L3 ( $3 \text{ kpc}$ ) obtenemos una estructura de unos  $50 \text{ kpc}$ .

todo el conjunto incluyendo sus exteriores (partículas exteriores que se mueven por fuerzas de marea de las diferentes galaxias sintéticas presentes) (Martínez-Delgado et al., 2009; Mancillas et al., 2019).

## 4.5. Los ficheros de salida de HALMA

Finalizados los bloques de procesado de HALMA, Figura 4.2, se procede a guardar toda la información obtenida de la simulación cosmológica en el disco para que ésta esté disponible en el futuro para realizar estudios posteriores. Los ficheros de salida de HALMA son:

1. Un fichero de texto, *'halma\_halo\_stars.res'* (Figura 4.10) en el que se encuentra, para cada instante analizado, una lista con los halos encontrados donde se muestran también algunas características de estos halos como la masa, la dispersión de velocidad, la posición en el volumen simulado y el halo del que proviene en el instante anterior.
2. Opcionalmente, un fichero por cada halo encontrado, *'sigma[instante analizado]h[identificador de halo]'*, con toda la información proyectada en una de las dimensiones para un posterior análisis bidimensional. Este fichero contiene posición, velocidad y masa de todas las partículas estelares (*Single Stellar Population, SSP*) del halo encontrado, así como también la procedencia de estas partículas en el instante temporal anterior.

Estos ficheros son imprescindibles para reconstruir el árbol de fusiones de una galaxia virtual concreta (a través del fichero *'halma\_halo\_stars.res'*), analizar en detalle las características evolutivas y obtener las proyecciones bidimensionales (ver Capítulo 5 sección 5.3.3) mediante los ficheros de halos individuales *'sigma[instante analizado]h[identificador de halo]'*

```

halma_halo_stars.res
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
-----
19
-----
10 571957 1 150 26.000744 6.1620903
0.5869 0.0062 14159.3008 -13426.6016 -785.9260 0 0 0.0960
0.5590 323.4286 14175.7513 -13427.4004 -810.4741 0 0 0.0687
0.3455 327.4388 14146.6509 -13421.9473 -779.2959 0 0 0.0762
0.3591 403.4204 14166.5752 -13414.8965 -804.1094 0 0 0.0767
0.2070 0.0077 14166.2559 -13595.8047 -876.8090 0 0 0.0088
0.3999 66.9101 14190.5479 -13632.4941 -907.0203 0 0 0.0086
1.0994 294.5675 5244.3916 -6107.8188 1511.5612 0 0 0.0086
0.0000 189.1312 5258.3833 -6127.5811 1531.6874 0 0 0.0086
0.0500 253.8347 5257.0586 -6126.2783 1513.9537 0 0 0.0086
0.5941 349.7303 5242.3350 -6110.6094 1497.4510 0 0 0.0086
-----
60 3593648 2 200 36.771416 6.6793337
0.4018 380.3937 -1386.1620 2354.0742 1741.8289 0 0 0.1216
0.5118 0.0004 -1349.3301 2351.8669 1800.6683 0 0 0.2725
0.1524 0.0000 -1367.7827 2365.0261 1763.2803 0 0 0.2644
0.1320 180.6450 -1364.0576 2365.3530 1780.5829 0 0 0.2625
0.1804 167.9489 -1360.6178 2363.3762 1782.8492 0 0 0.2323
0.1246 183.8523 -1359.5070 2359.3442 1804.4905 0 0 0.2720
8.6138 465.2914 -1419.4619 2432.4509 1709.3821 0 0 0.0891
0.3099 568.5227 -1445.5096 2442.7490 1668.5410 0 0 0.1814
0.4118 657.8891 -1435.0360 2393.8530 1697.2640 0 0 0.1237
0.2285 221.8426 -1407.4559 2479.0042 1625.6362 0 0 0.2890
0.5096 162.3561 -1406.8436 2497.3088 1629.0431 0 0 0.2853
0.2982 679.7430 -1404.3352 2396.1289 1733.6052 0 0 0.1376
0.1899 304.7741 -1440.3988 2364.0518 1736.4058 0 0 0.3453
0.8719 294.5971 -1372.5887 2380.4836 1741.0981 0 0 0.2555
0.4936 77.5773 -1542.8094 2421.5237 1602.0374 0 0 0.0572
0.3437 332.2786 13988.4111 -13561.0186 -795.8297 0 0 0.2221
0.2142 309.8611 14004.6367 -13565.1631 -795.0151 0 0 0.1981
0.6252 7.9211 13968.5596 -13577.0820 -776.8583 6 1 0.1878
10.0387 259.3102 14032.8262 -13629.6436 -810.9488 6 1 0.3370
0.2767 249.7859 13971.8183 -13584.5605 -783.5213 5 1 0.1971
0.3207 258.8047 13941.9482 -13646.4932 -805.5018 6 1 0.1813
10.5982 398.2635 4072.1221 -6162.8130 1562.8447 7 2 0.2496
0.1385 241.2209 507.0000 1562.8447 1562.8447 0 0 0.2496

```

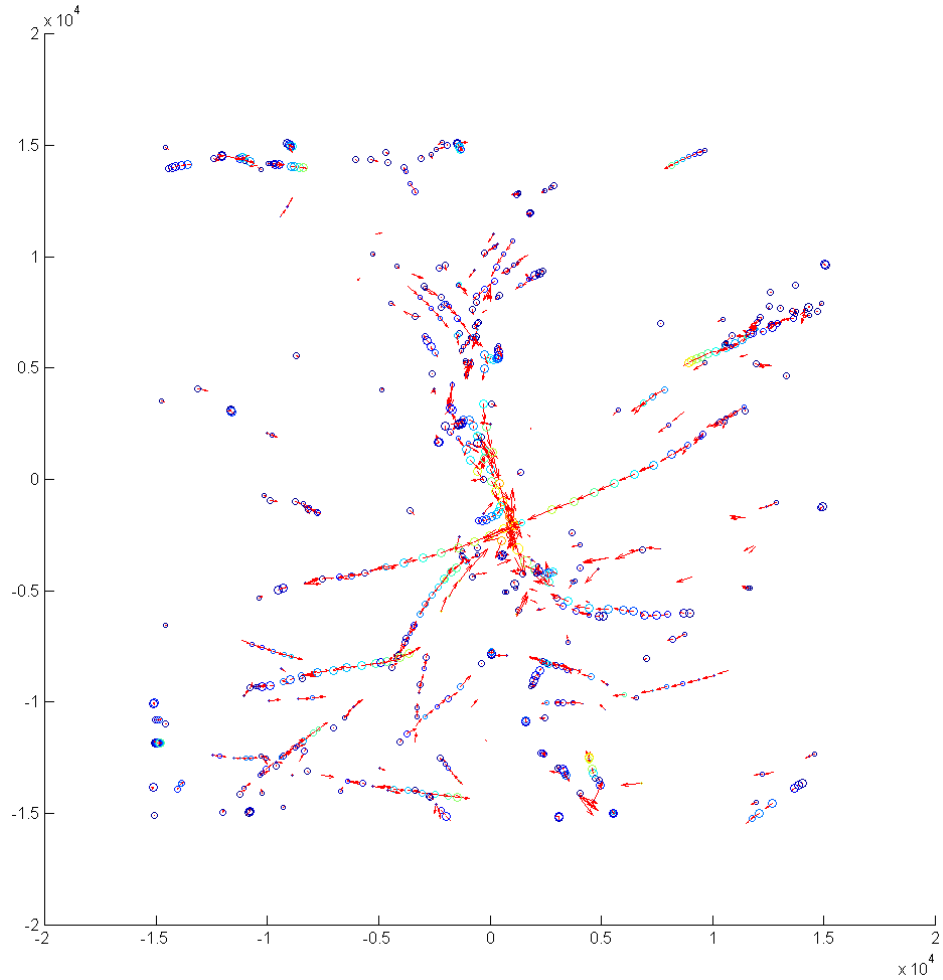
**Figura 4.10:** Fichero de salida de HALMA que muestra la lista de halos encontrados en cada instante temporal analizado. En primer lugar, se muestra el número de instantes analizados, en este caso particular 19. A continuación, una línea de guiones da paso al encabezado del primer instante de simulación analizado donde se muestran, por orden, el número de halos encontrados, la cantidad total de partículas estelares en la simulación, el número de instante analizado, el nombre de los ‘outputs’ de MASCLLET relacionados con este instante (en este caso se comienza el análisis en el instante 150), un número que indica el tiempo transcurrido en *Gyrs* al multiplicarlo por un factor 0,0358 y el ‘redshift’ de este instante. Tras esta cabecera se da paso a la lista de halos encontrados en este instante con datos como el número de partículas que contiene, la masa, el tamaño la dispersión de velocidad, la posición en el volumen simulado, unos indicadores de a qué halo pertenecían anteriormente y si han sufrido colisiones, etc...

## 4.6. La reconstrucción del árbol de fusiones

El árbol de fusiones de una galaxia es imprescindible para conocer su evolución. Éste detalla dónde ha estado esta galaxia anteriormente y cuántas interacciones ha tenido con su entorno. Con el fin de automatizar el proceso de reconstrucción del árbol de fusiones mediante el fichero ‘halma\_halo\_stars.res’ se elabora un código en MATLAB<sup>3</sup> dedicado a esta tarea. Para construir el árbol de fusiones, el código utiliza como entrada el fichero ‘halma\_halo\_stars.res’ y devuelve, dependiendo del halo de interés, un fichero con nombre ‘CatalogaMT\_Allinfo/[identificador del halo]\_Z1Z-[masa del halo].txt’, Figura 4.12, que contiene toda la información del árbol de fusiones de la galaxia virtual elegida. Además, proporciona la masa de ésta y la de las galaxias satélites con las que interactúa. Mediante este tipo de reconstrucción se pueden extraer algunas de las secuencias mostradas en la Figura 4.11, en las que se aprecian todos los halos identificados en el volumen simulado y la dirección de movimiento de cada uno en cada instante temporal.

<sup>3</sup>MATrix LABoratory (laboratorio de matrices), es un sistema de cómputo numérico que ofrece un entorno de desarrollo integrado con un lenguaje de programación propio (lenguaje M).

Mediante el árbol de fusiones se puede conocer si una galaxia a  $z = 0$  ha sufrido fusiones con otras o ha tenido una evolución independiente del resto del entorno. Agrupando las galaxias según su historia evolutiva se puede analizar si existen diferencias entre otras propiedades dinámicas o morfológicas de éstas. El Capítulo 5 aborda esta cuestión.



**Figura 4.11:** Halos encontrados mediante HALMA dentro de la zona central (los  $32 Mpc$  centrales mejor resueltos) del volumen de simulación de  $64 Mpc$ . Cada círculo es un halo identificado, su tamaño hace referencia a la masa de éste y su color al instante temporal en el que se ha localizado. Las flechas indican la dirección y el sentido del movimiento, así como la velocidad a la que se mueven los halos.



## Galaxias virtuales masivas a $z=0$ .

En el presente capítulo<sup>1</sup> se presentan los resultados de una simulación cosmológica realizada con el código MASCLET (Quilis, 2004), código hidrodinámico de malla adaptativa (AMR, ‘*Adaptive Mesh Refinement*’) descrito en el Capítulo 3. La simulación cosmológica utilizada asume un universo plano  $\Lambda$ CDM. Particularmente, el estudio aquí mostrado se enfoca en el análisis de las características principales de las galaxias masivas ( $M_* > 10^{11} M_\odot$ ) a  $z = 0$ .

Para todas las galaxias virtuales masivas presentes en la simulación, se realiza un estudio detallado de las proyecciones bidimensionales de estas galaxias en cada dimensión, obteniendo a partir de estas proyecciones sus perfiles unidimensionales de densidad superficial de masa, luminosidad, dispersión de velocidad y población estelar tal y como se describe en la sección 5.4.1 del presente capítulo.

El método para la estimación de la dispersión de velocidad se ha calibrado mediante una aproximación semejante a la llevada a cabo en las observaciones. Se han utilizado las distintas poblaciones estelares presentes en la simulación para obtener su brillo correspondiente de acuerdo con su edad y metalicidad y de esta forma comparar los resultados de las simulaciones directamente con el plano observacional. Desde esta perspectiva se discuten las diferentes propiedades de las galaxias masivas de la muestra de acuerdo con su tipo morfológico, su historial de fusiones a lo largo de su evolución y sus propiedades dinámicas. Como resultado se encuentra que el historial de fusiones que una galaxia a lo largo de su evolución es el principal responsable del aspecto que presentan estas galaxias masivas en la actualidad. Para la muestra aquí estudiada se concluye que las galaxias que presentan mayor número de interacciones con otras, son también las más masivas de la muestra y las que presentan los gradientes de metalicidad más acusados. Pese a la importancia de la historia evolutiva en conformar estos aspectos de las galaxias, estas fusiones tan solo aportan una pequeña fracción de la masa estelar que contienen (10-50 %). Por lo que la mayor parte de las estrellas que pertenecen a una galaxia se han formado en ésta. Este estudio también concluye que las estrellas incorporadas de otras galaxias son significativamente más viejas y presentan menos metalicidad que las estrellas formadas dentro de la

---

<sup>1</sup>Este capítulo se basa en el trabajo publicado en Navarro-González et al. (2013).



rama principal. En las galaxias virtuales utilizadas en este estudio, las estrellas incorporadas ocupan mayoritariamente las regiones más externas.

## 5.1. Introducción

Entender el funcionamiento de la formación y evolución de las galaxias masivas (galaxias con una masa estelar  $M_* > 10^{11} M_\odot$ ) representa uno de los mayores desafíos dentro del modelo jerárquico de formación de galaxias. En el universo cercano, la mayoría de las galaxias masivas presentan una morfología tipo temprano o ‘*early-type*’, ETG, (galaxias elípticas muy difuminadas que no presentan prácticamente inhomogeneidades con un perfil de brillo característico fuertemente radial, ver en capítulo 2, sección 2.2.1)(Baldry et al., 2004; Renzini, 2006). El bulbo o parte central de estas galaxias está formado por estrellas viejas y con alta metalicidad (Jørgensen, 1999; Trager et al., 2000; Gallazzi et al., 2005), situándose éste en la zona roja del diagrama color magnitud. A pesar de esto, existen varias evidencias observacionales de una tímida actividad de formación estelar en estas galaxias masivas (Trager et al., 2000; Bressan et al., 2006; Kaviraj et al., 2007; Sarzi, 2008; Tojeiro et al., 2011). Desde el punto de vista dinámico, las galaxias ‘*early-type*’ masivas muestran la misma variedad que la población general de galaxias. El análisis cinemático de campo integral realizado en la muestra obtenida mediante SAURON (Tim de Zeeuw et al., 2002), ha permitido distinguir dos familias de ETGs: las de rotación lenta ‘*slow rotators*’ (SR), que presentan una rotación muy leve o nula y muestran diferencias entre los contornos fotométricos y los ejes cinemáticos; y las de rotación rápida ‘*fast rotators*’ (FR), que muestran una rotación semejante a las galaxias tipo disco (Cappellari et al., 2007; Emsellem et al., 2007, 2011).

Las de rotación rápida ‘*fast rotators*’ son la familia mayoritaria constituyendo en torno al 70 % de las ETGs con brillo superior a  $M_K \sim -24$ . La formación de estas galaxias de rotación rápida se explica por procesos disipativos como acreción de gas o fusiones entre galaxias ricas en gas (Bournaud et al., 2005; Bois et al., 2012). Al otro lado, las colisiones no disipativas de galaxias con bajo contenido en gas se asumen como el principal mecanismo de generación de galaxias de rotación lenta ‘*slow rotators*’ (Naab & Burkert, 2003; Cox et al., 2006). El número de colisiones importantes a lo largo de la vida de una galaxia puede tener importancia en que finalmente presenten una rotación rápida (FR) o lenta (SR) (Khochfar et al., 2011).

En concordancia con la elevada edad de las estrellas que conforman las ETGs, los procesos de acreción y ‘*merger*’ parecen darse a ‘*redshifts*’ moderadamente altos tal, y como indica la poca evolución del extremo más masivo de la función de masa estelar (Fontana et al., 2006; Marchesini et al., 2009). La existencia de una población de galaxias masivas, viejas y tranquilas observadas hasta  $z \sim 2$  (Cimatti et al., 2004; Glazebrook et al., 2004; Cimatti et al., 2008; Whitaker et al., 2013) abre el debate de como han sido formadas en un universo cosmológico  $\Lambda$ CDM en donde el esquema de crecimiento aceptado es eminentemente jerárquico.

En este contexto, las grandes colisiones o ‘*major mergers*’ jugarían un papel muy significativo en dar la forma que presentan hoy en día las galaxias masivas.

Las colisiones binarias entre galaxias de disco muy ricas en gas sería un mecanismo viable para la formación de galaxias esferoidales (Barnes & Hernquist, 1992; Hernquist, 1992; Cox et al., 2006; Naab et al., 2006). Pese a que este tipo de grandes colisiones suceden y pueden explicar la existencia de estas galaxias masivas compactas a ‘*redshift*’ alto (Ricciardelli & Franceschini, 2010; Bournaud et al., 2011), no son suficientemente frecuentes como para explicar la evolución de tamaño que presentan, por lo que ha de haber algún otro mecanismo que lo explique. Las colisiones menores o ‘*minor mergers*’, mucho más frecuentes (Khochfar & Silk, 2009), podrían tener la clave. Estos ‘*minor mergers*’ serían el mecanismo natural que explicaría la fuerte evolución de tamaño observada en las ETGs entre  $z = 2$  y la actualidad (Daddi et al., 2005; Trujillo et al., 2007; Cimatti et al., 2008; Cassata et al., 2011; Damjanov et al., 2011) y, al mismo tiempo, conducirían a una disminución de la dispersión de velocidad observada (Cenarro & Trujillo, 2009; Naab et al., 2009).

El mecanismo que se deduce de las simulaciones cosmológicas de galaxias (Naab et al., 2009; Oser et al., 2010; Lackner et al., 2012) contiene las colisiones de tipo ‘*minor mergers*’ como un ingrediente fundamental en un proceso de formación en dos fases.

En una primera fase, las galaxias ensamblan su masa principalmete a través de procesos disipativos en donde la formación estelar se da dentro de la propia galaxia. Esta formación estelar “in-situ” puede estar inducida por acreción de flujo frío ‘*cold flow accretion*’ (Kereš et al., 2005; Ocvirk et al., 2008; Kereš et al., 2009; Dekel et al., 2009) o por colisiones entre galaxias ricas en gas (Mihos & Hernquist, 1996; Cox et al., 2008).

En una segunda fase, la masa ensamblada proviene principalmente de la acreción de galaxias satélites. En esta fase, las colisiones se producen con una ratio de masa típica 1:5. Las simulaciones basadas en diferentes códigos coinciden en que la contribución de estrellas formadas fuera de la galaxia presenta mayor edad y menor metalicidad que la estrellas que se han formado en la propia galaxia (Lackner et al., 2012; Johansson et al., 2012). Las simulaciones hidrodinámicas de galaxias tipo disco encuentran también diferencias notables entre la componente estelar acretada frente a la formada “in-situ” (Zolotov et al., 2009; Font et al., 2011). Sin embargo, los detalles del proceso de formación en “dos fases” aún dependen fuertemente del modelo, pudiendo variar más de un 50% la fracción de masa de las estrellas acretadas dependiendo de los diferentes modelos (ver por ejemplo Lackner et al., 2012). Las diferencias en la técnica numérica empleada, así como también las características de la física utilizada a pequeña escala, pueden conducir a importantes discrepancias (Dubois et al., 2013).

El propósito del presente trabajo descrito en este capítulo es caracterizar una muestra de galaxias masivas simuladas obtenidas a través de una simulación de malla adaptativa (AMR). Se estudian las propiedades de estas galaxias a ‘*redshift*’ cero en términos de morfología, cinemática y contenido de poblaciones estelares, relacionando estas propiedades con la historia de colisiones que ha tenido cada una de las galaxias estudiadas. Siguiendo el esquema de dos fases, se separan las estrellas que se han formado dentro de la galaxias de aquellas que han sido acretadas y se estudian sus propiedades. Junto con este estudio, se añaden a los resultados de la simulación los modelos de síntesis de poblaciones estelares. El

objetivo de esto es presentar los resultados de la simulación tan cercanos al plano observacional como sea posible en lugar de comparar directamente los datos crudos de salida de la simulación. Mediante los modelos de síntesis estelares se conseguirá “hacer brillar” a las partículas estelares presentes en la simulación.

Este capítulo se estructura de la forma siguiente, en la sección 5.2 y 5.3 se describen los detalles de la simulación y las herramientas utilizadas en el análisis de post-procesado. En la sección 5.4 se presentan perfiles unidimensionales de las magnitudes relevantes analizadas. En la sección 5.4.2 se describen las propiedades de las poblaciones estelares que se han formado dentro de la galaxia frente a las propiedades de las poblaciones acretadas como resultado de colisiones con otras galaxias. Por último, se exponen las conclusiones del trabajo <sup>2</sup>.

## 5.2. Simulando las galaxias virtuales

### 5.2.1. La simulación numérica

La simulación numérica utilizada en este trabajo, se llevó a cabo con el código cosmológico MASCLET (Quilis, 2004). En el capítulo 3 existe una detallada descripción de este código cosmológico. El punto fuerte del código cosmológico MASCLET es que acopla una aproximación Euleriana basada en ‘*high-resolution shock capturing*’ para describir la componente gaseosa, con un esquema ‘*N-body*’ para describir partículas no colisionales, como materia oscura o partículas estelares. El gas y la materia oscura se acoplan mediante un solucionador de potencial gravitatorio dentro de un esquema de malla adaptativa (AMR) que permite obtener un formidable rango de escalas espaciales y temporales, partiendo de decenas de megaparsecs hasta escalas de pocos kiloparsecs.

La simulación cosmológica utilizada se generó asumiendo un universo plano  $\Lambda$ CDM con los siguientes parámetros: densidad de materia,  $\Omega_m = 0,25$ ; constante cosmológica,  $\Omega_\Lambda = \Lambda/3H_0^2 = 0,75$ ; densidad de bariones  $\Omega_b = 0,045$ ; constante de Hubble reducida,  $h = H_0/100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} = 0,73$ ; índice del espectro de potencias,  $n_s = 1$ ; y normalización de espectro de potencias,  $\sigma_8 = 0,8$ .

Las condiciones iniciales se establecieron en  $z = 50$ , utilizando una función de transferencia de CDM de Eisenstein & Hu (1998) para un cubo comóvil del  $44 \text{ Mpc}$  de lado. El dominio computacional se subdivide con  $128^3$  celdas cúbicas.

Dos de los niveles de refinamiento (los niveles  $l = 1, 2$ ) de la malla adaptativa se configuraron desde las condiciones iniciales, seleccionando las regiones que satisfacen ciertos criterios de refinado al evolucionarlos hasta  $z = 0$  utilizando la aproximación de Zeldovich. La componente de materia oscura en las regiones refinadas inicialmente se muestrea con partículas de materia oscura ocho (nivel  $l = 1$ ) y sesenta y cuatro (nivel  $l = 2$ ) veces más ligeras que aquellas que se utilizan en la malla base (nivel  $l = 0$ ). Durante su evolución, las regiones en diferentes mallas se refinan basándose en las densidades de los bariones y la materia oscura que las ocupen. La proporción entre los tamaños de celdas de un nivel dado ( $l + 1$ ) y su progenitor (nivel  $l$ ) es  $\Delta x_{l+1}/\Delta x_l = 1/2$ . Siendo esta proporción un compromiso

<sup>2</sup>El detalle de la técnica utilizada para medir la dispersión de velocidad de las galaxias estudiadas puede encontrarse en el anexo A

entre la ganancia en resolución y las posibles inestabilidades numéricas. El máximo número de niveles de refinado empleado en esta simulación es de siete ( $l = 7$ ), lo que produce una resolución máxima de la malla de  $\sim 2,7 kpc$  a  $z = 0$ . Para la materia oscura se consideran tres especies de partículas: las de la malla base y las de los dos primeros niveles de refinado en las condiciones iniciales. La mejor resolución en masa es  $\sim 2 \times 10^7 M_\odot$ . Esto es equivalente a utilizar  $512^3$  partículas en el volumen completo de la simulación.

La simulación analizada incluye procesos de enfriamiento y calentamiento que tienen en cuenta el inverso Compton y el enfriamiento libre-libre, el calentamiento UV (Haardt & Madau, 1996) y los enfriamientos de los átomos y las moléculas para un gas primordial. Para calcular la abundancia de cada especie se asume que el gas es ópticamente delgado y se encuentra en equilibrio de ionización, pero no en equilibrio térmico (Katz et al., 1996; Theuns et al., 1998). Las tablas de fracciones de enfriamiento se obtuvieron de Sutherland & Dopita (1993) en función de la metalicidad local. La curva de enfriamiento se ha truncado por debajo de  $10^4 K$ . Los términos de enfriamiento y calentamiento se incluyeron en la ecuación de la energía 3.3 del Capítulo 3 como un término fuente.

### 5.2.2. Formación estelar y enriquecimiento químico

La formación estelar se introduce en el código MASCLET siguiendo las ideas de Yepes et al. (1997) y Springel & Hernquist (2003). Una descripción más detallada del proceso de formación estelar de MASCLET puede encontrarse en el capítulo 3 en la sección 3.2.4. Este proceso de formación estelar puede resumirse como:

1. El gas frío en una celda se transforma en partículas estelares en una escala de tiempo característica  $t_*$  de acuerdo con  $\dot{\rho}_* = -\dot{\rho} = (1 - \beta) \rho / t_*(\rho)$ , en donde  $\rho$  y  $\rho_*$  son la densidad de gas y de estrellas respectivamente,  $\beta$  representa la fracción de masa de estrellas masivas ( $> 8 M_\odot$ ) que explota en forma de supernova devolviendo gas a la celda. Se adopta el valor de  $\beta = 0,1$ , compatible con la Función Inicial de Masa (IMF) de Salpeter.
2. El tiempo característico de formación estelar  $t_*$  en función de la densidad de gas se obtiene a través de  $t_*(\rho) = t_o^*(\rho/\rho_{th})^{-1/2}$  que es equivalente a  $\dot{\rho}_* \sim \rho^{1,5}/t_o^*$  (Kennicutt Jr, 1998). De esta manera se introduce una dependencia del tiempo dinámico de dos parámetros, la densidad base para la formación estelar ( $\rho_{th}$ ) y su correspondiente escala de tiempo de formación característica ( $t_o^*$ ). Para esta simulación en concreto se eligen los valores  $t_o^* = 2 Gyr$  y  $\rho_{th} = 10^{-25} g cm^{-3}$ .
3. Energéticamente se considera que cada supernova introduce en la celda de origen una energía de  $\epsilon \times 10^{51} erg$  de energía térmica, en donde  $\epsilon$  es un factor de eficiencia  $\leq 1$ .
4. De forma similar, se asume que, cada vez que una estrella se forma, se libera en el medio una fracción de metales dependiendo de su masa  $y = \frac{m_M}{m_*}$ , en donde  $y$ ,  $m_M$ , y  $m_*$  son, respectivamente, el rendimiento, la masa de los metales y la masa estelar. Con esto se puede definir la densidad de metal ( $\rho_M$ ) y calcular la metalicidad como  $Z = \frac{\rho_M}{\rho}$ , lo que puede usarse para calcular

el ratio de enfriamiento en función de la metalicidad. La metalicidad es ad-  
ductada en el volumen de simulación utilizando una ecuación de continuidad  
similar a la ecuación de continuidad de la componente gaseosa.

5. El modelo de formación estelar no tiene en cuenta la interacción por vientos  
estelares (de las estrellas tipo AGB) ni tampoco por las supernovas tipo Ia.
6. Se asume que la formación estelar ocurre cada vez en cada salto temporal  
global  $\Delta t$  y solo en las celdas de mayor nivel de refinado ( $l = 6, 7$ ). En  
dichas celdas suficientemente refinadas, en las que la temperatura del gas se  
encuentra por debajo de  $T < 2 \times 10^4 K$  y la densidad del gas es superior a  
 $\rho > \rho_{th} = 10^{-25} g cm^{-3}$ , se forman las partículas estelares.
7. La masa de las partículas estelares no colisionales formadas en estas celdas  
se obtiene como  $m_* = \dot{\rho}_* \Delta t \Delta x_l^3$ . Para evitar cambios bruscos en la densidad  
local del gas se impone una restricción en la formación de masa estelar  $m_* =$   
 $\min(m_*, \frac{2}{3} m_{gas})$ , en donde  $m_{gas}$  es la masa total de gas de la celda en la que  
se está produciendo la formación estelar.
8. La energía asociada a la retroalimentación por supernova se libera en la  
misma celda donde la partícula se crea. Para la simulación aquí utilizada se  
adopta un valor de rendimiento de  $y = 0,02$ .

### 5.2.3. Poblaciones estelares

Los cartografiados de galaxias (Cartografiado Digital del Cielo Sloan, ‘SDSS’  
(York et al., 2000) o CALIFA, *Calar Alto Legacy Integral Field Area Survey*  
(Sánchez et al., 2012)) solo pueden estudiar la población estelar contenida en  
éstas a través de su luz integrada, es decir, no es posible resolver las estrellas que  
contienen. Por este motivo, son necesarias herramientas de síntesis de poblacio-  
nes estelares (*Single Stellar Population, SSP*) para interpretar la fotometría y la  
espectroscopia producto de estos cartografiados.

Las herramientas de síntesis de poblaciones estelares más modernas utilizan  
tres ingredientes principales: una función inicial de masa (*IMF, Initial Mass Fun-  
ction*), un conjunto de isócronas de evolución estelar y una serie de librerías es-  
pectrales estelares.

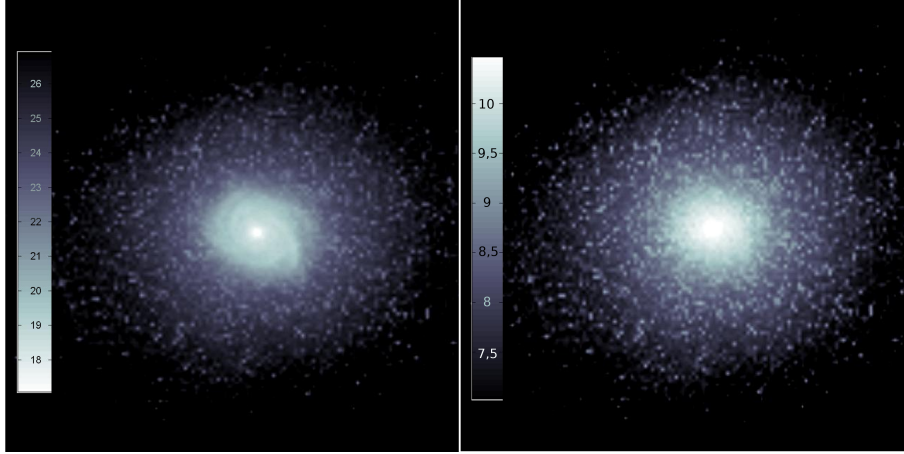
En el caso del presente estudio estas herramientas se van a utilizar de forma  
inversa. En lugar de deducir mediante éstas las propiedades morfológicas, dinámi-  
cas y evolutivas de las galaxias se van a utilizar para obtener la luz integrada que  
se observaría proveniente de estas galaxias virtuales.

Los modelos de poblaciones estelares MIUSCAT (Vazdekis et al., 2012b; Ricciar-  
delli et al., 2012) son, en particular, las herramientas empleadas para convertir las  
cantidades físicas en observables. Estos modelos son una versión extendida de los  
modelos MILES (Vazdekis et al., 2010) y los modelos CaT (Vazdekis et al., 2003).  
Concretamente, MIUSCAT son librerías de distribución espectral estelar (*Spectral  
Estelar Distribución, SED*) de partículas que representan un conjunto de pobla-  
ción estelar (*SSP*). Estas librerías cubren un rango espectral de 3500 – 9500 Å  
con una resolución moderadamente alta (FWHM 2,5 Å). Para abarcar este ran-  
go espectral, MIUSCAT utiliza tres librerías estelares empíricas: la librería MILES

(Sánchez-Blázquez et al., 2006) que cubre el rango de 3525 – 7500 Å, la librería CaT (Cenarro et al., 2001) en el rango de 8350 – 9020 Å y la librería Indo-U.S (Valdes et al., 2004) que se utiliza para rellenar el salto entre MILES y CaT y para extender hacia el rojo y hacia el azul la cobertura espectral de las *SEDs*. Cada partícula estelar de la simulación se trata como una única población estelar (*SSP*) formada en un determinado tiempo con una masa, metalicidad y función inicial de masa *IMF* específica. Por ello, se puede asignar un espectro característico a cada partícula, eligiendo el modelo de MIUSCAT con una edad y metalicidad lo más cercana posible a la de la partícula. Finalmente, para derivar los flujos y magnitudes se utilizan los filtros pasa-banda SDSS y el sistema AB. Con todo esto, se obtiene un resultado directamente comparable al plano observacional. En la Figura 5.2 puede observarse el resultado de aplicar estos modelos de población estelar a cuatro galaxias sintéticas de la simulación de 64 *Mpc* obtenidas mediante MASLET. Esta simulación de 64 *Mpc* se realizó previamente a la simulación empleada en el presente estudio (simulación de 44 *Mpc* descrita en la sección 5.2.1 del presente capítulo), y se ha utilizado para el testeo y el ajuste (ver sección 4.4 del Capítulo 4) de las distintas herramientas y parámetros utilizados en el presente trabajo.

En el anexo A se explica como la determinación espectroscópica de la dispersión de velocidad ha sido crucial en la calibración de la determinación de la metodología a seguir para el cálculo de la dispersión de velocidad obtenida mediante métodos dinámicos (sección 5.4.1.1). En este anexo también se analiza la desviación de los valores de dispersión de velocidad obtenidos mediante el método espectroscópico frente a la de los valores obtenidos mediante métodos dinámicos. Este análisis conduce a la conclusión de que cuando la dispersión de velocidad es baja las medidas espectroscópicas son menos fiables, debido al límite de resolución espectral de los modelos.

Para ilustrar las diferencias al utilizar los modelos de síntesis de población estelar de MIUSCAT o realizar el análisis de los resultados de halos obtenidos mediante HALMA de la simulación cosmológica de MASLET se ha preparado la Figura 5.1. Esta figura se ha realizado utilizando las proyecciones bidimensionales descritas en el apartado 5.5. La figura (Figura 5.1) muestra la diferencia entre utilizar la densidad superficial de brillo (izquierda),  $\Sigma_L$  con unidades de mag/arcsec<sup>2</sup> y la densidad superficial de masa (derecha),  $\log(\Sigma_M)$  con  $\Sigma_M = M_\odot/kpc^2$ . La densidad superficial de brillo es mucho más sensible a las estrellas jóvenes bien resueltas, esto hace que cuando se utiliza este método de proyección, se aprecien detalles de los brazos espirales de esta galaxia y su núcleo central, mientras que en la proyección en densidad superficial de masa, estos detalles no se aprecian. El catálogo completo de las proyecciones realizadas utilizando los modelos de síntesis de poblaciones estelares y las galaxias virtuales analizadas en este trabajo puede encontrarse en el anexo B.

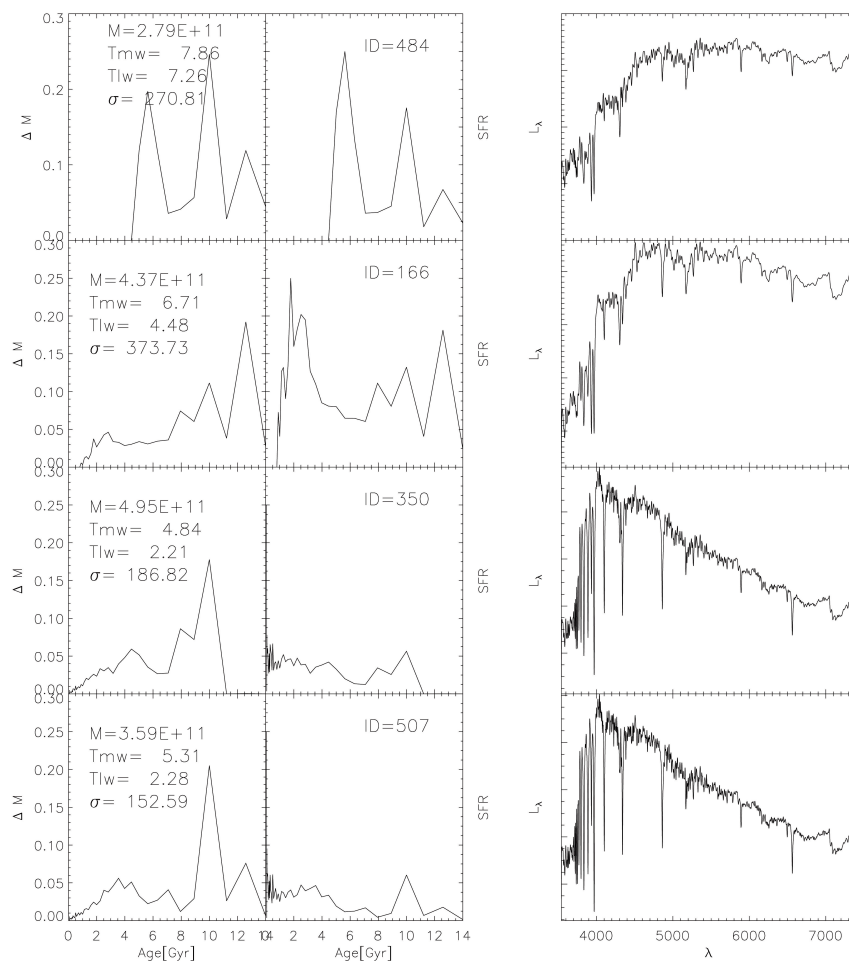


**Figura 5.1:** Proyección  $z$  de la galaxia 1 (1 $z$  del anexo B). A la izquierda se muestra su proyección utilizando los modelos de población estelar de MIUSCAT, mostrando el brillo superficial de este objeto en una escala de  $\text{mag}/\text{arcsec}^2$ . A la derecha se muestra la densidad superficial de materia estelar  $\log(\Sigma_{M_*})$ ,  $\Sigma_{M_*}$  en unidades de  $M_\odot/kpc^2$ . En la proyección obtenida mediante el brillo superficial se aprecia la presencia de brazos espirales. Esto pone de manifiesto la importancia de las estrellas jóvenes en la contribución a la luminosidad de las galaxias sintéticas.

## 5.3. Encontrando a las galaxias virtuales

### 5.3.1. El proceso de búsqueda de halos

Los productos de simulación son una completa descripción de los tres componentes: el gas, la materia oscura y las estrellas. Con objeto de analizar y caracterizar las propiedades de las galaxias obtenidas a diferentes escalas de tiempo se utiliza un buscador basado en el algoritmo *'friends of friends'* aplicado solo a las partículas estelares. En el capítulo 4, en la sección 4.3, puede encontrarse una descripción completa de HALMA (*'HALo finder for MAsclet'*). La implementación de este buscador aplicada en el presente trabajo ha utilizado el tamaño característico de  $\sim 100 kpc$ , reduciéndolo hasta  $\sim 3 kpc$ . El algoritmo utilizado en HALMA descarta las partículas que no se encuentran ligadas gravitacionalmente de entre todas las que se identifican dentro del mismo halo mediante el criterio de distancia característica. Estas partículas no ligadas se quitan de la lista de miembros de la galaxia evaluada. Finalmente, se elabora un árbol de colisiones (*'merger tree'*) para cada halo encontrado buscando cuál era su halo progenitor en la fase anterior de la simulación. Para este trabajo se han considerado 31 instantes de simulación que se encuentran entre  $z = 4$  y  $z = 0$ , con una distancia temporal típica entre instantes de  $0,5 Gyr$ . El progenitor principal se define como el halo que contribuye en mayor medida a la masa estelar final del halo. Cuando hay estrellas procedentes de más de un progenitor se considera una fusión si el cociente entre la masa incorporada



**Figura 5.2:** Aplicación de MUSCAT sobre cuatro galaxias sintéticas obtenidas mediante MASLET. Cada una de las filas muestra información de una galaxia identificada mediante el número  $ID$ . De izquierda a derecha se muestra la distribución de edades de las partículas estelares que componen estas galaxias, la tasa de formación estelar, y por último, el espectro de estas galaxias sintéticas obtenido a través de las partículas estelares que conforman estas cuatro galaxias. Para cada galaxia se muestra también su masa  $M$ , su edad pesada en masa  $T_{mw}$ , su edad pesada en luz  $T_{lw}$  y la determinación espectroscópica de su dispersión de velocidad.



procedente del halo satélite<sup>3</sup> y la del halo principal es mayor que 0,025. Por lo tanto, la acreción de material de halos satélites que no llegue al umbral anterior no se considera como una fusión. Este trabajo no realiza un estudio previo de los satélites, ya que se centra en el seguimiento de las galaxias pequeñas que han contribuido por medio de colisiones a formar parte junto al progenitor principal de la galaxia en el instante final de la simulación  $z=0$ .

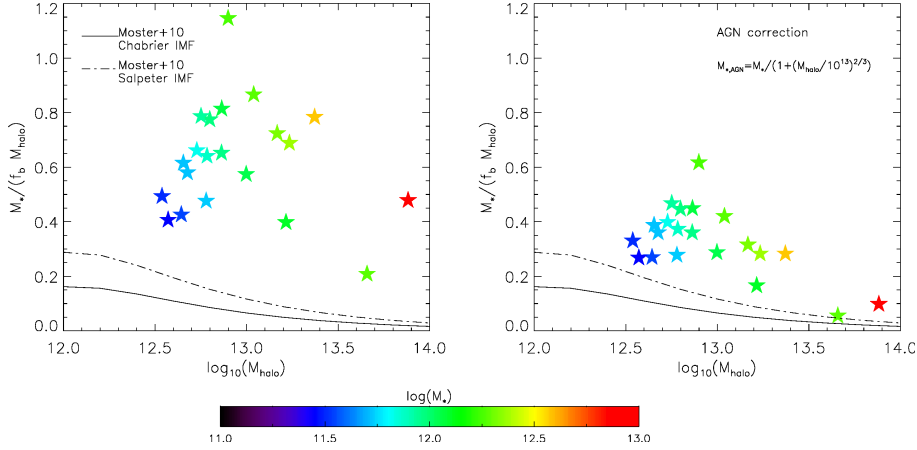
El resultado del proceso de búsqueda de halos es una muestra completa de todos los objetos similares a galaxias que se encuentran en la simulación realizada y para cada una de todas los distintos instantes analizados. Cada galaxia está perfectamente definida con todas sus propiedades determinadas y, por lo tanto, el catalogo generado al final de este proceso de búsqueda puede utilizarse para explorar las propiedades de estas galaxias y compararlas con el plano observacional. La muestra obtenida es, por tanto, un universo de galaxias virtuales que cubre un rango enorme de tamaños y masas. Concretamente, este trabajo se centra en las galaxias más masivas encontradas en la muestra, aquellas que a ‘redshift’ cero tienen una masa estelar  $M_* > 10^{11} M_\odot$ . El número total de galaxias en nuestra muestra que satisfacen esta condición es 33. Las galaxias que se encuentran en un proceso de colisión se excluyen del análisis, ya que su estado dinámico y morfológico está lejos de encontrarse en un estado de equilibrio, siendo muy difícil caracterizarlas. En resumen, la muestra empleada para este trabajo se restringe a estudiar las galaxias que no presentan una colisión reciente y que se localizan en los niveles de malla más elevados, en donde hay mayor resolución. Esto deja una muestra de 21 galaxias todas ellas con una masa superior a  $10^{11} M_\odot$  que puede ser consultada en detalle en el anexo B.

### 5.3.2. Eficiencia de conversión bariónica

Dado que en la simulación utilizada no se incluye la retroalimentación del medio debido a la presencia de un núcleo activo en las galaxias (‘AGN feedback’), se espera que las masas estelares de las galaxias virtuales obtenidas sean sistemáticamente más elevadas que si lo incluyeran. Para cuantificar la eficiencia de la conversión de bariones en estrellas, en la Figura 5.3 se muestra la eficiencia de conversión bariónica:  $f_{conv} = M_*/(f_b M_{halo})$ , en donde  $f_b = \Omega_b/\Omega_m$  es la fracción bariónica cósmica en función de la masa del halo (de materia oscura). Las masas de los halos se han determinado mediante el uso del buscador ASOHF (‘Adaptive Spherical Overdensity Halo Finder’) (Planelles & Quilis, 2010), aplicado solo a las partículas de materia oscura. Como comparativa, se muestran los resultados observacionales a través de técnicas de emparejado de abundancias de Moster et al. (2010). Las masas estelares originales de Moster et al. (2010) se han calculado asumiendo una función inicial de masa ‘IMF’ de Chabrier (línea continua en la Figura 5.3). Por lo tanto, para comparar con la masa estelar de nuestra simulación basada en Salpeter se utiliza, de acuerdo con Cimatti et al. (2008), la transformación  $\log(M_{Salpeter}) = \log(M_{Chabrier}) + 0,25dex$  (línea punteada).

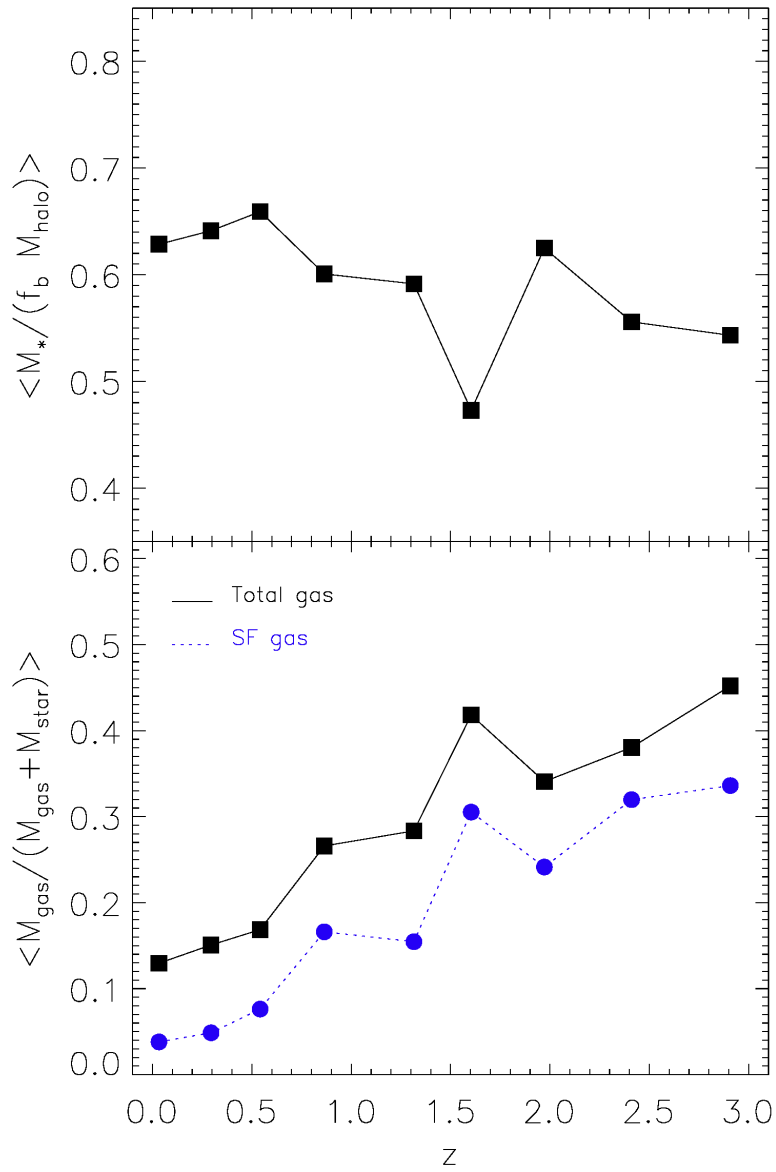
Las galaxias obtenidas con la simulación realizada se muestran en general demasiado masivas para el halo de materia oscura que habitan. El promedio de eficiencia de conversión para la muestra completa es de  $f_{conv} = 0,63$ , mientras

<sup>3</sup>Se define satélite como cualquier galaxia progenitora que no sea la progenitora principal



**Figura 5.3:** Masa estelar frente a masa del halo en función de la masa del halo para las 21 galaxias masivas de la muestra. Los puntos están coloreados según la paleta, representando la masa estelar de la galaxia de forma que las más enrojecidas son las más masivas. También se muestran los resultados de Moster et al. (2010) con técnicas de emparejado de abundancias para funciones de masa de Chabrier (línea continua) y de Salpeter (línea punteada). En el panel de la derecha se muestra el efecto en las masas estelares de incluir el efecto del núcleo activo de galaxias ‘AGN’. Consultad la sección 5.3.2 para más detalles.

que las observaciones predicen, para el mismo rango de masas de halo, una eficiencia de  $f_{conv} \sim 0,15$ . Dado que la simulación no tiene en cuenta la retroalimentación ‘AGN’, es de esperar que las galaxias masivas sean extremadamente eficientes en la formación de estrellas. Como sugiere Cen (2011), el efecto de la retroalimentación de ‘AGN’ es el de alterar la formación estelar un factor:  $f_{AGN} = 1/(1 + (M_{halo}/10^{13})^{2/3})$ . En el panel de la derecha de la Figura 5.3 se muestra la eficiencia de la conversión bariónica corregida mediante este factor. Con ello, el promedio de la eficiencia de conversión se reduce significativamente a  $f_{conv} = 0,33$ , aunque sigue habiendo una diferencia en un factor 2-3. Como se muestra en la Figura 5.4, esta sobreproducción estelar ocurre de forma similar en todas las épocas a un ritmo casi constante. Así, la incorporación de masa estelar en las galaxias masivas parece regulada prácticamente en su totalidad por la tasa de colisiones de los halos de materia oscura. En el panel inferior de la Figura 5.4 se muestra la evolución con el ‘redshift’ de la fracción de gas referido a la masa total del gas,  $M_{gas}/(M_{gas} + M_{stars})$ , y en azul referido al gas que se encuentra en condiciones de formar estrellas,  $M_{SFgas}/(M_{SFgas} + M_{stars})$ . La masa del gas en condiciones de formar estrellas viene dada por la suma de la masa del gas de las celdas del halo con una temperatura  $T < 2 \times 10^4 K$  y una densidad  $\rho > \rho_{th} = 10^{-25} g cm^{-3}$  (ver la Sección 5.2.2). La fracción de gas muestra una gran variación en función del tiempo cosmológico. Esto indica que las galaxias progenitoras de las actuales galaxias masivas en su pasado eran sistemas ricos en gas. A ‘redshifts’ bajos, las galaxias masivas contienen una menor aunque no despreciable cantidad de gas con un valor promedio de 0.13 y 0.04 de gas total y gas



**Figura 5.4:** Evolución de la eficiencia de conversión bariónica media con el tiempo (dado en corrimiento al rojo ‘*redshift*’) (panel superior) y de la proporción de gas (panel inferior). En el panel inferior, la línea negra indica la fracción de gas cuando se considera la masa total de todo el gas, mientras que la línea azul representa la fracción de masa de gas cuando solo se tiene en cuenta el gas capaz de formar estrellas.

capaz de formar estrellas, respectivamente.

Es sabido que las simulaciones hidrodinámicas sin retroalimentación por ‘AGN’ tienden a producir demasiadas estrellas, llevando a producir galaxias extremadamente masivas. El problema es común también a los códigos que utilizan partículas ‘*smoothed particle hydrodynamics (SPH)*’ y para los de malla, aunque este efecto es más acentuado en estos últimos. Por ejemplo, según Oser et al. (2010) (código GADGET-2 basado en ‘*SPH*’), la sobreproducción de bariones se encuentra contenida utilizando factores de eficiencia de conversión del orden de  $f_{conv} \sim 0,2$  para el mismo rango de masas de halos planteadas en este estudio. Por otro lado, utilizando códigos de malla de refinado adaptativo (‘*AMR*’) las eficiencias de conversión son aún mayores. De hecho, Lackner et al. (2012) y Dubois et al. (2013) (en simulaciones sin retroalimentación ‘AGN’) encontraron eficiencias de conversión muy similares a las del trabajo aquí presentado para un rango de masas de halo similar. En la simulación de Dubois et al. (2013), ahora sí con retroalimentación ‘AGN’, la eficiencia de conversión bariónica se ve reducida a 0.1, conduciendo a galaxias con una masa estelar más parecida a la que se espera utilizando las técnicas de emparejado de abundancias, a pesar de que para los halos más masivos continúan siendo demasiado masivas. Es importante destacar que si la retroalimentación de ‘AGN’ fuera tan importante como se sugiere en Dubois et al. (2013), las correcciones aplicadas en nuestro estudio, Figura 5.3, podrían estar infraestimadas. De hecho, los valores de fracción de gas capaz de formar estrellas mostrados en la Figura 5.4 están totalmente de acuerdo con los que se pueden encontrar en Dubois et al. (2013) para los resultados sin retroalimentación ‘AGN’. Como se muestra por estos autores, la inclusión de una retroalimentación por radiación es muy efectiva, reduciendo la cantidad de gas capaz de formar estrellas a bajo ‘*redshift*’ y, por tanto, suprimiendo la formación estelar tardía, y acercando los resultados simulados a las observaciones. Varias son las razones que pueden contribuir a explicar las diferencias encontradas entre los distintos códigos. La resolución espacial y la resolución de masa, en principio, pueden afectar a los resultados de la eficiencia en la formación estelar, ya que con una baja resolución se espera una formación estelar tardía más elevada. Este trabajo tiene una resolución en masa comparable a la de Oser et al. (2010), pero una resolución espacial más gruesa, aunque no puede compararse directamente al tratarse de un código ‘*SPH*’ y no de una malla ‘*AMR*’. Se espera que una mejora en la resolución pueda ayudar a reducir el problema, aunque también se sabe que simulaciones de malla ‘*AMR*’ (Lackner et al., 2012; Dubois et al., 2013), con resoluciones espaciales más elevadas de las que se han utilizado en este trabajo, muestran el mismo efecto de sobreproducción de estrellas. Por lo que se espera que una mejora en la resolución por sí sola no sea suficiente para llevar la eficiencia de producción estelar a los niveles observados. La eficiencia de la formación estelar puede afectar también a los resultados finales, ya que eficiencias más altas producen más formación estelar temprana (a alto ‘*redshift*’) reduciéndose así la formación estelar tardía. No obstante, Dubois et al. (2013) ha mostrado que una eficiencia en formación estelar más elevada no produce cambios muy relevantes en la masa estelar final. También se puede comprobar que la eficiencia de formación estelar que se utiliza en este estudio es muy similar a la que se utiliza en Oser et al. (2010). Por tanto, concluimos que, en ausencia de retroalimentación ‘AGN’, el principal mecanismo de regulación de producción

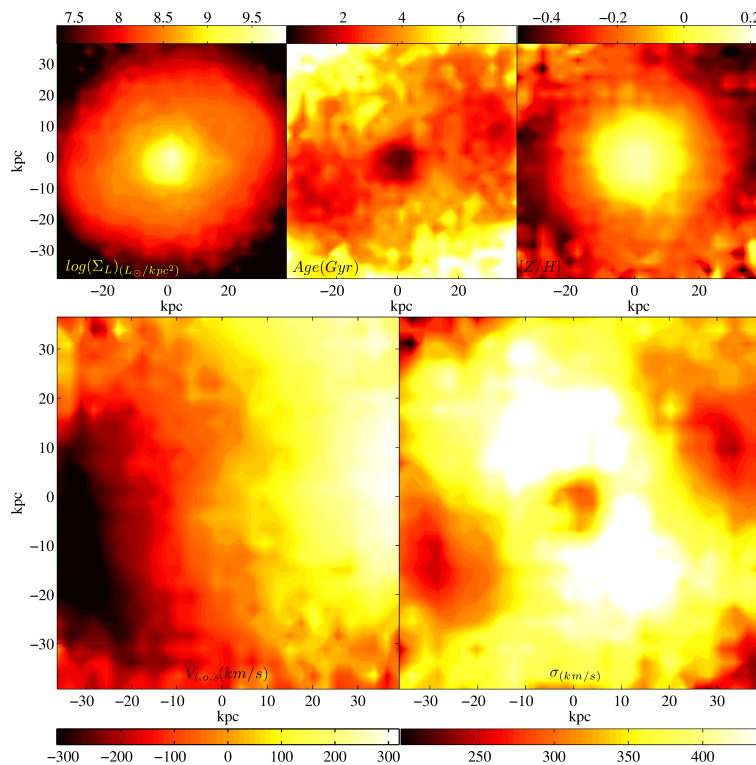
estelar es la eficiencia en el enfriamiento.

Las comparaciones entre los códigos cosmológicos de partículas ‘*SPH*’ y los de malla ‘*AMR*’ (que comparten la misma física y las mismas condiciones iniciales) llevan a que los primeros, ‘*SPH*’, producen un enfriamiento menos eficiente. Esto se traduce en una tasa de formación estelar menor y, por tanto, en galaxias menos masivas (Kereš et al., 2012; Scannapieco et al., 2012). La razón de por qué sucede esto podría encontrarse en la forma muy diferente que tienen ambas técnicas numéricas de tratar las ondas de choque y las inestabilidades del gas. Como se ha demostrado en Agertz et al. (2007), las inestabilidades del gas no se resuelven correctamente con técnicas ‘*SPH*’. El tratamiento muy diferente de estas inestabilidades hidrodinámicas puede llevar a discrepancias en la disipación del calor. Vogelsberger et al. (2012) ha mostrado que los códigos ‘*SPH*’ producen un calentamiento en las partes exteriores de los halos, en donde el radio de enfriamiento se espera que decaiga. Esto provoca una temperatura general más alta y una eficiencia mucho menor en el enfriamiento, lo que podría explicar la baja tasa de formación estelar en estas simulaciones (véase también Kereš et al. 2012). Sin embargo, esta disipación en los códigos ‘*SPH*’ podría ser debida a errores en la estimación del gradiente de presión. Por tanto, estas diferencias entre el comportamiento de los códigos ‘*SPH*’ y las técnicas de malla podrían ser una fuente de discrepancias entre los resultados de Oser et al. (2010) y los aquí presentados.

### 5.3.3. Mapas bidimensionales

Una adecuada caracterización de la estructura morfológica de las galaxias simuladas requiere tratarlas de forma tan parecida como sea posible a como se tratarían si fueran reales. Por ello, la estructura tridimensional de las galaxias se ha convertido en mapas bidimensionales, proyectando el volumen de partículas estelares en un plano. Para esta proyección se tiene en cuenta el límite de resolución espacial, de forma que se elige el tamaño de tesela ‘*pixel*’ de acuerdo con el nivel de resolución donde se encuentra la galaxia. Al encontrarse todas las galaxias en el nivel más elevado de refinado ( $l = 7$ ), el tamaño de tesela de los mapas bidimensionales será de  $2,7 \text{ kpc}$  para todas las galaxias de la muestra. Esto corresponde aproximadamente a  $R_e/4$  para las galaxias más pequeñas y a  $R_e/8$  para las más grandes. Las galaxias de la muestra se proyectan a lo largo de cada uno de los tres ejes coordinados del volumen computacional. De esta forma, se crean tres mapas bidimensionales para cada una de las galaxias simuladas de la muestra (el catálogo completo de galaxias virtuales utilizado en el presente estudio se detalla en el apéndice B). Estas proyecciones bidimensionales son las utilizadas para obtener los perfiles unidimensionales descritos en la siguiente sección.

Con el fin de crear las imágenes de las galaxias simuladas, se calcula el flujo total en cada tesela sumando el flujo de cada partícula estelar (‘*SSP*’) pesada según su masa. Para limitar la zona de la galaxia a su parte visible, solo se consideran los ‘*pixels*’ con una superficie de brillo (SB) en la banda-*r* superior a  $25 \text{ mag/arcsec}^2$ , lo que corresponde al límite observacional de SB. Un ejemplo de una de las imágenes obtenidas para una galaxia se muestra en la Figura 5.5. Las imágenes artificiales obtenidas por este método se han utilizado para derivar de ellas los parámetros estructurales de las galaxias a través del código de ajuste bidimensional de galaxias



**Figura 5.5:** Mapa bidimensional de una de las galaxias más masivas de la muestra ( $M_* \sim 3,3 \times 10^{12} M_\odot$  o  $M_* = 1,5 \times 10^{12} M_\odot$  tras la corrección de ‘AGN’,  $R_e = 14,2 kpc$ ). El panel superior representa de izquierda a derecha: logaritmo de la densidad de masa superficial, edad de la población estelar y metalicidad en unidades solares. El panel inferior izquierdo contiene la velocidad en la línea de visión y en el inferior derecho la dispersión de velocidad. De acuerdo con los tres criterios de clasificación descritos en la sección 5.4, esta galaxia se encuentra justo en la transición entre rotor rápido y lento de acuerdo con su dinámica; su historia de formación la sitúa en el grupo de galaxias con colisiones y su morfología la sitúa en el grupo de las galaxias elípticas.

GALFIT (Peng et al., 2002). Este código permite modelizar la distribución luminosa de las galaxias simuladas mediante un perfil de Sérsic (Sersic, 1968) (ver ecuaciones 2.1 y 2.2 en la sección 2.2.2 en el Capítulo 2 para más información), obteniendo el índice de Sérsic  $n$ , el radio efectivo desde el semieje mayor  $R_e$  y la proporción axial  $b/a$ . A continuación, en este trabajo y de forma independiente, se obtienen de nuevo los perfiles de Sérsic a través de los perfiles unidimensionales. Se utilizan finalmente los parámetros de proporción axial obtenidos mediante GALFIT y los índices de Sérsic obtenidos a partir de los perfiles unidimensionales como características de la morfología de las galaxias virtuales. Además, el uso de una malla bidimensional para crear las imágenes artificiales permite medir la dispersión de velocidad a lo

largo de la línea de visión (*‘line-of-sight, LOS’*) de una forma consistente. Una vez se ha calculado la velocidad promedio de las partículas estelares en cada una de las teselas de la imagen, la velocidad de dispersión de las partículas en cada una de las celdas se estima a través de la desviación cuadrática de las velocidades de las partículas sobre el valor del promedio (ver apéndice A). Con ello, la velocidad de dispersión en cada una de las celdas no necesita ninguna corrección adicional por la rotación de la galaxia. En la Figura 5.5 se muestra, como ejemplo, la imagen bidimensional de las cantidades relevantes analizadas en este trabajo para una de las galaxias más masivas de la muestra.

## 5.4. Resultados

El presente trabajo estudia la muestra de galaxias masivas y las características más relevantes de estas galaxias que pueden agruparse en tres amplios criterios: (i) el dinámico, (ii) el evolutivo y (iii) el morfológico.

Para el criterio dinámico se utilizan los perfiles unidimensionales. Con ellos, se clasifican las galaxias de la muestra de acuerdo con su dinámica. Para ello, se emplea una magnitud ampliamente utilizada en la literatura (por ejemplo Emsellem et al. (2011)): el cociente de la velocidad de rotación y la velocidad de dispersión ( $V/\sigma$ ). Esta cantidad permite separar la muestra en dos grupos, los rotores rápidos y los rotores lentos.

El segundo criterio usado para estudiar las galaxias de la muestra es el evolutivo. Por medio del estudio de la historia evolutiva de las galaxias, árbol de colisiones, se separan las galaxias en dos grandes categorías: las que han sufrido al menos una colisión y aquellas con una evolución tranquila, que no han sufrido ninguna colisión reconocida por el buscador de halos. Las colisiones menores también se englobarían dentro de galaxias con colisiones.

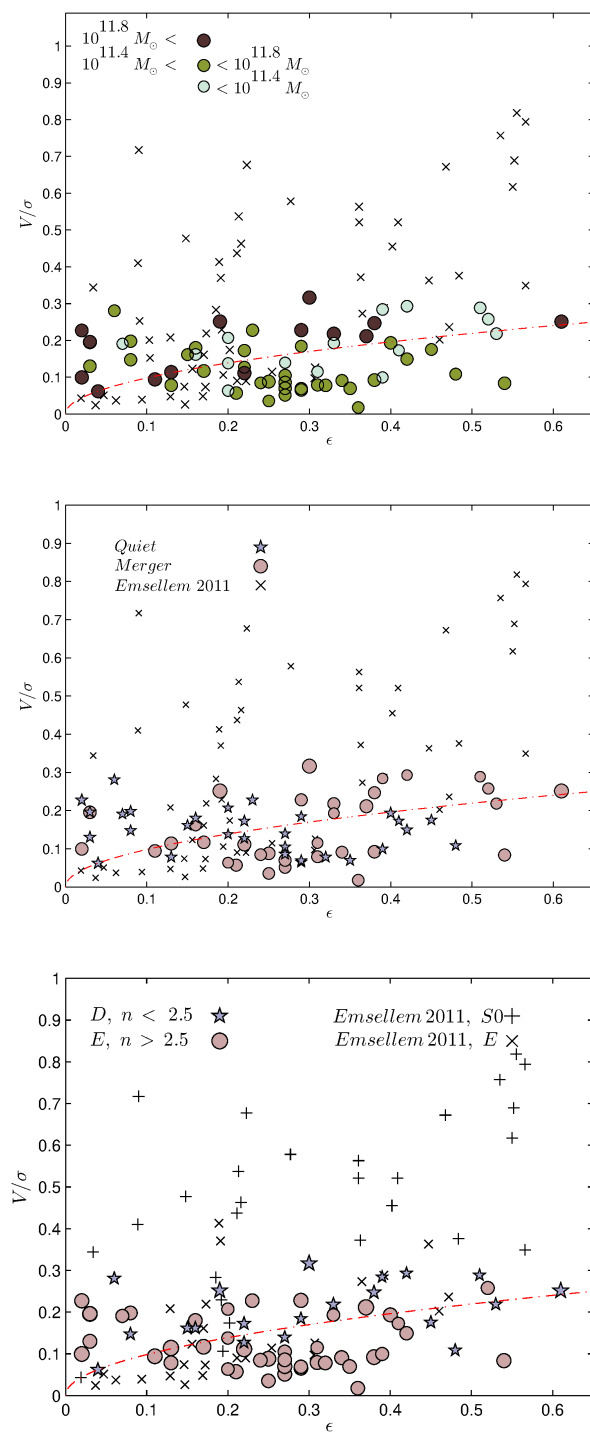
Por último, el tercer criterio utilizado para ordenar la muestra es la morfología. La metodología básica para clasificar en morfología es la de ajustar el perfil de luz de cada objeto con el perfil de Sérsic correspondiente y obtener así el índice de Sérsic ( $n$ ) que se relaciona de forma directa con la morfología.

Para hacer los resultados más consistentes con los datos observacionales y, de acuerdo con el razonamiento de la sección 5.3.2, todas las galaxias de la muestra se corrigen en masa utilizando la prescripción de Cen (2011). Este post-procesado permite modificar los resultados para la masa estelar en la dirección que lo haría una retroalimentación por *‘AGN’*, dejando inalteradas las poblaciones estelares y la dispersión de velocidad.

### 5.4.1. Perfiles unidimensionales.

Los perfiles unidimensionales (perfiles-1D) son herramientas útiles para comparar los resultados de la simulación con los datos observacionales. Para crear los perfiles-1D de la forma más parecida a la forma en que se obtendrían en las observaciones se sigue el proceso siguiente:

- En cada una de las tres proyecciones se identifica el centro del mapa bidimensional. Para ello se utiliza, en un primer momento, el centro de masa



**Figura 5.6:**  $V/\sigma$  frente a elipticidad para la muestra de galaxias simuladas (símbolos coloreados). La distribución se compara con la observada, representada por cruces, de galaxias masivas de la muestra de ATLAS (Emsellem et al., 2011), en donde la línea roja punteada representa  $V/\sigma = 0,3\sqrt{\epsilon}$ , y se utiliza como criterio para separar los rotores rápidos y los lentos. En el panel superior la muestra simulada se colorea en función su masa estelar, en el panel central se separan de acuerdo con su historia de colisiones y, por último, en el panel inferior las galaxias se separan de acuerdo con su morfología utilizando el índice de Sérsic en galaxias de tipo temprano y lenticulares.



o de luminosidad de todas las partículas estelares dependiendo si se esta considerando el análisis pesado en masa o en luz.

- Tras esto, para un ajuste fino del centro, se define un radio efectivo ( $R_e$ ) como aquel que contiene la mitad de la masa o de luminosidad. Se utilizan para tal fin la masa o la luminosidad de las celdas que se mantienen por encima del límite observacional que se asume de 25 mag/arcsec<sup>2</sup>.
- Una vez conocido el radio efectivo ( $R_e$ ) se procede a encontrar el centro dentro de este radio. De esta forma se tendrá un ajuste fino de la posición central.
- A partir de este centro se obtienen los perfiles unidimensionales, promediando en masa o en luz las partículas dentro de cada una de las capas concéntricas circulares, incorporando un uno por cien de masa o luminosidad en cada capa.

Esta estrategia de obtención de los perfiles unidimensionales permite obtener una buena resolución de las partes internas y externas de la galaxia analizada y una curva muy suavizada.

El proceso descrito anteriormente permite producir un perfil-1D para cada una de las galaxias en la muestra. En particular, se analizan las siguientes magnitudes con perfiles unidimensionales: la luminosidad  $\Sigma_L$ , la densidad superficial  $\Sigma_M$ , la dispersión de velocidad  $\sigma$ , la velocidad en la línea de visión  $V$ , la edad y la metalicidad  $Z$ .

Las galaxias se agrupan dependiendo del criterio analizado, de forma que para un determinado criterio se obtiene el perfil-1D promedio del grupo. En las siguientes Figuras 5.7, 5.8, 5.9 se presentan las medianas de estos perfiles unidimensionales como líneas y los percentiles 25<sup>th</sup>/75<sup>th</sup> como área sombreada. Se utiliza la luminosidad en la banda  $r$  para el pesado en luminosidad.

#### 5.4.1.1. Criterio dinámico

En las simulaciones numéricas, la definición de la magnitud que representa la dispersión de velocidad ( $\sigma$ ) puede obtenerse de muchas formas diferentes. Aunque todas estas formas de definición pueden ser coherentes con la simulación, es crucial encontrar como se definiría  $\sigma$  si queremos que esta magnitud sea directamente comparable a la que se obtiene de las observaciones. En el Apéndice A, se presenta una explicación detallada del método utilizado para estimar la velocidad de dispersión. En resumen, se encuentra que la desviación cuadrática media pesada en luminosidad de las velocidades de las partículas estelares (eq. A.3) presenta una gran similitud con la velocidad de dispersión que se deriva de las características espectrales de las galaxias observadas.

Para caracterizar la estructura rotacional de la muestra de galaxias virtuales, se emplea el ratio  $V/\sigma$ , proyectado en la línea de visión (*line-of-sight*,  $LOS$ ). Se compara también este observable con el criterio de separación procedente de Emsellem et al. (2011) obteniendo resultados semejantes.

En la Figura 5.6 se presenta el diagrama de anisotropía que relaciona este parámetro con la elipticidad observada ( $\epsilon$ ). La elipticidad se define como  $\epsilon = 1 - b/a$ , donde  $b/a$  es la proporción axial medida mediante GALFIT.

Siguiendo la aproximación que se utiliza en estudios de campo integral (Cappellari et al., 2007; Emsellem et al., 2011),  $V/\sigma$  se define por:

$$\left(\frac{V}{\sigma}\right)^2 = \frac{\sum_{i=1}^N L_i V_i^2}{\sum_{i=1}^N L_i \sigma_i^2} \quad (5.1)$$

en la que el sumatorio se extiende sobre todas las partículas estelares encerradas dentro del radio efectivo,  $L_i$  es la luminosidad de una partícula y  $V_i$  y  $\sigma_i$  son las velocidades en la línea de visión y la dispersión de velocidad asociada a la partícula estelar. En el panel superior de la Figura 5.6, se muestran los datos coloreados según su masa. Para cada galaxia se muestran las tres proyecciones en cada uno de los ejes coordenados. En el mismo diagrama, en la Figura 5.6, se muestra la posición que ocupan las galaxias más masivas (seleccionadas con el criterio de presentar un brillo superior a  $-23,8$  mag en la banda K) del catálogo de ATLAS (Emsellem et al., 2011). De acuerdo con los autores, los rotores rápidos y los lentos se pueden separar en el plano  $V/\sigma$ - $\epsilon$  utilizando como separación  $V/\sigma = 0,3\sqrt{\epsilon}$ , línea roja punteada del diagrama de la Figura 5.6. Por tanto, los rotores lentos (S) serán las galaxias simuladas que se encuentren por debajo de la línea (el 54 % del total de la muestra) y los rotores rápidos (F) serán el resto de galaxias (el 46 % restante). Las galaxias simuladas se distribuyen en un amplio rango rotacional. Esta distribución está de acuerdo con la distribución dinámica observada para las galaxias más brillantes de ATLAS. No obstante, las galaxias simuladas no llegan a alcanzar los valores más elevados de  $V/\sigma$  que sí que muestran las galaxias observadas. De hecho, la fracción observada de rotores rápidos en la muestra ATLAS mostrada es del 69 %, un valor significativamente mayor que el que se encuentra con las galaxias simuladas. La masa estelar no parece jugar un papel importante en la separación entre rotores rápidos y lentos. Se observa como la fracción de rotores rápidos es similar en los tres rangos de masa considerados. Dividiendo la muestra de Emsellem en tres partes de acuerdo con su luminosidad también se encuentra un resultado semejante, es decir, la fracción de rotores rápidos (F) no cambia con la luminosidad. Aunque tanto las galaxias tranquilas como las que ha sufrido al menos una colisión a lo largo de su historia pueden ser rotores rápidos, los valores más elevados de  $V/\sigma$  se alcanzan por galaxias que han tenido colisiones. Además, los rotores rápidos suelen clasificarse como galaxias de tipo tardío (ver el panel inferior de la Figura 5.6) al igual que lo que sucede en la muestra de Emsellem de rotores rápidos que muestran una morfología de S0.

La Figura 5.7 muestra las propiedades principales de las galaxias virtuales consideradas clasificadas según sus valores de  $V/\sigma$ . En todos los perfiles de este capítulo, las líneas representan la mediana de todos los perfiles de la galaxia en cada grupo y las regiones sombreadas los percentiles 25<sup>th</sup>/75<sup>th</sup> de cada agrupación. Los paneles representan: el perfil de luminosidad (arriba a la izquierda), el perfil de densidad superficial (arriba a la derecha), el perfil dispersión de velocidad (en el centro a la izquierda), el de la velocidad en la línea de visión (centro derecha),

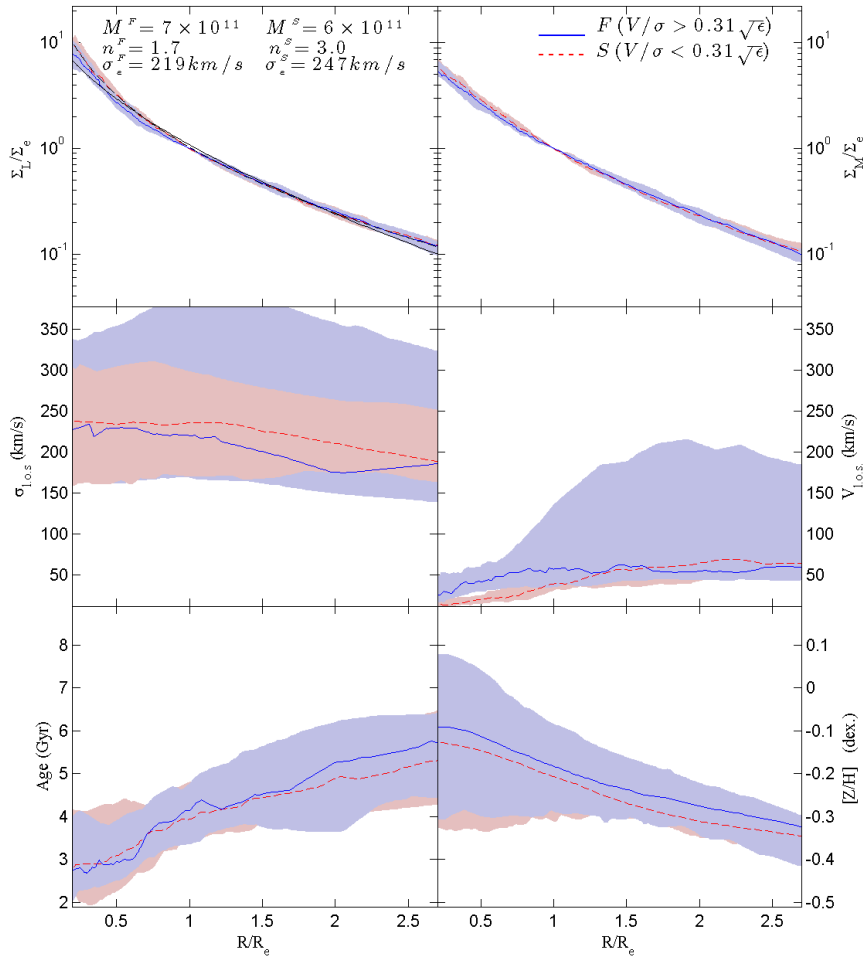
la edad pesada en luminosidad (abajo izquierda) y la metalicidad pesada en luminosidad (abajo a la derecha). La línea sólida y la línea sombreada de color azul corresponden en este caso al grupo de rotores rápidos, mientras que la línea roja punteada y el área sombreada rojiza representan al grupo de los rotores lentos. Para promediar todos los perfiles correspondientes a las galaxias de cada grupo, se reescalan en términos de radio efectivo,  $R_e$ .

Los rotores rápidos (F) tienen una masa estelar mediana de  $M_F \sim 7 \times 10^{11} M_\odot$ , los lentos (S) tienen una masa mediana de  $M_S \sim 6 \times 10^{11} M_\odot$ , respecto a los valores de la dispersión de velocidad en el radio efectivo, se encuentran  $\sigma_F \sim 219 \text{ km/s}$  y  $\sigma_S \sim 247 \text{ km/s}$ . Estos valores de masa media ya tienen en cuenta la corrección por retroalimentación de ‘AGN’; sin esta corrección los valores serían:  $M_F \sim 9 \times 10^{11} M_\odot$  y  $M_S \sim 1 \times 10^{12} M_\odot$ . Pese a que los perfiles de masa y de luminosidad para los dos grupos de galaxias parecen muy similares, existe una tendencia por la que los rotores lentos tienen perfiles de Sérsic más elevados ( $n_S \sim 3,0$ ) que los de las galaxias que se encuentran soportadas por rotación ( $n_F \sim 1,7$ ). Como se espera, la velocidad en la línea de visión de los rotores rápidos presenta mayor valor de  $V$  dentro del radio efectivo y por tanto mayor rotación. La dispersión de velocidad dentro del radio efectivo es muy similar en los dos grupos, aunque a mayor radio la curva de dispersión velocidad decae más rápidamente en los rotores rápidos. El Cuadro 5.1 muestra de forma resumida los resultados del análisis según esta clasificación.

	F (46 %)	S (54 %)
$n$	1,7	3
$\sigma_e$	219 km/s	247 km/s
$M_{AGN}$	$7 \times 10^{11} M_\odot$	$6 \times 10^{11} M_\odot$
$M_{raw}$	$9 \times 10^{11} M_\odot$	$1 \times 10^{12} M_\odot$

**Cuadro 5.1:** Cuadro resumen de los perfiles analizados, la muestra se separa en rotores rápidos (F) columna de la izquierda y rotores lentos (S) columna de la derecha. Las magnitudes representadas son el índice de Sérsic ( $n$ ), el valor de la dispersión de velocidad en el radio efectivo ( $\sigma_e$ ), la masa ( $M_{AGN}$ ) y la masa sin la corrección de AGN ( $M_{raw}$ )

Los perfiles unidimensionales procedentes del análisis de las poblaciones estelares de cada uno de los grupos se resumen en los dos paneles inferiores de la Figura 5.7. Ambos grupos presentan gradientes de edad, la tendencia general es un gradiente positivo de edad que es más acusado dentro del radio efectivo, indicando que la población en el centro es más joven. Este gradiente positivo de edad es consistente con los resultados observacionales encontrados en La Barbera et al. (2012) y Coccato et al. (2010) que han determinado los perfiles radiales de galaxia de tipo temprano extendiéndolos a grandes distancias de su centro galáctico. Para la metalicidad ambos grupos muestran gradientes negativos, siendo esta metalicidad ligeramente menor en el caso de los rotores lentos. Pese a reproducir la tendencia observada en los perfiles de edad y metalicidad es importante anotar que los valores encontrados para la edad en el centro son muy bajos y para la metalicidad están alejados de la metalicidad solar para ser consistentes con los datos observacionales.



**Figura 5.7:** Perfiles unidimensionales para las galaxias de la muestra agrupadas de acuerdo con su dinámica: rotores lentos (S) con  $V/\sigma < 0,3\sqrt{\epsilon}$  y rotores rápidos (F) con  $V/\sigma > 0,3\sqrt{\epsilon}$ . Las líneas representan la mediana de todos los perfiles de las galaxias en cada grupo y el área sombreada marca los percentiles 25<sup>th</sup>/75<sup>th</sup> de la distribución. Los paneles representan: el brillo superficial (arriba a la izquierda), la densidad superficial (arriba a la derecha), la velocidad de dispersión (en el centro a la izquierda), la velocidad en la línea de visión (centro derecha), la edad pesada en luminosidad (abajo a la izquierda) y la metalicidad pesada en luminosidad (abajo izquierda). La línea sólida azul y el área azulada se corresponde con el grupo de los rotores rápidos (F) mientras que la línea punteada roja y el área sombreada rojiza se corresponde con el grupo de los rotores lentos (S). En el panel superior izquierdo la línea punteada se corresponde con el ajuste de Sérsic del perfil luminoso mediano de los rotores lentos, mientras que la línea sólida se corresponde al ajuste de los rotores rápidos. Para promediar todos los perfiles de las galaxias virtuales que se corresponden a cada grupo, el perfil radial de cada galaxia se reescala en unidades de radio efectivo,  $R_e$ . La densidad superficial y el perfil de brillo de cada galaxia se normalizan al valor a  $R_e$ . Todos los perfiles mostrados en esta Figura están pesados en luminosidad y se han calculado comenzando por  $0,25R_e$ .

### 5.4.1.2. Criterio evolutivo

En un escenario jerárquico de formación de estructuras cósmicas las colisiones tienen papel clave, ya que éstas modelan las principales características de las galaxias y los cúmulos de galaxias. Por tanto, la historia evolutiva de las galaxias es un criterio clave a la hora de entender las propiedades que muestran las galaxias actuales (Mihos & Hernquist, 1994; Cox et al., 2006; Hopkins et al., 2009). En consecuencia, deberían haber diferencias sustanciales entre los objetos que hayan tenido una evolución relativamente tranquila (sin colisiones importantes con otros objetos) y aquellos implicados en procesos de colisiones importantes.

Siguiendo un procedimiento similar al desarrollado en la sección 5.4.1.1, agrupamos las galaxias de la muestra clasificándolas en aquellas que han sufrido procesos de colisión, ‘*Mergers*’, (M, 52 %) y aquellas que han tenido una vida tranquila, ‘*Quiet*’, (Q, 48 %). Se identifica como galaxia que ha sufrido un proceso de colisión aquella que ha tenido una colisión con otra galaxia satélite cuando la proporción entre la masa de la galaxia satélite frente a la masa de la principal es mayor de 0,025. De entre las clasificadas como galaxias que han sufrido un proceso de colisión, sólo un pequeño porcentaje de ellas (21 %) puede considerarse como gran colisión (aquellas colisiones con una proporción de masa mayor que  $\sim 0,3$  entre los objetos involucrados). Por tanto, la mayoría de las galaxias en el grupo de las que han sufrido colisiones (79 %) han sufrido colisiones menores, con un valor promedio de proporción de masa entre la satélite y la principal de alrededor de 0,17. Las galaxias tipo M (con colisiones, ‘*Mergers*’) tienen una masa estelar promedio – incluyendo la corrección por retroalimentación de ‘*AGN*’ – de  $M_M \sim 8 \times 10^{11} M_\odot$ , semejante a las de tipo Q (tranquilas, ‘*Quiet*’) que muestran una masa mediana de  $M_Q \sim 6 \times 10^{11} M_\odot$ . El índice de Sérsic que se obtiene al realizar el ajuste del perfil de luz mediano para las de tipo M es de  $n_M \sim 1,7$  frente a las de tipo Q que presentan un índice  $n_Q \sim 2,8$ . La dispersión de velocidad al radio efectivo de las de tipo M es de  $\sigma_M \sim 256 \text{ km/s}$  mientras que para las de tipo Q es de  $\sigma_Q \sim 223 \text{ km/s}$ . El valor obtenido en masa sin aplicar la corrección de retroalimentación por ‘*AGN*’ es de  $M_M \sim 1,6 \times 10^{12} M_\odot$  y  $M_Q \sim 1,1 \times 10^{12} M_\odot$ . El Cuadro 5.2 muestra de forma resumida los resultados del análisis según esta clasificación.

También se analiza el tipo de colisión en función de la tasa de formación estelar (‘*SFR*’) en el momento de la colisión. Una colisión disipativa puede definirse como aquella que produce brote de formación estelar. Varios estudios de galaxias con formación estelar indican la existencia de una secuencia principal en el plano  $SFR-M_*$  en donde se encuentran la mayoría de las galaxias con formación estelar (Brinchmann et al., 2004; Daddi et al., 2007; Noeske et al., 2007; Rodighiero et al., 2011; Whitaker et al., 2012). Una desviación de esta secuencia hacia una tasa de formación estelar mayor es indicativo de la presencia de un brote de formación estelar. Teniendo en cuenta la dependencia con el ‘*redshift*’ de la normalización  $SFR-M_*$ , se adopta el criterio de Whitaker et al. (2012) para establecer la presencia de un brote estelar en un proceso de colisión:

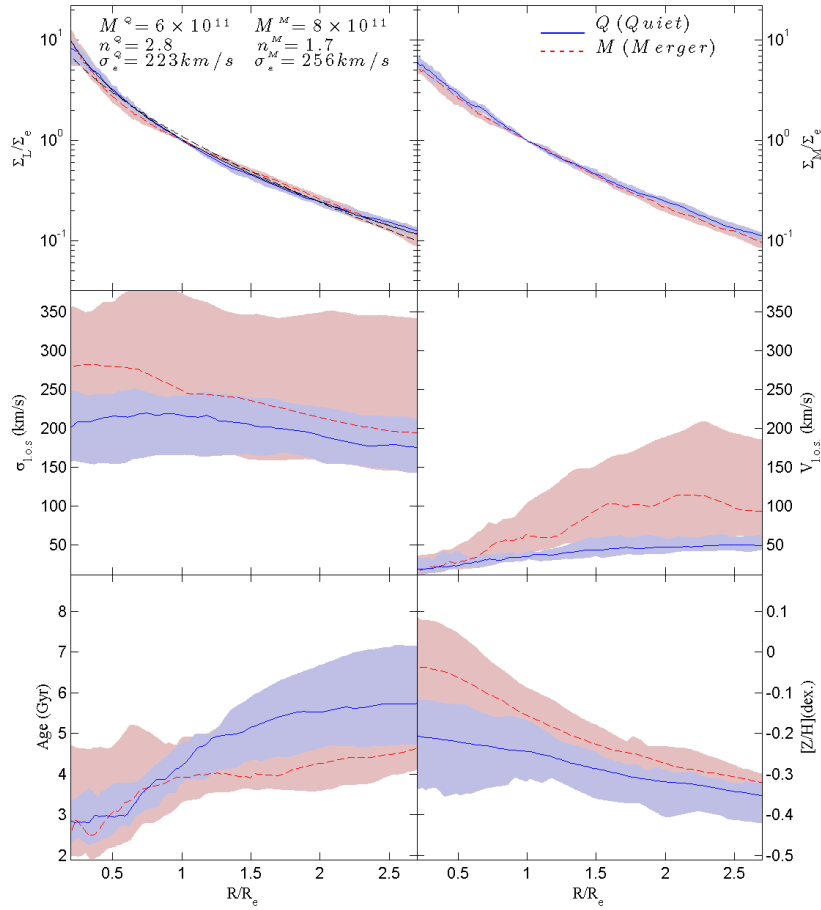
$$\log(SFR) > \alpha(z)(\log M_* - 10,5) + \beta(z) + 0,34 \quad (5.2)$$

en donde  $\alpha(z) = 0,70 - 0,13z$ ,  $\beta(z) = 0,38 + 1,14z - 0,19z^2$ ,  $M_*$  es la masa de la galaxia después de la colisión y el valor 0,34 representa la desviación de los

valores utilizada para definir los valores extremos. Respecto a la tasa de formación estelar, se utiliza la masa del gas que se convierte en estrellas durante la última captura temporal antes de identificar la colisión. Se encuentra que 10 de las 11 colisiones de la muestra estudiada pueden clasificarse como colisiones disipativas, mientras que solo uno de los casos se consideraría como no disipativo. En la Figura 5.8, se presenta – de forma similar a como se ha hecho en la Figura 5.7 – la mediana de los perfiles para magnitudes analizadas:  $\Sigma_L$ ,  $\Sigma_M$ ,  $\sigma$ ,  $V_{LOS}$ , edad y metalicidad, clasificadas según el criterio evolutivo en dos grupos “con colisiones” o “tranquilas”.

De acuerdo con lo esperado, la historia evolutiva de las galaxias parece ser un factor determinante de sus características. Aunque los perfiles de luminosidad y densidad de la Figura 5.8 son muy parecidos, tal y como ocurría en el estudio basado en el criterio dinámico, para las demás magnitudes analizadas las diferencias son notables. De este modo, las galaxias que han sufrido colisiones (M) muestran una mayor dispersión de velocidad a lo largo de todo el perfil radial de dispersión de velocidad, con una zona prácticamente plana dentro del radio efectivo que decae de forma abrupta fuera de éste. La velocidad en la línea de visión también se muestra mayor para las galaxias tipo M excepto en la parte más interna ( $R < 0,5R_e$ ), en donde los dos tipos de galaxias muestran valores semejantes. Estos valores bajos indican que la rotación de la parte central de las galaxias no está influenciada por la historia evolutiva. A radios mayores ( $R > R_e$ ), la rotación de las galaxias tipo M se incrementa de forma considerable. Simulaciones numéricas de colisiones (Cox et al. 2006) han mostrado la relevancia de las colisiones en la desaparición de rotores rápidos. Dado que la mayoría de las colisiones estudiadas implican una fracción importante de formación estelar, los resultados obtenidos son consistentes con los encontrados en este trabajo. Las galaxias tranquilas (Q) son, en general, más antiguas y menos metálicas para todos los radios. La naturaleza más joven de las galaxias que han sufrido colisiones no es un resultado sorprendente dado que la mayoría de colisiones han producido procesos de formación estelar que han rejuvenecido las poblaciones estelares. Al mismo tiempo, la formación estelar que ocurre en un medio enriquecido en metales puede producir estrellas ricas en metales que expliquen la tendencia observada de los perfiles de metalicidad. La característica más notable de los perfiles de población estelar es la pronunciada pendiente del gradiente de metalicidad de las galaxias de tipo M. Un gran número de estudios han explorado el papel de las colisiones no disipativas en la aparición de gradientes de poblaciones estelares (Kobayashi, 2004; Di Matteo et al., 2009), encontrando una respuesta plana para el gradiente de metalicidad debido seguramente a la mezcla de las poblaciones estelares implicadas. No obstante, si las colisiones son disipativas (tal y como ocurre en nuestra muestra de galaxias), la creación de poblaciones estelares produce un rejuvenecimiento en la zona central de las mismas que explica el pronunciado gradiente de metalicidad comparado con el que muestran las galaxias que han tenido un vida tranquila (Hopkins et al., 2009).

Se ha verificado que la tendencia encontrada con la historia evolutiva de las galaxias no es solo un efecto de la diferencia de masa de los dos grupos o de la naturaleza de las colisiones (dependiendo de si son grandes o pequeñas). Para ello, se ha repetido el análisis empleando dos submuestras que contenían masas seme-



**Figura 5.8:** Análoga a la Figura 5.7, las galaxias se separan de acuerdo con su historia evolutiva. Las líneas rojas y las regiones enrojecidas se utilizan para mostrar el perfil mediano y los percentiles  $25^{th}/75^{th}$  de galaxias que han experimentado una colisión, 'merger' (M). Por otro lado, las líneas azules y la zona sombreada azulada se utilizan para las galaxias con una vida evolutiva, 'quiet' (Q).

	M (52 %)	Q (48 %)
$n$	1,7	2,8
$\sigma_e$	256 km/s	223 km/s
$M_{AGN}$	$8 \times 10^{11} M_{\odot}$	$6 \times 10^{11} M_{\odot}$
$M_{raw}$	$1,6 \times 10^{12} M_{\odot}$	$1,1 \times 10^{12} M_{\odot}$

**Cuadro 5.2:** Cuadro resumen de los perfiles analizados, la muestra se separa en galaxias que han sufrido procesos de fusión (M), ‘*Mergers*’, columna de la izquierda y aquellas que no (Q), ‘*Quiet*’, columna de la derecha. Las magnitudes representadas son el índice de Sérsic ( $n$ ), el valor de la dispersión de velocidad en el radio efectivo ( $\sigma_e$ ), la masa ( $M_{AGN}$ ) y la masa sin la corrección de AGN ( $M_{raw}$ )

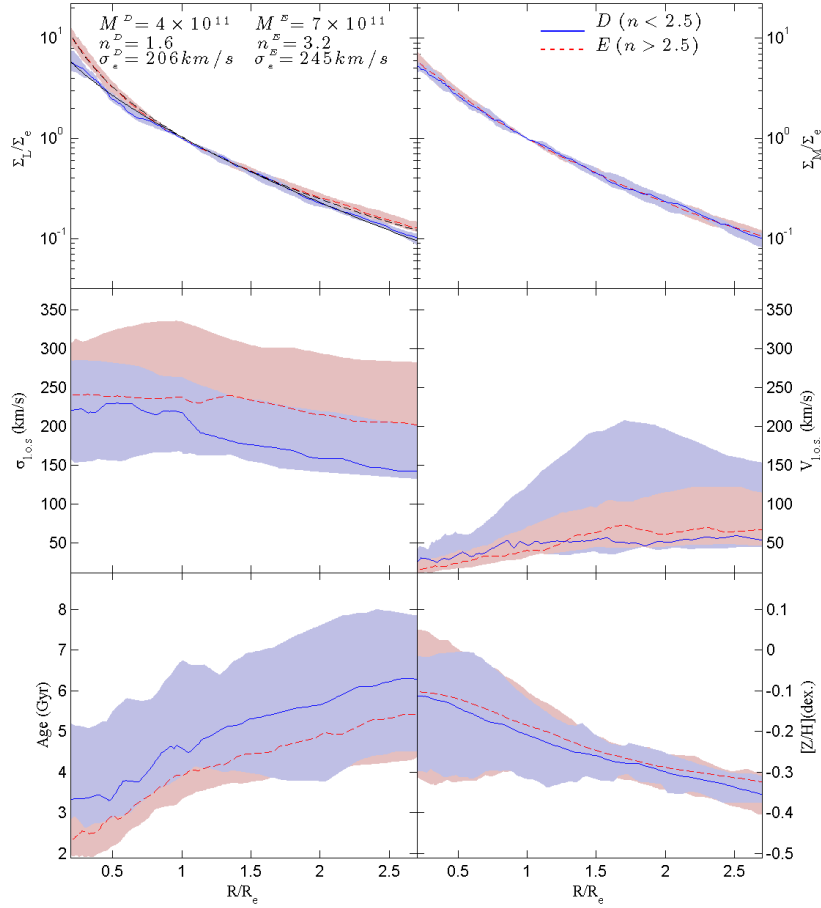
jantes y considerando solo colisiones grandes o solo colisiones pequeñas en el grupo de galaxias tipo M. No se han encontrado cambios sustanciales en las tendencias encontradas en la Figura 5.8. La única diferencia destacable es la presencia de un gradiente aún más acusado de metalicidad en la submuestra con galaxias con colisiones grandes frente al gradiente de metalicidad que muestran las galaxias con colisiones pequeñas que, en este caso, se asemeja más al gradiente de las galaxias tranquilas Q. Se puede decir que las galaxias con colisiones mayores son, por tanto, la principal causa del gradiente más pronunciado en metalicidad que puede observarse en la Figura 5.8. Por tanto, los resultados que se extraen de los perfiles dinámicos y los gradientes de edad y metalicidad son robustos frente a la definición de los grupos de galaxias tipo M y Q.

#### 5.4.1.3. Criterio morfológico

Para clasificar las galaxias de acuerdo con su morfología se realiza el ajuste unidimensional del perfil de densidad a un modelo de Sérsic. Del ajuste se deriva el índice de Sérsic,  $n$ , el radio de semi-luminosidad y la densidad de luminosidad efectiva. El intervalo radial utilizado para el ajuste va desde  $0,25R_e$  hasta  $10R_e$ . El índice de Sérsic es un indicador comúnmente utilizado para clasificar la morfología de las galaxias (Blanton et al., 2003; Ravindranath et al., 2004). Así, las galaxias con valores de  $n$  mayores que 2,5 se clasifican como elípticas, mientras las que presentan un valor inferior serían consideradas como espirales. Utilizando este criterio de clasificación la Figura 5.9 presenta, de forma análoga a las Figuras 5.7 y 5.8, el promedio de las propiedades de las galaxias en la muestra, clasificadas de acuerdo con su índice de Sérsic,  $n$ , en galaxias elípticas (E, 70 %) y en galaxias con forma de disco (D, 30 %). Por regla general, la clasificación morfológica derivada del ajuste de los perfiles unidimensionales de luz se corresponde con la determinada utilizando GALFIT, aunque, en ocasiones, las galaxias con un índice de Sérsic en niveles intermedios ( $n \sim 2,5$ ) pueden ser clasificadas de forma diferente.

En la Figura 5.9 se presenta – de forma similar que en la Figura 5.7 – los perfiles medianos de las cantidades estudiadas para los dos grupos de galaxias separadas ahora por el criterio morfológico:  $\Sigma_L$ ,  $\Sigma_M$ ,  $\sigma$ ,  $V$ , edad y metalicidad. Un resumen de los valores obtenidos mediante esta clasificación se muestra en el Cuadro 5.3. La masa estelar promedio, considerando la retroalimentación por ‘AGN’ para las elípticas (E), es de  $M_E \sim 7 \times 10^{11} M_{\odot}$ . En el caso de las galaxias tipo disco (D) su





**Figura 5.9:** De forma análoga a la Figura 5.7 se presentan los perfiles unidimensionales de las magnitudes estudiadas en este capítulo agrupando las galaxias de la muestra de acuerdo con su morfología. Las líneas rojas punteadas y la zona rojiza, se utilizan para las galaxias de tipo temprano. ‘*early-type galaxies*’ (E). Mientras que, para el grupo de las galaxias tipo disco (D), se utilizan las líneas y el área azuladas.

masa promedio tiene un valor de  $M_D \sim 4 \times 10^{11} M_\odot$ . Sin considerar la corrección de retroalimentación por ‘AGN’ la masa promedio de estos dos grupos sería de  $M_E \sim 1 \times 10^{12} M_\odot$  para las elípticas y de  $M_D \sim 7 \times 10^{11} M_\odot$  para las de tipo disco.

El índice promedio de Sérsic,  $n$ , para ambos grupos se ha calculado ajustando el perfil mediano de cada grupo, obteniendo los valores de 1,6 y 3,2 para las de tipo disco y las elípticas, respectivamente. Estos valores permiten diferenciar claramente los dos tipos morfológicos considerados. Como cabe esperar, desde el punto de vista de los perfiles de luminosidad y de densidad, este criterio de clasificación morfológico es el que más diferencias obtiene para estos perfiles. Centrándose ahora en la dispersión de velocidad, tanto el grupo de galaxias tipo D como el tipo E, tiene un perfil muy similar en la parte interna, mostrando un valor mayor para las elípticas (E) frente a las espirales (D) según se incrementa la distancia respecto al centro galáctico.

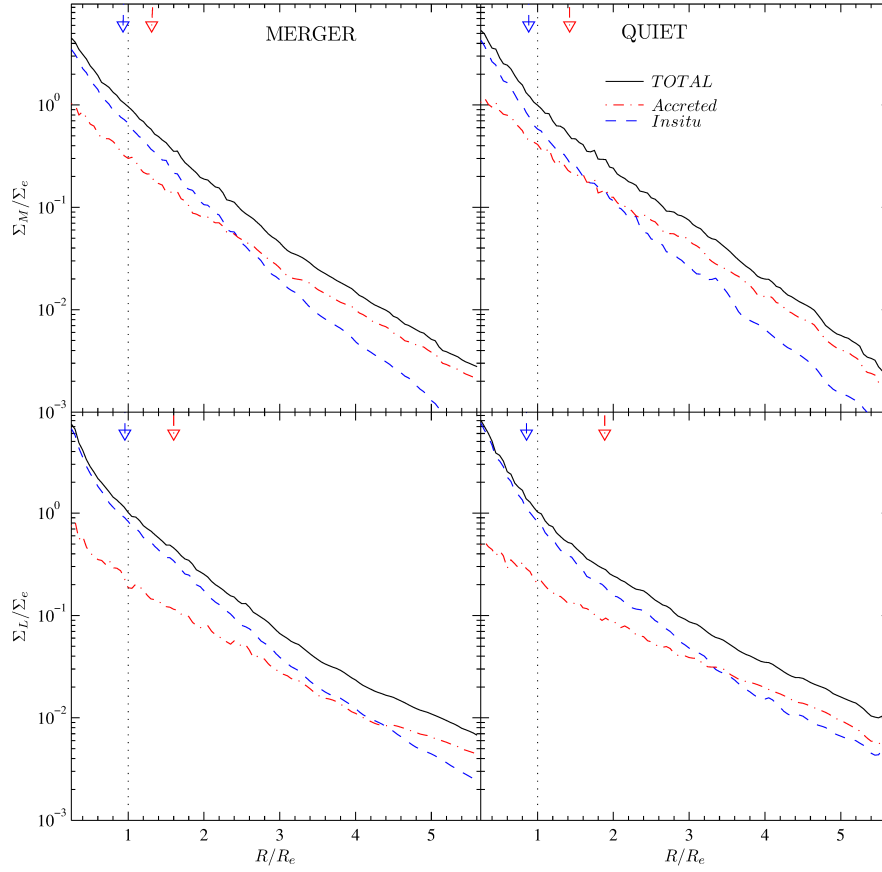
	E (70 %)	D (30 %)
$n$	3,2	1,6
$\sigma_e$	245 km/s	206 km/s
$M_{AGN}$	$7 \times 10^{11} M_\odot$	$4 \times 10^{11} M_\odot$
$M_{raw}$	$1 \times 10^{12} M_\odot$	$7 \times 10^{11} M_\odot$

**Cuadro 5.3:** Cuadro resumen de los perfiles analizados, la muestra se separa en galaxias elípticas (E), columna de la izquierda y de tipo disco (D) columna de la derecha. Las magnitudes representadas son el índice de Sérsic ( $n$ ), el valor de la dispersión de velocidad en el radio efectivo ( $\sigma_e$ ), la masa ( $M_{AGN}$ ) y la masa sin la corrección de AGN ( $M_{raw}$ )

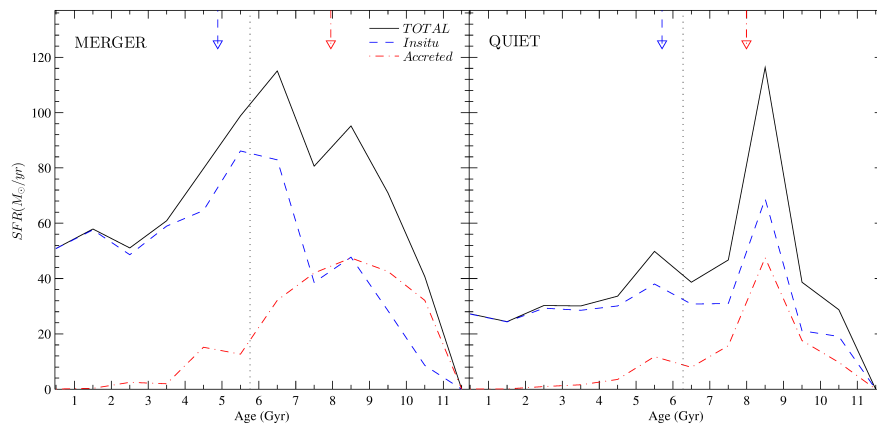
En ambas categorías, se observa un gradiente de edad relevante con una parte interna más joven que la parte externa. Las galaxias elípticas se muestran más jóvenes que las de tipo disco. Las observaciones, sin embargo, muestran que, por lo general, las galaxias elípticas tienen poblaciones estelares más envejecidas que las galaxias tipo disco. El hecho de que no se observe lo mismo en la muestra de galaxias virtuales puede explicarse en parte porque no existe ningún mecanismo específico que anule la formación estelar de forma eficiente. Esto conduce a una formación estelar remanente en las últimas etapas de la simulación que contribuye de forma significativa a rejuvenecer a la población estelar de ambos tipos de galaxias. Se cree que mejorar el esquema de retroalimentación y la resolución espacial de la simulación podría alterar la historia de formación estelar de estas galaxias, acercándolas al comportamiento que muestran en el plano observacional. Por último, cabe destacar que con este criterio de separación, las metalicidades y sus gradientes son muy similares en ambos grupos.

### 5.4.2. Evolución de la población estelar: ‘*in situ*’ o acretada

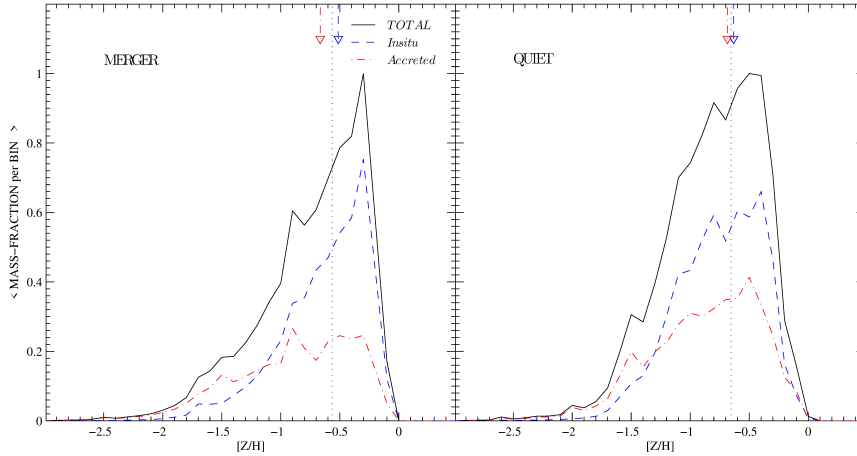
De acuerdo con las simulaciones, la evolución de las galaxias parece encajar con un modelo en dos fases (Naab et al., 2009; Johansson et al., 2009; Oser et al., 2010; Lackner et al., 2012). La primera fase consiste en un periodo de formación estelar local muy parecido al modelo monolítico de formación de galaxias (Eggen O. J. & R., 1962; Larson, 1975). En una segunda fase, el resto de estrellas que



**Figura 5.10:** Los paneles superiores muestran el perfil de densidad de masa, mientras que los inferiores muestran el perfil de densidad de luminosidad. A la izquierda estarían los promedios referidos a las galaxias que han sufrido colisiones ‘*MERGERS*’ mientras que a la derecha se encontrarían los promedios de galaxias tranquilas ‘*QUIET*’. La contribución a la densidad total (línea negra sólida) se divide en la que es aportada por los componentes estelares formados en la propia rama principal de la galaxia (línea discontinua azul) y la contribución del material estelar acretado (línea punteada roja). Las flechas indican el radio de media-masa o radio efectivo considerando solo la población creada de forma local (azul) o la incorporada a lo largo de la evolución de la galaxia (rojo). Ambas flechas indican el radio en términos de radio efectivo de la galaxia.



**Figura 5.11:** Historia de formación estelar promedio de las galaxias. Se agrupan en las que han sufrido colisiones (M, ‘*MERGER*’) historia mostrada en el panel de la izquierda frente a las que han tenido una vida tranquila (Q, ‘*QUIET*’) en el panel de la derecha. La línea sólida negra indica el total de tasa de formación estelar (‘*Star Formation Rate, SFR*’), en rojo se muestra la aportación del material estelar acretaado y en azul la del material estelar creado en la rama principal de la galaxia. La línea punteada vertical representa la edad promedio de la población global pesada en masa. Las flechas roja y azul representan, respectivamente, la edad media pesada en masa de la población incorporada frente a la edad media pesada en masa de la población creada en la rama principal de la galaxia.



**Figura 5.12:** Distribución de la metalicidad promedio de las galaxias que pertenecen al grupo M (*'MERGER'*) a la izquierda, frente a la distribución de metalicidad que muestran las galaxias de tipo Q (*'QUIET'*) mostrada a la derecha. Ambas distribuciones se encuentran normalizadas al máximo de la fracción de masa. De forma análoga a la Figura 5.11, la línea vertical y las flechas indican la metalicidad promedio pesada en masa de la población estelar global de la galaxia y la de cada uno de sus componentes.

conforman la galaxia serían adquiridas por medio de colisiones. En esta sección se estudian en detalle las diferencias entre estas dos poblaciones estelares: población local o población agregada. En particular, se focaliza el estudio en las diferencias que muestran estas dos poblaciones en la distribución espacial de éstas dentro de la galaxia.

En primer lugar, el estudio diferencia entre las poblaciones estelares locales, aquellas que se forman en la rama principal de cada galaxia virtual estudiada, y las poblaciones externas (o acretadas) que la conforman aquellas poblaciones estelares formadas fuera de esta rama principal e incorporadas después en una colisión o bien de forma suave a través del medio intergaláctico. El proceso de identificación de estrellas locales o externas se realiza mediante el buscador HALMA. En la sección 4.3.3 del capítulo 4 se detalla todo el proceso que conlleva la catalogación de estas partículas. Este proceso se puede resumir en que el software marca cada partícula estelar del halo con un identificador del halo en el que se formó. Por tanto, siguiendo la definición de partícula estelar local, todas las partículas presentes dentro de la galaxia considerada (a cero-*'redshift'*) que se hayan formado en la rama del progenitor principal se consideran locales, aunque se hubieran desconectado de la rama principal del halo en algún momento y reincorporado más tarde. Para lograr esta clasificación de locales o externas, se sigue el árbol de fusiones desde cero-*'redshift'* hasta  $z = 4$ . Como la fracción de estrellas formadas anteriormente a esta época es muy pequeña, los resultados de acreción no varían de forma significativa con esta aproximación.

En la muestra considerada de galaxias virtuales masivas, la mayoría de las

estrellas (50-90 %) se han formado localmente, dentro de la rama de la galaxia principal, siendo la cantidad incorporada por acreción de aproximadamente un 10-50 %. Estos resultados se acercan a la fracción de masa acretada estimada por Lackner et al. (2012). No obstante, contrariamente a los resultados que predice, el presente estudio no encuentra una dependencia significativa de la fracción de masa formada localmente con la de la masa estelar final de la galaxia. Las razones para estas diferencias en la tendencia de masa acretada están relacionadas probablemente con las diferentes aproximaciones utilizadas en el proceso de retroalimentación y las diferentes resoluciones numéricas de las simulaciones. Esta es una situación similar a la de Oser et al. (2010) y Lackner et al. (2012), en donde ambos trabajos encuentran diferencias notables en la tendencia de de la masa acretada en relación a la masa estelar de las galaxias. El presente trabajo encuentra una débil dependencia entre la proporción de estrellas locales y la historia evolutiva de colisiones entre galaxias, de forma que las galaxias tranquilas (Q) tienen una fracción de estrellas formadas localmente (70 %) levemente mayor que las galaxias que han sufrido colisiones (M) con una fracción de estrellas formadas localmente del 65 %. Esto indica que, incluso las galaxias que no han sufrido una colisión importante, tienen un porcentaje notable de masa acretada. Este material incorporado podría proceder de pequeñas galaxias ( $M < 10^8 - 10^9 M_\odot$ ) cuya interacción con el progenitor principal no se ha identificado como una colisión, o bien, de pequeños grupos estelares que no han sido reconocidos por el buscador de halos.

Para examinar la distribución espacial de las estrellas locales y agregadas se considera la muestra separada por el criterio evolutivo en M, ‘*MERGER*’, que han sufrido al menos una colisión y en Q, ‘*QUIET*’, que han evolucionado “tranquilamente”, es decir, sin fusiones con otras galaxias. Las dos poblaciones muestran perfiles bien diferenciados tanto en masa como en luminosidad, tal y como se muestra en la Figura 5.10. Una de las principales características que muestra esta figura es que la contribución de población estelar local domina claramente la región central de las galaxias virtuales. Dentro del radio de media-masa<sup>4</sup>, para el grupo de galaxias tipo M, la población estelar local representa una fracción del 72 %, siendo el resto población acretada (28 %). En el caso de galaxias tipo Q, la fracción de población estelar dentro del radio de media-masa es del 69 % (el 31 % se correspondería con la proporción de población estelar acretada). Si se pone el foco en los perfiles de luz dentro del radio efectivo la población local representa un 84 % (el 16 % sería el porcentaje en masa de las estrellas acretadas) del total de la masa para las galaxias tipo M y el 88 % sería la representación del material estelar local (12 % para el material estelar acretado) para las galaxias tranquilas, tipo Q. La componente local domina la parte interna de las galaxias virtuales, pero en las partes más externas el material estelar acretado prevalece. El radio en el que se produce la prevalencia del material acretado sobre el material local es de entre  $2,5 - 3R_e$  en los perfiles de densidad de masa y de entre  $3,5 - 4R_e$  en el caso de que se utilicen los perfiles de densidad lumínica. El hecho de que en el perfil de luminosidad las estrellas acretadas domine solo en la parte más externa se debe a las elevadas edades que presentan las poblaciones estelares que disminuyen sus luminosidades. Cabe destacar que estudios detallados de poblaciones estelares

<sup>4</sup>El radio de media-masa  $R_{hm}$  (*‘half-mass’*) es el radio dentro del cual se encuentra la mitad de la masa de la galaxia.

basadas en observaciones de espectros de alta resolución obtenidos mediante grandes telescopios no alcanzan a resolver las poblaciones a semejantes distancias del centro galáctico (por ejemplo Sánchez-Blázquez et al. 2007). Por tanto, la mayor parte de las poblaciones estelares estudiadas se encuentran por donde las estrellas locales dominan. Conduciendo, por tanto, a una visión mucho más uniforme de la composición estelar de las galaxias masivas de tipo temprano (ver como ejemplo Renzini 2006). Existen evidencias observacionales de pequeñas abundancias de componentes estelares jóvenes dentro de una población más vieja predominante. Estas contribuciones se han encontrado en varios rangos espectrales como, por ejemplo, el visible (ver Trager et al. 2000) o en la banda k (Mármol-Queraltó et al., 2009). Las fracciones de masa discutidas anteriormente son importantes, además de para ajustar mejor el proceso de formación de las galaxias masivas de tipo temprano, para explicar las historias de formación estelar (*'Star Formation Histories, SFHs'*) que experimentan estas galaxias. De hecho, se emplean algoritmos de ajustes del espectro completo de estas galaxias para estimar las historias de formación estelar (*'SFHs'*) de éstas (ver por ejemplo Fernandes et al. 2005; Koleva et al. 2009). Aunque estos estudios confirman una naturaleza prácticamente tranquila de las poblaciones estelares presentes en los núcleos de las galaxias elípticas masivas, las historias de formación estelares derivadas de los ajustes espectrales, indican la presencia de otras poblaciones estelares (de La Rosa et al., 2011).

El radio de media-masa de la componente estelar incorporada se encuentra en  $1,34R_{hm}$  para las galaxias tipo M y a  $1,42R_{hm}$  para las galaxias tipo Q, en donde  $R_{hm}$  es el radio de media-masa de la galaxia. La población local muestra un radio de media-masa de  $0,93R_{hm}$  y  $0,88R_{hm}$  para las de tipo M y las de tipo Q, respectivamente. Por tanto, se concluye que para ambos tipos de galaxias la componente acretada se encuentra en promedio a distancias mayores del centro, mostrando en las del tipo M un ligero exceso de material acretado en la zona central comparado con las de tipo Q. Este hecho podría explicarse por el efecto de mezcla de material sufrido durante las grandes colisiones de las galaxias tipo M. Tomando ambas tipologías de galaxias, la M y la Q, el radio de media-masa de la componente estelar acretada, se encuentra aproximada a  $\sim 1,5$  veces el radio de media-masa del material estelar local. Esta diferencia en el radio de media-masa en las dos poblaciones consideradas, locales frente a acretadas, se ha encontrado también en Lackner et al. (2012), aunque la diferencia encontrada por este autor es ligeramente superior a la que encuentra este estudio. Se han observado semejantes diferencias considerando también el radio efectivo (paneles inferiores de la Figura 5.10).

En la Figura 5.11, se muestra la historia de formación estelar promedio de las galaxias separadas agrupadas en las tipologías tranquila (Q) y con colisiones (M), distinguiendo las poblaciones estelares formadas localmente o agregadas. Estas gráficas muestran claramente que las estrellas acretadas son más viejas que las estrellas formadas localmente. En concreto, las estrellas acretadas son aproximadamente  $\sim 3$  Gyr más viejas en promedio que las formadas localmente. Las tasa de incorporación de estrellas acretadas cesa alrededor de 4 Gyr antes del momento actual mientras que la formación de estrellas locales, se mantiene constante hasta el momento actual. Debido a que las estrellas acretadas son significativamente más viejas, también son mucho menos luminosas que las formadas localmente, aumen-

tando así la distancia entre los perfiles de luminosidad de las dos poblaciones en los paneles inferiores de la Figura 5.10. La distribución de metalicidad para las mismas agrupaciones de galaxias se muestra en la Figura 5.12. Aunque la metalicidad promedio de las dos poblaciones no es muy diferente (la población de acretadas presenta tan solo  $\sim 0,1$  unidades de metalicidad promedio por debajo de la metalicidad de la población local) su distribución difiere sustancialmente. La población de estrellas locales presenta un máximo en la zona de metalicidad elevada, especialmente se aprecia en el grupo de galaxias con colisiones (M) donde el máximo de la distribución se encuentra en torno a  $\sim -0,3$  dex. Por el contrario, la distribución de metalicidad del material estelar acretado se expande en un rango más amplio de metalicidades, sin ningún valor característico. Esto es consistente con el hecho de que las estrellas acretadas se han formado en diferentes galaxias con distintas masas y, por tanto, distintas metalicidades haciendo que el promedio se desplace hacia valores más bajos de metalicidad. Los resultados mostrados en la Figura 5.12 muestran la metalicidad promedio del total de la galaxia y, por tanto, no pueden compararse directamente con la Figura 5.8 en donde se presentan los perfiles medianos radiales de cada grupo de galaxias. La inclusión de la parte externa de las galaxias en los cálculos de la media de la metalicidad produce un ligero desplazamiento hacia valores más bajos de estas cantidades. El análisis de la Figura 5.11 revela que la formación estelar en la simulación aquí analizada está suprimida para épocas anteriores a  $z \sim 4$ . La razón de esto es puramente numérica y tiene que ver con la estructura del refinado de malla adaptativa ‘AMR’ que refina la malla cuando la masa (del gas o de la materia oscura) es superior a un cierto valor límite (ver la sección 5.2.1 del presente capítulo y la sección 3.3.1 del capítulo 3). Dado que la simulación cosmológica considerada tiene un tamaño de 44 Mpc y el máximo de niveles de refinado es de siete, la resolución de la simulación se encuentra en torno a  $\sim 2,7$  kpc. Esto implica en la práctica que la mayoría de estructuras no lineales estudiadas se encuentran poco resueltas y su evolución puede presentar algunas carencias en su descripción detallada. Como la creación de los niveles de refinado más altos está directamente conectado con la aparición de estructuras y su crecimiento, los parches de alta resolución aparecen en etapas más tardías de la simulación. Dado que en nuestra aproximación la formación estelar solo puede tener lugar en los niveles de refinado más elevados y estos aparecerán en etapas más tardías, la formación estelar en la simulación utilizada para este estudio también se retrasará debido a los efectos numéricos asociados a la creación tardía de parches de alta resolución. Ésta, por tanto, sería la razón que explicaría por qué la formación estelar en la presente simulación utilizada comienza a  $z \sim 4$ .





# Capítulo 6

## Discusión

El trabajo mostrado en la presente Tesis se centra en el análisis detallado de los resultados de una simulación cosmológica realizada con MASCLET (*‘Mesh Adaptative Scheme for CosmologicaL structurE evoluTion’*) (Quilis, 2004). El esquema de malla adaptativa *‘AMR’*, que incluye procesos de enfriamiento y calentamiento así como procesos de formación estelar y retroalimentación por supernova tipo II descritos fenomenológicamente, permite realizar simulaciones cosmológicas a resoluciones elevadas para códigos cosmológicos, sin tener que resimular una zona concreta para ganar resolución. Con esto se consigue tratar de forma consistente todo el volumen computacional desde el inicio de la simulación hasta la época actual.

### 6.1. La simulación

Antes de llevar a cabo el detallado análisis presentado en el capítulo 5, se ha realizado un ajuste y mejora de las herramientas utilizadas analizando otras simulaciones obtenidas también con el código MASCLET. En concreto, una versión primitiva de HALMA (*‘HALo finder for MASclet’*) se ha aplicado sobre simulaciones realizadas anteriormente con volúmenes computacionales y niveles de refinado diferentes. Todo este trabajo previo ha permitido ajustar, por un lado, algunos parámetros de MASCLET y, por otro, afinar e incorporar nuevas herramientas a HALMA.

- Los parámetros de MASCLET ajustados han permitido reducir la masa máxima de las Partículas Estelares Sintéticas *‘Single Stellar Population’ (SSP)* (causaba grandes inhomogeneidades en las galaxias sintéticas encontradas) y elegir un volumen computacional y un número de niveles de refinamiento adecuados para alcanzar una resolución suficiente para describir con suficiente detalle las galaxias sintéticas y depurar algunos *‘bugs’* de la entonces recién “formación estelar” incorporada a MASCLET.
- Las nuevas herramientas de HALMA a las que ha contribuido el presente trabajo han sido: el árbol de colisiones entre galaxias capaz discernir partículas

formadas localmente o incorporadas, los observables individuales dinámicos descritos en el anexo A y morfológicos de las galaxias sintéticas encontradas y elegir los tamaños característicos adecuados para encontrar galaxias sintéticas en la simulación analizada.

Finalmente, el dominio computacional elegido es un volumen de  $44 Mpc$  de lado. En este volumen, los parámetros de simulación permiten llegar a una resolución de  $2,7 kpc$ . Por medio de HALMA, que utiliza un método ‘*friends-of-friends*’ adaptativo, se identifican las galaxias virtuales dentro de la simulación cosmológica candidatas a conformar la muestra para este estudio.

## 6.2. La muestra

Se encuentran 33 galaxias en la simulación con una masa estelar mayor a  $M_* > 10^{11} M_\odot$ . Esta muestra inicial se filtra exigiendo algunas condiciones adicionales: que las galaxias virtuales se encuentren en el nivel más alto de refinado y, por tanto, estén resueltas con la mayor resolución numérica posible y que estas galaxias no se encuentren en un proceso de colisión ni tampoco en el inicio de un proceso de formación estelar, es decir, que se encuentren en un momento de su evolución “tranquilo”. Tras el filtrado, 21 galaxias virtuales masivas cumplen las restricciones propuestas y conforman la muestra analizada (El anexo B contiene las proyecciones de las 21 galaxias analizadas). Este estudio tiene presente que las galaxias virtuales encontradas tienen un exceso de masa si se comparan con el plano observacional. De hecho, la eficiencia de conversión bariónica es del orden de  $\sim 4$  veces mayor que la que se esperaría habiendo sido estimada mediante las técnicas de emparejado de abundancias. El principal motivo que lleva a la sobreproducción de estrellas y que muestran las galaxias virtuales de este estudio se explica por la falta de mecanismos de retroalimentación por ‘AGN’. Estos mecanismos de retroalimentación cortarían la producción estelar en las épocas más tardías de las galaxias más masivas. Por este motivo se tienen en cuenta correcciones posteriores a la simulación en la masa estelar para disminuir la masa estelar final de estas galaxias virtuales, acercándola, de esta manera, a la que se observa. Es importante anotar que, a pesar de que la técnica de malla adaptativa ‘AMR’ pueda abarcar el enorme rango espacial del volumen computacional con resoluciones que permiten estudiar los radios efectivos de las galaxias virtuales, la propia naturaleza de este algoritmo y el hecho de que el criterio de refinado sea la densidad por encima de un cierto límite hace que la simulación esté sesgada hacia la mejor descripción de las zonas más masivas dejando, quizás, una parte importante de objetos menores sin resolver que, tal vez, influyan también en los procesos de disminución de gas disponible para formar estrellas. No obstante, la elección de la muestra de galaxias masivas con masas estelares mayores a  $M_* > 10^{11} M_\odot$  hace pensar que este efecto será mínimo para el presente estudio.

## 6.3. La clasificación

Para analizar la muestra elegida, se agrupan las galaxias de acuerdo con tres criterios: i) el dinámico, que tiene en cuenta las propiedades dinámicas de las

galaxias, ii) el evolutivo, centrado en la historia evolutiva de la galaxia recorriendo el árbol de uniones de ésta y, por último, iii) el morfológico, que utiliza los perfiles de brillo y luminosidad para discernir entre galaxias tipo disco o elípticas. De acuerdo con el primer criterio son clasificadas como rotores lentos un 54 % de las galaxias de la muestra, frente al 46 % restante que se consideran rotores rápidos siguiendo la metodología de Emsellem et al. (2011). En el segundo caso, las galaxias virtuales se separan entre las que han sufrido al menos alguna colisión (*'merger'*), 52 %, y las que han tenido una evolución tranquila, 48 %. Por último, la muestra original se divide en galaxias tipo disco (30 %) y elípticas (70 %) de acuerdo con su índice de Sérsic. Para cada una de las sub-muestras obtenidas utilizando las características anteriores, se obtienen perfiles unidimensionales de las siguientes magnitudes: luminosidad  $\Sigma_L$ , densidad superficial  $\Sigma_M$ , dispersión de velocidad  $\sigma$ , velocidad en la línea de visión  $v$ , edad y metalicidad  $Z$ .

## 6.4. Resultados

Se encuentra consistentemente con las observaciones que la mayoría de las galaxias masivas tienen una morfología elíptica o de tipo tardío *'early-type'*. El perfil promedio de las galaxias elípticas se ajusta bien con un perfil de Sérsic con un índice de  $n = 3,5$ . Aunque este valor es un poco menor que el típico observado para galaxias elípticas del universo cercano ( $n \geq 4$ ). Este hecho, junto con el hecho de que las galaxias elípticas de nuestra muestra contengan poblaciones estelares más jóvenes que las que se observan, hace pensar que la resolución de la simulación utilizada todavía no alcanza para modelar correctamente los detalles morfológicos de las galaxias virtuales de la muestra utilizada.

En lo que respecta a la dinámica, las galaxias virtuales presentan perfiles de dispersión de velocidad prácticamente planos dentro del radio efectivo y decaen en las zonas externas. En el caso de las galaxias tipo disco y las que han presentado colisiones, la velocidad de dispersión cae rápidamente fuera del radio efectivo, mientras que las otras galaxias muestran caídas más suaves. Las curvas de rotación de las galaxias, separadas de acuerdo a su historia evolutiva, muestran también una fuerte dependencia. Las galaxias que han tenido colisiones muestran elevadas velocidades de rotación en las zonas exteriores.

Todos los subgrupos estudiados muestran gradientes de edad positivos, principalmente dentro del radio efectivo, y gradientes de metalicidad negativos. Desde el punto de vista dinámico, la característica principal que marca los gradientes de población estelar es su historia evolutiva. Las galaxias que han tenido procesos de colisión y fusión con otras galaxias son más jóvenes y más metálicas que las que han tenido una *'vida tranquila'*. Estas galaxias catalogadas como tipo M (*'merger'*) en el estudio aquí presentado muestran gradientes de metalicidad más acusados. Debido a que la mayoría de los procesos de colisión y fusión de la simulación estudiada producen procesos de formación estelar en las galaxias implicadas, estas galaxias (M) sufren un proceso de rejuvenecimiento de sus poblaciones estelares que es el responsable de la aparición de las poblaciones estelares jóvenes y de metalicidad elevada principalmente en la parte central de las galaxias.

También se ha estudiado la historia de formación estelar (*'Star Formation*

*History, SFH*) de las galaxias de la muestra. El crecimiento estelar de las galaxias se establece por dos mecanismos. El primero es la formación estelar en el seno de la galaxia o en algún momento en la rama principal evolutiva de esta galaxia. Estas serán las estrellas catalogadas como locales. El segundo mecanismo es el incremento de masa estelar por agregar partículas estelares de otras galaxias tras colisiones con estas o bien directamente del medio intergaláctico de forma suave. Estas estrellas conformarían la población estelar agregada.

La mayor parte de las estrellas que conforman la galaxia se han formado en ésta, es decir, se considerarían como locales. Estas estrellas representan entre el 50% y el 90% de la masa estelar de la galaxia. La formación estelar local, es más intensa en épocas tempranas de la vida de las galaxias. Esta fase activa se mantiene alrededor de un par de *Gyrs*, tras esto, la formación estelar no se termina absolutamente, sigue formando estrellas a un ritmo mucho menor hasta la época presente. Por otro lado, el aumento de masa estelar debido a la incorporación de estrellas por procesos de colisiones con otras galaxias o del medio intergaláctico se produce también en épocas tempranas, siendo muy marginal en épocas más tardías (a *'redshift'* bajos).

Dado el papel determinante de las colisiones de galaxias en las magnitudes más significativas de las galaxias virtuales de la muestra analizada, se explora más detalladamente el papel de las estrellas locales frente a las incorporadas en la historia evolutiva de éstas. Tal y como se esperaba, las galaxias con colisiones presentan una mayor fracción de material estelar agregado, aunque en las regiones centrales siempre domina la población estelar local. En ambos casos, tanto en las galaxias con colisiones como en las galaxias tranquilas, se encuentran importantes diferencias en la distribución espacial de las poblaciones estelares locales y agregadas que conducen a perfiles distintos de densidad de masa y luminosidad. La población de estrellas locales domina hasta unos pocos radios efectivos a partir de los cuales, las estrellas agregadas comienzan a ser las mayoritarias, dominando éstas en las regiones más externas. El radio efectivo (o radio de media masa en el caso de los perfiles de densidad) de las dos categorías estelares es claramente diferente. En el caso de las estrellas agregadas, el radio es mayor en un factor de aproximadamente 1,5 veces al radio de las estrellas locales. Esto resalta el hecho de que las estrellas agregadas se encuentran principalmente en las regiones exteriores si las comparamos con la población local. La tendencia en las galaxias con y sin colisiones es muy similar, aunque las que presentan colisiones muestran un ligero exceso de estrellas agregadas en la zona central si las comparamos con las galaxias tranquilas. Esto podría deberse al proceso de mezcla de poblaciones estelares que tiene lugar durante las colisiones.

El análisis de la historia de formación estelar de ambas sub-muestras de galaxias M (*'Merger'*) y Q (*'Quiet'*) muestra que las estrellas agregadas siempre son más antiguas ( $\sim 3$  Gyr) y, en promedio, menos metálicas (0,1 dex) que las estrellas locales. Esto explica las diferencias entre los perfiles de densidad de masa y de luminosidad de una misma galaxia, ya que las estrellas agregadas serán muy diferentes de las locales dependiendo de si se considera su masa o su luminosidad. La población agregada también muestra una mayor dispersión en la distribución de la metalicidad, lo que es un indicio de que esta población se ha formado en gran variedad de sistemas.

## 6.5. Las limitaciones

La resolución de la simulación es clave para entender algunos de los resultados encontrados. La naturaleza ‘AMR’ del código MASCLET hace que algunas de las regiones (las que se encuentran en los niveles más bajos,  $l = 0$  hasta  $l = 5$  (ver Capítulo 3 apartado 3.3.1)) no estén descritas con el detalle suficiente, especialmente las regiones menos densas, debido al criterio de refinado. La falta de resolución puede ser una fuente incontrolada de retroalimentación numérica, por lo que puede producir en las galaxias de la época actual una tasa de formación estelar más elevada de la esperada. Las resoluciones bajas retardan o, en algunos momentos, anulan la formación estelar en épocas tempranas dejando más gas disponible, lo que hace posible extender la historia de formación estelar hasta épocas actuales ( $z = 0$ ).

Relacionado con el uso de una resolución más baja en algunas regiones del volumen de simulación, las galaxias de baja masa se priorizan menos en los procesos de refinado, conduciendo a un menor número de este tipo de objetos de baja masa. De esta forma, el número de colisiones menores podría ser menor que el esperado.

La baja tasa de colisiones junto con el exceso de formación estelar en épocas tardías implica que las estimaciones de fracción de material estelar agregado en la simulación aquí estudiada debe considerarse como un límite inferior. Por medio del análisis de resultados de simulación con una resolución más elevada y semejantes parámetros cosmológicos, se podrían explorar de forma concreta las limitaciones que la resolución impone a este estudio.

## 6.6. Comparación con estudios semejantes

Otros estudios semejantes al presentado en el capítulo 5 se realizaron de forma contemporánea por Oser et al. (2010) y Lackner et al. (2012). Para realizar una síntesis de la comparación realizada en esta sección, se va a identificar cada conclusión del trabajo de cada uno de los autores mediante una etiqueta<sup>1</sup> que consistirá en la inicial del autor y un número. De este modo, se relacionará de forma unívoca cada etiqueta con la conclusión correspondiente. La Figura 6.1 muestra de forma gráfica esta síntesis comparativa mediante tres círculos que contienen las conclusiones de cada autor marcado con de las etiquetas descritas anteriormente. Los tres círculos comparten parte de sus áreas en sus intersecciones. Dentro de las intersecciones se encuentran conclusiones de estos trabajos que están relacionadas con uno u otro trabajo, mostrando en la zona central la intersección de los tres con los resultados compatibles con los tres estudios.

Los estudios de Oser parten de un esquema de SPH (*‘Smoothed Particle Hydrodynamics’*). Consisten en el análisis de la resimulación de 39 galaxias virtuales realizadas mediante el código cosmológico GADGET-2 (Springel, 2005). El volumen inicial de simulación es de 72 Mpc de lado. Este volumen cosmológico contiene

<sup>1</sup>Por ejemplo, tras citar una conclusión o resultado de un autor, por ejemplo de Oser, se colocará su inicial **O** seguida de un número **#** que se corresponderá de forma unívoca al resultado o conclusión referido, todo esto entre paréntesis ( ), quedando de esta forma: ( **O#** ). Para Lackner se utilizará la letra **L** y para el trabajo presentado en esta Tesis se utilizará la **N**.

inicialmente  $512^3$  partículas de materia oscura. Cuando se realiza la resimulación, la resolución de las 39 galaxias llega a valores de  $0,4 \text{ kpc}$  para el gas y las partículas estelares y a  $0,89 \text{ kpc}$  para la materia oscura. Las masas de partículas de gas y estelares se reducen a  $m_{*,gas} = 4,2 \times 10^6 M_\odot$  y las de la materia oscura a  $m_{dm} = 2,5 \times 10^7 M_\odot$ .

En el caso de Lackner, el esquema utilizado es el AMR (*‘Adaptative Mesh Refinement’*). Se parte de dos volúmenes de  $120 \text{ Mpc}$ , uno centrado en un cúmulo y otro, en una región de baja densidad. Estos volúmenes se resimulan de forma separada a una resolución más alta. La región del cúmulo se resimula en un volumen de  $\approx 20 \text{ Mpc}$  de lado y la del vacío cósmico, en un volumen de  $\approx 30 \text{ Mpc}$  de lado, obteniendo finalmente resoluciones de  $0,46 \text{ kpc}$ . En este caso se obtiene una muestra de 611 galaxias virtuales con masas  $M_* > 10^{10} M_\odot$ .

El trabajo de Oser confirma, a partir de los resultados de su simulación, el escenario de las *‘dos fases’*<sup>2</sup> en los procesos de evolución de galaxias **(O1)**. Otra de las conclusiones a las que llega este estudio es que las galaxias incorporan entre un 60 % y un 80 % de su masa estelar mediante fusiones menores **(O2)**. Esta cantidad de material acretado va a depender de la masa inicial de la galaxia **(O3)**, es decir, las galaxias más masivas acretan más material que las menos masivas. En el caso de Oser, la masa incorporada no parece tener un aporte importante de formación estelar **(O4)**, por lo que se deduce que las fusiones con otras galaxias son de tipo no disipativo, sin gas frío que permita generar nuevos brotes de formación estelar en épocas más tardías. Por último, el estudio de Oser concluye que su simulación sobrestima la masa estelar de sus galaxias virtuales, es decir, las galaxias que genera tienen más contenido estelar del que deberían (aproximadamente un factor 2) **(O5)**.

El trabajo de Lackner concluye que las galaxias que se encuentran en ambientes densos (cúmulos) son más viejas y presentan fusiones en épocas más tempranas que las que se encuentran en ambientes menos densos **(L1)**. También muestra como el material estelar acretado supone entre un 15 % y un 40 % del total **(L2)** y parece mostrar una dependencia con la masa de la galaxia, siendo mayor cuanto mayor sea la masa de la misma **(L3)**. Este estudio también concluye que el material estelar acretado es  $\sim 2,5 \text{ Gyr}$  más viejo y  $\sim 1,5 \text{ dex}$  menos metálico que la componente estelar *‘in situ’* **(L4)**. El material acretado permanece en las partes exteriores de la galaxia **(L5)**. En promedio el radio de media masa de la componente acretada es 2,5 veces el radio de la componente estelar *‘in situ’*. Esta distribución espacial diferente del material estelar acretado frente al formado dentro de la galaxia conduce a la aparición de gradientes de edad y metalicidad compatibles con las observaciones **(L6)**. Los resultados de Lackner también sugieren que las fusiones mayores de galaxias no son las que dominan en los procesos de acreción estelar. El material estelar acretado se incorpora a la galaxia mayoritariamente por medio de fusiones menores **(L7)**. Por último, las simulaciones de Lackner muestran una sobreproducción de galaxias masivas **(L8)** debido, probablemente, a una tasa de formación muy elevada ( $\times 2 - \times 4$ ) que es típica en las simulaciones hidrodinámicas sin una suficiente retroalimentación que suprima la formación estelar.

<sup>2</sup>En un primer momento ( $z \gtrsim 2$ ) las galaxias muestran un crecimiento estelar *‘in situ’* por la caída de gas frío de los alrededores. Tras esta fase ( $z \lesssim 2$ ) comienza la fase de acreción en la que la mayoría de material acretado proviene de fusiones de diversas galaxias satélites.

Del estudio presentado en el Capítulo 5, basado en las simulaciones descritas en la sección 5.2.1, obtenemos las siguientes conclusiones:

- El historial evolutivo (fusiones con otras galaxias) de una galaxia es el principal responsable del aspecto que presenta en la actualidad, por encima de su morfología o su dinámica (**N1**).
- Las galaxias que presentan un mayor número de interacciones con otras galaxias son también las más masivas de la muestra y las que presentan los gradientes de metalicidad más elevados (**N2**).

En las conclusiones de Oser (**O3**) y Lackner (**L3**) también encuentran que la masa de las galaxias influye en algunas de las características evolutivas, encontrando una correlación entre material acretado y masa de la galaxia. El presente estudio no encuentra esta correlación en concreto, pero sí que la masa es una de las características más importantes en el número de interacciones y los gradientes de metalicidad. Esto seguramente está relacionado con la conclusión (**N6**).

- Las fusiones con otras galaxias aportan una fracción minoritaria (10%-50%) de la masa total de la galaxia (**N3**). La mayor parte de la componente estelar de las galaxias principales se ha formado *'in situ'*.

Esta conclusión coincide con Lackner (**L2**) y va en la dirección de Oser (**O2**), aunque difiere cuantitativamente con este último.

- Las partículas estelares incorporadas, procedentes de otras galaxias o del medio, son significativamente más viejas y menos metálicas que las que se forman dentro de la rama principal de la galaxia (**N4**).

Lackner encuentra también esto y lo refleja en **L4**, junto con otras evidencias (**L5**), lo que conduce a que aparecen gradientes de edad y metalicidad compatibles con las observaciones (**L6**).

- En las galaxias virtuales analizadas en este estudio, la componente estelar acretada ocupa mayormente las regiones más externas (**N5**).

Las simulaciones de Lackner también encuentran lo mismo (**L5**) y, además, observa valores compatibles al de las observaciones (**L6**).

- Las mayoría de las galaxias que presentan fusiones en la muestra estudiada (10 de las 11) pueden clasificarse como fusiones disipativas (**N6**). Estas galaxias presentan una muy elevada tasa de formación estelar.

- Las galaxias que no han sufrido colisiones importantes presentan también porcentajes notables de material estelar acretado (**N7**). Este material incorporado podría proceder de pequeñas galaxias ( $M < 10^8 - 10^9 M_{\odot}$ ) no identificadas con el buscador o con una interacción no considerada fusión por dejar un porcentaje muy pequeño de masa.

Tampoco para Lackner, las fusiones mayores de galaxias son las que dominan los procesos de acreción estelar (**L7**).

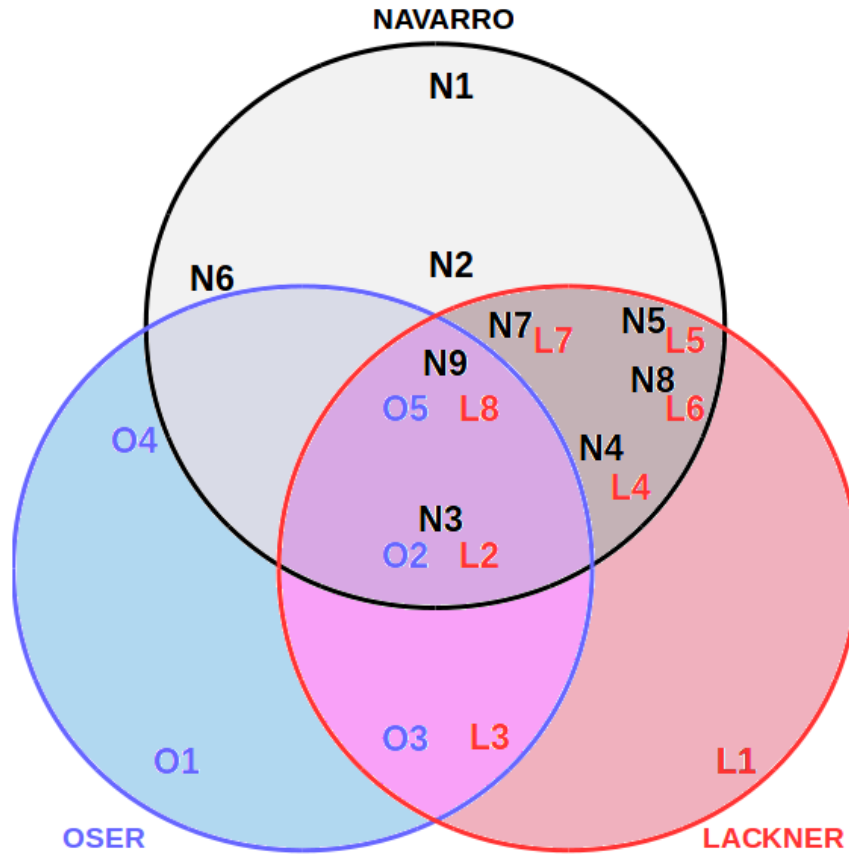


- El radio de media-masa del material acretado es  $\sim 1,5$  veces el radio de media-masa del material estelar formado *'in situ'* (**N8**).

Este valor es un poco inferior al encontrado por Lackner (**L6**) aunque muestra la misma tendencia (**L5**).

- Tras corregir la eficiencia de conversión bariónica (ver Capítulo 5 sección 5.3.2), las galaxias estudiadas siguen mostrando un factor  $\times 2 - \times 3$  de sobreproducción estelar (**N9**).

Ambos autores, Oser y Lackner, encuentran también una sobreproducción de estrellas en sus simulaciones (**O5**, **L8**). Si bien la de este estudio parece ser la más elevada, también es el que puede verse más afectado por la limitación en resolución, que según se describe en la sección 6.5 del presente Capítulo, está relacionada con una mayor formación estelar y en épocas más tardías.



**Figura 6.1:** Diagrama comparativo de los resultados. Cada uno de los círculos contiene las conclusiones de cada autor en forma de las etiquetas (inicial **O L N** seguida de un número # que se corresponderá de forma unívoca al resultado o conclusión referido). Para Oser se utilizará la letra **O** y el color azul. Para Lackner la letra **L** y el color rojo y para el trabajo presentado en esta Tesis se utilizará la **N** y el color negro. Dentro de las intersecciones se encuentran las conclusiones comunes de de estos trabajos. La zona central, intersección de los tres, contiene los resultados compatibles con los tres estudios. Las etiquetas más próximas entre si tratan temas comunes.



## Revisión en el contexto actual

Las simulaciones cosmológicas siguen siendo una herramienta crucial para entender los procesos de formación y evolución galáctica. En los últimos años se han producido grandes avances en la computación, de entre los que destacamos: (i) nuevos procesadores cada vez más veloces con múltiples núcleos, (ii) aumento de la capacidad de almacenamiento junto con la aparición de los discos duros de estado sólido de gran capacidad que han multiplicado la velocidad de lectura y escritura en disco, y (iii) mejora de las redes de comunicación<sup>1</sup>. Con este paradigma, la cosmología numérica ha avanzado en dos direcciones principalmente: simular grandes volúmenes modelando de esta forma un gran número de galaxias e imitando así los grandes cartografiados observacionales, y ampliando la resolución de pequeños volúmenes, introduciendo cada vez más ingredientes físicos que resuelvan cada vez con más detalle las galaxias virtuales creadas.

Este trabajo aprovecha la potencia de una simulación cosmológica capaz de llegar a resoluciones que permiten el estudio de las galaxias virtuales. Como se muestra a continuación en la sección 7.2, la física tenida en cuenta y los niveles de resolución alcanzados aún se encuentran en la horquilla de valores que engloban simulaciones cosmológicas actuales. Junto con esto, el hecho de utilizar modelos de poblaciones estelares para “dar brillo” al universo simulado hace que este trabajo siga siendo relevante tal y como se muestran en la siguiente sección (sección 7.1).

### 7.1. Otros estudios posteriores

Algunas de las conclusiones enumeradas en el Capítulo 6 en la sección 6.6 siguen siendo objeto de estudio desde el punto de vista observacional. Por otro lado, algunas de las limitaciones del análisis realizado (Capítulo 6 sección 6.5) continúan guiando los desarrollos numéricos para lograr salvar estas limitaciones.

Desde el punto de vista observacional se encuentran:

1. Estudios para confirmar que la historia evolutiva de una galaxia es la clave en el aspecto que muestra ésta en la actualidad (Conclusión **N1** del Capítulo

---

<sup>1</sup>Cada vez son más habituales las conexiones a 10 Gb entre servidores.

6 sección 6.6):

- Aunque la confirmación observacional de esta conclusión obtenida de forma numérica es complicada de comprobar, recientes estudios como el de Davison et al. (2021), utilizando una técnica de espectroscopia de campo integral por medio del instrumento MUSE (*'Multi-Unit Spectroscopic Explorer'*) en el VLT<sup>2</sup>, han encontrado que todas las galaxias analizadas muestran un incremento de estrellas agregadas en sus zonas externas. Este incremento de materia estelar agregada se hace más relevante en las zonas más alejadas del centro.
- Otra forma de aproximarse a esta confirmación es encontrando galaxias que hayan permanecido intactas desde su formación inicial y deban su desarrollo únicamente a la evolución del material estelar que contienen. Estudios como el de Spiniello et al. (2021) mediante el proyecto INSPIRE (*'INvestigating Stellar Population in Relics'*) podrían confirmar los resultados numéricos de Pulsoni et al. (2021) que sugieren que tan solo un 20% del total de objetos iniciales han permanecido sin interacción con otras galaxias ni con el medio hasta la época actual.
- Alamo-Martínez et al. (2021) estudia los cúmulos globulares de galaxias candidatas a 'reliquias' para así llegar a distancias más alejadas del centro de las galaxias en donde no hay suficiente luz para estudiar la población estelar que las compone.

2. Según las conclusiones resumidas en el Capítulo 6 (**N4** y **N5**) se aprecian gradientes en los resultados obtenidos numéricamente. Algunos proyectos dedicados a caracterizar gradientes muestran:

- Zhuang et al. (2019) encuentra una fuerte dependencia entre la pendiente de la metalicidad y algunas de las propiedades de las galaxias analizadas como masa, morfología etc... Este estudio también encuentra un mínimo de un 12% en la muestra de galaxias con gradiente positivo de metalicidad para las galaxias más masivas. Esto va en la dirección de los resultados del trabajo presentado en el Capítulo 5 ya que muestran en su mayoría gradientes negativos de metalicidad.
- Salvador-Rusiñol et al. (2021) observa formación estelar en el centro de los cúmulos de galaxias estudiados. Esto, junto con que el material acretado tiene más edad, provoca la aparición de gradientes.
- El trabajo de Santucci et al. (2020) muestra gradientes negativos de metalicidad y positivos de edad.
- El estudio de la luz del cúmulo de galaxias Coma, realizado por Gu et al. (2020) mediante datos procedentes del SDSS<sup>3</sup>, pone de manifiesto que estas regiones externas de las galaxias son de baja metalicidad y más viejas.

<sup>2</sup>*'Very Large Telescope'* (Bacon et al., 2014).

<sup>3</sup>*'Sloan Digital Sky Survey'* (York et al., 2000)

Desde el punto de vista de la cosmología numérica:

1. Existen estudios para ver cuales serían las implicaciones de la no universalidad de la IMF en la evolución en las galaxias sintéticas:
  - Yan et al. (2021) obtiene como resultado un código de evolución galáctica capaz de variar la IMF de acuerdo con la IGIMF (función de masa estelar integrada).
2. En respuesta a la sobreproducción estelar que sufre el código numérico al despreciar la retroalimentación por *AGN*, el trabajo de:
  - Perucho et al. (2019) forma parte de un proyecto dispuesto a integrar este proceso en la simulación cosmológica para así abordar de forma más adecuada los procesos de ‘*AGN*’
3. La parte numérica dedicada al ajuste del buscador HALMA descrita en el Capítulo 4 ha dado algunas idas para el desarrollo de las nuevas versiones del buscador ASHOF (‘*Adaptive Spherical Overdensity Halo Finder*’):
  - Vallés-Pérez et al. (2022) realiza una profunda revisión de las capacidades de la última versión del buscador de halos ASHOF.

## 7.2. Situación actual de la cosmología numérica

Como se ha comentado anteriormente la cosmología numérica ha avanzado en dos direcciones: (1) simular grandes volúmenes para aumentar la estadística también aumentando la resolución y, por otro lado, (2) añadiendo más ingredientes físicos en la simulación.

### 7.2.1. Volúmenes y resoluciones cosmológicas

De acuerdo con Vogelsberger et al. (2020), las estructuras cosmológicas simuladas más relevantes abarcan un volumen de simulación que va desde los  $25^3 Mpc^3$  (ROMULUS25, de Tremmel et al. (2017)) hasta los  $571^3 Mpc^3$  (BAHAMAS, acrónimo de ‘*B*Aryons & *H*Aloes of *M*Assive *S*ystems’, de McCarthy et al. (2016)).

Teniendo en cuenta la resolución, las simulaciones cosmológicas utilizadas sin resimulación se encuentran actualmente en la horquilla de  $2,6 kpc$  (MassiveBlack-2 de Khandai et al. (2015)) a  $0,19 kpc$  (IllustrisTNG de Pillepich et al. (2017)).

### 7.2.2. Procesos físicos de la cosmología numérica

Vogelsberger et al. (2020) enumera también los procesos más importantes en astrofísica y que son claves en los resultados de los simuladores cosmológicos actuales. Para mostrar los avances de la nueva versión de MASCLLET (Quilis et al., 2020), se enumeran estos procesos físicos marcando los implementados en la simulación utilizada en este trabajo (descrita en el Capítulo 5 en la sección 5.2.1) mediante el símbolo “\*”. Los marcados con “+” serían los que se incorporan en la última versión de MASCLLET:

- **Procesos de enfriamiento del gas.**\* Las mejoras en los códigos cosmológicos van en la dirección de incorporar la interacción de estos procesos con el medio interestelar y aplicar dichos procesos al gas, cada vez considerando una temperatura más baja de interacción.
- **El medio interestelar**, que engloba los procesos de intercambio de energía de sus componentes gas, polvo y radiación. Tradicionalmente se abordaba mediante una ecuación de estado politrópica. Algunos de los avances en cosmología numérica tratan de mejorar los modelos de medio interestelar de acuerdo con las retroalimentaciones de las que depende.
- **La implementación de formación estelar**\* se basa en transformar el gas de la simulación en partículas estelares no colisionales que representan una población estelar. Los avances en este sentido consisten en disminuir la masa mínima de estas partículas estelares y aumentar la descripción química de la simulación añadiendo el material estelar (una vez las estrellas hayan desaparecido) de nuevo al medio gaseoso, provocando así su correspondiente enriquecimiento en metalicidad. Este enriquecimiento en metalicidad todavía sigue conteniendo mucha variabilidad en función de los valores de los parámetros empleados.
- **La retroalimentación estelar**\* se ocupa de la interacción de las estrellas con el gas circundante a través de la inyección de energía y momento. Tradicionalmente se aplica esta retroalimentación como energía térmica depositada por explosión de supernova. No obstante, estos procesos de retroalimentación también aportan momento y radiación. Los códigos cosmológicos más avanzados en este sentido trabajan en evaluar cuáles son los canales en los que se produce principalmente esta retroalimentación.
- **Los agujeros negros supermasivos (SMBH)**<sup>+</sup> se han observado en todo tipo de galaxias. Las simulaciones que los incluyen suelen incorporarlos en los halos de materia oscura más masivos ( $\gtrsim 10^{10} M_{\odot}$ ) ya que no pueden resolverse a escala cosmológica. Se asume que en los procesos de fusión de galaxias sus agujeros negros se fusionan instantáneamente una vez uno de ellos se acerca dentro del límite numérico de distancia, que es típicamente el tamaño de la celda de gas más cercana.
- **La retroalimentación por AGN**<sup>+</sup> se produce por los mecanismos de acreción de los agujeros negros supermasivos. Incluye procesos de emisión de radiación electromagnética, ‘jets’ relativistas y otros flujos de materia menos colimados no relativistas. Esta retroalimentación contribuye a la regulación del crecimiento del agujero negro, así como también a la tasa de formación estelar de los halos más masivos  $\gtrsim 10^{12} M_{\odot}$ . Los ‘jets’ cubren un enorme rango dinámico, se inician a unos pocos radios de Schwarzschild llegando hasta decenas de *kpc*. Por ello, resolver directamente los ‘jets’ con un código cosmológico es hoy en día todavía inabordable. La forma de aproximarse a este proceso es inyectando energía al medio limitando los procesos de enfriamiento, regulando de esta forma la formación estelar.

- **Los campos magnéticos<sup>+</sup>** atraviesan el Universo en todas sus escalas impactando en el movimiento del gas ionizado. Las simulaciones cosmológicas que los incluyen suelen comenzar con unos pocos  $nGaus$  en épocas muy tempranas de evolución. Estos campos magnéticos interactúan con el medio influyendo en la creación de estructuras. La evolución de estas estructuras puede producir elevados efectos de amplificación llegando a magnitudes de  $\mu Gauss$ .
- **Los campos de radiación** alteran la cinemática y el estado termodinámico del gas. Las simulaciones hidrodinámicas de radiación se necesitan para abordar este proceso de forma auto consistente. Los códigos cosmológicos que implementan este proceso son muy limitados, ya que es necesario resolver la ecuación de transferencia radiativa para las múltiples dimensiones que engloban la propagación de los diferentes fotones en las distintas direcciones del espacio.
- **Los procesos en los que intervienen rayos cósmicos**, electrones y núcleos de átomos totalmente ionizados moviéndose a velocidades relativistas necesitan para su desarrollo modelos detallados del campo magnético. Adquieren su energía en los ‘jets’ de los AGN y en los choques de gas altamente ionizado en las explosiones de supernova. Para abordar este proceso de forma consistente la inyección, aceleración y transporte de estos materiales debe incluirse conjuntamente en las simulaciones. Los rayos cósmicos contribuyen a presurizar el medio interestelar y son una fuente importante de inyección de energía en el medio, potencialmente pueden dirigir los flujos de gas de las galaxias, dependiendo de la topología de sus campos magnéticos.

La sección 7.2.3 pretende mostrar cómo estos nuevos avances en los procesos físicos implementados, abren un nuevo campo de trabajo en el análisis las nuevas simulaciones cosmológicas.

### 7.2.3. El lugar de MASCLET

Vogelsberger et al. (2020) enumera una gran cantidad de simulaciones cosmológicas. Aunque parezcan muchos los simuladores cosmológicos con diferentes formas de abordar la simulación (SPH (*Smoothed Particle Hydrodynamics*) o bien refinamiento de malla adaptativo (AMR) como en el caso de MASCLET, con diferentes ‘ingredientes’ físicos y encargándose de diferentes tamaños de volúmenes cosmológicos utilizando en ocasiones resimulación), todos y cada uno son importantes para dar relevancia o descartar fenómenos físicos en determinados procesos cosmológicos. La naturaleza de MASCLET le permite resolver las ecuaciones de la hidrodinámica, siendo así idóneo para describir el gas incluso en zonas con muy baja densidad o que presenten una onda de choque. Este gas es, en definitiva, el responsable de emitir la radiación electromagnética en forma de rayos-X en los cúmulos de galaxias y el que, en determinadas condiciones, es el responsable también de la formación estelar, emitiendo una vez transformado en estrellas, en infrarrojo y visible. La radiación electromagnética sigue siendo el principal observable en la cosmología y, por tanto, un código que pueda obtener este observable



como resultado hace mucho más sencilla la comparación entre el plano numérico y el observacional.

La nueva versión de MASCLET (Quilis et al., 2020) incluye todos los ingredientes de su versión previa descritos en el Capítulo 3 y, además, una descripción de la evolución del campo magnético bajo la aproximación de la magnetohidrodinámica (MHD) ideal. Simulaciones desarrolladas con esta nueva versión de MASCLET muestran como el campo magnético es canalizado a lo largo de los filamentos de gas y concentrado y amplificado en los cúmulos de galaxias. Este efecto de amplificación de los campos magnéticos, junto con los fenómenos de turbulencia que se producen en el gas podrían ser claves en acercar los resultados obtenidos de forma numérica con los que se dan en el plano observacional.

Trabajos como el realizado en la presente Tesis aplicados a la nueva versión de MASCLET podrán mostrar si, efectivamente, este ingrediente físico es uno de los elementos clave en la regulación de la formación estelar.

## Producción científica

El análisis de datos científicos, ya provengan de códigos cosmológicos o de misiones espaciales, sigue siendo una ambiciosa disciplina. Debido al gran volumen de datos que se ha de manejar, esta disciplina requiere de herramientas numéricas sofisticadas que puedan extraer la información relevante ‘escondida’ en estos datos. Tener la oportunidad de trabajar como Técnico Superior de Investigación en el proyecto ASIM<sup>1</sup> una vez finalizada la beca FPI ha sido una oportunidad única para poner en práctica y mejorar muchas de las técnicas numéricas que se han utilizado para el desarrollo del trabajo presentado en esta Tesis. Paso a enumerar las publicaciones científicas fruto del trabajo a lo largo de la trayectoria científica anteriormente descrita.

### 8.1. Listado de publicaciones

1. “*Fully cosmological virtual massive galaxies at  $z=0$ : kinematical, morphological, and stellar population characterisation*”  
 Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)  
 ID: 2013MNRAS.436.3507N  
 Autores: **Javier Navarro-González**, Elena Ricciardelli,  
 Vicent Quilis, Alexandre Vazdekis      Año: 2013
  
2. “*The Modular X- and Gamma-Ray Sensor (MXGS) of the ASIM Payload on the ISS*”  
 Space Science Reviews 215(2), 23.  
 ID: 10.1007/s11214-018-0573-7  
 Autores: N. Østgaard, J. E. Balling, T. Bjørnsen, P. Brauer, C. Budtz-Jørgensen, W. Bujwan, B. Carlson, F. Christiansen, P.H. Connell, C.J. Eyles, D. Fehlker, G. Genov, P. Grudzinski, P. Kochkin<sup>1</sup>, A. Kohfeldt, I. Kuvvetli, P. Lundahl Thomsen, S. M. Pedersen, **J. Navarro-Gonzalez**, T. Neubert,

---

<sup>1</sup>La misión ASIM ‘*Atmosphere Space Interaction Monitor*’, es una misión estratégica de observación de la tierra de la ESA que se encarga de la monitorización de los fenómenos tormentosos más violentos que producen descargas de rayos gammas terrestres (TGFs) mediante el instrumento MXGS (Østgaard et al., 2019).

- K. Njøten, P. Orleanski, B. H. Qureshi, L. R. Cenkeramaddi, V. Reglero, M. Reina, J. M. Rodrigo, M. Rostad, M. D. Sabau, S. S. Kristensen, Y. Skogseide, A. Solberg, J. Stadsnes, K. Ullaland, S. Yang      Año: 2019
3. *“First 10 Months of TGF Observations by ASIM”*  
Journal of Geophysical Research:Atmospheres 124, 14,024–14,036  
ID: 10.1029/2019JD031214  
Autores: N.Østgaard, T.Neubert, V.Reglero, K. Ullaland, S.Yang, G.Genov, M. Marisaldi , A.Mezentsev , P. Kochkin, N. Lehtinen, D.Sarria, B.H.Qureshi, A.Solberg, C.Maiorana, K.Albrechtsen, C.Budtz-Jørgensen, I.Kuvvetli, F.Christiansen, O.Chanrion, M.Heumesser, **J.Navarro-Gonzalez**, P.Connell, C.Eyles, H.Christian, and S.Al-nussirat      Año: 2019
  4. *“The First Terrestrial Electron Beam Observed by the Atmosphere-Space InteractionsMonitor”*  
Journal of Geophysical Research: Space Physics, 125,10,497–10,511  
ID: 10.1029/2019JA027071  
Autores: D. Sarria, P. Kochkin, N. Østgaard, N. Lehtinen, A. Mezentsev, M. Marisaldi, B. E. Carlson, C. Maiorana, K. Albrechtsen, T. Neubert, V. Reglero, K. Ullaland, S. Yang, G. Genov, B. H. Qureshi, C. Budtz-Jørgensen, I. Kuvvetli, F. Christiansen, O.Chanrion, M.Heumesser,K.Dimitriadou, **J.Navarro-González**, P.Connell, and C. Eyles      Año: 2019
  5. *“A terrestrial gamma-ray flash and ionospheric ultraviolet emissions powered by lightning”*  
Science 367 (6474), 183-186  
ID: 10.1126/science.aax3872  
Autores: T. Neubert, N. Østgaard, V. Reglero, O. Chanrion, M. Heumesser, K. Dimitriadou, F. Christiansen, C. Budtz-Jørgensen, I. Kuvvetli,Ib Lundgaard Rasmussen, A. Mezentsev, M. Marisaldi, K. Ullaland, G. Genov, S. Yang, P. Kochkin, **J. Navarro-Gonzalez**, P. H. Connell, C.J. Eyles  
Año: 2019
  6. *“Blue optical observations of narrow bipolar events by ASIM suggest corona streamer activity in thunderstorms”*  
Journal of Geophysical Research:Atmospheres  
ID: 10.1029/2020JD032708  
Autores: S. Soler, F. J. Pérez-Invernón, F. J. Gordillo-Vázquez, A. Luque, D. Li, A. Malagón-Romero, T. Neubert, O. Chanrion, V. Reglero, **J.Navarro-González**, G. Lu, H. Zhang, A. Huang, and N. Østgaard      Año: 2020
  7. *“A Simultaneous Observation of Lightning by ASIM, Colombia-Lightning Mapping Array, GLM, and ISS-LIS”*  
Journal of Geophysical Research:Atmospheres  
ID:10.1029/2020JD033735  
Autores: Joan Montanyà, Jesús A. López, Carlos A. Morales Rodriguez, Oscar A. van der Velde, Ferran Fabró, Nicolau Pineda, **Javier Navarro-González**, Víctor Reglero, Torsten Neubert, Olivier Chanrion, Steven J. Goodman, Nikolai Østgaard, Alfonso Ladino-Rincon, David Romero, Glòria Solà, Ricard Horta, Modesto Freijó      Año: 2020

8. “*Very-high-frequency oscillations in the main peak of a magnetar giant flare*”  
Nature volume 600, pages 621–624 (2021)  
ID:10.1038/s41586-021-04101-1  
Autores: A. J. Castro-Tirado, N. Østgaard, E. Göğüş, C. Sánchez-Gil, J. Pascual-Granado, V. Reglero, A. Mezentsev, M. Gabler, M. Marisaldi, T. Neubert, C. Budtz-Jørgensen, A. Lindanger, D. Sarria, I. Kuvvetli, P. Cerdá-Durán, **J. Navarro-González**, J. A. Font, B.-B. Zhang, N. Lund, C. A. Oxborrow, S. Brandt, M. D. Caballero-García, I. M. Carrasco-García, A. Castellón, M. A. Castro Tirado, F. Christiansen, C. J. Eyles, E. Fernández-García, G. Genov, S. Guziy, Y.-D. Hu, A. Nicuesa Guelbenzu, S. B. Pandey, Z.-K. Peng, C. Pérez del Pulgar, A. J. Reina Terol, E. Rodríguez, R. Sánchez-Ramírez, T. Sun, K. Ullaland & S. Yang      Año: 2021
9. “*Global Frequency and Geographical Distribution of Nighttime Streamer Corona Discharges (BLUEs) in Thunderclouds*”  
Geophysical Research Letters, 48 (2021), e2021GL094657,  
ID: 10.1029/2021GL094657  
Autores: S. Soler, F. J. Gordillo-Vázquez, F. J. Pérez-Invernón, A. Luque, D. Li, T. Neubert, O. Chanrion, V. Reglero, **J. Navarro-González**, N. Østgaard      Año: 2021
10. “*Evaluation of Thin Film Microextraction for trace elemental analysis of liquid samples using LIBS detection*”  
Talanta      ID: https:10.1016/j.talanta.2020.121736  
Autores: L. Ripoll, **J. Navarro-González**, S. Legnaioli, V. Palleschi, M. Hidalgo      Año: 2021
11. “*Constraining Spectral Models of a Terrestrial Gamma-Ray Flash From a Terrestrial Electron Beam Observation by the Atmosphere-Space Interactions Monitor*”  
Geophysical Research Letters  
ID:10.1029/2021GL093152  
Autores: D. Sarria, N. Østgaard, P. Kochkin, N. Lehtinen, A. Mezentsev, M. Marisaldi, A. Lindanger, C. Maiorana, B. E. Carlson, T. Neubert, V. Reglero, K. Ullaland, S. Yang, G. Genov, B. H. Qureshi, C. Budtz-Jørgensen, I. Kuvvetli, F. Christiansen, O. Chanrion, **J. Navarro-González**, P. Connel, C. Eyles      Año: 2021
12. “*Spectral Analysis of Individual Terrestrial Gamma-Ray Flashes Detected by ASIM*”  
Journal of Geophysical Research: Atmospheres  
ID:10.1029/2021JD035347  
Autores: A. Lindanger, M. Marisaldi, D. Sarria, N. Østgaard, N. Lehtinen, C. A. Skeie, A. Mezentsev, P. Kochkin, K. Ullaland, S. Yang, G. Genov, B. E. Carlson, C. Köhn, **J. Navarro-Gonzalez**, P. Connell, V. Reglero, T. Neubert      Año: 2021
13. “*Lightning-ignited wildfires and long continuing current lightning in the Mediterranean Basin: preferential meteorological conditions*”

Atmos. Chem. Phys., 21, 17529–17557, 2021

ID:10.5194/acp-21-17529-2021

Autores: Francisco J. Pérez-Invernón, Heidi Huntrieser, Sergio Soler, Francisco J. Gordillo-Vázquez, Nicolau Pineda, **Javier Navarro-González**, Víctor Reglero, Joan Montanyà, Oscar van der Velde, & Nikos Koutsias      Año: 2021

14. “*Global distribution of key features of streamer corona discharges in thunderclouds*”  
Journal of Geophysical Research: Atmospheres  
ID: 2022JD037535R (-aceptado-) Autores: S. Soler, F. J. Gordillo-Vázquez, F. J. Pérez-Invernón, A. Luque, D. Li, T. Neubert, O. Chanrion, V. Reglero, **J. Navarro-González**, & N.Østgaard      Año: 2022
15. “*Multi-wavelength study of the luminous GRB 210619B observed with Fermi and ASIM*”  
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)  
ID: MN-22-1860-MJ.R2 (-aceptado-)  
Autores: M. D. Caballero-García, Rahul Gupta, S. B. Pandey, S. R. Oates, M. Marisaldi, A. Ramsli, Y.-D. Hu, A. J. Castro-Tirado, R. Sánchez-Ramírez, P. H. Connell, F. Christiansen, A. Kumar Ror, A. Aryan, J.-M. Bai, M. A. Castro-Tirado, Y.-F. Fan, E. Fernández-García, A. Kumar, A. Lindanger, A. Mezentsev, **J. Navarro-González**, T. Neubert, N. Østgaard, I. Pérez-García, V. Reglero, D. Sarria, T. R. Sun, D.-R. Xiong, J. Yang, Y.-H. Yang, & B.-B. Zhang      Año: 2022

## 8.2. Listado de contribuciones en congresos

1. ‘*IX Scientific Meeting of the Spanish Astronomical Society*’  
Autores: **J. Navarro-González**, V. Quilis, I. Trujillo, J. Cenarro  
Título: Size evolution of massive galaxies      Tipo: Póster  
Congreso: IX Reunión Científica de la Sociedad Española de Astronomía  
Lugar de celebración: Madrid (ESPAÑA)      Año: 2010
2. ‘*Highlights of the Spanish Astronomical Society VII*’  
Autores: **J. Navarro-González**, Elena Ricciardelli, Vicent Quilis, Alexandre Vazdekis  
Título: Fully cosmological virtual galaxies from MASCLET      Tipo: Ponencia  
Congreso: X Reunión Científica de la Sociedad Española de Astronomía  
Lugar de celebración: Valencia (ESPAÑA)      Año: 2012
3. ‘*Highlights of the Spanish Astronomical Society VII*’  
Autores: **J. Navarro-González**, Elena Ricciardelli, Vicent Quilis, Alexandre Vazdekis  
Título: The Valencian GALAXY-zoo      Tipo: Póster  
Congreso: X Reunión Científica de la Sociedad Española de Astronomía  
Lugar de celebración: Valencia (ESPAÑA)      Año: 2012

4. *'Proceedings' de la XXXIV REUNIÓN BIENAL DE LA (R.S.E.F.)*  
Autores: **J. Navarro-González**, Elena Ricciardelli, Vicent Quilis, Alexandre Vazdekis  
Título: Fully cosmological virtual galaxies: Kinematical, morphological & Stellar population characterisation. Tipo: Póster  
Congreso: XXXIV REUNIÓN BIENAL DE LA REAL SOCIEDAD ESPAÑOLA DE FÍSICA (R.S.E.F.)  
Lugar de celebración: Valencia (ESPAÑA) Año: 2013
5. *'Proceedings' de la XXXIV REUNIÓN BIENAL DE LA (R.S.E.F.)*  
Autores: **J. Navarro-González**, Elena Ricciardelli, Vicent Quilis, Alexandre Vazdekis  
Título: Fully cosmological virtual massive galaxies & The Valencian Galaxy Zoo Tipo: Póster  
Congreso: XXXIV REUNIÓN BIENAL DE LA REAL SOCIEDAD ESPAÑOLA DE FÍSICA (R.S.E.F.)  
Lugar de celebración: Valencia (ESPAÑA) Año: 2013
6. *'Proceedings 2nd THUNDERSTORM EFFECTS ON THE IONOSPHERE SYSTEM (TEA-IS)'*  
Autores: **J. Navarro-González**, Espinós-Morató H., Pere Blay, J.T. Biosca, J. M. Macián, Paul H. Connell, Juana M. Rodrigo, Víctor Reglero, Chris Eyles.  
Título: Cooking TGFs with GEANT4 Tipo: Póster  
Congreso: 2nd THUNDERSTORM EFFECTS ON THE IONOSPHERE SYSTEM (TEA-IS)  
Lugar de celebración: Collioure(FRANCIA) Año: 2014
7. *'Simulations of atmospheric TGFs and related physical processes: detection from space and side effects on MXGS/ASIM'.*  
Autores: **J. Navarro-González**, Pere Blay, Hector Espinós, Víctor Reglero, Paul Connell, Chris Eyles.  
"EGU General Assembly 2014". Viena, Austria. (2014)
8. *'ATMOSUV-CanSat (Atmospheric Thunderstorms's Monitor Optical Signal and UV)'*  
Autores: David Calvo, **J. Navarro-González**, Fernando Carrió, Héctor Espinós Morató, Paul H. Connell, Chris Eyles, Víctor Reglero.  
"EGU General Assembly 2014". Viena, Austria. (2014)
9. *'The Universe for all to discover'.* Autores: Amelia Ortiz-Gil, Fernando Ballesteros, Héctor Espinós, Alberto Fernández-Soto, Mariana Lanzara, Maria Jesús Moya, **J. Navarro-González**, "XI Reunión Científica de la Sociedad Española de Astronomía". Teruel, España (2014)
10. *'Proceedings of the first science conference on the XIPE Mission'*  
Autores: **J. Navarro-González**, Susana Planelles, Vicent Quilis, Víctor Reglero.  
Título: Hot gas in galaxy cluster and its full velocity field. Tipo: Póster

- Congreso: The first science conference on the XIPE Mission  
Lugar de celebración: Valencia      Año: 2016
11. *‘Proceedings of the 4th THUNDERSTORM EFFECTS ON THE IONOSPHERE SYSTEM (TEA-IS)’*  
Autores: C.A.Oxborrow, K.Theilgaard Hansen, G. Murphy, T.Neubert, G Villa, O.Chanrion, I.Kuvvetli, S.Brandt, F.Cristiansen, L.Tøffner-Clausen, I.Lundgaard Rasmussen, V. Reglero, **J. Navarro-González**, C. Eyles, P. Connell, N. Østgaard, P. Kochkin, B.Førland, K.Ullaland.  
Título: ASIM Science Data Centre: A Lightning Hub      Tipo: Póster  
Congreso: 4th THUNDERSTORM EFFECTS ON THE IONOSPHERE SYSTEM (TEA-IS)  
Lugar de celebración: Copenhague      Año: 2016
  12. *‘Proceedings of the 4th THUNDERSTORM EFFECTS ON THE IONOSPHERE SYSTEM (TEA-IS)’*  
Autores: **J. Navarro-González**, David Calvo, Fernando Carrió, Joan Montanyà, Ferran Fabró, Paul Connell, Chris Eyles & Víctor Reglero.  
Título: The UV-Detector of the ATMOSUV-CanSat (Atmospheric Thunderstorm Monitor Optical Signal & UV)      Tipo: Póster  
Congreso: 4th THUNDERSTORM EFFECTS ON THE IONOSPHERE SYSTEM (TEA-IS)  
Lugar de celebración: Copenhague      Año: 2016
  13. *‘Proceedings of 44th Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods’*  
Autores: **J. Navarro-González**, C. Eyles, PH Connell & V. Reglero  
Título: ASIM (Atmosphere-Space Interactions Monitor)  
Congreso: 44th Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods ,      Tipo: Ponencia  
Lugar de celebración: Barcelona,      Año: 2017
  14. *Programa de la ‘SAINT Summer School’*  
Autores: **J. Navarro-González**, PH Connell, C. Eyles & V. Reglero.  
Título: MDAP Imaging Software. Take your TGF picture. (‘Tutorial on ASIM MXGS’)  
Congreso: 1st Science And Innovation with Thunderstorms (SAINT) Summer School      Tipo: Seminario  
Lugar de celebración: Barcelona ,      Año: 2018
  15. *‘Terrestrial Gamma ray Flashes Imaging’*. Autores: V.Reglero, N.Ostgaard, T. Neubert, P.Connell, C.J. Eyles, **J. Navarro-González**, K. Ullaland, S. Yang, G.Genov, A. Mezentsev, P.Kochkin, B.H. Oureshi, C. Budtz- Joergensen, I.Kuvvetli , F.Christiansen, O.Chanrion, M.Heumesser.  
“American Geophysical Union 2018”. TWashintong, D.C., EEUU (2018)
  16. *‘Simultaneous detection of lightning flashes by MMIA-ASIM and Colombia Lightning Mapping Array’*. Autores: J. A. López, J.Montanyà, O. van der

- Velde, F.Fabro, **J. Navarro-González**, V.Reglero, O. Chanrion, T. Neubert, K. Dimitriadou, and N. Østgaard EGU General Assembly 2020". Viena, Austria. (2020)
17. '*Brother TGF*' Autores: **Navarro-González, J.**, Connell, P., Eyles, C., Reglero, V., López, J. A., Montanya, J., Marisaldi, M., Mezentsev, A., Kochkin, P., Lindanger, A., Sarria, D., Østgaard, N., Chanrion, O., Christiansen, F., and Neubert, T. "EGU General Assembly 2022", Vienna, Austria, 23–27 May 2022, EGU22-8201, <https://doi.org/10.5194/egusphere-egu22-8201>, 2022.
  18. '*An evaluation of GLM optical pulse detection using ASIM MMIA.*' Autores: Joan Montanya, Jesús A. López Trujillo, Jaime Francisco Morán-Domínguez, Oscar A Van Der Velde, **Navarro-González, J.**, Reglero Víctor, Torsten Neubert, Nikolai Ostgaard. "AGU FALL MEETING 2022", Chicago, IL & Online, EEUU. 12–16 Dec 2022
  19. '*Anisotropy Distribution of TGFs Couples: Central America Region is the Key.*' Autores: **Navarro-González, J.**, Paul Henry Connell, Christopher J Eyles, Reglero Víctor, Jesús A López, Joan Montanya, Martino Marisaldi, Andrew Mezentsev, Anders Lindanger, David Sarria Sr, Nikolai Ostgaard, Freddie Christiansen, Olivier Chanrion & Torsten Neubert. "AGU FALL MEETING 2022", Chicago, IL & Online, EEUU. 12–16 Dec 2022





# Apéndices



## Estimación de la dispersión de velocidad

Con objeto de probar la fiabilidad de las medidas de dispersión de velocidad en las galaxias virtuales, se ha comparado el método dinámico utilizado en este trabajo para medir la dispersión de velocidad con una aproximación similar a la que se lleva a cabo en las observaciones (como en Cappellari et al. (2006); Emsellem et al. (2011)). En esta aproximación, para obtener una dispersión de velocidad espectroscópica, se utiliza la anchura de las líneas del espectro. Para cada celda de las imágenes de galaxias virtuales proyectadas se genera un espectro integrado de todas las partículas en esa celda, desplazado en longitud de onda dependiendo de la velocidad del centro de masas de la galaxia:

$$F_{cell}(\lambda) = \sum_{i=1}^{N_{cell}} (m_i F(t_i, Z_i, \lambda(1 + v_i/c))(1 + v_i/c)) \quad (\text{A.1})$$

en donde  $F_{cell}$  es el flujo integrado en la celda,  $N_{cell}$  es el número de partículas en la celda,  $m_i$  es la masa estelar de la partícula  $i$ ,  $t_i$  y  $Z_i$  son la edad y la metalicidad,  $v_i$  es la velocidad radial relativa al centro de masa y  $c$  es la velocidad de la luz.  $F(t_i, Z_i, \lambda(1 + v_i/c))$  es el flujo de una partícula de población estelar individual que tiene la misma edad y metalicidad y se encuentra desplazada en su longitud de onda por su propia velocidad. Para producir los espectros completos se han utilizado los modelos de poblaciones estelares MIUSCAT que cubren el rango de 6400-7400 Å, en donde la resolución promedio de estos modelos es de 46 km/s y la escala de velocidad es de 39 km/s. El uso de modelos MIUSCAT más extensos en longitud de onda (3500 - 7400 Å) no produce cambios significativos en los resultados.

La distribución de la velocidad en la línea de visión (*'line of sight velocity distribution, LOSVD'*) se ha obtenido por comparación con un espectro modelo creado por la convolución de una plantilla de *'LOSVD'* parametrizada. Para minimizar las diferencias de la plantilla se ha utilizado como espectro modelo la distribución de energía espectral integrada en una celda dada sin aplicar los desplazamientos

por velocidad y, por tanto, consistente con la resolución del modelo. Como algoritmo de ajuste se utiliza el método ‘*Penalized Pixel Fitting*’ (PPxF; Cappellari & Emsellem 2004). De este ajuste se obtiene  $V$  y  $\sigma$  para cada celda. Para obtener un muestreo aceptable de la galaxia virtual, solo se realiza este proceso en aquellas celdas con al menos 1000 partículas estelares. La estimación final de  $\sigma_{spec}$  se define como la dispersión de velocidad medida del espectro corregido por la resolución del modelo.

En la figura A.1 se muestra la comparativa entre la dispersión de velocidad derivada de la anchura de las líneas espectrales y dos de los cálculos de dispersión de velocidad estimados de forma dinámica para una de las galaxias masivas de la muestra empleada. La dispersión de velocidad pesada en masa,  $\sigma_{mass}$ , se define como la raíz cuadrada de la media pesada en masa de los cuadrados de las desviaciones de velocidad de las partículas:

$$\sigma_{mass}^2 = \frac{\sum_{i=1}^{N_{cell}} m_i (v_i - v_{cell,mw})^2}{\sum_{i=1}^{N_{cell}} m_i} \quad (\text{A.2})$$

en donde  $v_{cell,mw}$  es la media de la velocidad de las partículas dentro de una celda pesada en masa. De forma análoga, se define la velocidad de dispersión dinámica, ahora pesada en luminosidad en lugar de en masa:

$$\sigma_{light}^2 = \frac{\sum_{i=1}^{N_{cell}} L_i (v_i - v_{cell,lw})^2}{\sum_{i=1}^{N_{cell}} L_i} \quad (\text{A.3})$$

en donde  $L_i$  es la luminosidad de la partícula en la banda  $r$  y  $v_{cell,lw}$  es la media pesada en luminosidad de las velocidades de las partículas en la celda  $i$ .

A baja dispersión de velocidades, la determinación espectroscópica se desvía significativamente de los valores calculados por los dos métodos dinámicos, siendo la discrepancia mayor con los valores de la dispersión de velocidad pesada en masa. Merece la pena señalar que cuando la dispersión de velocidad es baja las medidas espectroscópicas son menos fiables, ya que se aproximan a la resolución límite de los modelos. De hecho, las galaxias que tienen los valores promedios más bajos de dispersión de velocidad muestran las mayores desviaciones. Otra importante fuente de incertidumbre en la determinación espectroscópica es el muestreo deficiente de la distribución de velocidad. En muchos casos, la distribución de velocidad está lejos de ser gaussiana y, principalmente en las galaxias con una rotación elevada, los efectos de la proyección pueden afectar de forma importante a la forma que presenta la distribución, dando lugar a distribuciones de velocidad muy asimétricas que no pueden parametrizarse bien por la ‘*LOSVD*’. Este efecto es muy acusado en las regiones externas de la galaxia, pero no afecta demasiado a las regiones centrales (dentro del radio efectivo).

Cuando la dispersión de velocidad es elevada, el valor espectroscópico de esta magnitud se correlaciona bien con los valores obtenidos utilizando los métodos dinámicos. Esta correlación es mucho más estrecha para la  $\sigma_{light}$  que para la  $\sigma_{mass}$ .

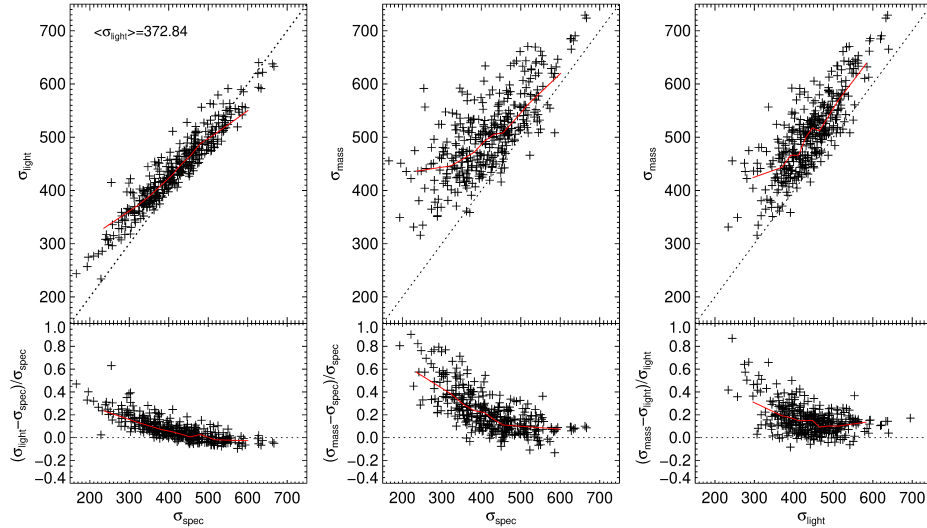
Como es de esperar, el valor de la dispersión de velocidad espectroscópica se correlaciona mejor con la dispersión de velocidad pesada en luz. Esto es debido a que, en la integración de los espectros de las partículas de población estelar, las velocidades de las partículas más luminosas son las que más aportan en el ensanchamiento de las líneas espectrales. La dispersión de velocidad pesada en masa muestra una mayor dispersión y un desvío sistemático hacia valores mayores. Se aprecia la misma tendencia comparando  $\sigma_{mass}$  y  $\sigma_{light}$  (tercer panel de la figura A.1). La razón de las discrepancias entre las dos estimaciones dinámicas se puede entender por la diferencia entre la dispersión de velocidad de las poblaciones estelares más antiguas frente a las más jóvenes, siendo las poblaciones más antiguas (>5 Gyr) las que presentan una mayor dispersión de velocidad. Ya que las partículas estelares más antiguas en la simulación se han formado en fuertes brotes de formación estelar que han producido partículas estelares de masa elevada, conduciendo así a una dispersión de velocidad pesada en masa,  $\sigma_{mass}$ , de valores más elevados. Por otro lado, cuando esta dispersión de velocidad se encuentra pesada en luz, el peso de las partículas estelares masivas se difumina debido a su alto ratio  $M/L$ .

El efecto de la dispersión de velocidad integrada para cada galaxia se muestra en la figura A.2. La dispersión de velocidad galáctica se ha calculado promediando todos los valores de dispersión de velocidad de las celdas dentro de un radio efectivo.

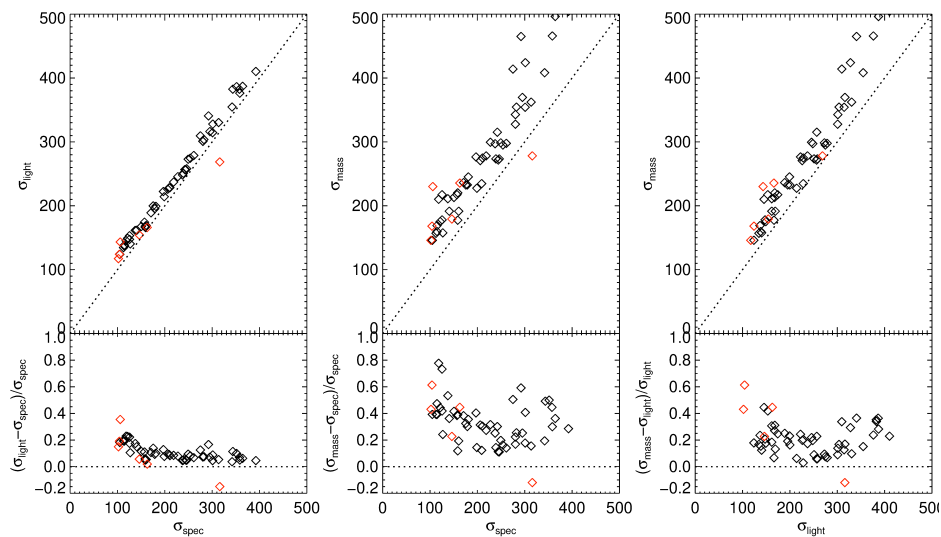
Las celdas que no tienen suficiente número de partículas o aquellas cuya dispersión de velocidad espectroscópica cae por debajo del nivel de resolución del modelo, no se tienen en cuenta en el cálculo del promedio. Las galaxias cuyas celdas que sí satisfacen estas condiciones pero que tienen menos de 10 celdas que las cumplan se muestran con símbolos rojos en la figura A.2.

La dispersión de velocidad pesada en luz muestra una estrecha correlación con la determinación espectroscópica, aunque tiende a ser un 10 % mayor. Este desplazamiento sistemático se produce por la contribución de de las celdas de bajo valor de dispersión de velocidad, cuya velocidad de dispersión dinámica se desvía hacia valores más altos. Por otro lado, la velocidad de dispersión pesada en masa muestra una dispersión mayor y un fuerte desplazamiento sistemático hacia valores más elevados. Esto ocurre incluso para valores altos de dispersión de velocidad.

Para este estudio se concluye utilizar la  $\sigma_{light}$  en lugar de la  $\sigma_{mass}$ , ya que la determinación espectroscópica de la dispersión de velocidad sigue una metodología igual a la utilizada observacionalmente y la determinación dinámica más cercana a esta  $\sigma_{spec}$  es la pesada en luz.



**Figura A.1:** Comparación entre la determinación dinámica y la determinación espectroscópica de la dispersión de velocidad para todas las celdas con al menos 1000 partículas por celda en una galaxia masiva. Los paneles de la izquierda muestran la comparativa entre la dispersión de velocidad pesada en luz,  $\sigma_{light}$ , y la dispersión de velocidad espectroscópica  $\sigma_{spec}$ . Los paneles centrales muestran la comparación entre la determinación dinámica de la dispersión de velocidad pesada en masa,  $\sigma_{mass}$ , y la determinada por métodos espectroscópicos. Finalmente, los paneles de la derecha muestran la comparación entre las dos estimaciones dinámicas,  $\sigma_{mass}$  y  $\sigma_{light}$ . En los paneles se muestran las tres proyecciones de la muestra de galaxias. Los paneles superiores muestran la correlación de los diferentes observables mientras que los inferiores muestran los residuos de la correlación. Cada cruz es una determinación de la dispersión de velocidad en una celda. La línea punteada indica la relación uno a uno y la línea continua roja muestra los valores medianos calculados en intervalos equipoblados de dispersión de velocidad.



**Figura A.2:** Comparativa entre el cálculo de la dispersión de velocidad promedio con el método espectroscópico frente a los métodos dinámicos utilizando las celdas dentro de un radio efectivo de las galaxias de la muestra utilizada a  $z = 0$ . Se muestra la proyección en los tres ejes de cada galaxia. En los paneles superiores se muestra la correlación de la dispersión de velocidad medida con los distintos métodos. Los paneles inferiores muestran los residuos de estas correlaciones. Los símbolos rojos indican galaxias en las que se han utilizado menos de 10 celdas para calcular el promedio. La línea punteada indica la relación uno a uno.





## Catálogo de las galaxias virtuales masivas

Este apéndice contiene el catálogo de las galaxias virtuales que se han utilizado para realizar los estudios morfológicos, dinámicos y evolutivos del presente trabajo. Es conveniente recordar que la muestra de galaxias virtuales proviene de una simulación cosmológica realizada con el código MASCLET, cuyos resultados han sido procesados por el buscador HALMA. Para la selección de las galaxias virtuales a ‘*redshift*’ cero se han seguido los criterios: (i) masa de la componente estelar de la galaxia suficientemente elevada ( $M_* > 10^{11} M_\odot$ , ya que este estudio se centra en el estudio de las galaxias virtuales masivas), (ii) estado evolutivo relativamente tranquilo a ‘*redshift*’ cero (todas las galaxias elegidas no muestran ninguna colisión inminente que haga pensar que no se encuentran virializadas), (iii) localización en los niveles de malla mejor resueltos. El resultado tras aplicar los criterios de selección es una muestra de 21 galaxias virtuales masivas.

Las 21 galaxias se proyectan en las tres direcciones del espacio (x,y,z) con el fin de crear imágenes que sean directamente comparables al plano observacional. Con ayuda de MIUSCAT se calcula el flujo de cada partícula estelar (‘*SSP*’). Este flujo pesado en masa se integra junto con el de todas las ‘*SSP*’ dentro del ‘*pixel*’ de la imagen de la galaxia proyectada. De esta forma, se obtiene un mapa de brillo en el que solo se tienen en cuenta los ‘*pixels*’ con una superficie de brillo (SB) en la banda-r superior a 25 mag/arcsec<sup>2</sup>, lo que corresponde al límite observacional de SB. El tamaño de ‘*pixel*’ elegido tiene que ver con la máxima resolución alcanzada en la simulación cosmológica, 2,7 kpc para todas las galaxias de la muestra.

Las imágenes obtenidas se recortan en cuadrados con un tamaño físico de  $100 \times 100$  kpc. Cada una de ellas contiene el tamaño de su radio efectivo ( $R_e$ ) a escala. Por último, las Figuras B.1 y B.2 muestran las imágenes de estas galaxias virtuales ordenadas de izquierda a derecha, de acuerdo con su velocidad sobre su dispersión de velocidad  $V/\sigma$  en sentido decreciente. La posición de las imágenes de galaxias en la dirección vertical hace referencia a la elipticidad observada ( $\epsilon$ )<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>La elipticidad se define como  $\epsilon = 1 - b/a$ , donde  $b/a$  es la proporción axial medida mediante GALFIT (Peng et al., 2002).

Las galaxias que se encuentran en la parte superior presentan más elipticidad que las que se encuentran en la parte inferior. Los Cuadros B.1 (izquierdo) y B.2 (derecho) contienen los identificadores de cada una de las imágenes de las galaxias mostradas en las Figuras B.1 (izquierda) y B.2 (derecha) para poder consultar sus propiedades en las Tablas B.3, B.4 y B.5.

205x	1x	256z	205y	181z
174z	205z	231x	321x	192y
174x	174y	1y	243y	243x
321z	192x	179x	258z	155x
243z	321y	269z	161z	155y
1z	256y	192z	181y	267x
269y	267y	115z	115x	181x

**Cuadro B.1:** Identificadores de cada una de las imágenes de las galaxias mostradas en la Figura B.1 (izquierda)

256x	155z	179z	239z
110x	161y	164z	107z
107y	255z	107x	255y
239y	164x	179y	255x
258y	231z	239x	161x
231y	269x	258x	110z
267z	164y	110y	115y

**Cuadro B.2:** Identificadores de cada una de las imágenes de las galaxias mostradas en la Figura B.2 (derecha)

ih	n	NP	$M_{tot}$	$R_e$	$\sigma_o$	$M$	$V/\sigma_o$	b/a
1x	2,06	5453738	6,58E+12	15,1	442,2	1	0,38	0,39
256x	2,12	746944	6,34E+11	13,8	163,9	1	0,30	0,47
205x	1,78	782383	5,01E+11	36,1	202,4	1	0,40	0,58
110x	2,94	550849	1,03E+12	6,0	244,4	0	0,23	0,60
231x	4,38	2590177	3,32E+12	10,6	408,1	1	0,33	0,63
321x	5,18	583700	4,98E+11	8,5	187,2	1	0,27	0,64
243x	6,48	307834	3,09E+11	7,6	179,5	1	0,18	0,69
174x	3,46	3792854	1,71E+12	17,9	278,3	1	0,60	0,71
107x	2,74	1198277	1,07E+12	10,1	249,5	0	0,14	0,71
179x	3,60	1115469	7,99E+11	12,2	127,8	0	0,16	0,71
155x	2,11	894953	7,07E+11	20,0	210,1	0	0,15	0,71
255x	3,47	2451022	1,64E+12	10,7	363,0	1	0,10	0,73
164x	2,50	203808	3,36E+11	5,5	167,1	0	0,14	0,73
192x	4,54	3211282	1,92E+12	11,1	320,9	1	0,21	0,75
239x	6,64	976451	1,17E+12	8,5	236,7	1	0,14	0,79
161x	4,04	383437	2,73E+11	14,2	227,1	0	0,12	0,80
258x	3,19	356662	8,81E+11	6,8	226,2	0	0,14	0,84
267x	4,43	2102134	2,12E+12	11,8	370,1	1	0,19	0,89
269x	1,89	701315	8,53E+11	12,4	164,8	0	0,18	0,92
181x	2,35	409738	5,16E+11	12,9	140,4	0	0,21	0,94
115x	3,01	1814854	1,71E+12	10,3	335,3	0	0,22	0,98

**Cuadro B.3:** Características de las proyecciones ‘x’ de las galaxias virtuales:

la columna 1 contiene el identificador del halo proyectado, **ih**;

la col. 2 muestra índice de Sérsic, **n**, calculado en el ajuste del perfil 1D;

la col. 3 hace referencia al número total de (‘SSP’) en el halo, **NP**;

la col. 4 detalla la masa estelar total,  $M_{tot}$ , en unidades de masas solares  $M_{\odot}$ ;

la col. 5 muestra el radio efectivo de la galaxia,  $R_e$ , expresado en *kpc*;

la col. 6 contiene la dispersión de velocidad,  $\sigma_o$ , en *km/s*;

la col. 7 indica si la galaxia virtual ha tenido colisiones, **M** (‘Mergers’), [1 sí, 0 no];

la col. 8 contiene el parámetro velocidad sobre dispersión de velocidad,  $V/\sigma_o$ ;

por último, la columna 9 contiene el parámetro de forma, **b/a**, utilizado para calcular la elipticidad.

<b>ih</b>	<b>n</b>	<b>NP</b>	$M_{tot}$	$R_e$	$\sigma_o$	$M$	$V/\sigma_o$	<b>b/a</b>
205y	1,73	782383	5,01E+11	33,7	218,0	1	0,36	0,49
161y	8,40	383437	2,73E+11	16,1	200,6	0	0,22	0,59
192y	4,60	3211282	1,92E+12	10,4	311,3	1	0,25	0,62
174y	2,38	3792854	1,71E+12	16,3	280,0	1	0,57	0,67
243y	3,76	307834	3,09E+11	8,8	149,1	1	0,26	0,67
107y	2,67	1198277	1,07E+12	10,2	263,3	0	0,18	0,68
255y	3,28	2451022	1,64E+12	12,0	322,0	1	0,13	0,69
1y	1,53	5453738	6,58E+12	17,2	394,5	1	0,57	0,70
239y	4,31	976451	1,17E+12	7,6	248,5	1	0,15	0,73
179y	3,23	1115469	7,99E+11	10,7	164,5	0	0,11	0,73
321y	8,16	583700	4,98E+11	8,8	192,9	1	0,21	0,76
258y	3,83	356662	8,81E+11	7,2	207,7	0	0,16	0,77
155y	1,88	894953	7,07E+11	14,2	251,2	0	0,19	0,78
256y	2,25	746944	6,34E+11	19,6	125,2	1	0,21	0,84
181y	2,30	409738	5,16E+11	11,9	156,1	0	0,20	0,85
231y	7,00	2590177	3,32E+12	13,9	345,2	1	0,18	0,87
269y	2,69	701315	8,53E+11	12,9	131,9	0	0,29	0,92
164y	3,86	203808	3,36E+11	6,0	129,9	0	0,14	0,93
115y	2,09	1814854	1,71E+12	10,2	355,6	0	0,06	0,96
267y	4,16	2102134	2,12E+12	11,3	353,9	1	0,28	0,97
110y	2,92	550849	1,03E+12	6,5	232,9	0	0,10	0,97

**Cuadro B.4:** Características de las proyecciones ‘y’ de las galaxias virtuales:

la columna 1 contiene el identificador del halo proyectado, **ih**;

la col. 2 muestra índice de Sérsic, **n**, calculado en el ajuste del perfil 1D;

la col. 3 hace referencia al número total de (‘SSP’) en el halo, **NP**;

la col. 4 detalla la masa estelar total,  $M_{tot}$ , en unidades de masas solares  $M_{\odot}$ ;

la col. 5 muestra el radio efectivo de la galaxia,  $R_e$ , expresado en *kpc*;

la col. 6 contiene la dispersión de velocidad,  $\sigma_o$ , en *km/s*;

la col. 7 indica si la galaxia virtual ha tenido colisiones,  $M$  (‘Mergers’), [1 sí, 0 no];

la col. 8 contiene el parámetro velocidad sobre dispersión de velocidad,  $V/\sigma_o$ ;

por último, la columna 9 contiene el parámetro de forma, **b/a**, utilizado para calcular la elipticidad.

ih	n	NP	$M_{tot}$	$R_e$	$\sigma_o$	$M$	$V/\sigma_o$	b/a
239z	4,32	976451	1,17E+12	6,7	254,1	1	0,17	0,46
256z	2,66	746944	6,34E+11	15,1	166,6	1	0,37	0,48
155z	2,15	894953	7,07E+11	17,5	229,3	0	0,21	0,52
181z	2,40	409738	5,16E+11	11,5	146,1	0	0,31	0,55
179z	2,91	1115469	7,99E+11	10,7	151,5	0	0,20	0,58
205z	1,73	782383	5,01E+11	26,8	230,9	1	0,33	0,61
164z	4,44	203808	3,36E+11	5,1	163,1	0	0,16	0,61
174z	2,41	3792854	1,71E+12	16,9	288,5	1	0,64	0,62
107z	2,88	1198277	1,07E+12	7,7	302,9	0	0,13	0,65
255z	3,45	2451022	1,64E+12	13,5	304,8	1	0,16	0,66
258z	3,58	356662	8,81E+11	7,6	204,4	0	0,16	0,73
321z	6,56	583700	4,98E+11	9,8	174,4	1	0,24	0,75
231z	6,46	2590177	3,32E+12	13,0	365,2	1	0,15	0,78
269z	2,09	701315	8,53E+11	13,0	148,3	0	0,19	0,78
243z	5,17	307834	3,09E+11	9,7	137,0	1	0,26	0,80
161z	4,99	383437	2,73E+11	16,5	199,3	0	0,19	0,80
1z	1,54	5453738	6,58E+12	18,6	401,9	1	0,44	0,81
192z	4,72	3211282	1,92E+12	11,9	304,3	1	0,20	0,83
110z	2,80	550849	1,03E+12	6,2	265,7	0	0,06	0,87
115z	2,72	1814854	1,71E+12	10,3	301,4	0	0,25	0,97
267z	3,54	2102134	2,12E+12	11,6	346,7	1	0,19	0,98

**Cuadro B.5:** Características de las proyecciones ‘z’ de las galaxias virtuales:

la columna 1 contiene el identificador del halo proyectado, **ih**;

la col. 2 muestra índice de Sérsic, **n**, calculado en el ajuste del perfil 1D;

la col. 3 hace referencia al número total de (‘SSP’) en el halo, **NP**;

la col. 4 detalla la masa estelar total,  $M_{tot}$ , en unidades de masas solares  $M_{\odot}$ ;

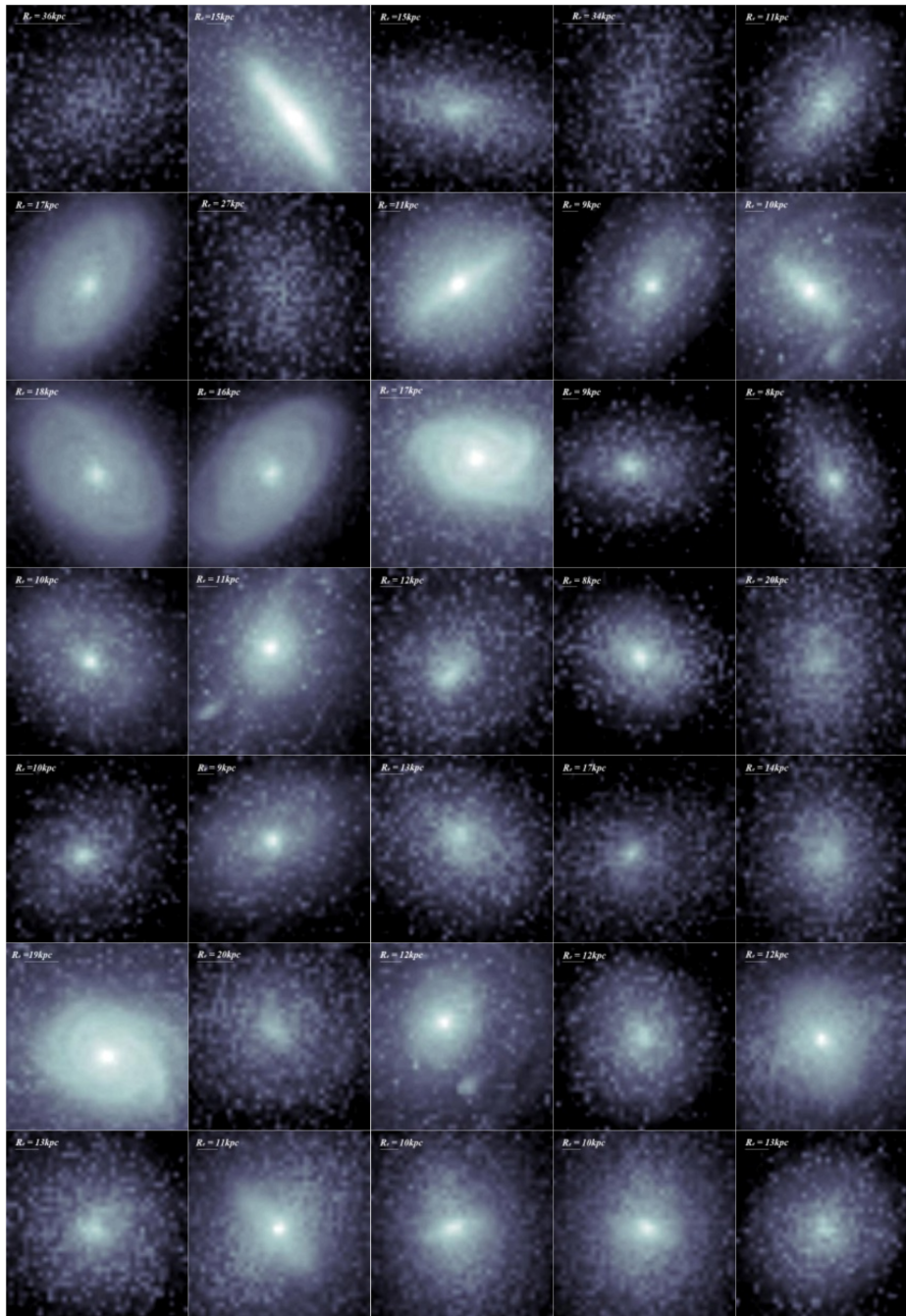
la col. 5 muestra el radio efectivo de la galaxia,  $R_e$ , expresado en *kpc*;

la col. 6 contiene la dispersión de velocidad,  $\sigma_o$ , en *km/s*;

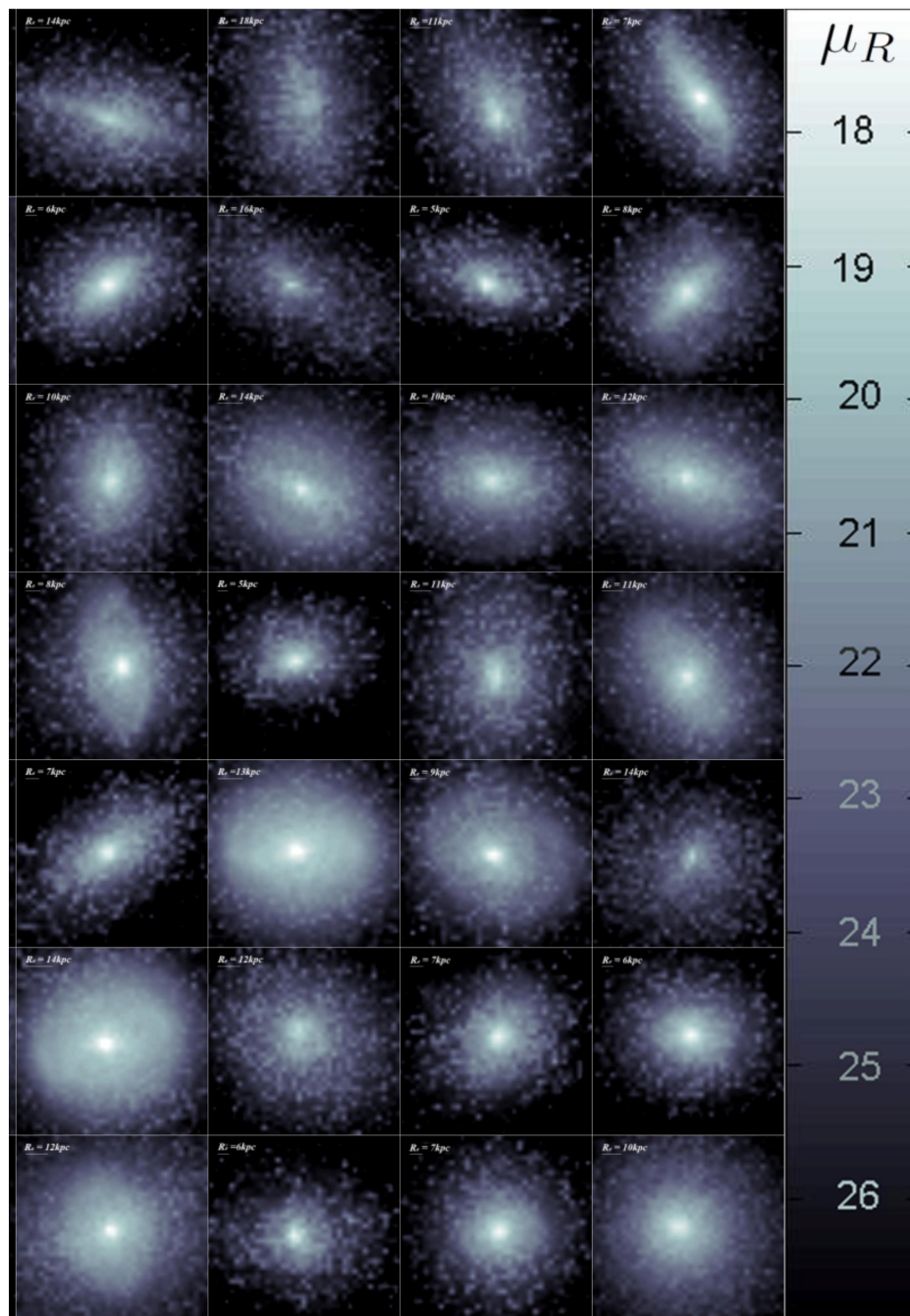
la col. 7 indica si la galaxia virtual ha tenido colisiones, **M** (‘Mergers’), [1 sí, 0 no];

la col. 8 contiene el parámetro velocidad sobre dispersión de velocidad,  $V/\sigma_o$ ;

por último, la columna 9 contiene el parámetro de forma, **b/a**, utilizado para calcular la elipticidad.



**Figura B.1:** Imágenes de galaxias virtuales (identificadores en Cuadro B.1) ordenadas, de izquierda a derecha, de acuerdo con  $V/\sigma$  en sentido decreciente y, de arriba a abajo, según  $\epsilon$  decreciente. La escala de brillo se muestra en la Figura B.2.



**Figura B.2:** Imágenes de galaxias virtuales ordenadas, de izquierda a derecha, de acuerdo con  $V/\sigma$  en sentido decreciente y, de arriba a abajo, según  $\epsilon$  decreciente. Los identificadores de las imágenes pueden encontrarse en el Cuadro B.2.





# Bibliografía

Agertz, O., Moore, B., Stadel, J., Potter, D., Miniati, F., Read, J., Mayer, L., Gawryszczak, A., Kravtsov, A., Nordlund, A., Pearce, F., Quilis, V., Springel, D.R.V., Stone, J., Tasker, E., Teyssier, R., Wadsley, J., & Walder, R., 2007. *MNRAS*, 380:963

Aghanim, N., Akrami, Y., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Ballardini, M., Banday, A.J., Barreiro, R.B., Bartolo, N., Basak, S., Battye, R., Benabed, K., Bernard, J.P., Bersanelli, M., Bielewicz, P., Bock, J.J., Bond, J.R., Borrill, J., Bouchet, F.R., Boulanger, F., Bucher, M., Burigana, C., Butler, R.C., Calabrese, E., Cardoso, J.F., Carron, J., Challinor, A., Chiang, H.C., Chluba, J., Colombo, L.P.L., Combet, C., Contreras, D., Crill, B.P., Cuttaia, F., de Bernardis, P., de Zotti, G., Delabrouille, J., Delouis, J.M., Di Valentino, E., Diego, J.M., Doré, O., Douspis, M., Ducout, A., Dupac, X., Dusini, S., Efstathiou, G., Elsner, F., Enßlin, T.A., Eriksen, H.K., Fantaye, Y., Farhang, M., Fergusson, J., Fernandez-Cobos, R., Finelli, F., Forastieri, F., Frailis, M., Fraisse, A.A., Franceschi, E., Frolov, A., Galeotta, S., Galli, S., Ganga, K., Génova-Santos, R.T., Gerbino, M., Ghosh, T., González-Nuevo, J., Górski, K.M., Gratton, S., Gruppuso, A., Gudmundsson, J.E., Hamann, J., Handley, W., Hansen, F.K., Herranz, D., Hildebrandt, S.R., Hivon, E., Huang, Z., Jaffe, A.H., Jones, W.C., Karakci, A., Keihänen, E., Keskitalo, R., Kiiveri, K., Kim, J., Kisner, T.S., Knox, L., Krachmalnicoff, N., Kunz, M., Kurki-Suonio, H., Lagache, G., Lamarre, J.M., Lasenby, A., Lattanzi, M., Lawrence, C.R., Le Jeune, M., Lemos, P., Lesgourgues, J., Levrier, F., Lewis, A., Liguori, M., Lilje, P.B., Lilley, M., Lindholm, V., López-Cañiego, M., Lubin, P.M., Ma, Y.Z., Macías-Pérez, J.F., Maggio, G., Maino, D., Mandolesi, N., Mangilli, A., Marcos-Caballero, A., Maris, M., Martin, P.G., Martinelli, M., Martínez-González, E., Matarrese, S., Mauri, N., McEwen, J.D., Meinhold, P.R., Melchiorri, A., Mennella, A., Migliaccio, M., Millea, M., Mitra, S., Miville-Deschênes, M.A., Molinari, D., Montier, L., Morgante, G., Moss, A., Natoli, P., Nørgaard-Nielsen, H.U., Pagano, L., Paoletti, D., Partridge, B., Patanchon, G., Peiris, H.V., Perrotta, F., Pettorino, V., Piacentini, F., Polastri, L., Polenta, G., Puget, J.L., Rachen, J.P., Reinecke, M., Remazeilles, M., Renzi, A., Rocha, G., Rosset, C., Roudier, G., Rubiño-Martín, J.A., Ruiz-Granados, B., Salvati, L., Sandri, M., Savelainen, M., Scott, D., Shellard, E.P.S., Sirignano, C., Sirri, G., Spencer, L.D., Sunyaev, R., Suur-Uski, A.S.,

- Tauber, J.A., Tavagnacco, D., Tenti, M., Toffolatti, L., Tomasi, M., Trombetti, T., Valenziano, L., Valiviita, J., Van Tent, B., Vibert, L., Vielva, P., Villa, F., Vittorio, N., Wandelt, B.D., Wehus, I.K., White, M., White, S.D.M., Zacchei, A., & Zonca, A., 2020. *A&A*, 641:A6
- Alamo-Martínez, K.A., Chies-Santos, A.L., Beasley, M.A., Flores-Freitas, R., Furlanetto, C., Trevisan, M., Schnorr-Müller, A., Leaman, R., & Bonatto, C.J., 2021. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 503(2):2406
- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A., 2006. *Communications in Asteroseismology*, 147:76
- Baade, W., 1944. *ApJ*, 100:137
- Bacon, R., Vernet, J., Borisova, E., Bouché, N., Brinchmann, J., Carollo, M., Carton, D., Caruana, J., Cerda, S., Contini, T. et al., 2014. *The Messenger*, 157:13
- Baldry, I.K., Glazebrook, K., Brinkmann, J., Ivezić, Ž., Lupton, R.H., Nichol, R.C., & Szalay, A.S., 2004. *The Astrophysical Journal*, 600(2):681
- Barnes, J.E. & Hernquist, L., 1992. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 30:705
- Berger, M.J. & Colella, P., 1989. *J. Comp. Phys.*, 82:64
- Bertschinger, E. & Gelb, J.M., 1991. *Computer in Physics*, 5:164
- Blanton, M.R., Hogg, D.W., Bahcall, N.A., Baldry, I.K., Brinkmann, J., Csabai, I., Eisenstein, D., Fukugita, M., Gunn, J.E., Ivezić, Ž. et al., 2003. *The Astrophysical Journal*, 594(1):186
- Blumenthal, G.R., Faber, S.M., Primack, J.R., & Rees, M.J., 1984. *Nature*, 311:517
- Bois, M., Emsellem, E., Bournaud, F., Alatalo, K., Blitz, L., Bureau, M., Cappellari, M., Davies, R.L., Davis, T.A., de Zeeuw, P. et al., 2012. *arXiv preprint arXiv:1201.0885*
- Bournaud, F., Jog, C., & Combes, F., 2005. *Astronomy & Astrophysics*, 437(1):69
- Bournaud, F., Chapon, D., Teyssier, R., Powell, L.C., Elmegreen, B.G., Elmegreen, D.M., Duc, P.A., Contini, T., Epinat, B., & Shapiro, K.L., 2011. *The Astrophysical Journal*, 730(1):4
- Bressan, A., Panuzzo, P., Buson, L., Clemens, M., Granato, G., Rampazzo, R., Silva, L., Valdes, J., Vega, O., & Danese, L., 2006. *The Astrophysical Journal*, 639(2):L55
- Brinchmann, J., Charlot, S., White, S.D., Tremonti, C., Kauffmann, G., Heckman, T., & Brinkmann, J., 2004. *Monthly notices of the royal astronomical society*, 351(4):1151

- Buitrago, F., Trujillo, I., Conselice, C.J., & Häußler, B., 2012. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 428(2):1460
- Cappellari, M., Bacon, R., Bureau, M., Damen, M., Davies, R.L., De Zeeuw, P.T., Emsellem, E., Falcón-Barroso, J., Krajnovic, D., Kuntschner, H. et al., 2006. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 366(4):1126
- Cappellari, M. & Emsellem, E., 2004. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 116(816):138
- Cappellari, M., Emsellem, E., Bacon, R., Bureau, M., Davies, R.L., De Zeeuw, P., Falcón-Barroso, J., Krajnović, D., Kuntschner, H., McDermid, R.M. et al., 2007. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 379(2):418
- Cassata, P., Giavalisco, M., Guo, Y., Renzini, A., Ferguson, H., Koekemoer, A., Salimbeni, S., Scarlata, C., Grogin, N., Conselice, C. et al., 2011. *The Astrophysical Journal*, 743(1):96
- Cen, R. & Ostriker, J., 1992. *ApJ*, 393:22
- Cen, R., 2011. *The Astrophysical Journal*, 741(2):99
- Cenarro, A.J. & Trujillo, I., 2009. *The Astrophysical Journal*, 696(1):L43
- Cenarro, A., Cardiel, N., Gorgas, J., Peletier, R., Vazdekis, A., & Prada, F., 2001. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 326(3):959
- Chamba, N., 2020. *Research Notes of the AAS*, 4(7):117
- Cimatti, A., Cassata, P., Pozzetti, L., Kurk, J., Mignoli, M., Renzini, A., Daddi, E., Bolzonella, M., Brusa, M., Rodighiero, G. et al., 2008. *Astronomy & Astrophysics*, 482(1):21
- Cimatti, A., Daddi, E., Renzini, A., Cassata, P., Vanzella, E., Pozzetti, L., Cristiani, S., Fontana, A., Rodighiero, G., Mignoli, M. et al., 2004. *Nature*, 430(6996):184
- Cocato, L., Gerhard, O., & Arnaboldi, M., 2010. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 407(1):L26
- Cole, S., Percival, W.J., Peacock, J.A., Norberg, P., Baugh, C.M., Frenk, C.S., Baldry, I., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R., Colless, M., Collins, C., Couch, W., Cross, N.J.G., Dalton, G., Eke, V.R., Propris, R.D., Driver, S.P., Efstathiou, G., Ellis, R.S., Glazebrook, K., Jackson, C., Jenkins, A., Lahav, O., Lewis, I., Lumsden, S., Maddox, S., Madgwick, D., Peterson, B.A., Sutherland, W., & Taylor, K., 2005. *MNRAS*, 362:505
- Cole, S., Norberg, P., Baugh, C.M., Frenk, C.S., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R., Colless, M., Collins, C., Couch, W. et al., 2001. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 326(1):255
- Colella, P. & Woodward, P.R., 1984. *J. Comp. Phys.*, 54:174

- Cox, T., Dutta, S.N., Di Matteo, T., Hernquist, L., Hopkins, P.F., Robertson, B., & Springel, V., 2006. *The Astrophysical Journal*, 650(2):791
- Cox, T., Jonsson, P., Somerville, R.S., Primack, J.R., & Dekel, A., 2008. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 384(1):386
- Daddi, E., Dickinson, M., Morrison, G., Chary, R., Cimatti, A., Elbaz, D., Frayer, D., Renzini, A., Pope, A., Alexander, D. et al., 2007. *The Astrophysical Journal*, 670(1):156
- Daddi, E., Renzini, A., Pirzkal, N., Cimatti, A., Malhotra, S., Stiavelli, M., Xu, C., Pasquali, A., Rhoads, J., Brusa, M. et al., 2005. *The Astrophysical Journal*, 626(2):680
- Damjanov, I., Abraham, R.G., Glazebrook, K., McCarthy, P.J., Caris, E., Carlberg, R.G., Chen, H.W., Crampton, D., Green, A.W., Jørgensen, I. et al., 2011. *The Astrophysical Journal Letters*, 739(2):L44
- Davis, M., Efstathiou, G., Frenk, C.S., & White, S.D.M., 1985. *ApJ*, 292:381
- Davison, T.A., Norris, M.A., Leaman, R., Kuntschner, H., Boecker, A., & van de Ven, G., 2021. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 507(2):3089
- de La Rosa, I.G., La Barbera, F., Ferreras, I., & de Carvalho, R.R., 2011. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 418(1):L74
- de Vaucouleurs, G., 1948. In *Annales d'Astrophysique*, vol. 11, page 247
- Dekel, A., Birnboim, Y., Engel, G., Freundlich, J., Goerdt, T., Mumcuoglu, M., Neistein, E., Pichon, C., Teyssier, R., & Zinger, E., 2009. *Nature*, 457(7228):451
- Dhawan, S. et al., 2022
- Di Matteo, P., Pipino, A., Lehnert, M.D., Combes, F., & Semelin, B., 2009. *Astronomy & Astrophysics*, 499(2):427
- Diemand, J., Kuhlen, M., & Madau, P., 2006. *ApJ*, 649:1
- Diemand, J., Kuhlen, M., & Madau, P., 2007. *ApJ*, 657:262
- Dubois, Y., Gavazzi, R., Peirani, S., & Silk, J., 2013. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 433(4):3297
- Dunkley, J., Komatsu, E., Nolta, M.R., Spergel, D.N., Larson, D., Page, G.H.L., Bennett, C.L., Gold, B., Jarosik, N., Weiland, J.L., Halpern, M., Hill, R., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S.S., Tucker, G., Wollack, E., & Wright, E.L., 2009. *ApJS*, 180:306
- Eggen O. J., L.B.D. & R., S.A., 1962. *The Astrophysical Journal*, 136(1):748
- Eisenstein, D.J. & Hu, W., 1998. *ApJ*, 511:5

- Emsellem, E., Cappellari, M., Krajnović, D., Alatalo, K., Blitz, L., Bois, M., Bournaud, F., Bureau, M., Davies, R.L., Davis, T.A. et al., 2011. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 414(2):888
- Emsellem, E., Cappellari, M., Krajnović, D., Van De Ven, G., Bacon, R., Bureau, M., Davies, R.L., De Zeeuw, P., Falcón-Barroso, J., Kuntschner, H. et al., 2007. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 379(2):401
- Fernandes, R.C., Mateus, A., Sodr e, L., Stasińska, G., & Gomes, J.M., 2005. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 358(2):363
- Font, A.S., McCarthy, I.G., Crain, R.A., Theuns, T., Schaye, J., Wiersma, R.P., & Vecchia, C.D., 2011. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 416(4):2802
- Fontana, A., Salimbeni, S., Grazian, A., Giallongo, E., Pentericci, L., Nonino, M., Fontanot, F., Menci, N., Monaco, P., Cristiani, S. et al., 2006. *Astronomy & Astrophysics*, 459(3):745
- Freedman, W.L., Madore, B.F., Hatt, D., Hoyt, T.J., Jang, I.S., Beaton, R.L., Burns, C.R., Lee, M.G., Monson, A.J., Neeley, J.R., Phillips, M.M., Rich, J.A., & Seibert, M., 2019. *The Astrophysical Journal*, 882(1):34
- Gallazzi, A., Charlot, S., Brinchmann, J., White, S.D., & Tremonti, C.A., 2005. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 362(1):41
- Gelb, J.M. & Bertschinger, E., 1994. *ApJ*, 436:467
- Gill, S.P.D., Knebe, A., & Gibson, B.K., 2004. *MNRAS*, 351:399
- Gingold, R.A. & Monaghan, J.J., 1977. *MNRAS*, 181:375
- Giocoli, C., Tormen, G., Sheth, R.K., & van den Bosch, F.C., 2009. *MNRAS*, 404:502
- Giocoli, C., Tormen, G., & van den Bosch, F.C., 2008. *MNRAS*, 386:2135
- Glazebrook, K., Abraham, R.G., McCarthy, P.J., Savaglio, S., Chen, H.W., Crampton, D., Murowinski, R., J rgensen, I., Roth, K., Hook, I. et al., 2004. *Nature*, 430(6996):181
- Godunov, S.K., 1959. *Matematicheskii Sbornik*, 47:271
- Götz, M., Huchra, J.P., & Branderberger, R.H., 1998. *astroph9811393*
- Grevesse, N. & Sauval, A., 1998. *Space Science Reviews*, 85(1):161
- Gu, M., Conroy, C., Law, D., Van Dokkum, P., Yan, R., Wake, D., Bundy, K., Villaume, A., Abraham, R., Merritt, A. et al., 2020. *The Astrophysical Journal*, 894(1):32
- Haardt, F. & Madau, P., 1996. *The Astrophysical Journal*, 461:20
- Hernquist, L., 1992. *The Astrophysical Journal*, 400:460

- Herschel, F.W., 1785. *Phil. Trans.*, 75:213
- Hockney, R.W. & Eastwood, J.W., 1988. *Computer Simulation Using Particles*. Bristol: Hilger
- Hopkins, P.F., Cox, T.J., Dutta, S.N., Hernquist, L., Kormendy, J., & Lauer, T.R., 2009. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 181(1):135
- Hubble, E.P., 1927. *The Observatory*, 50:276
- Hubble, E.P., 1929. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 15:168
- Huertas-Company, M., Gravet, R., Cabrera-Vives, G., Pérez-González, P.G., Kartaltepe, J.S., Barro, G., Bernardi, M., Mei, S., Shankar, F., Dimauro, P., Bell, E.F., Kocevski, D.D., Koo, D.C., Faber, S.M., Gepi, D.H.M., de Paris, O., Cnrs, of Science, U., for Mathematical Modeling, C., of Chile, U., Santiago, de Astrofísica, C.D., de CC. Físicas, F., de los Andes Department of Physics, U., Astronomy, of Technology UCOLick Observatory, R.I., of Physics Astronomy, D., Astrophysics, of Vienna Research Institute of Physics, U., of Pennsylvania, U., of Physics, D., of Southampton, U., of Michigan, U., of Western Kentucky, U., of Physics Astronomy, D., & of Missouri-Kansas City, U., 2015. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 221
- Ilbert, O., McCracken, H.J., Le Fèvre, O., Capak, P., Dunlop, J., Karim, A., Renzini, M., Caputi, K., Boissier, S., Arnouts, S. et al., 2013. *Astronomy & Astrophysics*, 556:A55
- Jessop, C., Duncan, M., & Chau, W.Y., 1994. *J. Comp. Phys.*, 115:339
- Johansson, P.H., Naab, T., & Ostriker, J.P., 2009. *The Astrophysical Journal*, 697(1):L38
- Johansson, P.H., Naab, T., & Ostriker, J.P., 2012. *The Astrophysical Journal*, 754(2):115
- Jørgensen, I., 1999. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 306(3):607
- Katz, N., Weinberg, D.H., & Hernquist, L., 1996. *ApJS*, 105:19
- Kaviraj, S., Schawinski, K., Devriendt, J., Ferreras, I., Khochfar, S., Yoon, S.J., Yi, S., Deharveng, J.M., Boselli, A., Barlow, T. et al., 2007. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 173(2):619
- Kennicutt Jr, R.C., 1998. *The astrophysical journal*, 498(2):541
- Kereš, D., Katz, N., Fardal, M., Davé, R., & Weinberg, D.H., 2009. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 395(1):160
- Kereš, D., Katz, N., Weinberg, D.H., & Davé, R., 2005. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 363(1):2
- Kereš, D., Vogelsberger, M., Sijacki, D., Springel, V., & Hernquist, L., 2012. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425(3):2027

- Khandai, N., Di Matteo, T., Croft, R., Wilkins, S., Feng, Y., Tucker, E., DeGraf, C., & Liu, M.S., 2015. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 450(2):1349
- Khochfar, S. & Silk, J., 2009. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 397(1):506
- Khochfar, S., Emsellem, E., Serra, P., Bois, M., Alatalo, K., Bacon, R., Blitz, L., Bournaud, F., Bureau, M., Cappellari, M. et al., 2011. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 417(2):845
- Klypin, A., Gottlöber, S., Kravtsov, A., & Khoklov, A., 1999. *ApJ*, 516:530
- Knebe, A., Green, A., & Binney, J., 2001. *MNRAS*, 325:845
- Knebe, A., Knollmann, S.R., Muldrew, S.I., Pearce, F.R., Aragon-Calvo, M.A., Ascasibar, Y., Behroozi, P.S., Ceverino, D., Colombi, S., Diemand, J., Dolag, K., Falck, B.L., Fasel, P., Gardner, J., Gottlöber, S., Hsu, C., Iannuzzi, F., Klypin, A., Lukić, Z., Maciejewski, M., McBride, C., Neyrinck, M.C., Planelles, S., Potter, D., Quilis, V., Rasera, Y., Read, J.I., Ricker, P.M., Roy, F., Springel, V., Stadel, J., Stinson, G., Sutter, P.M., Turchaninov, V., D.Tweed, Yepes, G., & Zemp, M., 2010. Submitted to *MNRAS*.
- Knebe, A., Pearce, F.R., Lux, H., Ascasibar, Y., Behroozi, P., Casado, J., Moran, C.C., Diemand, J., Dolag, K., Dominguez-Tenreiro, R. et al., 2013. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 435(2):1618
- Knollmann, S. & Knebe, A., 2009. *ApJS*, 182:624
- Kobayashi, C., 2004. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 347(3):740
- Koleva, M., Prugniel, P., Bouchard, A., & Wu, Y., 2009. *Astronomy & Astrophysics*, 501(3):1269
- Kormendy, J. & Bender, R., 2012. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts# 219*, vol. 219, pages 229–07
- Kowalski, M., Rubin, D., Aldering, G., Agostinho, R., Amadon, A., Amanullah, R., Balland, C., Barbary, K., Blanc, G., Challis, P., Conley, A., Connolly, N., Covarrubias, R., Dawson, K., Deustua, S., Ellis, R., Fabbro, S., Fadeyev, V., Fan, X., Farris, B., Folatelli, G., Frye, B., Garavini, G., Gates, E., Germany, L., Goldhaber, G., Goldman, B., Goobar, A., Groom, D., Haissinski, J., Hardin, D., Hook, I., Kent, S., Kim, A., Knop, R., Lidman, C., Linder, E., Mendez, J., Meyers, J., Miller, G., Moniez, M., ao, A., Newberg, H., Nobili, S., Nugent, P., Pain, R., Perdureau, O., Perlmutter, S., Phillips, M., Prasad, V., Quimby, R., Regnault, N., Rich, J., Rubenstein, E., Ruiz-Lapuente, P., Santos, F., Schaefer, B., Schommer, R., Smith, R., Soderberg, A., Spadafora, A., Strolger, L., M.Strovink, Suntzeff, N., Suzuki, N., Thomas, R., Walton, N., Wang, L., Wood-Vasey, W., & Yun, J., 2008. *ApJ*, 686:749
- Kravtsov, A.V., Klypin, A., & Khokhlov, A.M., 1997. *ApJS*, 111:73



- La Barbera, F., Ferreras, I., de Carvalho, R.R., Bruzual, G., Charlot, S., Pasquali, A., & Merlin, E., 2012. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 426(3):2300
- Lacey, C. & Cole, S., 1994. *MNRAS*, 271:676
- Lackner, C.N., Cen, R., Ostriker, J.P., & Joung, M.R., 2012. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425(1):641
- Larson, R.B., 1975. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 173(3):671
- LeVeque, R.J., 1992. *Numerical methods for conservation laws*. Birkhäuser Verlag
- Lucy, L.B., 1977. *AJ*, 82:1013
- Mancillas, B., Duc, P.A., Combes, F., Bournaud, F., Emsellem, E., Martig, M., & Michel-Dansac, L., 2019. *Astronomy & Astrophysics*, 632:A122
- Mantz, A., Allen, S.W., Rapetti, D., & Ebeling, H., 2010. *MNRAS*, 406:1759
- Marchesini, D., Van Dokkum, P.G., Schreiber, N.M.F., Franx, M., Labbé, I., & Wuyts, S., 2009. *The Astrophysical Journal*, 701(2):1765
- Mármol-Queraltó, E., Cardiel, N., Sánchez-Blázquez, P., Trager, S.C., Peletier, R.F., Kuntschner, H., Silva, D.R., Cenarro, A.J., Vazdekis, A., & Gorgas, J., 2009. *The Astrophysical Journal*, 705(2):L199
- Martínez-Delgado, D., Pohlen, M., Gabany, R.J., Majewski, S.R., Peñarrubia, J., & Palma, C., 2009. *The Astrophysical Journal*, 692(2):955
- Masters, K.L., Lintott, C.J., Hart, R.E., Kruk, S.J., Smethurst, R.J., Casteels, K.V., Keel, W.C., Simmons, B.D., Stanescu, D.O., Tate, J. et al., 2019. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 487(2):1808
- McCarthy, I.G., Schaye, J., Bird, S., & Le Brun, A.M.C., 2016. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, page stw2792
- Messier, C., 1784. *Connaissance des Temps*. Paris
- Mihos, J.C. & Hernquist, L., 1994. *The Astrophysical Journal*, 437:L47
- Mihos, J.C. & Hernquist, L., 1996. *The Astrophysical Journal*, 464:641
- Moster, B.P., Somerville, R.S., Maulbetsch, C., Van Den Bosch, F.C., Macciò, A.V., Naab, T., & Oser, L., 2010. *The Astrophysical Journal*, 710(2):903
- Naab, T. & Burkert, A., 2003. *The Astrophysical Journal*, 597(2):893
- Naab, T., Jesseit, R., & Burkert, A., 2006. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 372(2):839
- Naab, T., Johansson, P.H., & Ostriker, J.P., 2009. *The Astrophysical Journal*, 699(2):L178

- Navarro-González, J., Ricciardelli, E., Quilis, V., & Vazdekis, A., 2013. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 436(4):3507
- Neyrinck, M.C., Kneidin, N.Y., & Hamilton, A.J.S., 2005. *MNRAS*, 356:1222
- Noeske, K., Weiner, B., Faber, S., Papovich, C., Koo, D., Somerville, R., Bundy, K., Conselice, C., Newman, J., Schiminovich, D. et al., 2007. *The Astrophysical Journal*, 660(1):L43
- Ocvirk, P., Pichon, C., & Teyssier, R., 2008. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 390(4):1326
- Onions, J., Knebe, A., Pearce, F.R., Muldrew, S.I., Lux, H., Knollmann, S.R., Ascasibar, Y., Behroozi, P., Elahi, P., Han, J. et al., 2012. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 423(2):1200
- Oser, L., Ostriker, J.P., Naab, T., Johansson, P.H., & Burkert, A., 2010. *The Astrophysical Journal*, 725(2):2312
- Østgaard, N., Balling, J.E., Bjørnsen, T., Brauer, P., Budtz-Jørgensen, C., Bujwan, W., Carlson, B., Christiansen, F., Connell, P., Eyles, C., Fehlker, D., Genov, G., Grudziński, P., Kochkin, P., Kohfeldt, A., Kuvvetli, I., Thomsen, P.L., Pedersen, S.M., Navarro-Gonzalez, J., Neubert, T., Njåten, K., Orleanski, P., Qureshi, B.H., Cenkeramaddi, L.R., Reglero, V., Reina, M., Rodrigo, J.M., Rostad, M., Sabau, M.D., Kristensen, S.S., Skogseide, Y., Solberg, A., Stadsnes, J., Ullaland, K., & Yang, S., 2019. *Space Science Reviews*, 215(2):1
- Peebles, P.J.E., 1980. *The large scale structure of the Universe*. Princeton University Press
- Peng, C.Y., Ho, L.C., Impey, C.D., & Rix, H.W., 2002. *The Astronomical Journal*, 124(1):266
- Percival, W., Nichol, R., Eisenstein, D., Frieman, J., Fukugita, M., Loveday, J., Pope, A., Schneider, D., Szalay, A., Tegmark, M., Vogeley, M., Weinberg, D., Zehavi, I., Bahcall, N., N.A., Brinkmann, J., Connolly, A., & Meiksin, A., 2007a. *ApJ*, 657:645
- Percival, W., Nichol, R., Eisenstein, D., Weinberg, D., Fukugita, M., Pope, A., Schneider, D., Szalay, A., Vogeley, M., Zehavi, I., Brinkmann, N.B.J., Connolly, A., Loveday, J., & Meiksin, A., 2007b. *ApJ*, 657:51
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., Knop, R.A., Nugent, P., Castro, P.G., Deustua, S., Fabbro, S., A.Gooobar, nd I. M. Hook, D.E.G., Kim, A.G., Kim, M.Y., Lee, J.C., Nunes, N.J., Pain, R., Pennypacker, C.R., Quimby, R., Lidman, C., Irwin, R.S.E.M., McMahan, R.G., Ruiz-Lapuente, P., Walton, N., Schaefer, B., Boyle, B.J., Filippenko, A.V., Matheson, T., Fruchter, A.S., Panagia, N., Newberg, H.J.M., Couch, W.J., & Project, T.S.C., 1999. *ApJ*, 517:565
- Perucho, M., Martí, J.M., & Quilis, V., 2019. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 482(3):3718

- Pillepich, A., Springel, V., Nelson, D., Genel, S., Naiman, J., Pakmor, R., Hernquist, L., Torrey, P., Vogelsberger, M., Weinberger, R., & Marinacci, F., 2017. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 473(3):4077
- Planelles, S. & Quilis, V., 2010. *A&A*, 519:A94
- Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., & Flannery, B.P., 1996. *Numerical Recipes in FORTRAN 77: The Art of Scientific computing*. Cambridge University Press
- Pulsoni, C., Gerhard, O., Arnaboldi, M., Pillepich, A., Rodriguez-Gomez, V., Nelson, D., Hernquist, L., & Springel, V., 2021. *Astronomy & Astrophysics*, 647:A95
- Quilis, V., 2004. *MNRAS*, 352:1426
- Quilis, V., Ibáñez, J.M., & Sáez, D., 1996. *ApJ*, 469:11
- Quilis, V., Martí, J.M., & Planelles, S., 2020. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 494(2):2706
- Ravindranath, S., Ferguson, H., Conselice, C., Giavalisco, M., Dickinson, M., Chatzichristou, E., De Mello, D., Fall, S., Gardner, J., Grogin, N. et al., 2004. *The Astrophysical Journal*, 604(1):L9
- Renzini, A., 2006. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 44:141
- Ricciardelli, E., Vazdekis, A., Cenarro, A.J., & Falcón-Barroso, J., 2012. *MNRAS*, 424:172–189
- Ricciardelli, E. & Franceschini, A., 2010. *Astronomy & Astrophysics*, 518:A14
- Ricciardelli, E., Vazdekis, A., Cenarro, A., & Falcón-Barroso, J., 2012. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 424(1):172
- Riess, A.G. et al., 2021
- Riess, A., Filippenko, A.V., Challis, P., Clocchiatti, A., Diercks, A., Garnavich, P.M., Gilliland, R.L., Hogan, C.J., Jha, S., Kirshner, R.P., Leibundgut, B., Phillips, M.M., Reiss, D., Schommer, B.P.S.R.A., Smith, R.C., Spyromilio, J., Stubbs, C., Suntzeff, N.B., & Tonry, J., 1998. *ApJ*, 116:1009
- Rodighiero, G., Daddi, E., Baronchelli, I., Cimatti, A., Renzini, A., Aussel, H., Popesso, P., Lutz, D., Andreani, P., Berta, S. et al., 2011. *The Astrophysical journal letters*, 739(2):L40
- Roe, P.L., 1981. *J. Comp. Phys.*, 43:357
- Rozo, E., Wechsler, R., Rykoff, E., Annis, J., Becker, M., Evrard, A., Frieman, J., Hansen, S., Hao, J., Johnston, D., Koester, B., Sheldon, T.M.E., & Weinberg, D., 2010. *ApJ*, 708:645
- Rubin, V.C., Ford, J.W.K., & Thonnard, N., 1978. *Astrophysical Journal*, 225:L107

- Salvador-Rusiñol, N., Beasley, M.A., Vazdekis, A., & Barbera, F.L., 2021. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 500(3):3368
- Sánchez, S., Kennicutt, R., De Paz, A.G., Van de Ven, G., Vílchez, J., Wisotzki, L., Walcher, C., Mast, D., Aguerri, J., Albiol-Pérez, S. et al., 2012. *Astronomy & Astrophysics*, 538:A8
- Sánchez-Blázquez, P., Forbes, D.A., Strader, J., Brodie, J., & Proctor, R., 2007. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 377(2):759
- Sánchez-Blázquez, P., Peletier, R., Jiménez-Vicente, J., Cardiel, N., Cenarro, A.J., Falcon-Barroso, J., Gorgas, J., Selam, S., & Vazdekis, A., 2006. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 371(2):703
- Sandage, A., 1958. *Astrophysical Journal*, 127:513
- Santini, P., Castellano, M., Fontana, A., Fortuni, F., Menci, N., Merlin, E., Pagul, A., Testa, V., Calabrò, A., Paris, D. et al., 2022. *The Astrophysical Journal*, 940(2):135
- Santucci, G., Brough, S., Scott, N., Montes, M., Owers, M.S., van Sande, J., Bland-Hawthorn, J., Bryant, J.J., Croom, S.M., Ferreras, I. et al., 2020. *The Astrophysical Journal*, 896(1):75
- Sarzi, M., 2008. *Asp conf. ser. vol. 390*
- Scannapieco, C.e.a., Wadepuhl, M., Parry, O., Navarro, J., Jenkins, A., Springel, V., Teyssier, R., Carlson, E., Couchman, H., Crain, R. et al., 2012. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 423(2):1726
- Sérsic, J.L., 1963
- Sersic, J.L., 1968. *Cordoba, Argentina: Observatorio Astronomico*, 1968
- Severino, N., 1994. *Il Libro Degli Astrolabi*. Roccasecca
- Shu, C. & Osher, C., 1988. *J. Comp. Phys.*, 77:439
- Smith, R.C., 1995. *Observational Astrophysics*. Cambridge University press
- Somerville, R.S. & Davé, R., 2015. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 53:51
- Spergel, D.N., Verde, L., Peiris, H.V., Komatsu, E., Nolta, M.R., Bennett, C.L., Halpern, M., Hinshaw, G., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., & Meyer, S.S., 2003. *ApJS*, 148:175
- Spiniello, C., Tortora, C., D'Ago, G., Coccato, L., La Barbera, F., Ferré-Mateu, A., Napolitano, N., Spavone, M., Scognamiglio, D., Arnaboldi, M. et al., 2021. *Astronomy & Astrophysics*, 646:A28
- Splinter, R.J., 1996. *MNRAS*, 281:281
- Springel, V., 2005. *MNRAS*, 364:1105

- Springel, V., White, S.D.M., Tormen, G., & Kauffmann, G., 2001. MNRAS, 328:726
- Springel, V. & Hernquist, L., 2003. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 339(2):289
- Sutherland, R.S. & Dopita, M.A., 1993. The Astrophysical Journal Supplement Series, 88:253
- Tacconi, L., Genzel, R., Smail, I., Neri, R., Chapman, S., Ivison, R., Blain, A., Cox, P., Omont, A., Bertoldi, F. et al., 2008. The Astrophysical Journal, 680(1):246
- Tegmark, M., Blanton, M.R., Strauss, M.A., Hoyle, F., Schlegel, D., Scoccimarro, R., Vogeley, M.S., Weinberg, D.H., Zehavi, I., Berlind, A., Budavari, T., Connolly, A., Eisenstein, D.J., Finkbeiner, D., Frieman, J.A., Gunn, J.E., Hamilton, A.J.S., Hui, L., Jain, B., Johnston, D., Kent, S., Lin, H., Nakajima, R., Nichol, R.C., Ostriker, J.P., Pope, A., Scranton, R., Seljak, U., Sheth, R.K., Stebbins, A., Szalay, A.S., Szapudi, I., Verde, L., Xu, Y., Annis, J., Bahcall, N.A., Brinkmann, J., Burles, S., Castander, F.J., Csabai, I., Loveday, J., Doi, M., Fukugita, M., Gott, J.R., Hennessy, G., Hogg, D.W., Ivezic, Z., Knapp, G.R., Lamb, D.Q., Lee, B.C., Lupton, R.H., McKay, T.A., Kunszt, P., Munn, J.A., O'Connell, L., Peoples, J., Pier, J.R., Richmond, M., Rockosi, C., Schneider, D.P., Stoughton, C., Tucker, D.L., Berk, D.E.V., Yanny, B., & York, D.G., 2004. ApJ, 606:702
- Tegmark, M., Eisenstein, D.J., Strauss, M.A., Weinberg, D.H., Blanton, M.R., Frieman, J.A., Fukugita, M., Gunn, J.E., Hamilton, A.J.S., Knapp, G.R., Nichol, R.C., Ostriker, J.P., Padmanabhan, N., Percival, W.J., Schlegel, D.J., Schneider, D.P., Scoccimarro, R., Seljak, U., Seo, H., Swanson, M., Szalay, A.S., Vogeley, M.S., Yoo, J., Zehavi, I., Abazajian, K., Anderson, S.F., Annis, J., Bahcall, N.A., Bassett, B., Berlind, A., Brinkmann, J., Budavari, T., Castander, F., Csabai, I., M.Do, Finkbeiner, D., Gillespie, B., Glazebrook, K., G.S.Hennessy, Hogg, D., Ivezic, Z., Jain, B., Johnston, D., Kent, S., Lamb, D., Lee, B., Lin, H., Loveday, J., Lupton, R., Munn, J., Pan, K., Park, C., Peoples, J., Pier, J., Pope, A., Richmond, M., Rockosi, C., Scranton, R., Sheth, R., Stebbins, A., Stoughton, C., Szapudi, I., Tucker, D., Berk, D., Yanny, B., & York, D., 2006. Physical Review D, 74:123507
- Theuns, T., Leonard, A., Efstathiou, G., Pearce, F., & Thomas, P., 1998. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 301(2):478
- Tim de Zeeuw, P., Bureau, M., Emsellem, E., Bacon, R., Marcella Carollo, C., Copin, Y., Davies, R.L., Kuntschner, H., Miller, B.W., Monnet, G. et al., 2002. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 329(3):513
- Tojeiro, R., Percival, W.J., Heavens, A.F., & Jimenez, R., 2011. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 413(1):434
- Tormen, G., Moscardini, L., & Yoshida, L., 2004. MNRAS, 350:1397
- Toro, E., 1997. *Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics*. Springer-Verlag

- Trager, S., Faber, S., Worthey, G., & González, J.J., 2000. *The Astronomical Journal*, 120(1):165
- Tremmel, M., Karcher, M., Governato, F., Volonteri, M., Quinn, T., Pontzen, A., Anderson, L., & Bellovary, J., 2017. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 470(1):1121
- Trujillo, I., Conselice, C.J., Bundy, K., Cooper, M., Eisenhardt, P., & Ellis, R.S., 2007. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 382(1):109
- Valdes, F., Gupta, R., Rose, J.A., Singh, H.P., & Bell, D.J., 2004. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 152(2):251
- Vallés-Pérez, D., Planelles, S., & Quilis, V., 2022. arXiv preprint arXiv:2205.02245
- van Kampen, E., 1995. *MNRAS*, 273:295
- Vazdekis, A., Cenarro, A.J., Gorgas, J., Cardiel, N., & Peletier, R.F., 2003. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 340(4):1317
- Vazdekis, A., E. Ricchiardelli, A.J.C., Rivero-González, J.G., Díaz-García, L.A., & Falcón-Barroso, J., 2012a. *MNRAS*, 424:157
- Vazdekis, A., Ricchiardelli, E., Cenarro, A., Rivero-González, J., Díaz-García, L., & Falcón-Barroso, J., 2012b. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 424(1):157
- Vazdekis, A., Sánchez-Blázquez, P., Falcón-Barroso, J., Cenarro, A., Beasley, M., Cardiel, N., Gorgas, J., & Peletier, R., 2010. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 404(4):1639
- Vikhlinin, A., Kravtsov, A.V., Burenin, R.A., Ebeling, H., Forman, W.R., Hornstrup, A., Jones, C., Murray, S.S., Nagai, D., Quintana, H., & Voevodkin, A., 2009. *ApJ*, 692:1060
- Vikhlinin, A., Voevodkin, A., Mullis, C.R., VanSpeybroeck, L., Quintana, H., McNamara, B.R., Gioia, I., Hornstrup, A., Henry, J.P., Forman, W.R., & Jones, C., 2003. *ApJ*, 590:15
- Villumsen, J.V., 1989. *ApJS*, 71:407
- Vogelsberger, M., Marinacci, F., Torrey, P., & Puchwein, E., 2020. *Nature Reviews Physics*, 2(1):42
- Vogelsberger, M., Sijacki, D., Kereš, D., Springel, V., & Hernquist, L., 2012. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425(4):3024
- Wechsler, R.H. & Tinker, J.L., 2018. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 56:435
- Weinberg, D., Hernquist, L., & Katz, N., 1997. *ApJ*, 477:8
- Whitaker, K.E., Van Dokkum, P.G., Brammer, G., & Franx, M., 2012. *The Astrophysical Journal Letters*, 754(2):L29

- Whitaker, K.E., Van Dokkum, P.G., Brammer, G., Momcheva, I.G., Skelton, R., Franx, M., Kriek, M., Labbé, I., Fumagalli, M., Lundgren, B.F. et al., 2013. *The Astrophysical Journal Letters*, 770(2):L39
- White, S.D.M., 2002. *ApJ*, 143:241
- Wright, E.L., 2007. *The Astrophysical Journal*, 664(2):633
- Yan, Z., Jeřábková, T., & Kroupa, P., 2021. *Astronomy & Astrophysics*, 655:A19
- Yepes, G., Kates, R., Khokhlov, A., & Klypin, A., 1997. *MNRAS*, 284:235
- York, D.G., Adelman, J., Anderson Jr, J.E., Anderson, S.F., Annis, J., Bahcall, N.A., Bakken, J., Barkhouser, R., Bastian, S., Berman, E. et al., 2000. *The Astronomical Journal*, 120(3):1579
- Zhuang, Y., Leaman, R., van de Ven, G., Zibetti, S., Gallazzi, A., Zhu, L., Falcón-Barroso, J., & Lyubenova, M., 2019. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483(2):1862
- Zhuravleva, I.V., Churazov, E.M., Sazonov, S.Y., Sunyaev, R.A., Forman, W., & Dolag, K., 2010. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 403(1):129
- Zolotov, A., Willman, B., Brooks, A.M., Governato, F., Brook, C.B., Hogg, D.W., Quinn, T., & Stinson, G., 2009. *The Astrophysical Journal*, 702(2):1058
- Zwicky, F., 1933. *Helv. Phys. Acta*, 6:110