

DEPARTAMENTO DE ASTROFISICA

Universidad de La Laguna

## Fusiones de galaxias a distancias cosmológicas

Memoria que presenta  
D. Carlos López San Juan  
para optar al grado de  
Doctor en Ciencias Físicas.



INSTITUTO DE ASTROFISICA DE CANARIAS  
Julio de 2009

Día de la defensa: 23 de julio de 2009

Supervisores de la tesis: Dr. Marc Balcells Comas & Dra. Mercedes Prieto Muñoz.

© Carlos López San Juan 2009

Parte del material contenido en esta tesis ha sido publicado anteriormente en las revistas *PASP*, *ApJ* y *A&A*.

*A mi familia,  
a Carol  
y a los hasta luego.*





## Resumen

Las galaxias del Universo local se dividen en dos poblaciones principales en el diagrama color-magnitud: la secuencia roja, formada principalmente por galaxias de tipo temprano (elípticas, lenticulares y espirales tempranas) con una formación estelar residual, y la nube azul, formada principalmente por galaxias de tipo tardío (espirales tardías e irregulares) con una formación estelar intensa. Los estudios entre  $z = 1 - 2$  encuentran que las galaxias más masivas son las primeras en formar sus estrellas y en poblar la secuencia roja, un resultado que representa un reto para los actuales modelos de materia oscura fría, en los cuales los halos de materia oscura más masivos se forman por la fusión de halos menores en tiempos recientes. Estos modelos teóricos y las simulaciones de N-cuerpos proponen las fusiones entre galaxias como uno de los motores principales en la evolución galáctica. Sin embargo, y a pesar de su importancia teórica, se conoce poco sobre la frecuencia real de fusiones galácticas en las distintas épocas cósmica y sobre el papel de estas fusiones en el establecimiento de la secuencia roja.

En esta tesis se ha estudiado la frecuencia de fusiones y su relación con el crecimiento de la secuencia roja en el rango de desplazamiento al rojo  $z = 0 - 1$ . Se ha determinado la fracción de fusiones mediante dos metodologías diferentes: mediante criterios morfológicos y mediante estadística de pares cercanos. En el primer caso se han seleccionado como remanentes de fusiones mayores de disco aquellas fuentes con un alto índice de asimetría. Se ha desarrollado un método de máxima verosimilitud (ML) que corrige el efecto de los errores observacionales a la hora de determinar la fracción de fusiones: se ha comprobado que no utilizar el método da lugar a una sobrestimación en la fracción de fusiones de hasta un factor 2. Además se ha tratado la pérdida de información morfológica con  $z$  degradando las imágenes de las galaxias a un único desplazamiento al rojo representativo. Usando esta nueva metodología se ha estudiado la fracción de fusiones y su evolución en los campos de Groth y GOODS-S.

La fracción de fusiones morfológica es menor que 6% hasta  $z \sim 1$  y depende de los criterios de selección de la muestra: la fracción de fusiones es mayor en muestras seleccionadas en la banda  $B$  que en muestras seleccionadas en bandas infrarrojas o en masa. La evolución de la fracción de fusiones es mayor en muestras seleccionadas en masa que en aquellas seleccionadas en luminosidad, pero la evolución de la tasa de fusiones es similar en ambos casos. También se encuentra un descenso en la tasa de fusiones con la masa a  $z = 0.6$ .

En el estudio de la fracción de fusiones mediante estadística de pares cercanos se ha generalizado la metodología utilizada en muestreos espectroscópicos para aplicarla en muestreos fotométricos. Los resultados obtenidos están en buen acuerdo con los trabajos de la literatura y con los valores obtenidos en el estudio morfológico previo. En este caso se ha investigado la dependencia de la fracción de fusiones con el desplazamiento al rojo, la luminosidad y la masa.

Una vez conocida la fracción de fusiones mayores de disco se ha estudiado su papel en la evolución de la estructura galáctica desde  $z \sim 1$ . Utilizando los índices de concentración y asimetría para segregar las galaxias estructuralmente se encuentra que la fracción de galaxias de tipo temprano (E/S0/Sa) aumenta un factor dos desde  $z \sim 1$ , mientras que la fracción de galaxias de tipo tardío (Sb-Irr) disminuye con el tiempo cósmico. Las diferentes

tendencias observadas en muestras con  $M_B \leq -20$  y  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  implican la necesidad de una transformación estructural entre tipos tardíos y tempranos. Utilizando la fracción de fusiones determinada con anterioridad se obtiene que tan solo un  $\sim 20\%$  de las nuevas galaxias de tipo temprano con  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  que han aparecido entre  $z = 1$  y  $z = 0$  han sufrido una fusión mayor de disco en ese rango.

El estudio de la formación estelar en las galaxias de tipo temprano y tardío, determinada mediante la tasa de formación estelar específica y el color  $NUV - R$  en reposo, proporciona nuevas claves sobre los mecanismos responsables de la evolución estructural observada desde  $z \sim 1$ . Las galaxias de tipo tardío y las fusiones mayores de disco son sistemas activos con una formación estelar intensa, mientras que un  $80\%$ - $85\%$  de las galaxias de tipo temprano son pasivas, siendo el  $15\%$ - $20\%$  restante galaxias tempranas activas. Esto sugiere una *vía lenta*, debida a fusiones menores y procesos seculares, como la dominante en la evolución estructural de las galaxias con  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$ : galaxia tardía activa (nube azul)  $\rightarrow$  galaxia temprana activas  $\rightarrow$  galaxia temprana pasiva (secuencia roja). En este caso la *vía rápida*, debida a las fusiones mayores de disco (dos galaxias tardías activas  $\rightarrow$  una galaxia temprana pasiva), es un proceso secundario en el rango  $0 < z \lesssim 1$ , pero puede ser un proceso importante a  $z \gtrsim 1$ .

---

## Abstract

The galaxies in the local Universe present two main populations in the color-magnitude diagram: the red sequence, forming primarily by old, spheroidal passive galaxies, and the blue cloud, forming primarily by spiral star-forming galaxies. This bimodality has been well studied up to  $z \sim 2.5$ , being the more massive galaxies the first in form their stars and populate the red sequence, which emerges at  $z = 1.5 - 2.5$ . This is called "downsizing" scenario: massive galaxies having experienced most of their star formation at early times and being passive by  $z \sim 1$ , and many among the less massive galaxies experience extended star-formation histories. These results are a challenge to the popular hierarchical  $\Lambda$ -CDM models, in which one expects that the more massive dark matter halos are the final stage of successive minor halos mergers. This, translate to the barionic component, suggest galaxy mergers as one important process in galaxy evolution. However, and despite their theoretical importance, the role of galaxy mergers in the buildup of the red sequence and their relative importance in the evolution of galaxy properties, i.e., color, mass, or structure, is poorly understood.

In this thesis we study the major merger fraction (relative masses between 1:1 and 1:3) in the range  $0 < z < 1$  by two different methods: looking for merger remnants by morphological criteria, and by close pair statistics of future merger systems. In the former we select as major merger remnants those galaxies with a high asymmetry index value. We develop a maximum likelihood (ML) method that corrects the observational errors effect in the merger fraction determination: we show that do not use the ML method leads in a overestimation up to a factor of two in the merger fraction. We treat the loss of morphological information with  $z$  by artificially redshifted the galaxies' images to an unique and representative redshift. With this new methodology we study the morphological merger fraction and its evolution in Groth Strip and GOODS-S.

The morphological merger fraction is lower than 6% up to  $z \sim 1$ , and it depends on the selection criteria of the sample: the merger fraction in  $B$ -band selected samples is higher than in  $K_s$ - and mass selected samples. The evolution of the merger fraction with  $z$  in mass-selected samples is higher than in luminosity selected ones, but the evolution of the major merger rate is similar in both cases. We also find that the major merger rate at  $z = 0.6$  decreases when mass increases.

In the close pair statistic study we upgrade the methodology used in the literature on spectroscopic samples to apply it on photometric ones. The obtained results are in good agreement with those in the literature and with the morphological merger rates determined previously. In this case we investigate the dependence of the merger fraction on redshift, luminosity, and mass.

Then, we study the role of major mergers in the structural evolution of galaxies since  $z \sim 1$ . We use concentration and asymmetry indexes to segregate the galaxies by their structure, and we find that the early-type (E/S0/Sa) fraction increase a factor of two since  $z \sim 1$ , while the late-type (Sb-Irr) fraction decreases with cosmic time. The different tendencies obtained for  $M_B \leq -20$  and  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies implies that we need a structural transformation between late-type galaxies, which form star actively, and early-type galaxies, in which stellar mass is located. With the previous morphological merger fraction we infer that only  $\sim 20\%$  of the new early-type galaxies that appear between

$z = 1$  and  $z = 0$  can be disk-disk major merger remnants.

Finally, we study the star formation properties of early- and late-type galaxies. We segregate galaxies in active and passive using their specific star formation rate and their rest-frame color  $NUV - R$ . We find that late-type galaxies and disk-disk major mergers are star-forming systems, that 80%-85% of the early-type galaxies are passive, and that the remainder early types (15%-20%) are active. This suggests a *slow path*, driven by minor mergers and secular processes, in structural evolution of  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$  galaxies since  $z \sim 1$ : active late-type galaxy (blue cloud)  $\rightarrow$  active early-type galaxy  $\rightarrow$  passive early-type galaxy (red sequence). In this picture the *fast path*, driven by disk-disk major mergers (two active late-type galaxies  $\rightarrow$  one early-type galaxy), is a secondary process in the range  $0 < z \lesssim 1$ , but could be an important process at  $z \gtrsim 1$ .

# Índice

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. La morfología de las galaxias . . . . .	1
1.1.1. Índices morfológicos automáticos . . . . .	5
1.1.2. La morfología de las galaxias en el Universo local . . . . .	8
1.1.3. Esferoides en el Universo local: galaxias E/S0 y los bulbos de espirales . . . . .	9
1.2. Los colores de las galaxias: la secuencia roja y la nube azul . . . . .	12
1.3. La evolución galáctica desde un punto de vista observacional . . . . .	14
1.4. Escenarios de formación galáctica . . . . .	17
1.5. Las fusiones de galaxias en simulaciones de N-cuerpos . . . . .	20
1.5.1. Fusiones de galaxias de disco ricas en gas . . . . .	20
1.5.2. Fusiones de esferoides pobres en gas . . . . .	22
1.6. Cuantificando la importancia de las fusiones en la formación galáctica . . . . .	23
1.6.1. Determinación de la fracción de fusiones . . . . .	24
1.6.2. Estudios previos sobre la fracción de fusiones . . . . .	27
1.7. Motivación de la tesis . . . . .	30
<b>2. Objetivos</b>	<b>31</b>
2.1. Esquema de la tesis y unidad temática . . . . .	31
<b>3. Determinación de la fracción de fusiones mediante técnicas de máxima verosimilitud</b>	<b>33</b>
<b>4. Fracción de fusiones mayores a <math>z \sim 0.6</math> en la tira de Groth</b>	<b>47</b>
<b>5. Fracción de fusiones mayores de galaxias hasta <math>z \sim 1</math></b>	<b>61</b>
<b>6. El papel de las fusiones mayores en la evolución estructural de las galaxias</b>	<b>77</b>
6.1. La dicotomía en el plano C-A . . . . .	77
6.2. Cálculo de las fracciones de tipos tempranos y tardíos . . . . .	79
6.2.1. El efecto de la estructura a gran escala . . . . .	80
6.3. Evolución estructural en GOODS-S . . . . .	83
6.4. Evolución en la densidad numérica de tipos tempranos y tardíos . . . . .	86
6.5. La importancia de las fusiones en la evolución estructural de las galaxias . . . . .	90
6.5.1. Comparación con trabajos previos . . . . .	91

6.6. Conclusiones . . . . .	92
<b>7. Formación estelar en galaxias de tipo temprano y tardío</b>	<b>93</b>
7.1. Selección de galaxias activas y pasivas . . . . .	93
7.1.1. La masa de las galaxias azules, rojas y polvorientas . . . . .	96
7.1.2. Distinguiendo galaxias activas y pasivas . . . . .	97
7.1.3. Galaxias activas rojas: el efecto del polvo . . . . .	99
7.2. Evolución de las galaxias activas/pasivas con $z$ . . . . .	100
7.2.1. Evolución de la densidad numérica de galaxias activas y pasivas . . . . .	105
7.2.2. Galaxias activas/pasivas en la LSS . . . . .	109
7.3. Fusiones de galaxias: activas vs pasivas . . . . .	111
7.4. La estructura de las galaxias activas y pasivas . . . . .	113
7.5. Evolución en la densidad numérica de galaxias . . . . .	116
7.5.1. Evolución de la secuencia roja: fusiones mayores vs fusiones menores y procesos seculares . . . . .	120
7.6. Conclusiones . . . . .	122
<b>8. Estadística de fusiones mediante pares cercanos en muestreos fotométricos</b>	<b>125</b>
8.1. Estadística de pares cercanos . . . . .	125
8.1.1. Estadística de pares en muestreos espectroscópicos . . . . .	125
8.1.2. Estadística de pares en muestreos fotométricos . . . . .	127
8.1.3. Número de compañeros en una muestra limitada en volumen . . . . .	132
8.1.4. Sistemas múltiples y variación de $N_c$ con $r_p^{\max}$ . . . . .	133
8.1.5. Efectos de borde: completitud en el espacio de desplazamientos al rojo y límite de las imágenes . . . . .	136
8.2. Número de compañeros en la banda $B$ . . . . .	138
8.2.1. Dependencia con la completitud espectroscópica del muestreo . . . . .	142
8.3. Número de compañeros en muestras seleccionadas en masa . . . . .	143
8.3.1. Dependencia del número de compañeros con la diferencia de masa . . . . .	143
8.3.2. Dependencia del número de compañeros con la masa de la galaxia primaria . . . . .	145
8.4. Tasa de fusiones: pares cercanos vs criterio morfológico . . . . .	147
8.5. Conclusiones . . . . .	151
<b>9. Conclusiones</b>	<b>153</b>
9.1. Principales resultados de la tesis . . . . .	153
9.1.1. La fracción de fusiones mediante criterios morfológicos . . . . .	153
9.1.2. La fracción de fusiones mayores de disco y su evolución desde $z \sim 1$ . . . . .	153
9.1.3. Evolución de la secuencia roja: fusiones mayores vs fusiones menores/ evolución secular . . . . .	154
9.1.4. Evolución en la formación estelar de las galaxias desde $z \sim 1$ . . . . .	154
9.1.5. La fracción de fusiones mediante estadística de pares . . . . .	155
9.2. Trabajo futuro . . . . .	155

<b>Agradecimientos</b>	<b>161</b>
<b>Referencias</b>	<b>163</b>





# 1

---

## Introducción

### 1.1. La morfología de las galaxias

La física extragaláctica nace en 1925, año en el cual Edwin Hubble descubre estrellas cefeidas en NGC 6822 (Hubble 1925, Fig. 1.1). Gracias a estas estrellas variables Hubble estimó una distancia a NGC 6822 de 214 kpc (la última estimación es de 459 kpc, Gieren et al. 2006), estableciendo por primera vez la existencia de una "nebulosa espiral", denominación de las galaxias en la época, fuera de la Vía Láctea. Este descubrimiento puso fin a "El gran debate" de 1920 sobre la naturaleza de las "nebulosas espirales" y el tamaño del Universo, dando finalmente la razón a Heber Curtis sobre Harlow Shapley, quien defendía que la Vía Láctea formaba todo el Universo.

Tras el descubrimiento de Hubble comenzó el estudio sistemático de las galaxias. Ya



Figura 1.1: NGC 6822, el primer objeto extragaláctico confirmado por Hubble en 1925 [Local Group Galaxies Survey Team (NOAO/AURA/NSF)].

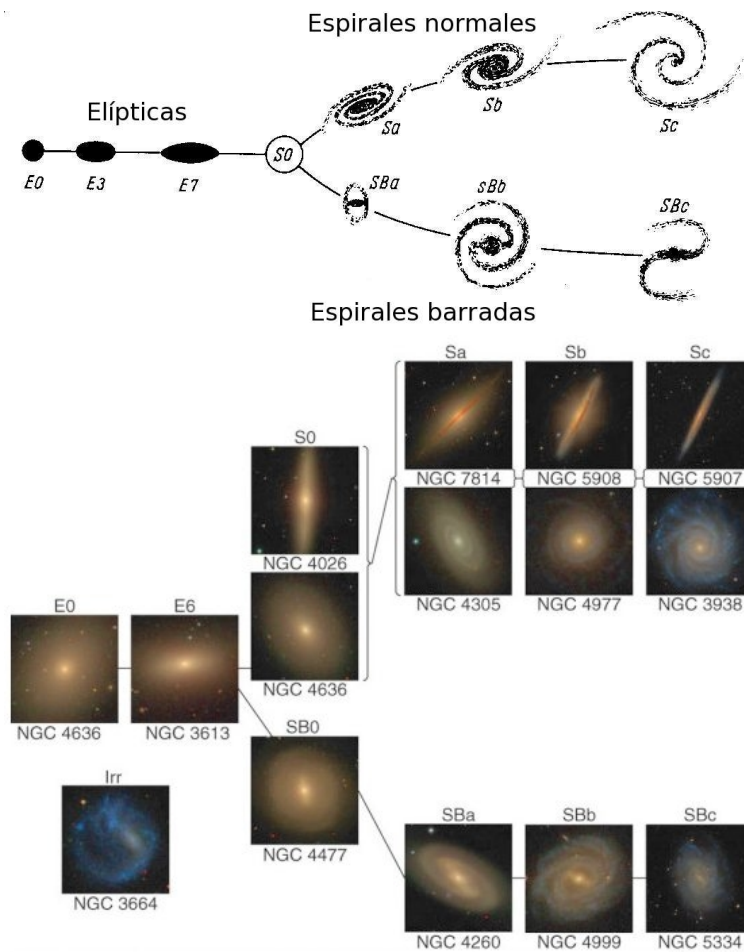


Figura 1.2: Arriba: La secuencia morfológica de Hubble tal y como apareció por primera vez en *The Realm of the Nebulae*, 1936. Abajo: La secuencia de Hubble vista por el SDSS [Michael Blanton, NYU (ARC/SDSS)].

en estos primeros momentos fue evidente que no todas las galaxias eran iguales: algunas presentaban brazos espirales, otras eran sistemas compactos de apariencia elipsoidal y otras no tenían ninguna forma definida. Así, en 1936 Hubble presenta la primera clasificación morfológica de las galaxias, la llamada secuencia de Hubble (Hubble 1936). Esta primera clasificación define tres tipos principales (Fig. 1.2): las galaxias elípticas (E), de forma esferoidal, las galaxias espirales barradas (SB) y no barradas (S), que presentan discos con brazos espirales y esferoides centrales (bulbos), y las galaxias irregulares (Irr), sin forma definida y con intensa formación estelar. A su vez, las galaxias elípticas se subdividen según su elipticidad, desde E0 para esféricas hasta E7 para elongadas, mientras que las galaxias espirales se subdividen en tipos a, b, y c según las características de sus brazos espirales, de intensidad creciente hacia c, y su bulbo, de intensidad decreciente hacia c. Además, Hubble introdujo las galaxias lenticulares (S0), galaxias con disco pero sin brazos espirales, como un tipo puente entre las galaxias E7 y SBa.

Hubble también estableció una división de orden cero entre galaxias de tipo temprano

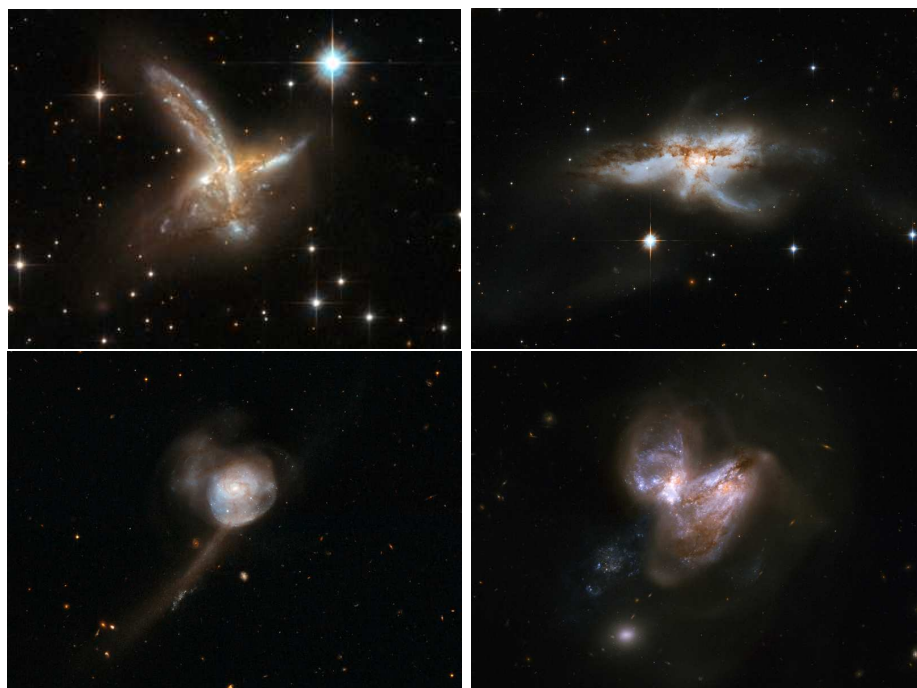


Figura 1.3: Galaxias peculiares fruto de una fusión galáctica. De arriba a abajo y de izquierda a derecha: ESO 593-8, NGC 6240, NGC 17 y Arp 299 [NASA, ESA, the Hubble Heritage (STScI/AURA)-ESA/Hubble Collaboration, and A. Evans (University of Virginia, Charlottesville/NRAO/Stony Brook University)].

(E/S0/Sa, galaxias cuya luminosidad está dominada por una componente esferoidal con poca formación estelar) y galaxias de tipo tardío (Sb/Sc/Irr, galaxias cuya luminosidad está dominada por un disco que forma estrellas activamente).

Tras la primera clasificación de Hubble, y gracias al aumento en el número de galaxias conocidas, se hizo patente la necesidad de ampliar y mejorar el esquema existente. Las modificaciones principales se deben a Gérard de Vaucouleurs, que introdujo nuevas espirales tardías (Sd, Sm, Im), la transición entre espirales barradas y no barradas (SAB) y la naturaleza de los anillos (tipos r y s). Además aparecieron tipos de transición entre los iniciales de Hubble (p. ej., S0/a, Sab, Sbc) y se hizo necesaria la definición de las galaxias peculiares: galaxias no irregulares que presentan alguna característica notable, como colas de marea, conchas o anillos polares. Muchas de estas peculiaridades son debidas a interacciones y fusiones entre galaxias (Fig. 1.3).

Llegados a este punto no podemos olvidar que la secuencia de Hubble se definió a partir de las imágenes de las galaxias en placas fotográficas y que, por tanto, está referida a la morfología de las mismas en bandas ópticas azules. Al observar las galaxias en otras longitudes de onda vemos otros aspectos de su estructura (Fig. 1.4): en el infrarrojo medio vemos la morfología del polvo y el medio interestelar (Pahre et al. 2004; Bendo et al. 2007), en el infrarrojo cercano domina la contribución de la componente estelar (Jarrett 2000), mientras que el ultravioleta traza las zonas de formación estelar más intensa (Gil de Paz et al. 2007). Debido a esto es importante conocer en qué rango del espectro vemos las galaxias para así evitar conclusiones erróneas sobre su morfología, especialmente cuando se

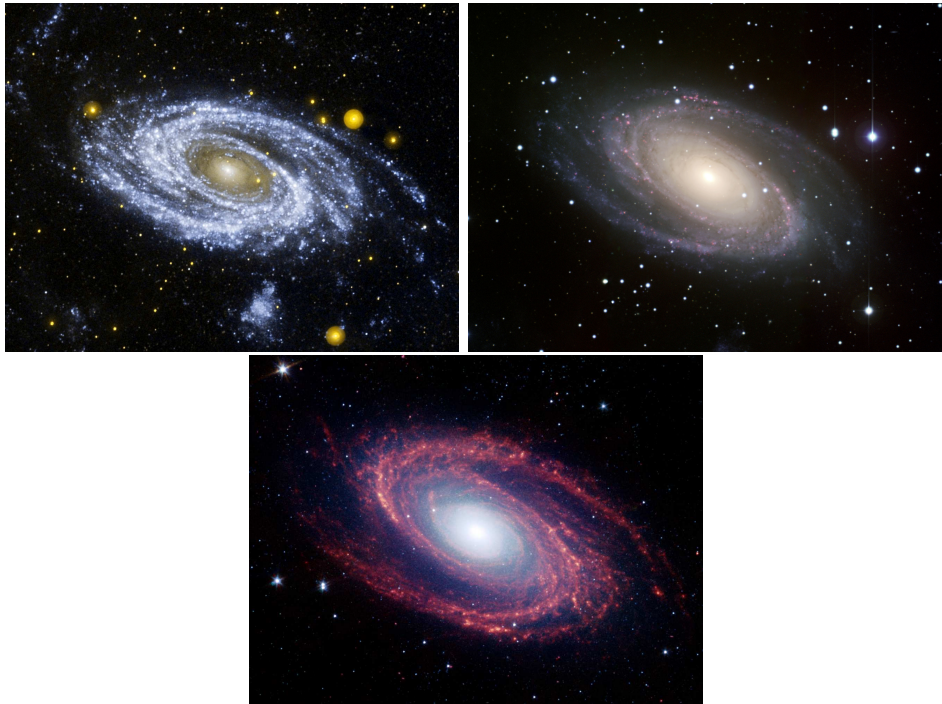


Figura 1.4: M81 vista en diferentes longitudes de onda: ultravioleta con *GALEX* (arriba a la izquierda, [NASA, JPL-Caltech, Galex Team, J. Huchra et al. (Harvard CfA)]), óptico (arriba a la derecha, [Jonathan Irwin, DSS2 (INT)]) e infrarrojo cercano con *SPITZER* (abajo, [NASA/JPL-Caltech/S. Willner (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics)]).

trabaja a alto desplazamiento al rojo y las bandas ultravioletas son visibles en el óptico.

Una vez que contamos con un sistema para clasificar las galaxias morfológicamente surge la pregunta, ¿cómo se relacionan las propiedades de las galaxias con su tipo morfológico? Se conocen varias relaciones, entre las que cabe destacar:

- La densidad superficial de gas y la masa de gas respecto a la masa total de la galaxia aumenta con el tipo de Hubble (Roberts & Haynes 1994).
- El color  $B - V$  disminuye con el tipo de Hubble (Roberts & Haynes 1994). Esto nos indica que los tipos tempranos están dominados por poblaciones viejas, mientras que los tardíos lo están por poblaciones jóvenes. Se tratará con más detalle los colores de las galaxias en la sección 1.2.
- La relación densidad/morfología (Dressler 1980) nos dice que las galaxias elípticas y lenticulares son más abundantes en entornos densos (p. ej., centros de cúmulos).
- La masa de las galaxias tempranas es, en media, mayor que la masa de las galaxias tardías (Conselice 2006a; Bamford et al. 2009).

Debido al significado físico de la secuencia de Hubble, conocer cómo y cuándo las galaxias han adquirido su morfología es clave para entender la evolución galáctica.

### 1.1.1. Índices morfológicos automáticos

Los actuales muestreos extragalácticos, como por ejemplo AEGIS<sup>1</sup> (Davis et al. 2007), COMBO-17<sup>2</sup> (Wolf et al. 2003), COSMOS<sup>3</sup> (Scoville et al. 2007), GOODS<sup>4</sup> (Giavalisco et al. 2004), SDSS<sup>5</sup> (Adelman-McCarthy et al. 2006), SWIRE<sup>6</sup> (Lonsdale et al. 2003) o ALHAMBRA<sup>7</sup> (Moles et al. 2008), presentan miles o cientos de miles de galaxias, por lo que la inspección visual de todas estas fuentes para realizar una clasificación morfológica a nivel profesional es inviable. Una solución es dejar la clasificación en manos del usuario de Internet, lo cual disminuye el tiempo empleado en la clasificación de forma considerable. Esta solución ha sido aplicada por el proyecto GALAXY ZOO<sup>8</sup> sobre imágenes del SDSS, clasificando unas cien mil galaxias en elípticas, espirales e irregulares (Lintott et al. 2008).

La otra opción es obtener índices morfológicos automáticos a partir de las imágenes de las galaxias. Estos índices son representativos de la distribución de luz de la galaxia y nos informan de su morfología, permitiendo realizar estudios sistemáticos con un coste menor en tiempo. Además, los posibles sesgos son comprensibles y tratables gracias a simulaciones. Estos índices pueden ser paramétricos o no paramétricos. Los índices paramétricos presuponen una relación funcional en la distribución de luz de la galaxias. Un ejemplo sencillo es la ley de Sérsic (Sersic 1968):

$$I(r) = I(0)e^{-b_n(r/r_e)^{1/n}}, \quad (1.1)$$

donde  $I(r)$  representa la distribución radial de intensidad de la galaxia,  $I(0)$  es la intensidad central,  $r_e$  es el radio efectivo de la galaxia,  $n$  es el índice de Sérsic y  $b_n$  es una constante que depende de  $n$  y se escoge de tal forma que la mitad de luz de la galaxia esté dentro del radio efectivo. Para  $n = 4$  se obtiene un perfil de de Vaucouleurs,

$$I(r) = I(0)e^{-7.67(r/r_e)^{1/4}}, \quad (1.2)$$

mientras que para  $n = 1$  la ecuación (1.1) se reduce a un perfil exponencial típico de un disco,

$$I(r) = I(0)e^{-(r/h)}, \quad (1.3)$$

donde  $h$  representa la longitud de escala del disco. Es bien conocido que el índice de Sérsic está correlacionado con el tipo de Hubble, siendo mayor para las galaxias tempranas (Andredakis et al. 1995). Un criterio de selección utilizado habitualmente en la literatura consiste en considerar como tipos tempranos aquellas galaxias con  $n > 2 - 2.5$  y como tipos tardíos aquellas con un índice de Sérsic menor (p. ej., Strateva et al. 2001; Driver et al. 2006; Mandelbaum et al. 2006; Pannella et al. 2006; Trujillo et al. 2007).

Una mejora sustancial en este procedimiento consiste en realizar una descomposición bulbo-disco. Estas descomposiciones son más realistas y suponen que la galaxia presenta

<sup>1</sup><http://aegis.ucolick.org/index.html>

<sup>2</sup><http://www.mpia.de/COMBO/>

<sup>3</sup><http://cosmos.astro.caltech.edu/>

<sup>4</sup><http://www.stsci.edu/science/goods/>

<sup>5</sup><http://www.sdss.org/>

<sup>6</sup><http://swire.ipac.caltech.edu/swire/swire.html>

<sup>7</sup><http://www.iaa.es/alhambra>

<sup>8</sup><http://www.galaxyzoo.org>



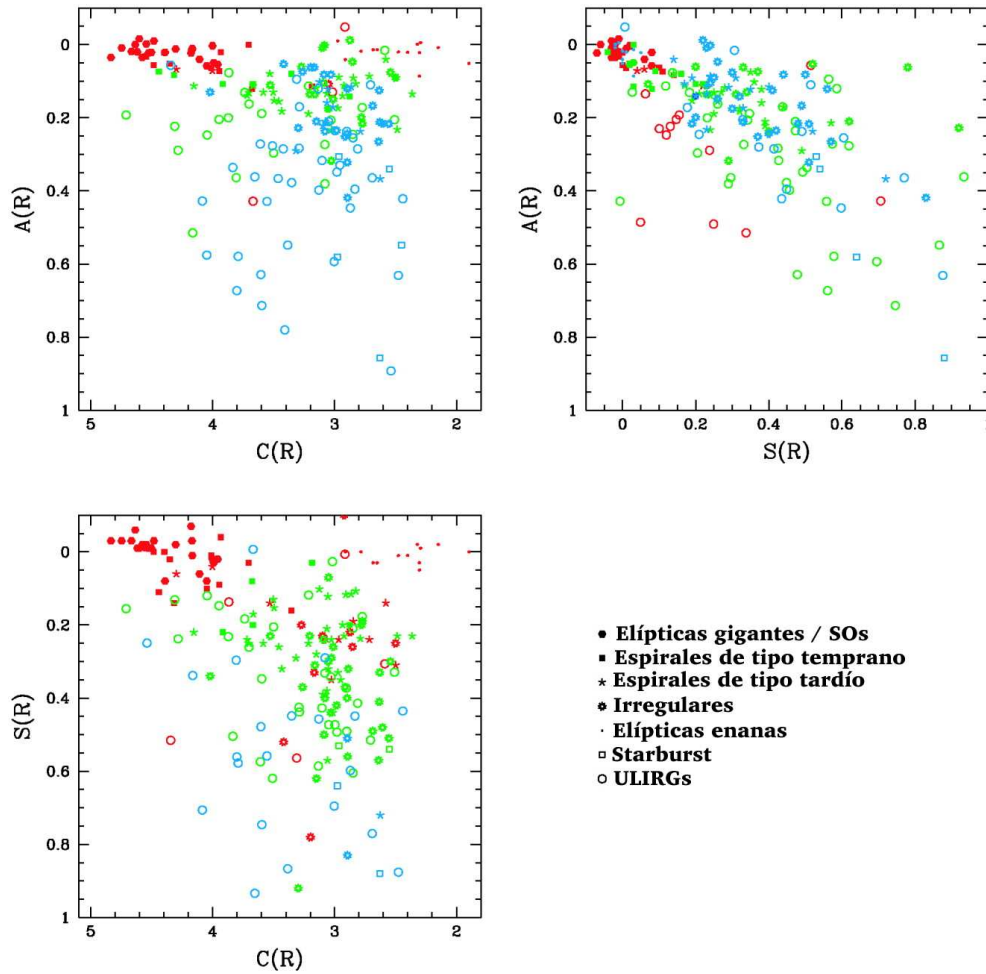


Figura 1.5: Distribución de los tipos de Hubble en el espacio CAS. Vemos como cada tipo morfológico ocupa un volumen definido en este espacio, lo que permite el estudio sistemático de galaxias a alto  $z$  en los grandes muestreos actuales [Conselice 2003].

un disco exponencial, ecuación (1.3), y un bulbo central descrito por la ecuación (1.1). El siguiente paso en complejidad es la descomposición de la imagen en dos dimensiones en varias componentes, como disco, bulbo o barra. Este procedimiento ha sido implementado en los últimos años en programas como GALFIT<sup>9</sup> (Peng et al. 2002), GIM2D<sup>10</sup> (Simard 1998, ver Häussler et al. 2007 para una comparación entre ambos métodos) o GASP2D (Méndez-Abreu et al. 2008), permitiendo el estudio de la relación  $B/T$  o la fracción de barras en el Universo local.

Otra posibilidad son los índices no paramétricos. Estos índices no presuponen ninguna relación funcional en la distribución de luz de las galaxias, pero se escogen para representar alguna propiedad fundamental de las mismas. Ejemplos de este tipo de índices son la concentración ( $C$ , Abraham et al. 1994), la asimetría ( $A$ , Abraham et al. 1996), el "cumpliness"

<sup>9</sup><http://users.ociw.edu/peng/work/galfit/galfit.html>

<sup>10</sup><http://www.hia-ihc.nrc-cnrc.gc.ca/STAFF/lst/gim2d/>

( $S$ , Conselice 2003), el índice de Gini ( $G$ , Abraham et al. 2003), el índice  $M_{20}$  (Lotz et al. 2004) o el "bumpiness" ( $B$ , Blakeslee et al. 2006). A lo largo de esta tesis se utilizará el sistema CAS (Conselice 2003), formado por los tres primeros índices aquí expuestos:

- **Concentración** ( $C$ ). Se define mediante la siguiente fórmula:

$$C = 5 \cdot \log \left[ \frac{r(80\%)}{r(20\%)} \right], \quad (1.4)$$

donde  $r(80\%)$  y  $r(20\%)$  representan el radio que encierra, respectivamente, el 80% y el 20% de la curva de luz de la fuente en unidades de 1.5 radios inversos de Petrosian. Para más información sobre el cálculo de este índice ver Bershady et al. (2000). Este índice cuantifica como de concentrada está la luz de la galaxia, y por tanto disminuye con el tipo de tipo de Hubble. También se encuentra una correlación con la masa: las galaxias más masivas tienen un índice  $C$  mayor (Conselice 2006a).

- **Asimetría** ( $A$ ). Se define como:

$$A = \frac{\sum |I_0 - I_{180}|}{\sum |I_0|} - \frac{\sum |B_0 - B_{180}|}{\sum |I_0|}, \quad (1.5)$$

donde  $I_0$  e  $I_{180}$  son la imagen original y la rotada  $180^\circ$ , respectivamente,  $B$  hace referencia a una imagen de cielo en la que no hay fuentes conocidas y el sumatorio recorre todos los píxeles de las imágenes. Para más detalles sobre el cálculo de la asimetría ver Conselice et al. (2000). Este índice cuantifica lo distorsionada que está la distribución de luz de la fuente, y se ha utilizado con frecuencia en la literatura, así como en este trabajo de tesis, para identificar sistemas en proceso de fusión (Conselice 2003; Bridge et al. 2007; Conselice et al. 2009; López-Sanjuan et al. 2009a; López-Sanjuan et al. 2009b).

- **"Cumpliness"** ( $S$ ). Se define como la diferencia entre la imagen original y aquella que solo tienen en cuenta las variaciones en intensidad de baja frecuencia, normalizada a la imagen original:

$$S = 10 \sum \frac{I_0 - I_0^\sigma - B_0}{I_0}, \quad (1.6)$$

donde  $I_0$  es la imagen original,  $B_0$  la imagen de cielo y  $I_0^\sigma$  la imagen tras tratarla con un filtro Gaussiano de varianza  $\sigma$ . Este índice cuantifica lo focalizada que está la distribución de luz de la fuente, y está relacionado con la emisión total en  $H_\alpha$  de las galaxias (Conselice 2003).

Una de las características del sistema CAS es que los tipos de Hubble ocupan volúmenes bien definidos en el espacio de los tres índices (Fig. 1.5). Esto permite usar estos índices, una vez calibrados para tener en cuenta las características de las imágenes y el  $z$  de estudio, para realizar clasificaciones morfológicas y estudiar como evoluciona la morfología de las galaxias con el desplazamiento al rojo.

Los índices automáticos, a pesar de sus ventajas, también presentan inconvenientes. El más importante es la necesidad de contar con imágenes de alta resolución espacial y buena

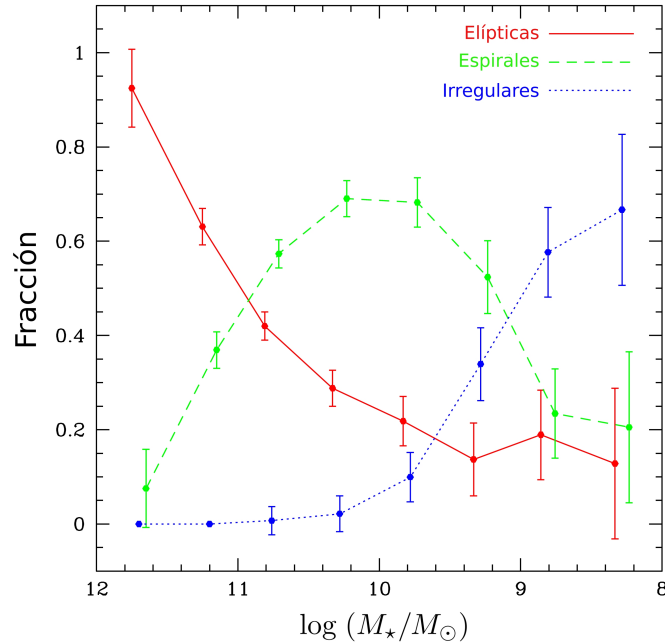


Figura 1.6: Fracción de los distintos tipos morfológicos en función de la masa en el Universo local. Vemos como las galaxias elípticas son las más masivas. Las galaxias utilizadas en el estudio pertenecen al Third Reference Catalogue of Bright Galaxies (de Vaucouleurs et al. 1991) [Conselice 2006a].

relación señal a ruido ( $S/N$ ) en estudios a  $z$  intermedio y alto, algo que, a día de hoy, sólo puede proveer el Telescopio Espacial Hubble<sup>11</sup> (*HST*) y, desde tierra, telescopios que cuenten con óptica adaptativa. Este último caso está limitado a un número pequeño de objetos, por lo que es útil para el estudio morfológico de galaxias concretas. Destacar que, tanto en la morfología visual como en la automática, las clasificaciones morfológicas de las galaxias a medio y alto  $z$  son sencillas, distinguiéndose tan solo entre tipos tempranos/esferoides, tipos tardíos/discos y fusiones.

### 1.1.2. La morfología de las galaxias en el Universo local

El primer paso a la hora de estudiar la evolución morfológica de las galaxias es conocer cómo son en el Universo local. En la Tabla 1.1 podemos ver que porcentaje de galaxias de campo pertenecen a cada tipo morfológico para dos luminosidades distintas,  $M_B \leq -20$  y  $M_B \leq -22$  (Conselice 2006a). Podemos ver como el porcentaje de tipos tempranos se mantiene constante ( $\sim 55\%$ ), mientras que las galaxias elípticas triplican su contribución en la muestra brillante, pasando de un 7% a un 19%. El porcentaje de espirales, sin embargo, disminuye de un 75% a un 69%.

Cuando se estudia la morfología en función de la masa se observa una tendencia similar.

<sup>11</sup><http://hubblesite.org/>



Tabla 1.1: Morfología de las galaxias del Universo local

Morfología	$M_B \leq -22$	$M_B \leq -20$
E	19 %	7 %
S0	10 %	15 %
Espirales tempranas	25 %	36 %
Espirales tardías	44 %	39 %
Irr	2 %	2 %

En la Figura 1.6 vemos como el porcentaje de galaxias elípticas en el Universo Local aumenta con la masa estelar, siendo la población dominante a  $M_\star \gtrsim 10^{11} M_\odot$ . Por el contrario, las galaxias espirales predominan en masas intermedias,  $10^9 M_\odot \lesssim M_\star \lesssim 10^{11} M_\odot$ , mientras que las irregulares lo hacen para masas bajas,  $M_\star \lesssim 10^9 M_\odot$  (Conselice 2006a; Bamford et al. 2009). Cuando realizamos el estudio en tipos tempranos y tardíos, la tendencia también es clara: un 40 % de las galaxias con  $M_\star \sim 10^{10} M_\odot$  son de tipo temprano, mientras que este porcentaje sube hasta un 80 % para galaxias con  $M_\star \sim 10^{11} M_\odot$  (Mandelbaum et al. 2006). Además,  $\sim 22\%$  de la masa estelar del Universo local está confinada en galaxias elípticas, una fracción que aumenta hasta el  $\sim 75\%$  cuando hablamos de esferoides (E, S0 y bulbos), mientras que los discos contribuyen solamente con un  $\sim 25\%$  (Renzini 2006). Por tanto, las galaxias de tipo temprano son las más masivas del Universo local y, además, contienen la mayor parte de la masa estelar, por lo que entender su formación es fundamental en el contexto general de la evolución galáctica.

### 1.1.3. Esferoides en el Universo local: galaxias E/S0 y los bulbos de espirales

En esta sección se resumen las principales características de las galaxias E/S0 y su relación con los bulbos de las galaxias espirales. Las galaxias E/S0 del Universo local presentan varias relaciones que ayudan a comprender cuándo se formaron este tipo de galaxias:

- **Las relaciones color-magnitud y color- $\sigma$ .** La relación color-magnitud (Baum 1959; Sandage & Visvanathan 1978) dice que las galaxias más brillantes son también las más rojas, mientras que la relación color- $\sigma$  dice que las galaxias con mayor dispersión de velocidades central  $\sigma$  son las más rojas (p. ej., Bower et al. 1992). Lo más destacado de estas dos relaciones es la baja dispersión de las mismas, hecho que fue utilizado por Bower et al. (1992) para estimar el  $z$  de formación de las elípticas de los cúmulos de Virgo y Coma, obteniendo  $z_f \gtrsim 2$ .
- **El plano fundamental.** Tres parámetros fundamentales relacionan la estructura y dinámica de las galaxias elípticas y los bulbos de las galaxias espirales con su contenido estelar: el radio efectivo ( $R_e$ ), la dispersión de velocidades ( $\sigma$ ) y la luminosidad ( $L$ ) o, de forma equivalente, el brillo superficial efectivo ( $I_e = L/2\pi R_e^2$ ). Las galaxias E/S0 se distribuyen en un plano en el espacio ( $R_e, \sigma, I_e$ ) de forma que  $R_e \propto \sigma^a I_e^b$ , dependiendo los exponentes  $a$  y  $b$  de la banda de observación. La proyección en el plano ( $R_e, I_e$ ) reproduce la relación de Kormendy (Kormendy 1977), mientras que la proyección en el plano ( $\sigma, L$ ) reproduce la relación de Faber-Jackson (Faber & Jackson 1976). La comparación del plano fundamental de galaxias de campo con galaxias en cúmulos

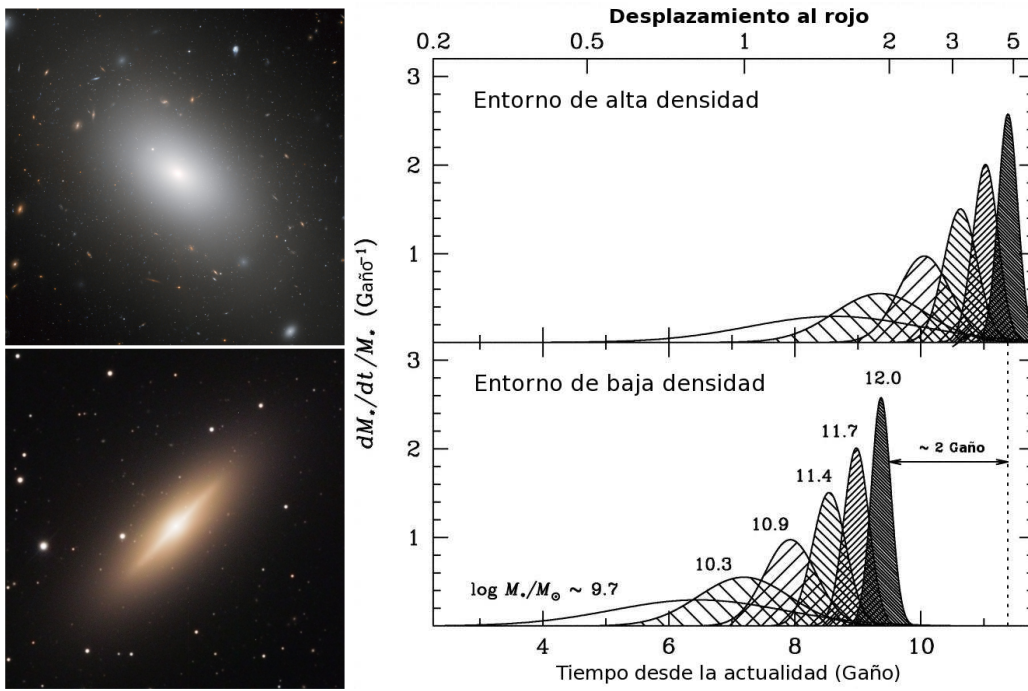


Figura 1.7: *Izquierda, arriba*: NGC 1132, una galaxia E gigante [NASA, ESA and the Hubble Heritage (STScI/AURA)-ESA/Hubble Collaboration, Johannes Schedler (Panther Observatory)]. *Izquierda, abajo*: NGC 4536, una galaxia S0 típica [Daniel Verschatse (Observatorio Antilhue, Chile)]. *Derecha*: Historia de la formación estelar en galaxias E/S0 en función de sus masas estelares  $M_*$  y del entorno. La línea de puntos marca la edad media de una galaxia de  $M_* = 10^{12} M_\odot$  en un entorno de alta densidad [Thomas et al. 2005].

implica que las galaxias de campo son  $\sim 1$  Gaño más jóvenes ( $z_f = 1 - 2$ ) que las galaxias de los cúmulos (Bernardi et al. 2006). El plano fundamental de los bulbos de las galaxias espirales es diferente del que siguen las galaxias elípticas, sugiriendo un proceso de formación diferente en ambas poblaciones (Falcón-Barroso et al. 2002; Gadotti 2009).

- **Índices espectrales.** El estudio de los índices espectrales  $Mgb$ ,  $\langle Fe \rangle$  y  $H_\beta$  de las galaxias E/S0 también proporciona claves sobre su época de formación. Debido a las correlaciones existentes entre estos índices, Thomas et al. (2005) realizaron un estudio estadístico de una población de 124 E/S0, encontrando un retraso de  $\sim 2$  Gaños entre la formación de galaxias de campo y de los cúmulos, y que las galaxias más masivas se formaron antes y más rápido que las menos masivas (Fig. 1.7). También encontraron que la metalicidad de las galaxias E/S0 es poco dependiente del entorno, siendo las E/S0 más masivas las más metálicas.

A pesar de que todas las galaxias E/S0 siguen las relaciones anteriores, pueden distinguirse dos familias bien diferenciadas (Davies et al. 1983; Kormendy & Bender 1996; Rest et al. 2001; Cappellari et al. 2007):

1. **E/S0 soportadas por dispersión.** La cinemática estelar está dominada por dispersión de velocidades, la componente esferoidal está dominada por órbitas tipo "boxy",

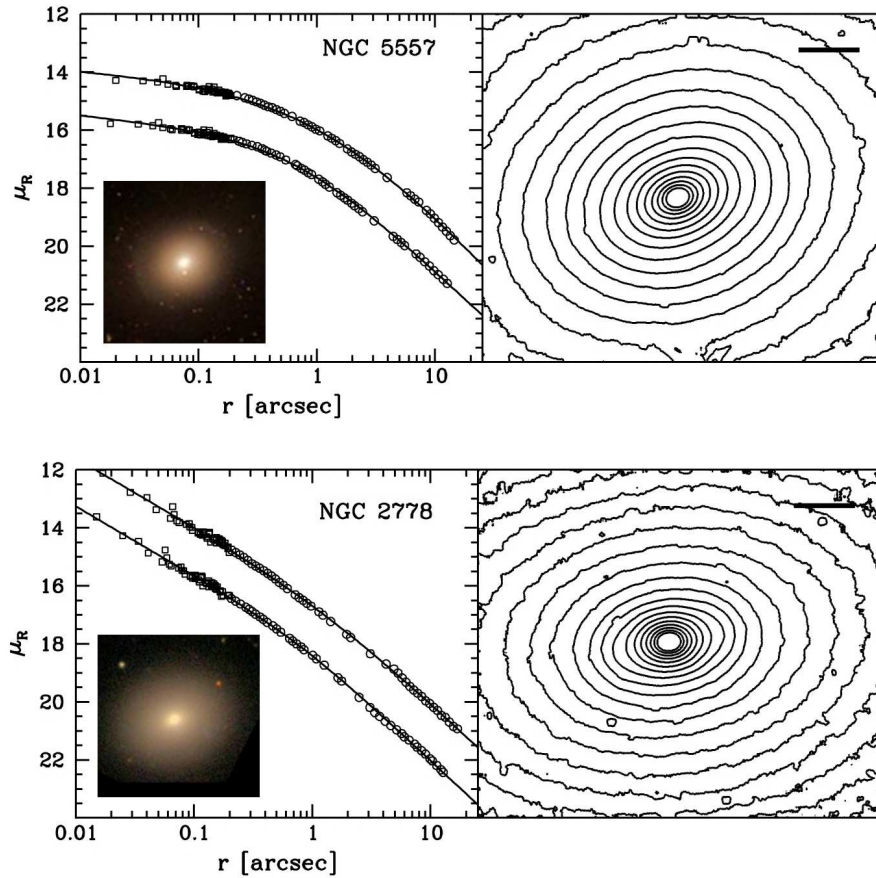


Figura 1.8: *Arriba*: NGC 5557, una galaxia elíptica soportada por dispersión. *Abajo*: NGC 2778, una galaxia elíptica soportada por rotación. En ambos casos el panel de la izquierda representa el brillo superficial en función del radio. El panel de la derecha muestra las isofotas de la galaxia, con la línea gruesa de la parte superior marcando un tamaño angular de  $5''$ . La imagen a color es una composición del SDSS [Rest et al. 2001].

sus perfiles radiales de luminosidad presenten un déficit en las partes centrales respecto al perfil de Sérsic de las zonas exteriores (Trujillo et al. 2004), son las más luminosas y masivas y presentan emisión en rayos X (Fig. 1.8, arriba). Un posible origen para estos sistemas son las fusiones entre esferoides (sección 1.5.2).

- E/SO soportadas por rotación.** La cinemática estelar está dominada por rotación, la componente esferoidal está dominada por órbitas tipo "disky", sus perfiles radiales de luminosidad quedan bien descritos por un perfil de Sérsic (Trujillo et al. 2004), son menos luminosas y masivas y presentan poca emisión en rayos X (Fig. 1.8, abajo). Un posible origen para estos sistemas son las fusiones entre galaxias de disco ricas en gas (sección 1.5.1).

Por último, y antes de pasar a la siguiente sección, es conveniente poner en contexto los bulbos de las galaxias espirales. Los bulbos, definidos como un exceso central en la



Figura 1.9: *Izquierda:* NGC 2841, una galaxia Sb con bulbo clásico [Johannes Schedler (Panther Observatory)]. *Derecha:* NGC 4536, una galaxia SBbc con pseudobulbo [Charlene and Robert Key/Adam Block (NOAO/AURA/NSF)].

distribución de luz de las galaxias espirales, pueden dividirse en dos clases principales:

1. **Bulbos clásicos.** Su perfil de luminosidad está bien descrito por un perfil de Sérsic con  $n_{\text{bulbo}} > 2$  (Fisher & Drory 2008) y su cinemática está dominada por movimientos aleatorios (Cappellari et al. 2006). Además, siguen las mismas relaciones descritas anteriormente para las galaxias E/S0 y normalmente se encuentran en espirales tempranas. NGC 2841 es un ejemplo de Sb con bulbo clásico (Fig. 1.9, izquierda).
2. **Pseudobulbos.** Su perfil de luminosidad está bien descrito por un perfil de Sérsic con  $n_{\text{bulbo}} < 2$  (Fisher & Drory 2008). Dinámicamente son discos y presentan poblaciones más jóvenes que los bulbos clásicos (Thomas & Davies 2006), por lo que se cree que son fruto de la evolución secular de las galaxias de disco (Kormendy & Kennicutt 2004). Están presentes principalmente en espirales tardías, aunque también se encuentran en algunas galaxias tempranas (Erwin et al. 2004). Dentro de esta categoría se encuentran los bulbos en caja, producidos por la aparición de movimientos perpendiculares al disco en galaxias con barras (Athanassoula 2005). NGC 4536 es un ejemplo de galaxia SBbc con pseudobulbo (Fig. 1.9, derecha).

A pesar de que estos dos tipos de bulbos parecen excluyentes entre sí, el trabajo de Erwin (2008) demuestra que algunas galaxias que presentan pseudobulbos también tienen una componente nuclear similar a un bulbo clásico.

## 1.2. Los colores de las galaxias: la secuencia roja y la nube azul

Hasta ahora este capítulo ha estado centrado en la morfología, pero en este punto es necesario introducir una propiedad complementaria y, actualmente, de igual relevancia en el estudio de la evolución galáctica: el color de las galaxias. Que las galaxias de tipo temprano son más rojas que las de tipo tardío es un hecho contrastado (p. ej., Roberts & Haynes 1994), pero con la llegada de los grandes muestreos extragalácticos del siglo XXI el color se ha tornado fundamental en el estudio de las galaxias. El trabajo de Strateva et al.

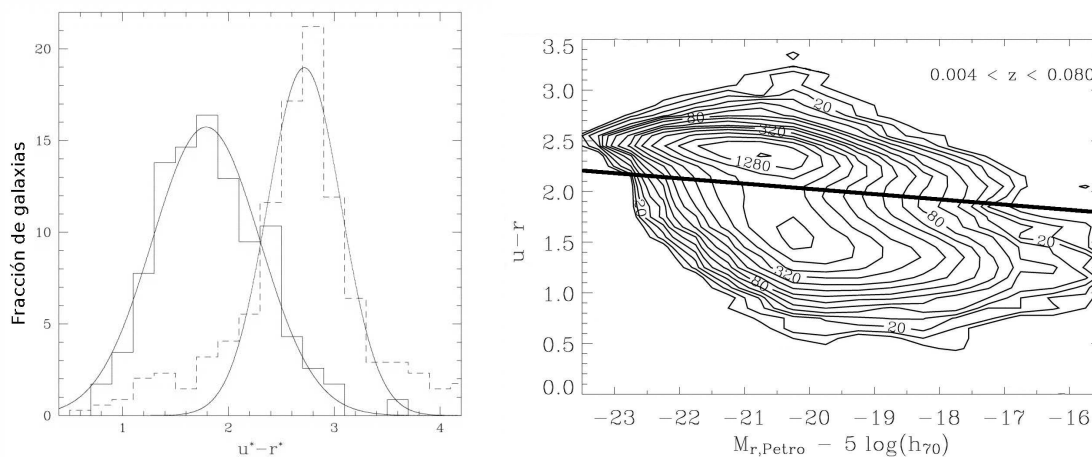


Figura 1.10: *Izquierda*: Dicotomía en color  $u' - r'$  de las galaxias del SDSS [Strateva et al. 2001]. *Derecha*: Dicotomía en el plano color  $u - r$  - magnitud absoluta  $r$  de SDSS. La línea negra marca la separación entre la secuencia roja y la nube azul [Baldry et al. 2004].

(2001), sólo posible gracias al gran volumen de datos del SDSS, marca el comienzo de la dicotomía (Fig. 1.10): las galaxias del universo local se dividen en dos familias por su color, la llamada "secuencia roja", formada principalmente por galaxias con poblaciones viejas y poca formación estelar, y la "nube azul", formada por galaxias con formación estelar intensa. Entre ambas poblaciones existen objetos de transición, muchos de ellos galaxias con núcleos activos (Silverman et al. 2008), que pueblan el llamado "valle verde".

Esta dicotomía pronto se reveló en otros aspectos de las galaxias. Por ejemplo, las galaxias rojas son las más masivas, mientras que las azules pueblan principalmente la parte menos masiva de la función de masas (Baldry et al. 2004). Por otro lado, se comprobó que la formación estelar presenta una masa característica de  $M_{\star} \sim 3 \times 10^{10} M_{\odot}$  por encima de la cual la mayor parte de las galaxias no forman estrellas, siendo las galaxias de masas menores las que dan cuenta de la formación estelar del Universo local (Kauffmann et al. 2003). La dependencia de la dicotomía en color ha sido también estudiada en función del entorno, viéndose que las galaxias rojas se encuentran preferentemente en entornos densos (Ball et al. 2008). Un resumen de estas dicotomías puede encontrarse en Ball et al. (2006).

Todo lo expuesto hasta ahora parece indicar una relación entre la secuencia roja y los tipos tempranos. Efectivamente, se comprueba que un 70 % de las galaxias rojas son tipos tempranos, mientras que el 30 % restante son galaxias espirales de canto o galaxias polvorientas con formación estelar intensa. Por otro lado, un 60 % de las galaxias tempranas son rojas, mientras que el resto presenta trazas de formación estelar (Renzini 2006). Esto indica que, a pesar de la relación entre ambas poblaciones, una evolución morfológica no implica una evolución en color, y viceversa, y pueden deberse a diferentes causas. Por tanto, el estudio de ambos aspectos es necesario y complementario.

La ventaja de una selección en color respecto a una selección morfológica se hace patente sobre todo a medio y alto desplazamiento al rojo ( $z > 0.3$ ): mientras que la selección en color es sencilla e inmediata en los grandes muestreos actuales, la selección morfológica es más compleja y necesita de la clasificación, visual o automática (sección 1.1.1), de las

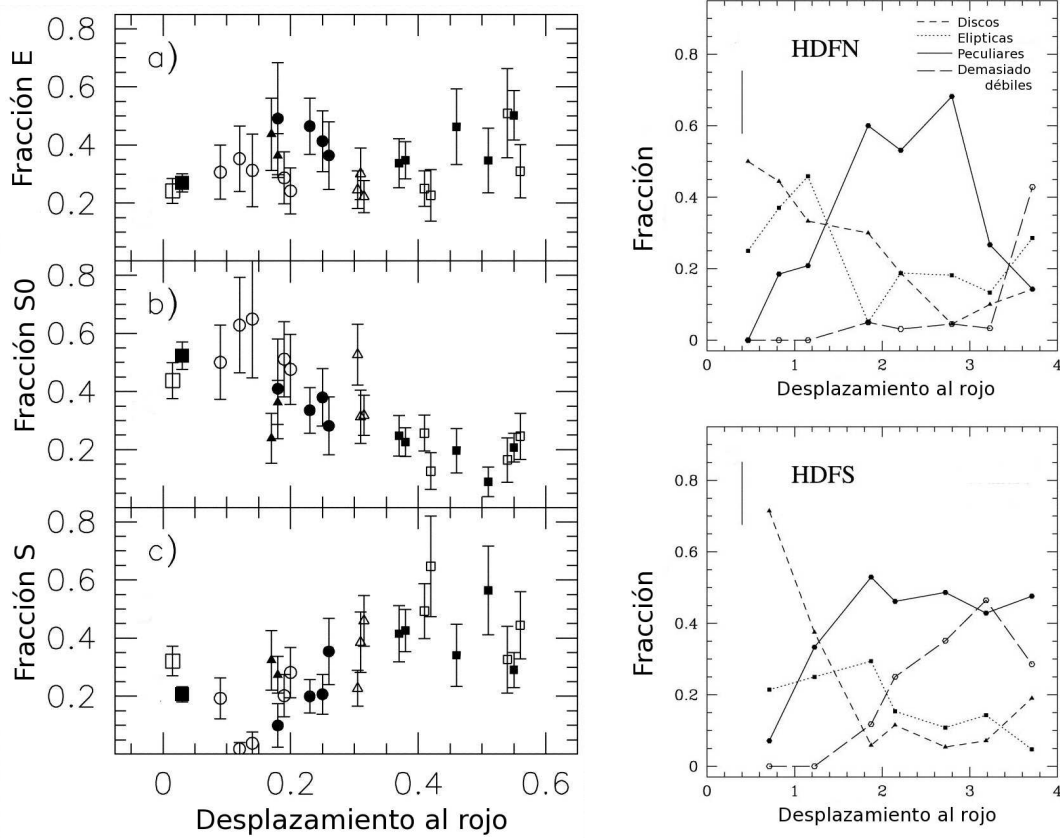


Figura 1.11: *Izquierda*: Evolución con  $z$  de la fracción de galaxias elípticas (panel a), lenticulares (panel b) y espirales (panel c) en cúmulos. Ver Fasano et al. 2000 para más detalles sobre las referencias de los datos de esta figura [Fasano et al. 2000]. *Derecha*: Evolución con  $z$  de la fracción de galaxias elípticas, de disco y peculiares (ver leyenda en la imagen superior) en galaxias de campo en el Hubble Deep Field North (arriba) y el Hubble Deep Field South (abajo). La barra vertical marca los errores típicos en los puntos. Vemos como las galaxias peculiares son la población dominante a  $z \gtrsim 1.5$  [Conselice et al. 2005].

galaxias de la muestra.

### 1.3. La evolución galáctica desde un punto de vista observacional

Una vez expuestos los procedimientos principales para estudiar la morfología de las galaxias a  $z > 0.3$ , y las propiedades morfológicas y de color de las galaxias del Universo local, el siguiente paso es estudiar la evolución de estas y otras propiedades con el desplazamiento al rojo para intentar conocer cómo y cuándo quedaron establecidos los tipos de Hubble, apareció la secuencia roja o se formaron las galaxias elípticas tal y como las conocemos hoy en día. Los trabajos al respecto son amplios, por lo que tan solo se van a resumir los hechos principales.

- El estudio morfológico de galaxias de cúmulos desde  $z \sim 1$  revela que el porcentaje

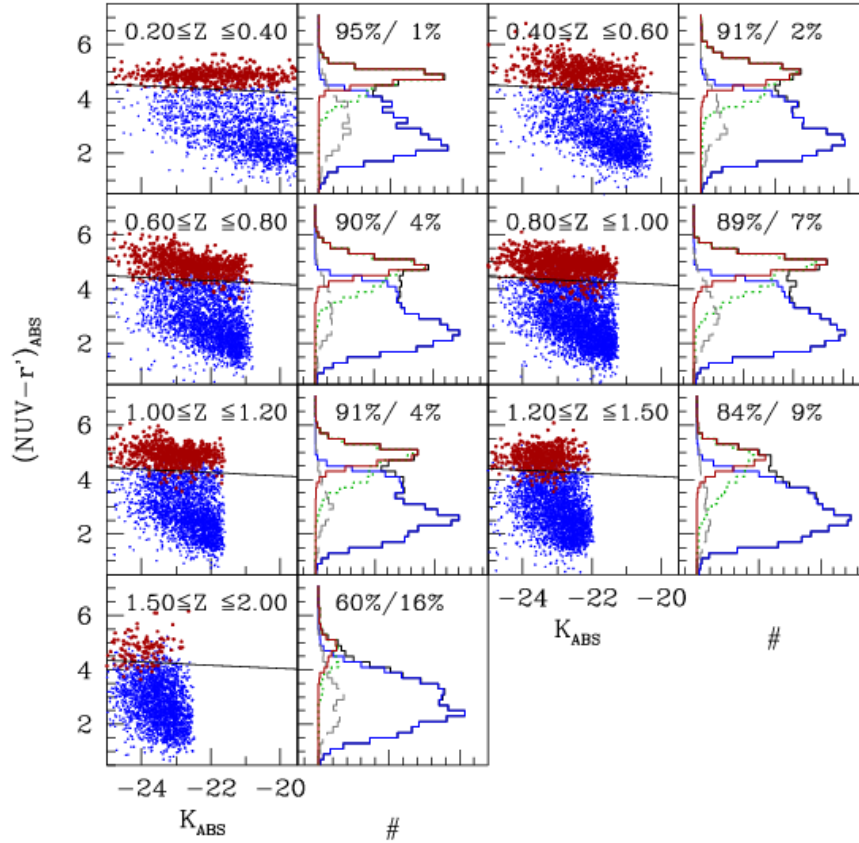


Figura 1.12: Evolución de la secuencia roja en el plano color - magnitud  $(NUV - r')$  -  $M_K$  en función del desplazamiento al rojo (intervalos marcados en cada panel). En cada panel podemos ver en azul/rojo las galaxias clasificadas como activas y sin formación estelar por sus distribuciones espectrales de energía. Los porcentajes marcan la fracción de galaxias rojas/azules en color que no forman estrellas. La línea sólida marca la separación entre la secuencia roja y la nube azul, obtenida mediante los histogramas en color  $(NUV - r')$  de la derecha. Los histogramas verdes marcan galaxias seleccionadas como rojas en  $U - B$ , mientras que los discontinuos marcan galaxias detectadas en  $24 \mu\text{m}$ . [Arnouts et al. 2007].

de elípticas es constante, el de lenticulares aumenta y el de espirales disminuye con el tiempo cósmico (Fasano et al. 2000; Smith et al. 2005, *gráfica izquierda* de la Fig. 1.11). Esto hace que los cúmulos sean más azules al aumentar  $z$  (efecto Butcher-Oemler, Butcher & Oemler 1984; Andreon et al. 2004) y que se proponga la transformación espiral-lenticular para explicar las tendencias observadas (p. ej., Bedregal et al. 2006; Barr et al. 2007).

- El porcentaje de galaxias de campo irregulares/peculiares aumenta con el desplazamiento al rojo, mientras que el de discos y esferoides disminuye (p. ej., Cassata et al. 2005; Conselice et al. 2005; Elmegreen et al. 2005). En este sentido, la mayoría de las galaxias son irregulares/peculiares a  $z \gtrsim 1.5$  (*gráfica derecha* de la Fig. 1.11). Esta evolución en los tipos morfológicos no es debida al estudio de la morfología en



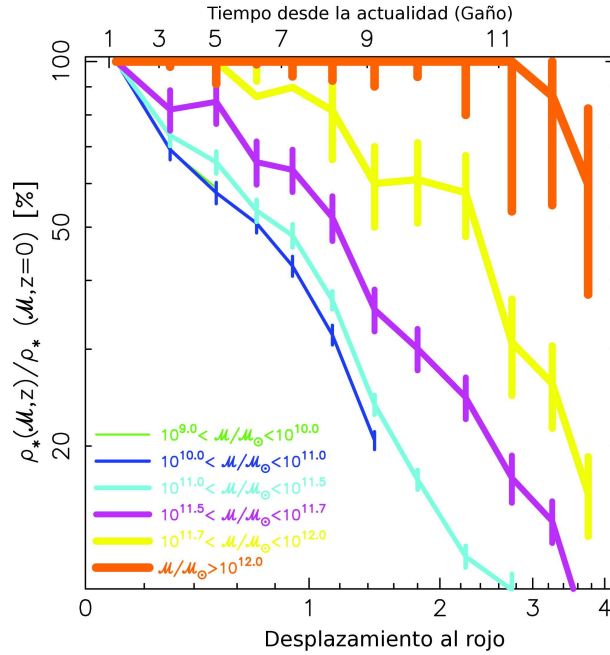


Figura 1.13: Porcentaje de masa estelar ensamblada en función del desplazamiento al rojo para galaxias de diferentes masas (ver leyenda en la figura). Vemos como todas las galaxias más masivas,  $M_* > 10^{11.7} M_\odot$ , están prácticamente formadas a  $z \sim 1$ , mientras que solo un 50%-60% de las menos masivas lo están al mismo desplazamiento al rojo. Es el fenómeno conocido como "downsizing" [Pérez-González et al. 2008].

el rango ultravioleta a  $z > 1.2$  (a desplazamientos al rojo mayores las bandas ópticas detectan el rango ultravioleta en reposo de la galaxia), ya que los estudios a alto  $z$  se han realizado en bandas infrarrojas. Por otra parte, el porcentaje de galaxias E/S0 es aproximadamente constante desde  $z \sim 1$  y consistente con una evolución pasiva (Smith et al. 2005; Zucca et al. 2006; Ilbert et al. 2006; Cresci et al. 2006; van der Wel et al. 2007).

- La aparición de la secuencia roja se produce a  $z \gtrsim 1.5$  (Arnouts et al. 2007; Cirasuolo et al. 2007; Cassata et al. 2008; Ilbert et al. 2009b, Fig. 1.12), y ya existen galaxias masivas de  $M_* > 10^{11} M_\odot$ , dominadas por poblaciones viejas, a  $z \sim 2.3$  (Kriek et al. 2008).
- La formación estelar se concentra en galaxias de mayor masa al aumentar el desplazamiento al rojo. Este es el fenómeno conocido como "downsizing" (Cowie et al. 1996). Del estudio de la función de masa y su evolución con  $z$  se deriva el mismo escenario (p. ej., Pérez-González et al. 2008a, Fig. 1.13), siendo las galaxias masivas las primeras en formar sus estrellas, poblando antes la secuencia roja (p. ej., Bundy et al. 2006; Puzia et al. 2007). Además, Bundy et al. (2005) sugieren también un "downsizing" morfológico: los tipos tempranos empieza a ser dominantes a masas más altas según aumenta  $z$ , aunque la evolución en color y morfología no es equivalente.
- La evolución de la función de luminosidad de las galaxias rojas y azules no es com-



patible con un escenario en el cual las nuevas estrellas formadas en la nube azul permanezcan en ella, pero sí con uno donde estas galaxias con estrellas jóvenes migren, por algún mecanismo, a la secuencia roja (Bell et al. 2007). Este mecanismo puede ser el agotamiento del gas y una evolución pasiva posterior, o la fusión de galaxias de la nube azul. También el estudio de Drory & Alvarez (2008) sobre la influencia de la formación estelar en la evolución de la función de luminosidad invoca la necesidad de las fusiones para explicar las tendencias observadas.

- La masa en la secuencia roja ha aumentado un factor 2 desde  $z \sim 1$  (Bell et al. 2004; Faber et al. 2007). Si esta masa proviene de la nube azul, es necesaria una transformación morfológica que puede explicarse mediante fusiones de galaxias (ver sección 1.5 para más detalles).
- El tamaño de los esferoides de una misma masa evoluciona con el tiempo: las galaxias de  $M_* \sim 10^{11} M_\odot$  han aumentado un factor 4 su tamaño desde  $z \sim 2$  (Daddi et al. 2005; Trujillo et al. 2006; Trujillo et al. 2007; Buitrago et al. 2008). De nuevo, las fusiones de galaxias son un mecanismo eficiente para explicar este fenómeno.

Alguno de los hechos anteriores pueden explicarse gracias a las fusiones de galaxias. ¿Cuál es el papel de las fusiones en las transformaciones morfológicas desde  $z \sim 1$ ? ¿Cuál es su papel en la formación de las galaxias elípticas y en los bulbos que observamos en el Universo local? ¿Son las fusiones importantes en la aparición de la secuencia roja? Estas son las principales preguntas que intentaremos responder a lo largo de la presente memoria de tesis.

### 1.4. Escenarios de formación galáctica

Como se ha visto en la sección anterior, las observaciones sugieren que las fusiones de galaxias son un fenómeno relevante en la evolución de las galaxias de tipo temprano. ¿Qué nos dicen los modelos de formación galáctica sobre las fusiones y su papel en la formación de las galaxias elípticas del Universo local?

Actualmente hay dos escenarios principales de formación galáctica: el modelo monolítico y el modelo jerárquico. Antes de entrar en detalles hay que señalar que, a pesar de las diferencias entre los dos modelos, las condiciones iniciales de ambos quedan fijadas por las observaciones cosmológicas: el colapso de los halos de materia oscura está regido por las fluctuaciones de densidad primordiales del Universo, las cuales han quedado impresas en forma de fluctuaciones de temperatura en el fondo cósmico de microondas. El estudio de estas fluctuaciones ha dado lugar a la llamada cosmología concordante, en la cual se basan la mayor parte de los modelos de evolución galáctica actuales. Algunos parámetros fundamentales en esta cosmología son la constante de Hubble,  $H_0 = 72 \pm 3 \text{ kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ , la densidad de energía oscura,  $\Omega_\Lambda = 0.74 \pm 0.03$ , la densidad de materia,  $\Omega_M = 0.26 \pm 0.03$ , la densidad de materia bariónica,  $\Omega_b = 0.043 \pm 0.002$ , o la edad del universo,  $t_H = 13.69 \pm 0.13$  Gaños (Dunkley et al. 2009).

Una vez fijada la cosmología, estudiemos con detalle como se forman las galaxias elípticas en cada uno de los modelos señalados anteriormente:

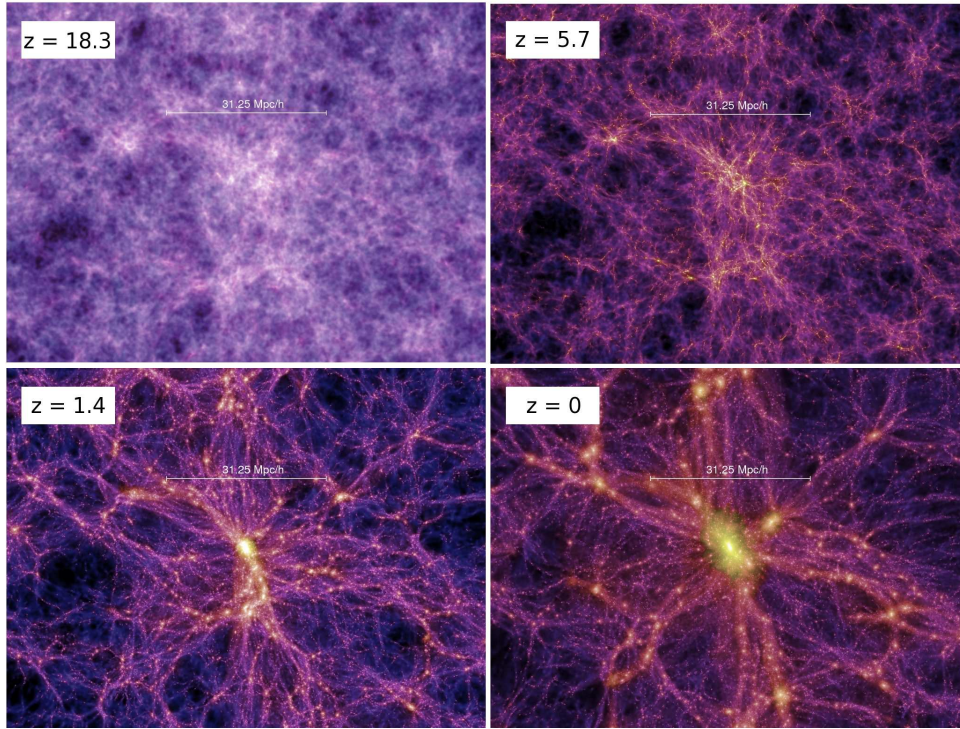


Figura 1.14: Densidad de materia oscura y su evolución con el desplazamiento al rojo. Las zonas más densas están marcadas en amarillo y las menos densas en negro. Todas las imágenes tienen una profundidad de  $15h^{-1}$  Mpc (es decir, se está visualizando un cubo proyectado). La escala en el plano de observación está indicada en las imágenes [Millennium Simulation, Springel et al. 2005].

1. **Escenario monolítico.** Propuesto por primera vez por Eggen et al. (1962) para explicar la formación de la Vía Láctea, este modelo supone que las galaxias elípticas se han formado en un único episodio de formación estelar a  $z \gtrsim 2$  a partir de nubes de gas primordiales, evolucionando después de forma pasiva hasta nuestros días (Eggen et al. 1962; Larson 1974; Chiosi & Carraro 2002, y referencias). Este modelo está en acuerdo con la edad de la componente estelar de las galaxias elípticas, su metalicidad o el plano fundamental.
2. **Escenario jerárquico.** Este modelo está basado en las simulaciones de materia oscura fría ( $\Lambda$ CDM), en las cuales los halos de materia oscura más masivos del Universo local se han formado mediante la fusión de halos de menor masa durante la historia del Universo (Press & Schechter 1974; White & Rees 1978; Blumenthal et al. 1984). En este contexto, y suponiendo que la materia oscura traza la evolución de la materia bariónica, las galaxias elípticas serían el estado final en la jerarquía de fusiones de galaxias menos masivas. Desde el punto de vista observacional, esta idea está apoyada por la presencia de peculiaridades, como conchas o núcleos en contrarrotación, en elípticas locales, la presencia de formación estelar en elípticas desde  $z \sim 1$  (Kaviraj et al. 2008, y referencias) o la evolución en tamaño de los esferoides.

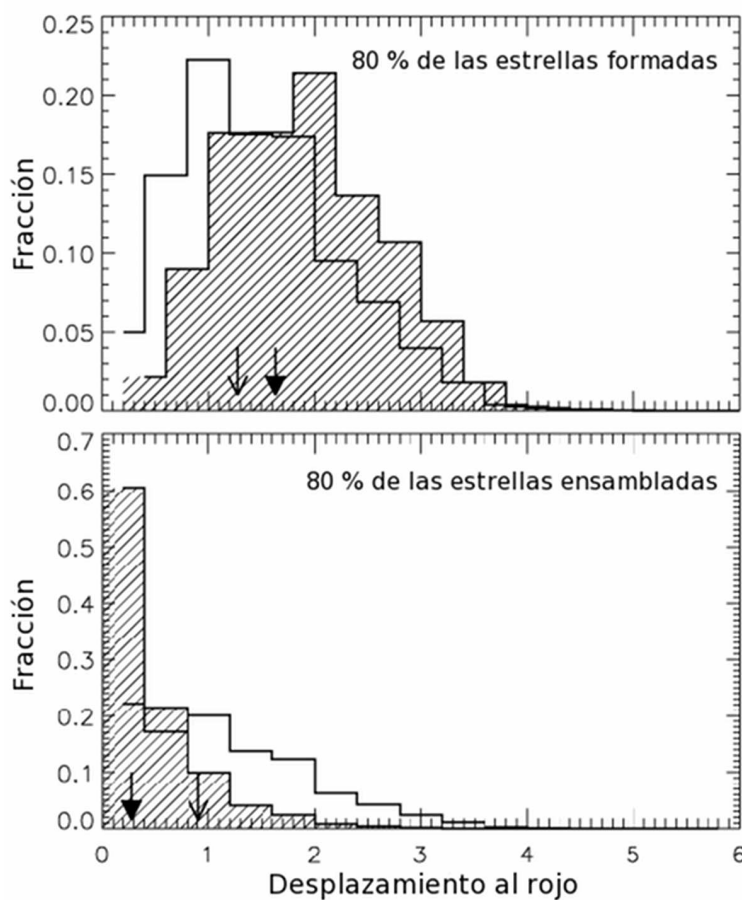


Figura 1.15: *Arriba*: época de formación del 80% de las estrellas de las galaxias elípticas en el modelo semianalítico de de Lucía et al. (2006), basado en la Millennium Simulation. *Abajo*: época en la cual el 80% de las estrellas de las galaxias elípticas están ensambladas en un solo objeto. En ambos casos el histograma a rayas es para elípticas con  $M_* > 10^{11} M_\odot$ , mientras que el histograma vacío es para elípticas con  $M_* > 10^9 M_\odot$ . Las flechas marcan la mediana de la distribución, siendo la flecha en negrita la correspondiente a las galaxias con  $M_* > 10^{11} M_\odot$ . Vemos como las galaxias masivas forman antes su estrellas que las menos masivas, pero se ensamblan más tarde por medio de fusiones [de Lucía et al. 2006].

Aunque ambos modelos parecen excluyentes entre si, es importante recalcar que los modelos  $\Lambda$ CDM se refieren a la componente oscura del universo, regida solamente por la gravedad, mientras que las galaxias están formadas por materia bariónica. Debido a esto, la disipación, la formación estelar y la retroalimentación por supernovas o núcleos activos de galaxias son fenómenos a tener en cuenta en los modelos. El modelado de la componente bariónica se realiza mediante modelos semianalíticos (SAMs), de ocupación de halos de materia oscura (HOMs) o hidrodinámicos. Todos estos modelos parten de simulaciones cosmológicas de materia oscura preexistentes, como puede ser la "Millennium Simulation"<sup>12</sup> (Springel et al. 2005, Fig. 1.14). Aunque utilizan diferentes aproximaciones, todos los modelos utilizan recetas observacionales para establecen el comportamiento de los

<sup>12</sup><http://www.mpa-garching.mpg.de/millennium/>

bariones alojados en los halos de materia oscura. Para un resumen detallado de los inicios y la evolución de los modelos  $\Lambda$ CDM y los SAMs, ver Baugh (2006). Ejemplos recientes de SAMs son los desarrollados por Bower et al. (2006) y De Lucia & Blaizot (2007); de HOM los utilizados por Hopkins et al. (2008b) y Stewart et al. (2008); y de modelos hidrodinámicos los empleados por Romeo et al. (2008) o Governato et al. (2008). Algunas predicciones de estos modelos, aún siendo jerárquicos, son que las estrellas de las galaxias más masivas se formaron antes que las de las menos masivas, pero que su ensamblaje final se produce más tarde en las más masivas mediante fusiones (De Lucia et al. 2006, Fig. 1.15), que  $\sim 50\%$  de los esferoides del Universo Local han sufrido una fusión (Parry et al. 2008), que es posible la formación de galaxias masivas a  $z > 2$  (Bower et al. 2006), o que el efecto del gas es esencial para describir las propiedades observadas en el Universo local (Hopkins et al. 2009c).

A pesar de que los modelos son capaces de reproducir gran variedad de observables, problemas como el exceso de subhalos de materia oscura (Moore et al. 1999) o que el tamaño de las galaxias de disco es demasiado pequeño debido al problema del momento angular (Burkert & D’Onghia 2004), son aún un reto para este tipo de modelos: el incremento de la resolución, la necesidad de nuevos fenómenos físicos o la posible revisión de los actuales (p. ej., suponer diferentes funciones iniciales de masa, Nagashima et al. 2005) son los siguientes pasos en la mejora de las simulaciones cosmológicas.

## 1.5. Las fusiones de galaxias en simulaciones de N-cuerpos

Una de las claves a la hora de entender el papel de las fusiones en la evolución y transformación morfológica de las galaxias son las simulaciones de N-cuerpos. Gracias a ellas se pueden predecir las características de los remanentes de las fusiones y, comparándolas con las observaciones, entender mejor los procesos físicos que determinan el estado final de una fusión. El inicio de las simulaciones de N-cuerpos lo marca el pionero trabajo de Toomre & Toomre (1972), que simulando un encuentro puramente gravitatorio de una galaxia formada por 120 partículas y una masa puntual, explicaron el origen de las colas de marea visibles en algunas galaxias peculiares. Desde entonces la complejidad de las simulaciones ha aumentado de forma proporcional a los avances en informática, manejándose ahora simulaciones hidrodinámicas de  $\sim 10^6$  partículas de materia oscura, estrellas y gas con formación estelar, evolución química o fenómenos de retroalimentación por supernovas y núcleos activos. Los trabajos referidos a simulaciones de N-cuerpos son extensos en la literatura, por lo que tan solo se van a resumir los resultados más importantes a día de hoy.

### 1.5.1. Fusiones de galaxias de disco ricas en gas

En esta sección nos centraremos en el estudio de fusiones mayores (aquellas en las que la relación en masas entre las galaxias está entre 1:1 y 1:3) de galaxias de disco ricas en gas, de las cuales podemos ver varios ejemplos observacionales en la Figura 1.16. En 1977 Toomre propuso que la fusión de dos galaxias espirales podría dar lugar a una galaxia elíptica (Toomre 1977). Desde entonces, el estudio de remanentes de fusiones apoyan esta posibilidad, ya que estos sistemas siguen correlaciones similares a las elípticas (p. ej., Genzel et al. 2001; Rothberg & Joseph 2006a; Rothberg & Joseph 2006b). Por otra parte, las propiedades fotométricas y cinemáticas de estos remanentes (p. ej., James et al. 1999) y

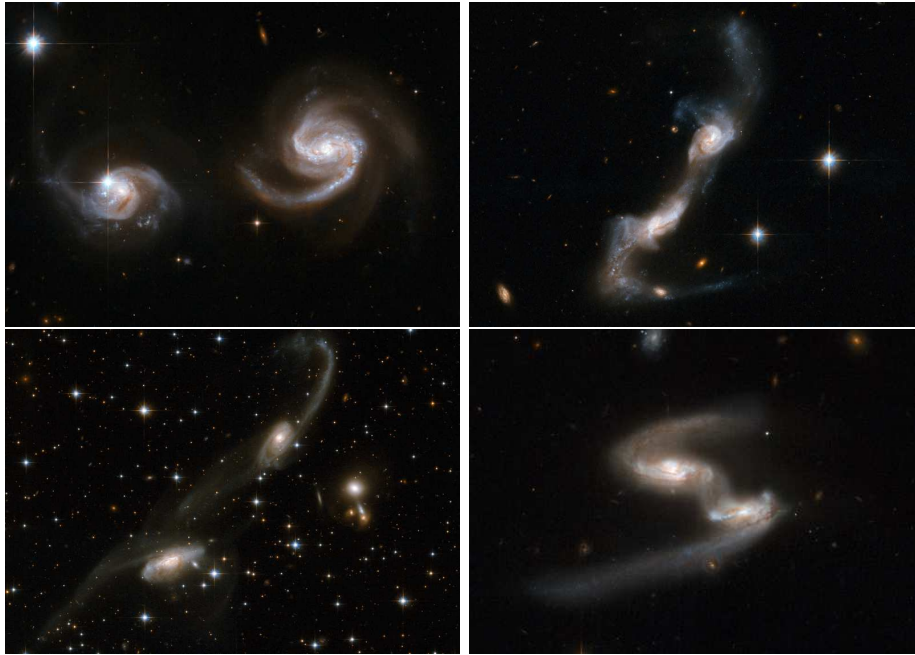


Figura 1.16: Fusiones de galaxias de disco ricas en gas. De arriba a abajo y de izquierda a derecha: NGC 6786, UGC 8335, ESO 69-6 y ESO 77-14. Las similitudes entre estas fusiones y las simulaciones de la Figura 1.17 son apreciables. Podemos ver estados más avanzados de este tipo de fusiones en la Figura 1.3 [NASA, ESA, the Hubble Heritage (STScI/AURA)-ESA/Hubble Collaboration, and A. Evans (University of Virginia, Charlottesville/NRAO/Stony Brook University)].

las simulaciones sugieren que las galaxias elípticas tipo "disky" de  $L \sim L^*$  pueden formarse gracias a fusiones mayores de galaxias ricas en gas: en una primera fase, las fuerzas de marea entre las dos galaxias producen flujos de gas hacia las partes centrales, disparando la formación estelar y alimentando los agujeros negros supermasivos centrales. La formación estelar es interrumpida posteriormente por el consumo de gas en la formación estelar, los vientos debidos a las supernovas y a la retroalimentación del agujero negro central. Esto hace que el remanente evolucione de la nube azul a la secuencia roja. La componente esferoidal central resultante es debida a la violenta relajación de la componente estelar inicial de las dos galaxias, mientras que la intensa formación estelar debida al proceso de fusión da lugar a una componente central, responsable del exceso nuclear. En la Figura 1.17 podemos ver un ejemplo de una simulación hidrodinámica de  $N$ -cuerpos de una fusión mayor (1:2) entre dos galaxias de disco ricas en gas. Para más detalles, ver Naab et al. (2006), Hopkins et al. (2008a) y Cox et al. (2008).

La importancia del gas en la evolución de los sistemas en fusión es difícil de evaluar dada la retroalimentación entre procesos gravitatorios, hidrodinámicos y de formación estelar. Las asimetrías en la distribución de velocidades en la línea de visión (LOSVD) pueden explicarse fácilmente en base a dinámica disipativa y formación estelar (Naab et al. 2006; Cox et al. 2006), si bien también pueden explicarse mediante fusiones sin gas de galaxias de disco con bulbos masivos (González-García et al. 2006). Por otra parte, la presencia de gran cantidad de gas en las galaxias de disco iniciales ( $f_{\text{gas}} \gtrsim 0.5$ ) da lugar a galaxias tempranas con



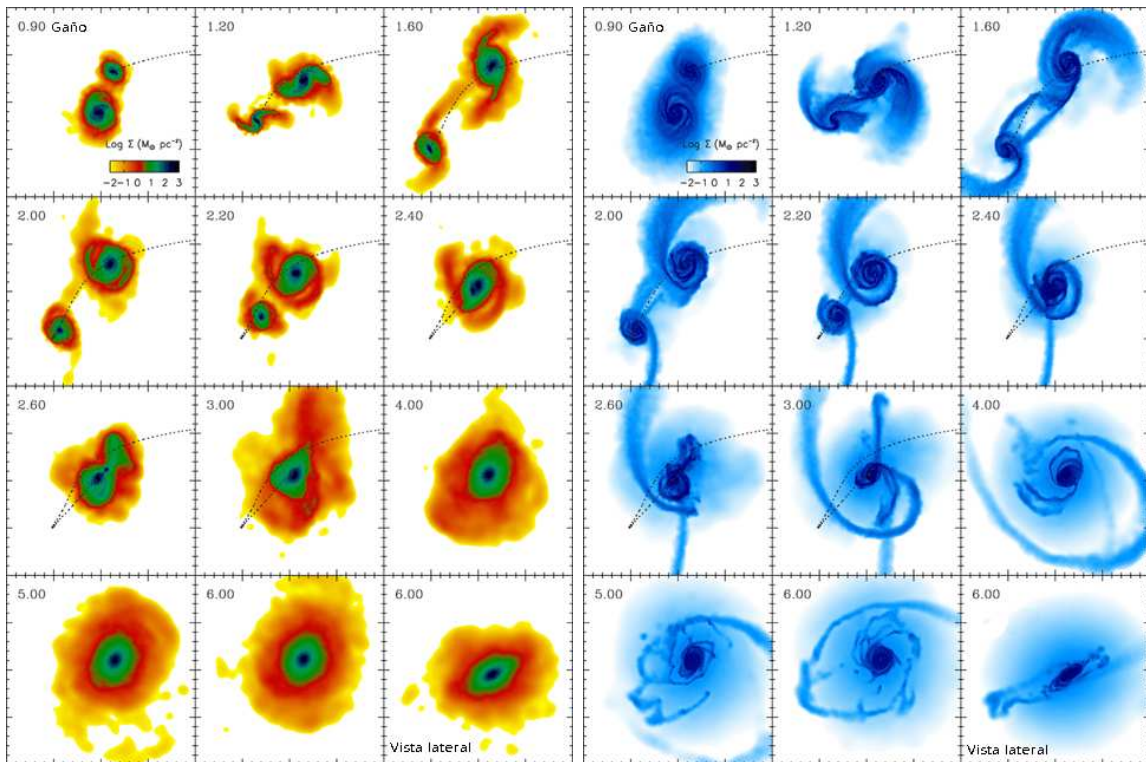


Figura 1.17: Densidad estelar (*izquierda*) y de gas (*derecha*) en una simulación hidrodinámica de N-cuerpos de una fusión mayor (1:2) entre dos galaxias de disco ricas en gas. Cada panel muestra un área de  $200 \times 200$  kpc en el plano orbital de la fusión. El tiempo desde el inicio de la fusión, en Gaños, se muestra en la parte superior izquierda de cada panel. En cada caso, el panel superior izquierdo muestra la escala de colores utilizada, mientras que el inferior derecho muestra una visión lateral del remanente de la fusión [Cox et al. 2008].

una componente de disco apreciable (p. ej., Springel & Hernquist 2005; Robertson et al. 2006a; Lotz et al. 2008b; Hopkins et al. 2008a). Este es un factor a tener en cuenta, ya que las galaxias de disco a alto  $z$ , es decir, los posibles precursores de las elípticas actuales, presentan altos porcentajes de gas (Erb et al. 2006).

El estudio de las fusiones menores (aquellas en las que la relación en masas entre las galaxias está entre 1:3 y 1:10) en galaxias de disco también nos proporcionan valiosa información. Este tipo de fusiones, al contrario que en el caso anterior, no dan lugar a un cambio dramático en la morfología y la dinámica de la galaxia de disco más masiva. Estas fusiones producen, por ejemplo, el crecimiento del bulbo (Aguerri et al. 2001; Bournaud et al. 2005; Eliche-Moral et al. 2006a), dando lugar a una conversión de tipos tardíos en tempranos o al descenso de la formación estelar. Además, su efecto acumulado puede dar lugar a galaxias elípticas típicas (Bournaud et al. 2007).

### 1.5.2. Fusiones de esferoides pobres en gas

A pesar de que las fusiones de sistemas ricos en gas son capaces de explicar la formación de esferoides de masa intermedia y la evolución entre tipos tardíos y tempranos, las propie-

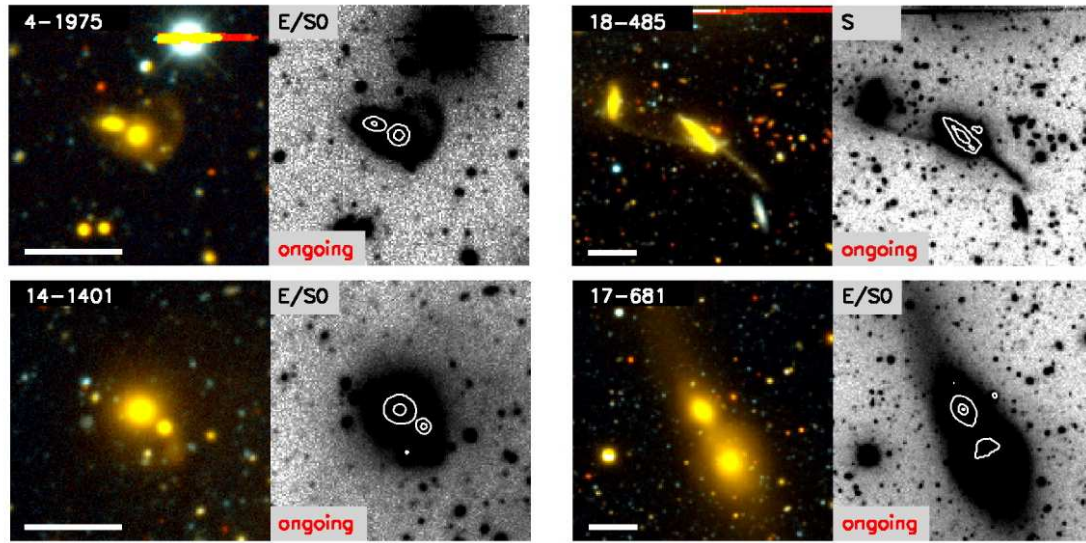


Figura 1.18: Fusiones entre esferoides. En cada panel, la imagen a color es una combinación de los filtros  $B$  y  $R$  para resaltar el color rojo de las galaxias, mientras que la imagen en blanco y negro es una combinación de los filtros  $B$ ,  $R$  e  $I$  para resaltar las estructuras de bajo brillo superficial [van Dokkum 2005].

dades de las galaxias más masivas tipo "boxy" no pueden ser explicadas mediante este tipo de fusiones. Una posible alternativa para formar este tipo de sistemas son las fusiones entre esferoides. Este tipo de fusiones han sido estudiadas observacionalmente tanto en el Universo local (van Dokkum 2005, Fig. 1.18) como a desplazamientos al rojo intermedios ( $z \sim 0.7$ , Bell et al. 2006a). Las simulaciones indican que las fusiones entre esferoides pobres en gas son capaces de reproducir el déficit en luminosidad de las partes centrales de las galaxias elípticas masivas (Hopkins et al. 2009b), así como sus componentes orbitales y cinemáticas (González-García et al. 2006; Naab et al. 2006). Además, se comprueba que las fusiones de esferoides situados en el plano fundamental dan lugar a nuevos esferoides que también se sitúan en el plano fundamental (González-García & van Albada 2003; Robertson et al. 2006b; Boylan-Kolchin et al. 2006).

Como se ha visto en esta sección, las fusiones de galaxias, tanto de sistemas ricos en gas como de esferoides, son capaces de reproducir algunas de las características de las galaxias de tipos tempranos del Universo local. Sin embargo, ¿son las fusiones lo suficientemente numerosas para dar cuenta de la evolución observada en las diferentes propiedades galácticas? En la siguiente sección se repasarán los diversos métodos observacionales utilizados para cuantificar la importancia de las fusiones en la evolución galáctica.

## 1.6. Cuantificando la importancia de las fusiones en la formación galáctica

Como se ha visto en secciones anteriores, las fusiones de galaxias actúan en la evolución morfológica y en el aumento de masa estelar de las mismas. Estas fusiones han ocurrido du-

rante toda la historia del universo, pero su relevancia en los procesos de formación galáctica sólo puede establecerse estudiando la variación del número relativo de fusiones a través del tiempo. Esta es la llamada tasa de fusiones de galaxias,  $\mathfrak{R}_m$ , y se define como el número de fusiones por unidad de tiempo y por unidad de volumen comóvil. Para determinar  $\mathfrak{R}_m$  (ecuación [1.7]) necesitamos conocer el número de sistemas destinados a sufrir una fusión,  $N_m$ , y la escala de tiempos en la cual sucede esta fusión,  $T_m$ .

$$\mathfrak{R}_m = \frac{N_m}{T_m}. \quad (1.7)$$

Observacionalmente podemos determinar  $N_m$ , mientras que solo podemos obtener una estimación de  $T_m$  a través de las simulaciones de N-cuerpos o modelos sencillos (Mihos 1995; Conselice 2006b; Kitzbichler & White 2008; Lotz et al. 2008b). Por esta razón es preferible trabajar con la fracción de fusiones, definida como el porcentaje de sistemas en fusión en una muestra de galaxias dada,

$$f_m = \frac{N_m}{N_{\text{total}}}. \quad (1.8)$$

La fracción de fusiones se puede determinar directamente con las observaciones y no presenta la incertidumbre debida a  $T_m$ . Debido a las diversas limitaciones instrumentales, la  $f_m$  se determina principalmente para fusiones mayores, siendo las fusiones menores un campo poco explorado hasta ahora.

### 1.6.1. Determinación de la fracción de fusiones

En la literatura podemos encontrar cuatro métodos para determinar la fracción de fusiones:

1. **Identificación de pares.** La fracción de fusiones se obtiene dividiendo el número de pares, definidos como conjuntos de galaxias con una diferencia en luminosidad menor a 1.5 magnitudes (esto selecciona pares con una relación de luminosidad 1:4 o mayor, es decir, aproximadamente fusiones mayores) y un radio de separación  $r_p$  menor a  $r_{\text{max}}$ , entre el número total de galaxias. Estos estudios se realizan en muestras que cuentan con desplazamientos al rojo espectroscópicos para alguna de las fuentes del par. El no contar con desplazamientos al rojo espectroscópicos para todas las fuentes obliga a realizar una corrección estadística evitar efectos de proyección. Además hay que aplicar un factor de corrección para obtener la fracción de sistemas observados que realmente sufrirán una fusión: el estudio de Patton et al. (1997) sugiere que la mitad de los pares en el universo local con velocidades relativas menores a  $350 \text{ km s}^{-1}$  se fusionarán realmente en un periodo de 0.5 Gaños, aunque hay evidencias de que esta corrección depende de la luminosidad/masa del par a estudio (p. ej., Patton & Atfield 2008). Como ejemplo de este tipo de estudio ver los trabajos de Le Fèvre et al. (2000); Bundy et al. (2004); Cassata et al. (2005); Bridge et al. (2007); Kartaltepe et al. (2007) o Rawat et al. (2008).
2. **Identificación de compañeros.** Estos estudios se realizan en muestras con desplazamientos al rojo espectroscópicos completos. Los compañeros de una galaxia dada son aquellas galaxias con una separación  $r_p$  menor a  $r_{\text{max}}$  en el plano proyectado



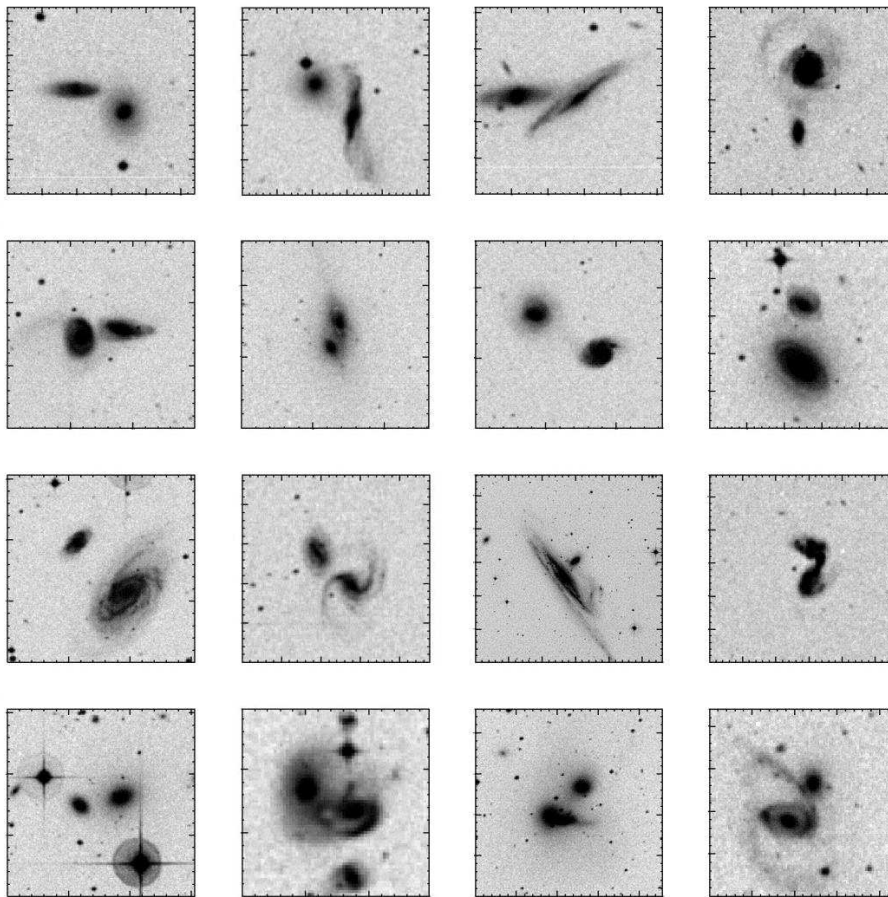


Figura 1.19: Submuestra de las 38 galaxias con un compañero cercano ( $5h^{-1} \text{ kpc} < r_p \leq 20h^{-1} \text{ kpc}$ ,  $\Delta v < 500 \text{ km s}^{-1}$ ) del estudio local de Patton et al. 2000 a  $z \sim 0.015$ . Las imágenes están sacadas del Digitized Sky Survey (DSS) y tienen  $50h^{-1} \text{ kpc}$  de lado [Patton et al. 2000].

del cielo y de  $\Delta v < \Delta v_{\text{max}}$  en el espacio de  $z$ . Típicamente se utilizan los valores  $r_{\text{max}} = 20h^{-1} \text{ kpc}$  y  $\Delta v_{\text{max}} = 500 \text{ km s}^{-1}$ , Figura 1.19. La fracción de fusiones se obtiene aplicando, de nuevo, el factor de corrección que tiene en cuenta el número de sistemas que realmente acabarán fusionándose.

Este método permite identificar con gran fiabilidad sistemas próximos de galaxias y presenta una base estadística sólida (ver Patton et al. 2000 para los detalles en la metodología), además de que nos permite conocer las propiedades de las galaxias precursoras de las fusiones, como la luminosidad, el color o la masa. Sin embargo necesitamos contar con desplazamientos al rojo espectroscópicos completos. Como ejemplo de este tipo de estudio ver los trabajos de Patton et al. (2000); Patton et al. (2002); Lin et al. (2004); Xu et al. (2004); De Propriis et al. (2005); De Propriis et al. (2007); Lin et al. (2008); Patton & Atfield (2008) o de Ravel et al. (2009).

- 3. Función de correlación.** Se determina la función de correlación a dos puntos proyectada en el plano del cielo. Tras eso, y tomando un distancia de estudio  $r_p$ , se obtiene

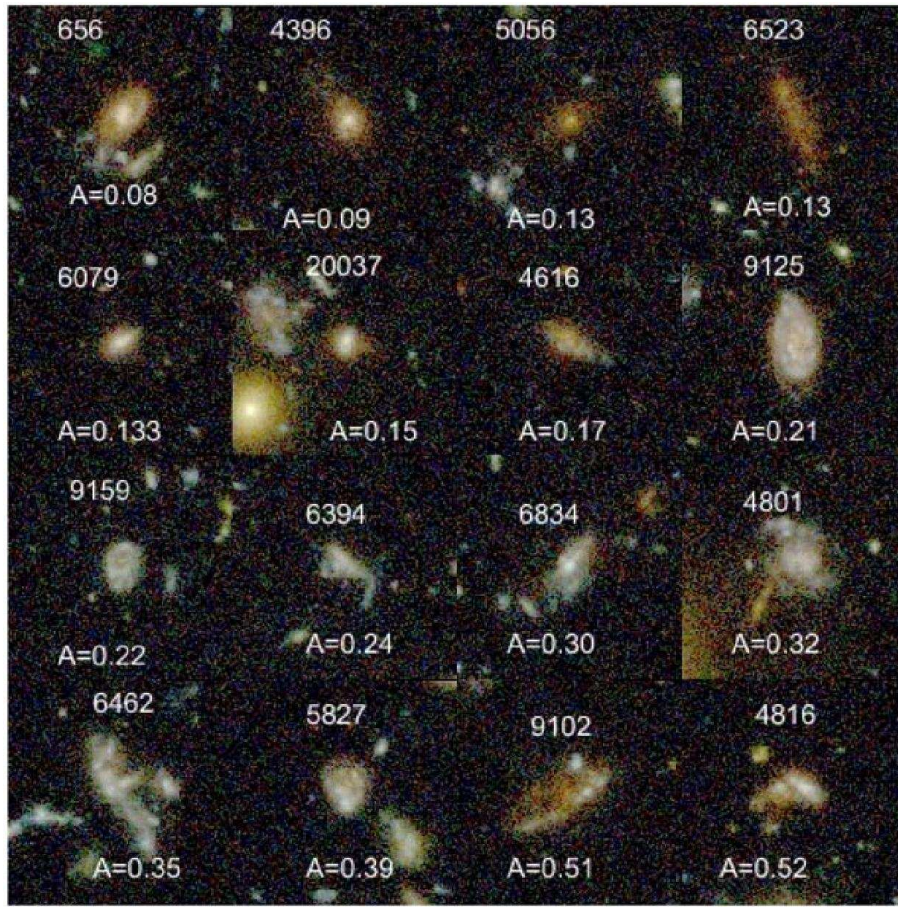


Figura 1.20: Ejemplo de galaxias con masas  $M_* > 10^{10} M_\odot$  en el intervalo  $1.2 < z < 1.6$  en el HDF. En cada imagen se muestra el índice de asimetría, determinado en la banda  $B$  en reposo, de cada galaxia. Las galaxias con  $A > 0.35$  se consideran fusiones mayores de sistemas dominados por disco [Conselice et al. 2008].

la probabilidad de encontrar una galaxia en el espacio real dentro de  $r_p$ . Esto define directamente la fracción de fusiones.

Este tipo de estudios se realizan utilizando desplazamientos al rojo espectroscópicos y fotométricos. Esto produce errores de  $\sim 30\%$  en los resultados, sobre todo cuando estamos tratando con  $r_p$  menores a los errores en  $z$  de los datos. Estudios de este tipo son los de Bell et al. (2006b), Masjedi et al. (2006) o Masjedi et al. (2008). Este método y los dos anteriores presentan el inconveniente añadido de que se pueden tomar regiones brillantes de formación estelar como galaxias compañeras, especialmente si se trabaja en bandas azules.

4. **Identificación morfológica.** En este caso se realiza una identificación morfológica de las galaxias, tomando como galaxias en fusión aquellos sistemas altamente distorsionados, con colas de marea o con doble núcleo. La fracción de fusiones se determina como el número de galaxias distorsionadas/asimétricas entre el número total de ga-

laxias.

Este método permite determinar la fracción de fusiones hasta  $z \sim 2.5$  (Conselice et al. 2003) sin la necesidad de aplicar correcciones sobre el número de sistemas en fusión observados. Sin embargo, son necesarias imágenes de *HST* para poder realizar el estudio morfológico de las fuentes. Debido a esto, se pueden evitar correcciones K morfológicas hasta  $z \sim 1.2$  si se cuenta con observaciones en el óptico (WFPC2 y ACS, Conselice et al. 2008; López-Sanjuan et al. 2009b) y hasta  $z \sim 2.5$  si se cuenta con observaciones en el infrarrojo (NICMOS). Las imágenes en las bandas *J* y *H* del Hubble Deep Field North son las únicas con resolución espacial suficiente para realizar este tipo de estudio (Conselice et al. 2003), razón por la cual esta tesis se centrará en el rango  $z \sim 1.2$  a la hora de aplicar la identificación morfológica.

Este tipo de estudios pueden realizarse mediante una inspección visual de las fuentes (Wolf et al. 2005; Kampczyk et al. 2007) o mediante el uso de índices morfológicos automáticos como el índice de asimetría (Conselice et al. 2003; Cassata et al. 2005; Bridge et al. 2007; Conselice et al. 2008, Fig. 1.20) o los índices *G* y  $M_{20}$  (Lotz et al. 2006; Lotz et al. 2008a). En el caso de utilizar índice automáticos este método es sólo sensible a fusiones mayores de galaxias de disco, ya que la corrección K y el descenso del flujo como  $(1+z)^4$  hacen que las partes débiles de las galaxias, como las colas de marea, sean poco visibles en ese rango de  $z$ . Además, no es capaz de detectar fusiones entre esferoides pobres en gas en las cuales las distorsiones en la banda *B* presentan un bajo brillo superficial.

### 1.6.2. Estudios previos sobre la fracción de fusiones

En la Figura 1.21 podemos ver una recopilación de los valores de la fracción de fusiones para galaxias  $M_* > 10^{10} M_\odot$  (Hopkins et al. 2008b). Podemos ver como la dispersión de los datos no permite distinguir entre las diferentes predicciones de los modelos, pero si es evidente la tendencia de la fracción de fusiones a aumentar con el desplazamiento al rojo. También vemos como, para  $z \lesssim 1$ , la fracción de fusiones es menor que un 10 %.

De forma tradicional se parametriza la evolución de la fracción de fusiones hasta  $z \sim 1.5$  como  $f_m(z) = f_m(0)(1+z)^m$ . Los valores del índice de fusiones  $m$  que podemos encontrar en la literatura son diversos, variando entre  $m \sim 0$  (evolución nula, por ejemplo Lin et al. 2008) y  $m \gtrsim 3$  (evolución importante, por ejemplo Lavery et al. 2004). Para un resumen de los valores del índice  $m$  en la literatura ver Kartaltepe et al. (2007) y Hsieh et al. (2008). Para desplazamientos al rojo mayores a  $z = 1.5$ , los trabajos de Ryan et al. (2008) y Conselice et al. (2008) sugieren la presencia de un máximo en la fracción de fusiones que, a partir de  $z \sim 2$ , sufre un descenso, mientras que (Lotz et al. 2006) encuentra  $f_m \sim 10\%-25\%$  en el rango  $1.5 < z < 4$ .

Señalar que la fracción de fusiones depende de la longitud de onda en la que realicemos nuestro estudio. Los trabajos de Bundy et al. (2004) y Rawat et al. (2008) encuentran que la fracción de fusiones en estudios de pares en bandas infrarrojas es menor (aproximadamente un 20 % menor a  $z \sim 0.6$ ) que en las bandas ópticas debido a la presencia de satélites poco masivos (débiles en bandas infrarrojas) con formación estelar (brillantes en las bandas ópticas). Por otra parte, el estudio de Bridge et al. (2007) en galaxias seleccionadas en 24

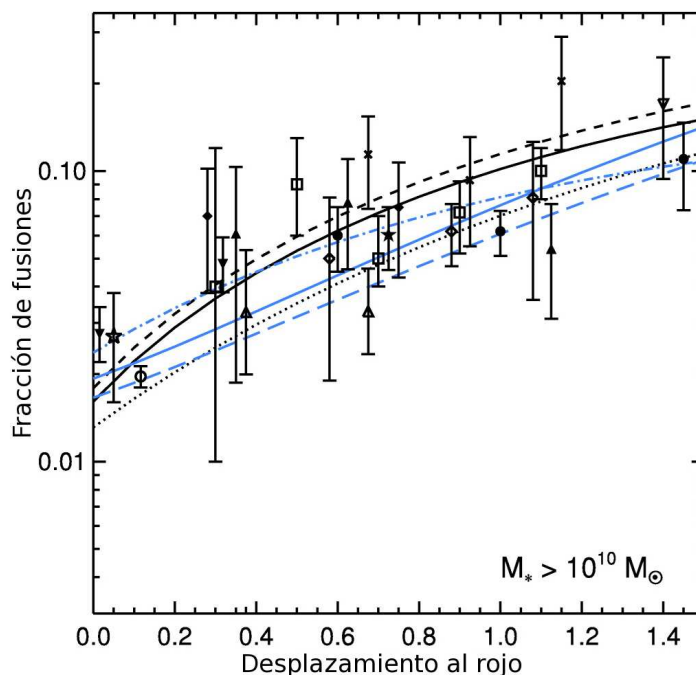


Figura 1.21: Valores de la fracción de fusiones mayores,  $f_m$ , para galaxias con  $M_* > 10^{10} M_\odot$  (en estudios en luminosidad este límite es aproximado): Patton et al. (2002, triángulos negros invertidos), Conselice et al. (2003, círculos negros), Bundy et al. (2004, triángulos negros), Lin et al. (2004, rombos blancos), Xu et al. (2004, estrella blanca), De Propris et al. (2005, círculo blanco), Cassata et al. (2005, rombos negros), Wolf et al. (2005, estrella negra), Bundy et al. (2005, triángulo blanco), Lotz et al. (2006, triángulo blanco invertido), Lotz et al. (2008, cuadrados blancos) y Bridge et al. (2007, cruces). Las diferentes líneas muestran las predicciones de varios modelos de ocupación de halos de materia oscura (HOM): las líneas negras son predicciones para estadísticas de pares cercanos y las azules para criterios morfológicos. Los distintos estilos representan distintas asunciones en los modelos y escalas de tiempo dinámicas (ver Hopkins et al. 2008b para más detalles). [Hopkins et al. 2008b].

$\mu\text{m}$  encuentra una fracción de fusiones un factor dos más alta que en estudios ópticos debido a que las galaxias distorsionadas suelen presentar violentos episodios de formación estelar (Sanders et al. 1988). El estudio de la fracción de fusiones en distintas bandas permite conocer mejor los sesgos y las características de las distintas poblaciones a estudio.

Otro aspecto importante es la selección en luminosidad o en masa de la muestra. Los trabajos de pares de Patton et al. (2000) y Lin et al. (2004) sugieren que la fracción de fusiones en muestras brillantes es menor que en muestras débiles, aunque el estudio morfológico de Conselice (2003) indica lo contrario. El estudio local de Patton & Atfield (2008) con una muestra del SDSS encuentra un máximo en la fracción de fusiones para galaxias  $\sim L^*$ , justificando la importancia de la selección en estudios de fusiones. En cuanto a la evolución, se encuentra que el índice  $m$  es menor en muestras más brillantes/masivas (Hsieh et al. 2008; de Ravel et al. 2009), mientras que el máximo en la fracción de fusiones se produce a desplazamientos al rojo menores para las galaxias menos masivas (Conselice et al. 2008).

Por otro lado, la fracción de fusiones entre esferoides,  $f_{m,EE}$ , representa un  $\sim 10\%$  de la fracción de fusiones total. La inspección visual en busca de dobles núcleos de Bell et al.

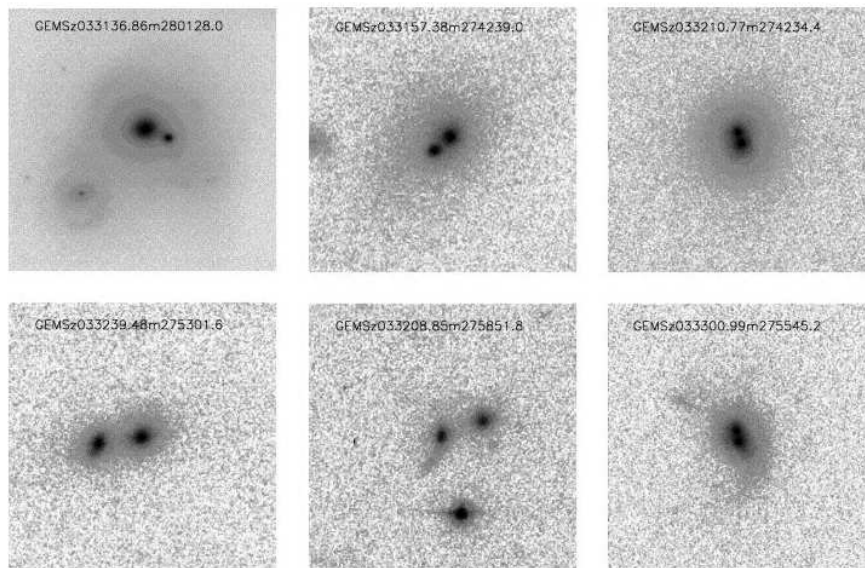


Figura 1.22: Las seis fusiones entre esferoides en el campo de COSMOS en el rango  $0.1 < z < 0.7$  [Bell et al. 2006a].

(2006a) indica que solo el 1.6% de las galaxias rojas de tipo temprano con luminosidad  $M_V < -20.5$  están sufriendo una fusión entre ellas en el intervalo  $0.1 < z < 0.7$  (Fig. 1.22). Este valor es menor que el obtenido por Lotz et al. (2008a), que mediante índices morfológicos automáticos obtiene que  $f_{m,EE} \sim 0.06$  en el rango  $0.3 < z < 1$ . Este último estudio, sin embargo, es sobre todas las galaxias rojas de su muestra (tempranas y tardías), y puede estar contaminado por fusiones de disco polvorientas. Por último, el estudio de pares de Lin et al. (2008) indica que  $f_{m,EE}(z) = 0.045(1+z)^{-0.92}$ , es decir, las fusiones entre galaxias rojas son más frecuentes al aumentar el tiempo cósmico. Lin et al. (2008) obtienen que  $f_{m,EE}(0.6) \sim 0.015$ , en buen acuerdo con el resultado de Bell et al. (2006a).

¿Cuáles son las predicciones de los modelos sobre la fracción de fusiones? Los modelos  $\Lambda$ CDM sugieren un valor de  $m \sim 2 - 3$  para la tasa de fusiones de halos de materia oscura (Governato et al. 1999; Kolatt et al. 1999; Gottlöber et al. 2001; Fakhouri & Ma 2008). Sin embargo, la materia bariónica y la materia oscura presentan comportamientos diferentes, por lo que la tasa de fusiones de galaxias no es similar a la de halos de materia oscura (p. ej., Guo & White 2008). Los trabajos de Berrier et al. (2006) y Mateus (2008) con modelos semianalíticos sugieren que la evolución en la tasa de fusiones de galaxias es menor que para halos de materia oscura,  $m \sim 1$ . En cuanto a la parametrización  $f_m(z) = f_m(0)(1+z)^m$ , el trabajo de Khochfar & Burkert (2001) indica que es válida para  $z \lesssim 1$ , y que los valores de  $f_m(0)$  y  $m$  no son independientes: a mayor  $m$ , menor  $f_m(0)$ . Por otro lado, el estudio de Hopkins et al. (2008b) predice una evolución importante en la fracción de fusiones hasta  $z \sim 1.5$ , mientras que para desplazamientos al rojo mayores esta evolución aún es ascendente, pero a un ritmo menor. En cuanto a la dependencia con la selección de la muestra, los modelos predicen que las galaxias más masivas presentan una tasa de fusiones mayor (Maller et al. 2006). Como vemos, algunas de las predicciones cualitativas de los

modelos son confirmadas observacionalmente, mientras que las discrepancias cuantitativas son debidas, principalmente, a la dificultad a la hora de comparar modelos y observaciones.

### 1.7. Motivación de la tesis

Como se ha visto a lo largo de este capítulo, los modelos teóricos y las simulaciones de N-cuerpos proponen las fusiones de galaxias como uno de los procesos más importantes en el establecimiento de la secuencia roja. Sin embargo, y a pesar de su importancia teórica, la fracción de fusiones y su evolución hasta  $z \sim 1$  no es bien conocida a día de hoy. Una de las razones principales es el bajo número de sistemas en fusión (menor al 10% de una muestra), lo cual obliga a contar con grandes muestreos para poder realizar estadística. En este aspecto los muestreos fotométricos actuales proporcionan miles y cientos de miles de fuentes, por lo que optimizar las herramientas tradicionales para ser utilizadas en este tipo de muestreos es de vital importancia. Otra ventaja de los muestreos fotométricos es que permiten realizar estudios en muestra completas, tanto en luminosidad como en masa, hasta  $z \sim 1$ , lo cual permite comprender mejor las tendencias observadas y los efectos de selección.

El estudio del papel de las fusiones en la evolución galáctica presenta otro inconveniente: la evolución de las propiedades galácticas (p. ej., la morfología o la formación estelar) varían según los criterios de selección, la metodología empleada o el campo a estudio. Debido a esto, y para evitar sesgos, es también imperativo determinar la evolución morfológica o de la formación estelar en las muestras utilizadas para obtener la fracción de fusiones.

Por todo esto en la presente memoria de tesis se estudia la fracción de fusiones mayores hasta  $z \sim 1$ , determinada tanto por criterios morfológicos como por pares, así como la evolución de la estructura y la formación estelar en el mismo rango, lo cual permitirá conocer el papel de las fusiones en las transformaciones observadas. Este estudio se realizará en distintas muestras seleccionadas en luminosidad y en masa, en diferentes campos (Groth y GOODS-S) y tendrá en cuenta el efecto del entorno en los resultados.



# 2

---

## Objetivos

El principal objetivo de esta tesis doctoral es comprender el papel de las fusiones en la evolución de las galaxias. En concreto se centrará en el estudio de las fusiones mayores entre galaxias de disco y su influencia en la estructura y en la formación estelar de las galaxias desde  $z \sim 1$ , es decir, ¿son las fusiones mayores de disco capaces de explicar la evolución observada en la secuencia roja desde  $z \sim 1$ ? Durante la tesis se pondrá especial énfasis en la revisión de los esquemas tradicionales utilizados en la determinación de la fracción de fusiones, en la importancia de los criterios de selección, en el efecto del entorno en los resultados y en el uso de muestreos fotométricos, los cuales permiten realizar estudios estadísticos fiables.

### 2.1. Esquema de la tesis y unidad temática

Esta memoria de tesis se presenta en la modalidad de compendio de publicaciones. Debido a esto, los capítulos 3, 4 y 5 se componen de un resumen en castellano y de la publicación en inglés, tal y como apareció/aparecerá en la revista con árbitro correspondiente. A parte de estos capítulos hay tres más en formato tradicional. En ellos se presenta trabajo realizado durante el periodo de tesis, pero aún no publicado, y que continúa con la línea de investigación abierta en las tres publicaciones precedentes.

En el *capítulo 3*, y basado en que los remanentes de fusiones mayores de disco presentan un alto índice de asimetría ( $A$ ), se presenta un método de máxima verosimilitud (método ML) para determinar la fracción de fusiones y su evolución con  $z$  teniendo en cuenta los errores experimentales de los datos. Se comprobará mediante simulaciones que estos errores llevan a una sobrestimación de la fracción de fusiones por conteo de fuentes, método utilizado hasta ahora en la literatura, mientras que el método ML es capaz de recuperar el valor inicial de la fracción de fusiones.

En el *capítulo 4* se aplicará el método ML a dos muestra de galaxias en la tira de Groth, seleccionadas por su magnitud absoluta en la banda  $B$  ( $M_B$ ) y en la banda  $K_s$  ( $M_{K_s}$ ), obteniéndose la fracción de fusiones a  $z = 0.6$ . Se determinará el índice  $A$  en las imágenes de las galaxias degradadas a un único desplazamiento al rojo representativo, lo cual evitará sesgos debidos a la pérdida de información morfológica con  $z$ . También se

estudiará el efecto de los distintos sesgos observacionales en los resultados.

En el *capítulo 5* se aplicará el método ML y la metodología del capítulo 4 a dos muestras de galaxias en el campo de GOODS-S: una seleccionada en  $M_B$  y la otra en masa estelar ( $M_*$ ). Esto permitirá conocer la evolución de la fracción de fusiones hasta  $z \sim 1$ . También se compararán los resultados obtenidos con las predicciones teóricas de los modelos de formación galáctica.

En el *capítulo 6* se utilizará del índice de concentración ( $C$ ) y el de asimetría para estudiar la fracción de tipos tempranos (E/S0/Sa) y tardíos (Sb-Irr) en el campo de GOODS-S y su evolución con el desplazamiento al rojo. Gracias a la fracción de fusiones obtenida en el capítulo 5 se estudiará el papel de las fusiones mayores de disco en la evolución estructural de las galaxias desde  $z \sim 1$ .

En el *capítulo 7* se utilizará la tasa de formación estelar y el color  $NUV - R$  de las galaxias de GOODS-S para separarlas en activas y pasivas. Se estudiará la dependencia de la fracción de galaxias pasivas con el desplazamiento al rojo, la luminosidad y la masa. Además, se aplicará la metodología del capítulo 6 para separar las galaxias activas y pasivas en tipos tempranos y tardíos, lo cual proporcionará nuevas claves sobre los procesos que rigen la transformación estructural de las galaxias desde  $z \sim 1$ .

En el *capítulo 8* se completará el estudio de la fracción de fusiones mediante estadística de pares. Para ello se ha desarrollado una nueva metodología, basada en la utilizada en trabajos espectroscópicos, para aprovechar toda la información disponible en muestreos fotométricos. Se obtendrá la fracción de fusiones y su dependencia con  $z$ , la selección de la muestra y la relación de masa entre las galaxias del par, lo cual proporcionará por primera vez datos sobre la fracción de fusiones menores (relación de masa 1:10). Por último, se compararán los resultados con el trabajo morfológico del capítulo 5.

Finalmente, en el *capítulo 9* se resume el trabajo realizado durante el periodo de tesis, así como las principales conclusiones y el trabajo futuro.



# 3

---

## Determinación de la fracción de fusiones mediante técnicas de máxima verosimilitud

**RESUMEN:** La determinación de la fracción de galaxias en fusión utilizando índices morfológicos automáticos presenta importantes sesgos si los errores observacionales no son tratados correctamente. En este trabajo se han tratado estos sesgos utilizando técnicas de máxima verosimilitud. Se ha desarrollado un método que tiene en cuenta los errores observacionales para recuperar estadísticamente la distribución bidimensional de las galaxias de una muestra en el plano desplazamiento al rojo–asimetría. Se ha verificado el método mediante catálogos sintéticos y se ha estudiado su rango de aplicación, comprobando que la fiabilidad del método depende de las características de la muestra, como son el número de fuentes o el tamaño de los errores experimentales. Se ha comprobado que el método de máxima verosimilitud recupera la distribución bidimensional inicial incluso cuando los errores observacionales son comparables al tamaño de los intervalos escogidos en el estudio. También se proporciona una guía para recuperar cualquier distribución uni- o bidimensional afectada por errores experimentales mediante técnicas de máxima verosimilitud.

**REFERENCIA:** Publications of the Astronomical Society of the Pacific (PASP), **120**: 571-582, mayo 2008.



# A Maximum Likelihood Method for Bidimensional Experimental Distributions and Its Application to the Galaxy Merger Fraction

CARLOS LÓPEZ-SANJUAN, CÉSAR ENRIQUE GARCÍA-DABÓ, AND MARC BALCELLS

Instituto de Astrofísica de Canarias, Calle Vía Láctea s/n, La Laguna, Tenerife, 38200 Spain; clsj@iac.es, enrique.garcia@gtc.iac.es, balcells@iac.es

Received 2008 January 08; accepted 2008 March 09; published 2008 April 30

**ABSTRACT.** The determination of the galaxy merger fraction of field galaxies using automatic morphological indices and photometric redshifts is affected by several biases if observational errors are not properly treated. Here, we correct these biases using maximum likelihood techniques. The method takes into account the observational errors to statistically recover the real shape of the bidimensional distribution of galaxies in redshift-asymmetry space, needed to infer the redshift evolution of galaxy merger fraction. We test the method with synthetic catalogs and show its applicability limits. The accuracy of the method depends on catalog characteristics such as the number of sources or the experimental error sizes. We show that the maximum likelihood method recovers the real distribution of galaxies in redshift and asymmetry space even when binning is such that bin sizes approach the size of the observational errors. We provide a step-by-step guide to applying maximum likelihood techniques to recover any one- or two-dimensional distribution subject to observational errors.

## 1. INTRODUCTION

The currently popular hierarchical  $\Lambda$ CDM models are successful at explaining the structure buildup of the cold dark matter component of the Universe (Springel et al. 2005). But such models have difficulties when explaining the evolution of the baryonic component, even with modeling that incorporates star formation, active galactic nuclei, and supernova feedback, and the multiphase nature of the interstellar medium (De Lucia & Blaizot 2007 and references therein). An open question is the role of the galaxy mergers in the formation of today's galaxies, especially the most massive ellipticals. The observational determination of the merger rate,  $\mathfrak{R}_m$ , and its evolution with redshift provide empirical clues on the amount and the timing of the merger activity. They also constitute key inputs for semi-analytic models of galaxy formation and evolution.

The merger rate, defined as the number density of merger systems at given redshift, depends on the merger time  $\tau_m$ , which can only be estimated by  $N$ -body simulations and simplified models (Mihos 1995; Patton et al. 2000; Conselice 2006). On the other hand, the galaxy merger fraction  $f_{\text{gm}}$ , defined as the number of merger galaxies in a given galaxy sample in a redshift interval, is a direct observational quantity. Many works have determined the galaxy merger fraction, usually parametrized as  $f_{\text{gm}} = f_{\text{gm},0}(1+z)^m$ , using different sample selection and methods, like morphological criteria (Conselice 2003; Lavery et al. 2004; Cassata et al. 2005; Lotz et al. 2008; Bridge et al. 2007), kinematic close companions (Patton et al. 2000; Patton et al. 2002; Lin et al. 2004; De Propris et al. 2005), spatial close pairs (Le Fèvre et al. 2000; Bundy et al. 2004; Bridge et al. 2007; Kartaltepe et al. 2007), or correlation func-

tion (Bell et al. 2006; Masjedi et al. 2006). In these works the value of the merger index varies in the range  $m = 0 - 4$ .  $\Lambda$ CDM models predict  $m \sim 3$  (Kolatt et al. 1999; Governato et al. 1999; Gottlöber et al. 2001).

The morphological criterion for determining the galaxy merger fraction (see Conselice 2003, hereafter C03) is based on the fact that, just after a merger is complete, the galaxy image shows strong geometrical distortions, in particular, asymmetric distortions. Hence, high values in the automatic asymmetry index  $A$  are assumed to identify merger systems. Other automatic morphological indices, such as  $M_{20}$  and  $G$ , have also been used to determine the evolution of galaxy merger fraction with redshift (Lotz et al. 2008). The determination of morphological indices, which must be done on images, is affected by surface brightness dimming and  $K$ -corrections, so the errors of the indices grow with redshift and are more important for faint galaxies.

In this paper, we present a method based on the maximum likelihood (ML) technique, to handle the effects of the large errors on the determination of the galaxy merger fraction. Galaxy merger fraction determinations using morphological criteria are generally done on large photometric surveys such as AEGIS (Davis 2007), COMBO-17 (Wolf et al. 2003), COSMOS (Scoville et al. 2007), GOODS (Giavalisco et al. 2004), or SWIRE (Lonsdale et al. 2003). We therefore address the effects of errors in the galaxy asymmetry indices as well as errors on the photometric redshifts.

In § 2 we review the maximum likelihood method for determining bidimensional distributions. Its application to the galaxy merger fraction determination is given in § 2.2. These sections have a high mathematic content, and a statistics background is recommended. Then, in § 3 we summarize the simulations made

to test the general method and how it improves the galaxy merger fraction determination, § 3.7. In § 4 we provide an outline for the application of the ML method to any one- or two-dimensional experimental distribution subject to observational errors. Our conclusions are presented in § 5.

## 2. METHODOLOGY

Following Conselice (2006), we define the galaxy merger fraction by morphological criteria as

$$f_{\text{gm}} = \frac{\kappa N_m}{N_{\text{tot}} + (\kappa - 1)N_m}, \quad (1)$$

where  $N_m$  is the number of the distorted sources in the sample, classified as the systems with a value in the asymmetry index  $A$  higher than a limiting value  $A_m$  (see C03 for details),  $N_{\text{tot}}$  is the total number of sources in the sample, and  $\kappa$  is the average number of galaxies that merged to produce the  $N_m$  merger systems. We use  $\kappa = 2$  throughout this paper.

In order to compute the galaxy merger fraction and its redshift evolution we must know the underlying distribution of the  $z$  and  $A$  values, that we assume is represented by a bidimensional histogram in redshift and asymmetry space. This bidimensional histogram is defined by the number of sources in each redshift-asymmetry bin. Normalizing to unity, the histogram yields a bidimensional probability distribution defined now by  $p_{kl}$ , the probability that a source has redshift in bin  $k$  and asymmetry in bin  $l$ . Index  $k$  scans the redshift bins of size  $\Delta z$  and index  $l$  scans the asymmetry bins of size  $\Delta A$ . In our case we just need two asymmetry bins separated by  $A_m$ : the  $l = 0$  bin represents normal sources and the  $l = 1$  bin represents merger systems. Now, the galaxy merger fraction in redshift bin  $[z_k, z_{k+1})$  is

$$f_{\text{gm},k} = \frac{2p_{k1}}{p_{k0} + 2p_{k1}}. \quad (2)$$

The accuracy with which the  $p_{kl}$  can be obtained degrades significantly when photometric redshifts,  $z_{\text{phot}}$ , are used, and for typical errors of  $A$  in deep surveys. This introduces strong biases in the determination of the galaxy merger fraction.

### 2.1. The Maximum Likelihood Method

The maximum likelihood method (ML method) developed here is based on García-Dabó (2002), who used this technique to determine unbiased luminosity functions. ML methods have been used in a wide range of topics in astrophysics. Arzner et al. (2007) use it to improve the determination of faint X-ray spectra, Sheth (2007) to obtain redshift and luminosity distributions in photometric surveys, Naylor & Jeffries (2006) to fit color-magnitude diagrams, Makarov et al. (2006) to improve distance estimates using Red Giant Branch stars, and Efstathiou (2004)

to analyze low cosmic microwave background multipoles from the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe. ML methods are based on the estimation of the most probable values of a set of parameters which define the probability distribution that describes an observational sample (Davidson & Mackinnon 1993; Peña 2001).

The general ML method operates as follows. Throughout the paper we denote as  $P(\mathbf{a}|\mathbf{b})$  the probability to obtain the values  $\mathbf{a}$ , given parameters  $\mathbf{b}$ . With  $\mathbf{x}_i$  being the measured values of source  $i$  in the data set and  $\theta$  the parameters of the underlying multi-dimensional distribution that we want to estimate, we may express the joined likelihood function as

$$L(\mathbf{x}_i|\theta) \equiv -\ln \left[ \prod_i P(\mathbf{x}_i|\theta) \right] = -\sum_i \ln[P(\mathbf{x}_i|\theta)], \quad (3)$$

where  $P(\mathbf{x}_i|\theta)$  is the probability to obtain  $\mathbf{x}_i$  for a given  $\theta$ . If we are able to express  $P(\mathbf{x}_i|\theta)$  analytically, we can minimize equation (3) to obtain the best estimation of parameters  $\theta$ , denoted as  $\theta_{\text{ML}}$ . In our case,  $\mathbf{x}_i$  are the observed values of  $z$  and  $A$  for source  $i$ ,  $\mathbf{x}_i \equiv (z_{\text{obs},i}, A_{\text{obs},i})$ , while  $\theta \equiv (p_{kl}, \alpha)$ , where  $p_{kl}$  are the probabilities which we defined in the paragraph previous to equation (2), and  $\alpha$  denotes any other fixed parameters.

Sources are assumed to have real redshift and asymmetry values  $z_{\text{real},i}$  and  $A_{\text{real},i}$  (not affected by observational errors) that define a bidimensional distribution  $p_{kl}$  such that

$$P_{2D}(z_{\text{real},i}, A_{\text{real},i}|p_{kl}) = \{p_{kl}, \forall z_k \leq z_{\text{real},i} < z_{k+1}, A_l \leq A_{\text{real},i} < A_{l+1}\}. \quad (4)$$

Observational errors cause the observed  $z_{\text{obs},i}$  and  $A_{\text{obs},i}$  to differ from their respective real values  $z_{\text{real},i}$  and  $A_{\text{real},i}$ . The observed  $z_{\text{obs},i}$  are assumed to be extracted for a Gaussian distribution with mean  $z_{\text{real},i}$  and standard deviation  $\sigma_{z_{\text{obs},i}}$ ,

$$P_G(z_{\text{obs},i}|z_{\text{real},i}, \sigma_{z_{\text{obs},i}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{z_{\text{obs},i}}} e^{-\frac{(z_{\text{obs},i}-z_{\text{real},i})^2}{2\sigma_{z_{\text{obs},i}}^2}}. \quad (5)$$

Similarly, the observed asymmetry values  $A_{\text{obs},i}$  are assumed to be extracted from a Gaussian distribution with mean  $A_{\text{real},i}$  and standard deviation  $\sigma_{A_{\text{obs},i}}$ ,

$$P_G(A_{\text{obs},i}|A_{\text{real},i}, \sigma_{A_{\text{obs},i}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{A_{\text{obs},i}}} e^{-\frac{(A_{\text{obs},i}-A_{\text{real},i})^2}{2\sigma_{A_{\text{obs},i}}^2}}. \quad (6)$$

While the  $z_{\text{phot}}$  errors may not be strictly Gaussian, this is the best analytical approximation of the errors that we can make. We obtain the probability  $P(\mathbf{x}_i|\theta)$  of each source by the total probability theorem:

$$\begin{aligned}
 & P(z_{\text{obs},i}, A_{\text{obs},i} | p_{kl}, \sigma_{z_{\text{obs},i}}, \sigma_{A_{\text{obs},i}}) \\
 &= \int P_G(z_{\text{obs},i} | z_{\text{real},i}, \sigma_{z_{\text{obs},i}}) \times P_G(A_{\text{obs},i} | A_{\text{real},i}, \sigma_{A_{\text{obs},i}}) \\
 & \quad \times P_{2D}(z_{\text{real},i}, A_{\text{real},i} | p_{kl}) dz_{\text{real},i} dA_{\text{real},i}, \quad (7)
 \end{aligned}$$

where  $(z_{\text{obs},i}, A_{\text{obs},i}) = \mathbf{x}_i$  and  $(p_{kl}, \sigma_{z_{\text{obs},i}}, \sigma_{A_{\text{obs},i}}) = \theta$  in equation (3), with  $(\sigma_{z_{\text{obs},i}}, \sigma_{A_{\text{obs},i}}) = \alpha$ . Note that the values of  $\sigma_{z_{\text{obs},i}}$  and  $\sigma_{A_{\text{obs},i}}$  are the measured uncertainties for each source, so the only unknowns are the probabilities  $p_{kl}$ , which we want to estimate. Note also that we integrate over the variables  $z_{\text{real},i}$  and  $A_{\text{real},i}$ , so we are not able to estimate them individually, but only the underlying bidimensional distribution  $p_{kl}$  that describes the sample.

In order to ensure that the probabilities  $p_{kl}$  are not negative, we change variables,  $p_{kl} = e^{p'_{kl}}$ ; this change keeps our problem analytic. With these new variables and after integrating equation (7), our likelihood function, defined in equation (3), becomes

$$\begin{aligned}
 & L(z_{\text{obs},i}, A_{\text{obs},i} | p'_{kl}, \sigma_{z_{\text{obs},i}}, \sigma_{A_{\text{obs},i}}) \\
 &= \sum_i \left[ \ln \left\{ \sum_k \sum_l \frac{e^{p'_{kl}}}{4} \text{ERF}(z, i, k) \text{ERF}(A, i, l) \right\} \right], \quad (8)
 \end{aligned}$$

where

$$\text{ERF}(\eta, i, k) = \text{erf} \left( \frac{\eta_{\text{obs},i} - \eta_{k+1}}{\sqrt{2}\sigma_{\eta_{\text{obs},i}}} \right) - \text{erf} \left( \frac{\eta_{\text{obs},i} - \eta_k}{\sqrt{2}\sigma_{\eta_{\text{obs},i}}} \right), \quad (9)$$

and  $\text{erf}(x)$  is the error function. In the minimization of equation (8) we have to take into account that the bidimensional distribution must be normalized to unity,

$$\mathbf{g}(p'_{kl}) \equiv \sum_k \sum_l e^{p'_{kl}} (z_{k+1} - z_k)(A_{l+1} - A_l) - 1 = 0. \quad (10)$$

We impose this condition to the ML function by method of the Lagrange multipliers. This is a method for finding the extrema of a function of several variables subject to one or more constraints (see, e.g., Marsden & Tromba 1996 for details). In our case we eventually minimize

$$G(p'_{kl}, \lambda) = L(z_{\text{obs},i}, A_{\text{obs},i} | p'_{kl}, \sigma_{z_{\text{obs},i}}, \sigma_{A_{\text{obs},i}}) + \lambda \mathbf{g}(p'_{kl}), \quad (11)$$

where  $\lambda$  is an auxiliary variable. Minimizing equation (11) we obtain the best  $p'_{kl}$  values, denoted as  $p'_{kl,\text{ML}}$ . The minimization of equation (11) can be performed with any numerical minimization code. We used AMOEBA, which is based on the commonly used algorithm of Nelder-Mead (Nelder & Mead 1965) and coded in C (Press 1995 pp. 408–412).

At this point we have the probabilities  $p'_{kl,\text{ML}}$ , and now we want to obtain an estimate of the  $p'_{kl,\text{ML}}$  covariances. We can obtain those via an expansion of the function  $G(p'_{kl}, \lambda)$

in Taylor's series of its variables  $\theta = (p'_{kl}, \lambda)$  around the minimization point  $\theta_{\text{ML}} = (p'_{kl,\text{ML}}, \lambda_{\text{ML}})$  if the probability distributions of  $p'_{kl,\text{ML}}$  are Gaussian, which we assume. The previous minimization process made the first  $G$  derivate null and we obtain

$$G = G(\theta_{\text{ML}}) + \frac{1}{2}(\theta - \theta_{\text{ML}})^T H(\theta - \theta_{\text{ML}}), \quad (12)$$

where  $H = h_{xy}$  is the Hessian matrix and  $T$  denotes the transpose matrix. The inverse of the Hessian matrix gives us an estimate of the 68% confidence intervals of  $p'_{kl,\text{ML}}$ , denoted as  $[p'_{kl,\text{ML}} - \sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}, p'_{kl,\text{ML}} + \sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}]$ , and the covariances between each  $p'_{kl,\text{ML}}$ , denoted as  $\text{cov}(p'_{mn,\text{ML}}, p'_{st,\text{ML}})$ , because maximum likelihood theory states that  $\text{cov}(\theta_x, \theta_y) \geq h_{xy}^{-1}$  and  $\sigma_{\theta_x} \geq h_{xx}^{-1}$ . In our case, the Hessian matrix is

$$H = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 G}{\partial p'_{mn} \partial p'_{st}} & \nabla g \\ \nabla g & 0 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

where

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2 G}{\partial p'_{mn} \partial p'_{st}} &= - \sum_i \frac{\text{ERF}(z, i, m) \text{ERF}(A, i, n)}{16} \\
 & \quad \times \frac{\text{ERF}(z, i, s) \text{ERF}(A, i, t) e^{p'_{mn}} e^{p'_{st}}}{\sum_l \sum_k \frac{e^{p'_{kl}}}{4} \text{ERF}(z, i, k) \text{ERF}(A, i, l)} \quad (14)
 \end{aligned}$$

$$\nabla g = \frac{\partial^2 G}{\partial \lambda \partial p'_{mn}} = (z_{m+1} - z_m)(A_{n+1} - A_n) e^{p'_{mn}}. \quad (15)$$

Finally, the  $p_{kl,\text{ML}}$  probabilities simply are:

$$p_{kl,\text{ML}} = e^{p'_{kl,\text{ML}}}. \quad (16)$$

Assuming that the  $p'_{kl,\text{ML}}$  follow a Gaussian distribution, which is assured by the ML theory for a large number of sources, the  $p_{kl,\text{ML}}$  follow a log-normal distribution:

$$P_{LN}(p_{kl} | p'_{kl,\text{ML}}, \sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}) = \frac{e^{-\frac{(\ln p_{kl} - p'_{kl,\text{ML}})^2 / 2\sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}^2}}{\sqrt{2\pi} p_{kl} \sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}}, \quad (17)$$

which is highly asymmetric and whose 68% confidence interval is  $[\sigma_{p_{kl,\text{ML}}}^-, \sigma_{p_{kl,\text{ML}}}^+]$ , where

$$\sigma_{p_{kl,\text{ML}}}^- = e^{-\sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}^2} p_{kl,\text{ML}}, \quad (18)$$

$$\sigma_{p_{kl,\text{ML}}}^+ = e^{\sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}^2} p_{kl,\text{ML}}. \quad (19)$$

Furthermore, each  $p'_{k0}$  and  $p'_{k1}$  are connected by the covariance

$\text{cov}(p'_{k0,\text{ML}}, p'_{k1,\text{ML}})$ , so the confidence intervals of  $p_{k0}$  and  $p_{k1}$  are not independent. In the next section we explain how to obtain the confidence interval of the galaxy merger fraction taking this into account.

## 2.2. The Galaxy Merger Fraction

Expressing the galaxy merger fraction in the range  $[z_k, z_{k+1})$  (eq. [1]) as a function of the output variables of the ML method we obtain:

$$f_{\text{gm},k}^{\text{ML}} = \frac{2p_{k1,\text{ML}}}{p_{k0,\text{ML}} + 2p_{k1,\text{ML}}}. \quad (20)$$

However, we cannot obtain the 68% confidence interval of  $f_{\text{gm},k}^{\text{ML}}$ , defined as  $[\sigma_{f_{\text{gm},k}^{\text{ML}}}^-, \sigma_{f_{\text{gm},k}^{\text{ML}}}^+]$ , applying the usual error theory, which is based in Gaussianity of variables, because the probability distribution of each  $p_{kl,\text{ML}}$  is log-normal. Furthermore, the problem is not analytic and we cannot obtain a mathematical description of the  $f_{\text{gm},k}$  probability distributions. We made Monte Carlo simulations to characterize the probability distribution of each  $f_{\text{gm},k}$ . The simulations showed that the  $f_{\text{gm},k}$  distributions can be fit with a log-normal:

$$P_{LN}(f_{\text{gm},k} | f_{\text{gm},k}^{\text{ML}}, \sigma) = \frac{e^{-(\ln f_{\text{gm},k} - \ln f_{\text{gm},k}^{\text{ML}})^2 / 2\sigma^2}}{\sqrt{2\pi} f_{\text{gm},k} \sigma}, \quad (21)$$

where  $\sigma$  is the only free parameter on the fit. Finally, the 68% confidence interval of  $f_{\text{gm},k}^{\text{ML}}$  is given by

$$\sigma_{f_{\text{gm},k}^{\text{ML}}}^- = e^{-\sigma} f_{\text{gm},k}^{\text{ML}}, \quad (22)$$

$$\sigma_{f_{\text{gm},k}^{\text{ML}}}^+ = e^{\sigma} f_{\text{gm},k}^{\text{ML}}, \quad (23)$$

## 3. SIMULATIONS WITH SYNTHETIC CATALOGS

ML methods may suffer from biases in the estimated parameters due to the fact that the maximum likelihood theorem only ensures convergence for a large number of sources. We have used synthetic catalogs in order to test the reliability and accuracy of the ML method. In the following paragraphs, we first explain how we created the synthetic catalogs in a general case, and later define and justify the input parameters used for the synthetic catalogs in this paper. Given the high number of variables used in the following discussion, we provide their precise definitions in Table 1.

We created the synthetic catalogs as follows: first we took  $n$  sources distributed in redshift and asymmetry space following a bidimensional distribution defined by the input probabilities  $p_{kl,\text{in}}$ . This process yielded the  $z_{\text{in},i}$  and  $A_{\text{in},i}$  values of the  $n$  sources of our synthetic catalogs, which play the role of

$z_{\text{real},i}$  and  $A_{\text{real},i}$  in equation (4). Next, we applied the experimental errors: following equation (5) we obtained the simulated  $z_{\text{sim},i}$  values, which play the role of  $z_{\text{obs},i}$ , as drawn from a Gaussian distribution with mean  $z_{\text{in},i}$  and standard deviation  $\sigma_{z_{\text{sim},i}}$ ; the latter plays the role of  $\sigma_{z_{\text{obs},i}}$ . The value of  $\sigma_{z_{\text{sim},i}}$  is a positive value obtained also from a Gaussian distribution with mean  $\bar{\sigma}_z$  and standard deviation  $\sigma_{\sigma_z}$ . The process was repeated following equation (6) to obtain the simulated  $A_{\text{sim},i}$  and its standard deviation  $\sigma_{A_{\text{sim},i}}$ . Finally, we applied the ML method over the synthetic catalog to obtain  $p'_{kl,\text{ML}}$  and  $\sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}$ . Summarizing, the input parameters of our simulations were the bidimensional distribution  $p'_{kl,\text{in}}$ ,  $n$ ,  $\bar{\sigma}_z$ ,  $\sigma_{\sigma_z}$ ,  $\bar{\sigma}_A$ , and  $\sigma_{\sigma_A}$ , and the output parameters were  $p'_{kl,\text{ML}}$  and  $\sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}$ .

We defined three intervals in redshift ( $k = 0, 1, 2$ ) with  $\Delta z = 0.4$  and  $z \in [0, 1.2)$ , and two in asymmetry ( $l = 0, 1$ ) with  $\Delta A = 0.7$  and  $A \in [-0.35, 1.05)$ . Distorted sources with  $A > A_m = 0.35$  (see C03 for details about the determination of this limit value) are described by  $p'_{kl,\text{in}}$ , while normal sources by  $p'_{k0,\text{in}}$ . We list in Table 2 the redshift and asymmetry intervals, as well as the probabilities  $p_{kl,\text{in}}$  and  $p'_{kl,\text{in}} = \ln p_{kl,\text{in}}$ , that define the input bidimensional distribution of our synthetic catalogs. The  $p'_{kl,\text{in}}$  values in Table 2 do not match any particular observational determination of these quantities, but they follow the general behavior inferred from observed galaxy merger fractions: highly asymmetric galaxies are less frequent than low-asymmetry galaxies up to  $z = 1.2$  (Conselice et al. 2003; Cassata et al. 2005; Bridge et al. 2007; Kampczyk et al. 2007), so the  $p'_{kl,\text{in}}$  are lower than the  $p'_{k0,\text{in}}$ . The number of highly asymmetric galaxies increases with redshift in the range  $z \in [0, 1.2)$  (Conselice et al. 2003), so  $p'_{kl,\text{in}}$  increase with redshift. Several studies present a maximum at intermediate  $z$  in the redshift distribution of galaxies in optically selected samples (e.g., Grazian et al. 2006), so  $p'_{k0,\text{in}} + p'_{k1,\text{in}}$  values have a maximum in the interval  $z = [0.4, 0.8)$ . We can check that the  $p'_{kl,\text{in}}$  are normalized following equation (10). Although we focused on this particular bidimensional distribution, we carried out the same study with other distributions, and the results were similar.

For convenience we express the experimental dispersions using the dimensionless variables

$$\sigma_{\text{bin},z} = \frac{\bar{\sigma}_z}{\Delta z}, \quad (24)$$

$$\sigma_{\text{bin},A} = \frac{\bar{\sigma}_A}{\Delta A}. \quad (25)$$

We used the same value of both variables in each simulation, that is, we used  $\sigma_{\text{bin}} = \sigma_{\text{bin},z} = \sigma_{\text{bin},A}$ . Because we fixed the values of  $\Delta z = 0.4$  and  $\Delta A = 0.7$ ,  $\sigma_{\text{bin}}$  unequivocally defines  $\bar{\sigma}_z$  and  $\bar{\sigma}_A$ . It is important to notice that, when we work with observational data, the situation is the opposite: our data define  $\bar{\sigma}_z$  and  $\bar{\sigma}_A$ , and we should choose the most appropriate values of  $\Delta z$  and  $\Delta A$ . We made simulations for  $\sigma_{\text{bin}} = 0$  as a check corresponding to null experimental errors,  $\sigma_{\text{bin}} = 0.25$  and  $0.5$  as

TABLE 1  
 VARIABLE DEFINITIONS FOR THE SIMULATIONS

Variable	Definition
Input Variables	
$n$ .....	Number of total sources in a synthetic catalog.
$n_{kl}$ .....	Number of sources in $[z_k, z_{k+1}) \cup [A_l, A_{l+1})$ bin.
$\Delta z$ .....	Redshift bin size.
$\Delta A$ .....	Asymmetry bin size.
$N$ .....	Number of synthetic catalogs in each simulation set.
$p'_{kl,\text{in}}$ .....	Logarithmic probabilities of the input bidimensional distribution of the synthetic catalogs.
$\sigma_z$ .....	Median experimental errors in redshift of the synthetic catalog sources.
$\sigma_{\sigma_z}$ .....	Dispersion on $\sigma_z$ of the synthetic catalog sources.
$\sigma_A$ .....	Median experimental errors in asymmetry of the synthetic catalog sources.
$\sigma_{\sigma_A}$ .....	Dispersion on $\sigma_A$ of the synthetic catalog sources.
$\sigma_{\text{bin}}$ .....	$\frac{\sigma_z}{\Delta z} = \frac{\sigma_A}{\Delta A}$ Dimensionless experimental error size.
Output Variables	
$p'_{kl,\text{class}}$ .....	Logarithmic probabilities of the classical bidimensional distribution.
$\bar{p}'_{kl,\text{class}}$ .....	Median of the $N$ values of $p'_{kl,\text{class}}$ in one simulation set.
$s_{p'_{kl,\text{class}}}$ .....	Standard deviation of the $N$ values of $p'_{kl,\text{class}}$ in one simulation set.
$p'_{kl,\text{ML}}$ .....	Logarithmic probabilities of the bidimensional distribution recovered by the ML method.
$\sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}$ .....	The 68% confidence interval of $p'_{kl,\text{ML}}$ given by the ML method, $[p'_{kl,\text{ML}} - \sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}, p'_{kl,\text{ML}} + \sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}]$ .
$\bar{p}'_{kl,\text{ML}}$ .....	Median of the $N$ values of $p'_{kl,\text{ML}}$ in one simulation set.
$s_{p'_{kl,\text{ML}}}$ .....	Standard deviation of the $N$ values of $p'_{kl,\text{ML}}$ in one simulation set.
$\sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}$ .....	Median of the $N$ values of $\sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}$ in one simulation set.
Quality Variables	
$T_{kl,\text{ML}}$ .....	$\frac{\sqrt{N} p'_{kl,\text{in}} - \bar{p}'_{kl,\text{ML}} }{s_{p'_{kl,\text{ML}}}}$ . Accepted that $p'_{kl,\text{in}} = \bar{p}'_{kl,\text{ML}}$ when $T_{kl,\text{ML}} \leq 2.6$ .
$F_{kl}$ .....	$\frac{\max(\sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}, s_{p'_{kl,\text{ML}}})^2}{\min(\sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}, s_{p'_{kl,\text{ML}}})^2}$ . Accepted that $s_{p'_{kl,\text{ML}}} = \sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}$ when $F_{kl} \leq 1.18$ .
$s_{p'_{kl,\text{iter}}}$ .....	Standard deviation of the ML method due to iterative minimization process.

typical observational cases, and  $\sigma_{\text{bin}} = 1.0$  as an extreme case to explore the applicability limits of the ML method. The values of  $\sigma_{\sigma_z}$  and  $\sigma_{\sigma_A}$  were a half of  $\bar{\sigma}_z$  and  $\bar{\sigma}_A$ , respectively, in all cases.

We ran models with  $n = 50, 100,$  and  $1000$  to check catalog size effects. We took these values because we expect experimental catalogs of a few hundred sources or more and we

are interested in the applicability limits of the method to small samples.

In order to study the accuracy of the ML method, we must obtain the distribution followed by the probabilities  $p'_{kl,\text{ML}}$ . Hence, we created several independent synthetic catalogs for each  $n$  and  $\sigma_{\text{bin}}$  case: we defined a simulation set as  $N = 1000$  simulations with each set of input parameters.

The results of the simulations are shown in Figure 1 and in Tables 3, 4, and 5. Figure 1 shows  $p'_{kl,\text{ML}}$  for samples of  $n = 1000$  sources (*crosses*), with error bars showing their 68% confidence intervals; for comparison, the input probabilities  $p'_{kl,\text{in}}$  are shown as black circles, and the  $p'_{kl,\text{class}}$ , obtained by drawing a classical histogram (as defined below in § 3.1), are shown as gray triangles, also for  $n = 1000$  catalogs. In Figure 1, panels *a*, *b*, and *c* correspond to increasing values of the experimental errors, defined in equations (24), (25) and shown in the legend; panels *a*, *b*, and *c* may be taken to respectively describe “good,” “typical,” and “bad” observational errors as compared to the  $z$  and  $A$  bin sizes. The top/bottom panels show  $p'_{kl}$  for the low/high-asymmetry bins. Within each panel, values for the three redshift bins are shown, as labeled on the horizontal axes. We provide the results in tabular format in Tables 3, 4, and 5, corresponding to simulations with sample sizes of  $n = 50, 100,$  and  $1000$  respectively.

 TABLE 2  
 INPUT BIDIMENSIONAL DISTRIBUTION USED FOR  
 THE SYNTHETIC CATALOGS

$k$	$l$	$p_{kl,\text{in}}$	$p'_{kl,\text{in}}$	$[z_k, z_{k+1})$	$[A_l, A_{l+1})$
0	0	0.71428	-0.33647	[0, 0.4)	[-0.35, 0.35)
1	0	1.07143	0.06899	[0.4, 0.8)	[-0.35, 0.35)
2	0	0.89286	-0.11333	[0.8, 1.2)	[-0.35, 0.35)
0	1	0.17857	-1.72277	[0, 0.4)	[0.35, 1.05)
1	1	0.28571	-1.25276	[0.4, 0.8)	[0.35, 1.05)
2	1	0.42857	-0.84730	[0.8, 1.2)	[0.35, 1.05)

NOTES.—Variable definitions:

$k$ : index that scans the redshift bins.

$l$ : index that scans the asymmetry bins.

$p_{kl,\text{in}}$ : probability that a source has redshift in bin  $k$  and asymmetry in bin  $l$ .

$p'_{kl,\text{in}}$ : logarithm  $p_{kl,\text{in}}$ .

$[z_k, z_{k+1})$ : redshift bin  $k$ .

$[A_l, A_{l+1})$ : asymmetry bin  $l$ .



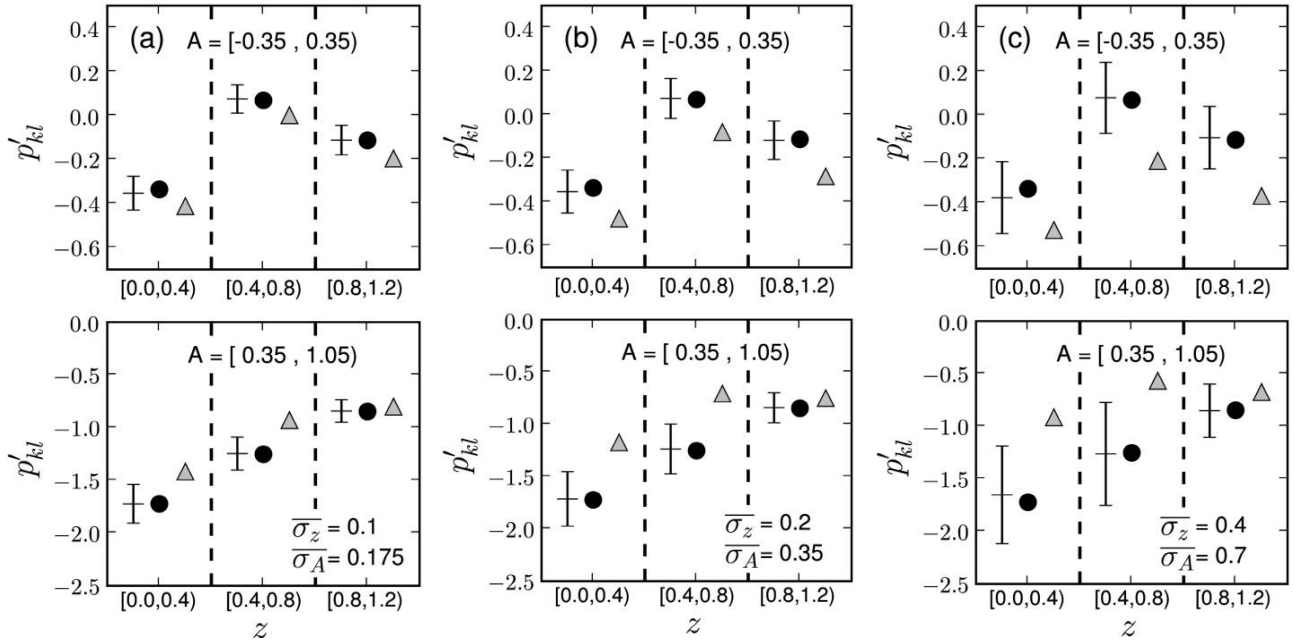


FIG. 1.—Results of run the ML method over  $N = 1000$  synthetic catalogs with  $n = 1000$  sources each for different experimental errors: (a)  $\sigma_{\text{bin}} = 0.25$ , (b)  $\sigma_{\text{bin}} = 0.5$ , and (c)  $\sigma_{\text{bin}} = 1$ . In all panels the black circles are the input bidimensional probabilities  $p'_{kl,\text{in}}$ , gray triangles are the classical bidimensional probabilities  $p'_{kl,\text{class}}$ , and crosses are the ML bidimensional probabilities  $p'_{kl,\text{ML}}$ . The error bars are the 68% confidence intervals given by ML method,  $[p'_{kl,\text{ML}} - \sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}, p'_{kl,\text{ML}} + \sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}]$ .

### 3.1. Classical Bidimensional Distribution

Before presenting the results of the ML method, we analyze the classical bidimensional histogram of the synthetic catalog without using the ML method. We translate the histogram occupation numbers  $n_{kl}$  to probabilities  $p'_{kl,\text{class}}$  using

$$p'_{kl,\text{class}} = \ln \left( \frac{n_{kl}}{\Delta z \Delta A \sum_k \sum_l n_{kl}} \right), \quad (26)$$

where  $n_{kl}$  is the number of sources in the  $[z_k, z_{k+1}) \cup [A_l, A_{l+1})$  bin. The final  $\overline{p'_{kl,\text{class}}}$  probabilities in each simulation set were the median of the  $N$  values of  $p'_{kl,\text{class}}$ , while standard deviations of  $\overline{p'_{kl,\text{class}}}$ , denoted as  $s_{p'_{kl,\text{class}}}$ , were defined as the dispersion on the  $N$  values of  $p'_{kl,\text{class}}$ . In Tables 3–5, we can see that the classical bidimensional distribution recovers the input probabilities in the case of null experimental errors and  $n$  large as expected. However, the shape of the input bidimensional distribution begins to deviate when  $\sigma_{\text{bin}}$  increases, as we can also see in Figure 1: the classical bidimensional distribution (gray triangles) is smoothed by experimental errors and does not estimate well the underlying bidimensional distribution (black circles). We study this in detail in § 3.3.

### 3.2. The ML Method in the Absence of Experimental Errors

We first test that the ML method, in the case of null experimental errors, recovers the input bidimensional distribution, i.e., that it reduces to the classic method. We can see in Tables 3–5 that the values of  $\overline{p'_{kl,\text{class}}}$  and the median of the  $N$  values recovered by the ML method, denoted as  $\overline{p'_{kl,\text{ML}}}$ , are the same in all cases. This also happens with the values of  $s_{p'_{kl,\text{class}}}$  and the standard deviations of  $\overline{p'_{kl,\text{ML}}}$ , denoted as  $s_{p'_{kl,\text{ML}}}$ . This indicates that the ML method does not introduce systematic effects on the results.

### 3.3. The ML Method with Non-Null Experimental Errors

We now examine how well the ML and classical methods recover the input probabilities  $p'_{kl,\text{in}}$  when non-null experimental errors are included in the synthetic catalogs. We use the  $N = 1000$  source catalogs as an example, because it is representative of the general trends. The results are shown in Figure 1, and are tabulated in Table 5. It is clear from Figure 1 that  $\overline{p'_{kl,\text{ML}}}$  (crosses), recover the input probabilities  $\overline{p'_{kl,\text{in}}}$  (black circles) in all cases, including those in which the inserted errors are as large as the bin size (panels c). From Table 5 we see that the values of  $\overline{p'_{kl,\text{in}}}$  always lie within the 68% confidence interval of the ML method, defined by  $[\overline{p'_{kl,\text{ML}}} - s_{p'_{kl,\text{ML}}}, \overline{p'_{kl,\text{ML}}} + s_{p'_{kl,\text{ML}}}]$ .



TABLE 3  
 RESULTS OF ML METHOD OVER  $N = 1000$  SYNTHETIC CATALOGS WITH  $n = 50$  SOURCES

$p'_{kl}$	$p'_{kl,in}$	$\overline{p'_{kl,ML}}$ $\overline{\sigma_z} = 0$	$T_{kl,ML}$ $\sigma_{\sigma_z} = 0$	$s_{p'_{kl,ML}}$ $\overline{\sigma_A} = 0$	$\overline{\sigma_{p'_{kl,ML}}}$ $\sigma_{\sigma_A} = 0$	$F_{kl}$ $\sigma_{bin} = 0$	$\overline{p'_{kl,class}}$	$s_{p'_{kl,class}}$	$T_{kl,class}$
$p'_{00}$ .....	-0.33647	-0.31627	...	0.30034	0.28284	...	-0.31627	0.30034	...
$p'_{10}$ .....	0.06899	0.08920	...	0.19871	0.22361	...	0.08920	0.19871	...
$p'_{20}$ .....	-0.11333	-0.13395	...	0.30034	0.25166	...	-0.13395	0.30034	...
$p'_{01}$ .....	-1.72277	-1.92571	...	0.81379	0.69282	...	-1.92571	0.81379	...
$p'_{11}$ .....	-1.25276	-1.23256	...	0.37839	0.47958	...	-1.23256	0.37839	...
$p'_{21}$ .....	-0.84730	-0.82710	...	0.51344	0.38297	...	-0.82710	0.51344	...
		$\overline{\sigma_z} = 0.1$	$\sigma_{\sigma_z} = 0.05$	$\overline{\sigma_A} = 0.175$	$\sigma_{\sigma_A} = 0.0875$	$\sigma_{bin} = 0.25$			
$p'_{00}$ .....	-0.33647	-0.33337	0.29	0.33981	0.34855	1.052	-0.39768	0.34393	5.63
$p'_{10}$ .....	0.06899	0.08583	1.82	0.29197	0.29191	1.001	0.00779	0.24453	7.91
$p'_{20}$ .....	-0.11333	-0.11093	0.24	0.31124	0.30611	1.034	-0.20757	0.30034	9.92
$p'_{01}$ .....	-1.72277	-1.78200	1.82	1.02762	0.87331	1.385	-1.40150	0.53047	19.15
$p'_{11}$ .....	-1.25276	-1.32243	2.39	0.92324	0.74240	1.546	-0.93512	0.45987	21.84
$p'_{21}$ .....	-0.84730	-0.83122	1.01	0.50531	0.48405	1.090	-0.82005	0.39750	2.17
		$\overline{\sigma_z} = 0.2$	$\sigma_{\sigma_z} = 0.1$	$\overline{\sigma_A} = 0.35$	$\sigma_{\sigma_A} = 0.175$	$\sigma_{bin} = 0.5$			
$p'_{00}$ .....	-0.33647	-0.34488	0.59	0.45113	0.47976	1.131	-0.49339	0.36822	13.48
$p'_{10}$ .....	0.06899	0.08788	1.37	0.43485	0.42913	1.027	-0.07188	0.29763	14.97
$p'_{20}$ .....	-0.11333	-0.07862	2.66	0.41200	0.39237	1.102	-0.29420	0.36126	15.83
$p'_{01}$ .....	-1.72277	-1.88189	1.05	4.79089	1.45853	10.789	-1.17049	0.55578	31.42
$p'_{11}$ .....	-1.25276	-1.27478	0.31	2.25784	1.21780	3.437	-0.72192	0.44502	37.72
$p'_{21}$ .....	-0.84730	-0.87929	1.34	0.75458	0.70106	1.158	-0.71523	0.46986	8.89
		$\overline{\sigma_z} = 0.4$	$\sigma_{\sigma_z} = 0.2$	$\overline{\sigma_A} = 0.7$	$\sigma_{\sigma_A} = 0.35$	$\sigma_{bin} = 1.0$			
$p'_{00}$ .....	-0.33647	-0.31312	1.21	0.60964	0.88500	2.107	-0.53435	0.49716	12.59
$p'_{10}$ .....	0.06899	0.15383	3.79	0.70757	0.85943	1.475	-0.19260	0.39926	20.72
$p'_{20}$ .....	-0.11333	-0.01272	4.91	0.64776	0.69944	1.166	-0.34675	0.44899	16.44
$p'_{01}$ .....	-1.72277	-2.20397	1.61	9.46236	5.43006	3.037	-0.93981	0.61357	40.35
$p'_{11}$ .....	-1.25276	-1.78130	2.55	6.54863	5.83082	1.261	-0.58564	0.55583	37.95
$p'_{21}$ .....	-0.84730	-0.89694	0.70	2.25333	1.44775	2.422	-0.68095	0.54790	9.60

This shows that the ML method is reliable. In contrast, the probabilities  $p'_{kl,class}$  derived from the classical histogram (*gray triangles* in Fig. 1) systematically deviate from the input probabilities. Probabilities are systematically underestimated/overestimated in the low/high-asymmetry bins (*upper/lower panels*), due to a spillover from the most populated bins (low asymmetries) to the least populated, high-asymmetry bins. Such deviations increase for larger experimental errors. When the errors are as large as the bin size, spillover is so pronounced that the probabilities in the high-asymmetry sample (*lower right panel*) are nearly equal for the three redshift bins, and all information on the redshift variation of the galaxy merger fractions is lost.

We conclude that the ML method is an unbiased estimator of the input distribution. To put this statement in a more quantitative basis, we carry out a Student's t-test (Collins 1990 p. 232). We define our estimator as

$$T_{kl,ML} = \frac{\sqrt{N} |p'_{kl,in} - \overline{p'_{kl,ML}}|}{s_{p'_{kl,ML}}} \quad (27)$$

and accept that  $p'_{kl,in} = \overline{p'_{kl,ML}}$  with a 99% of confidence when  $T_{kl,ML} \leq 2.6$ . We define in the same way the variable  $T_{kl,class}$  to

study the accuracy of the  $p'_{kl,class}$  as an estimator of the  $p'_{kl,in}$ . We calculate the median of the  $T_{kl,ML}$  and  $T_{kl,class}$  for each simulation set, denoted as  $T_{ML}$  and  $T_{class}$ , respectively, to make a comparison between different  $n$  and  $\sigma_{bin}$ .

The results are summarized in Tables 3–5 and in Figure 2. We can see that  $T_{ML}$  is below the confidence level for all  $n$  and  $\sigma_{bin}$ : the  $p'_{kl,ML}$  are good estimators of the  $p'_{kl,in}$ , as wanted. In contrast, the classical method is far from the confidence condition even in the  $\sigma_{bin} = 0.25$  case, and  $T_{class}$  increases with  $\sigma_{bin}$ . In addition, having a large  $n$  does not improve the results of the classical method: the  $p'_{kl,class}$  values are similar for every  $n$ , but the errors are reduced when increasing  $n$ , making  $T_{class}$  higher. That is, having a large observational sample affected by experimental errors does not improve the estimation of  $p'_{kl,in}$ , and the  $p'_{kl,class}$  errors are underestimated. This bias affects the galaxy merger fractions obtained from  $p'_{kl,class}$ , as we can see on § 3.7.

### 3.4. Study of $\sigma_{p'_{kl}}$

When we apply the ML method to an observational sample we obtain an estimation of the  $p'_{kl,ML}$  68% confidence intervals,  $[p'_{kl,ML} - \sigma_{p'_{kl,ML}}, p'_{kl,ML} + \sigma_{p'_{kl,ML}}]$ , and we want to know if these

TABLE 4  
RESULTS OF ML METHOD OVER  $N = 1000$  SYNTHETIC CATALOGS WITH  $n = 100$  SOURCES

$p'_{kl}$	$p'_{kl,in}$	$\overline{p'_{kl,ML}}$ $\overline{\sigma_z} = 0$	$T_{kl,ML}$ $\sigma_{\sigma_z} = 0$	$s_{p'_{kl,ML}}$ $\overline{\sigma_A} = 0$	$\overline{\sigma_{p'_{kl,ML}}}$ $\sigma_{\sigma_A} = 0$	$F_{kl}$ $\sigma_{bin} = 0$	$\overline{p'_{kl,class}}$	$s_{p'_{kl,class}}$	$T_{kl,class}$
$p'_{00}$ .....	-0.33647	-0.33647	...	0.22391	0.2000	...	-0.33647	0.22391	...
$p'_{10}$ .....	0.06899	0.06899	...	0.14864	0.15275	...	0.06899	0.14864	...
$p'_{20}$ .....	-0.11333	-0.11333	...	0.17864	0.17321	...	-0.11333	0.17864	...
$p'_{01}$ .....	-1.72277	-1.72277	...	0.62763	0.43589	...	-1.72277	0.62763	...
$p'_{11}$ .....	-1.25276	-1.25276	...	0.37839	0.33912	...	-1.25276	0.37839	...
$p'_{21}$ .....	-0.84730	-0.84730	...	0.24924	0.27080	...	-0.84730	0.24924	...
		$\overline{\sigma_z} = 0.1$	$\sigma_{\sigma_z} = 0.05$	$\overline{\sigma_A} = 0.175$	$\sigma_{\sigma_A} = 0.0875$	$\sigma_{bin} = 0.25$			
$p'_{00}$ .....	-0.33647	-0.35726	2.77	0.23715	0.24543	1.071	-0.42902	0.22794	12.84
$p'_{10}$ .....	0.06899	0.08249	2.02	0.21156	0.20096	1.108	0.01114	0.18577	9.85
$p'_{20}$ .....	-0.11333	-0.11930	0.81	0.23380	0.21587	1.173	-0.20244	0.20019	14.08
$p'_{01}$ .....	-1.72277	-1.72171	0.05	0.61932	0.57412	1.164	-1.40984	0.41453	23.87
$p'_{11}$ .....	-1.25276	-1.24035	0.76	0.51661	0.49041	1.110	-0.92149	0.28759	36.42
$p'_{21}$ .....	-0.84730	-0.84335	0.37	0.33559	0.34188	1.038	-0.79798	0.28500	5.47
		$\overline{\sigma_z} = 0.2$	$\sigma_{\sigma_z} = 0.1$	$\overline{\sigma_A} = 0.35$	$\sigma_{\sigma_A} = 0.175$	$\sigma_{bin} = 0.5$			
$p'_{00}$ .....	-0.33647	-0.34332	0.74	0.28963	0.31999	1.221	-0.47807	0.26072	17.17
$p'_{10}$ .....	0.06899	0.07331	0.47	0.28921	0.29111	1.013	-0.07671	0.20306	22.69
$p'_{20}$ .....	-0.11333	-0.11022	0.35	0.27894	0.27998	1.007	-0.26198	0.23834	19.72
$p'_{01}$ .....	-1.72277	-1.69378	1.03	0.89067	0.81972	1.181	-1.17948	0.42601	40.33
$p'_{11}$ .....	-1.25276	-1.26124	0.30	0.88586	0.77025	1.323	-0.72455	0.31834	52.47
$p'_{21}$ .....	-0.84730	-0.85992	0.88	0.45226	0.46377	1.051	-0.76835	0.32399	7.71
		$\overline{\sigma_z} = 0.4$	$\sigma_{\sigma_z} = 0.2$	$\overline{\sigma_A} = 0.7$	$\sigma_{\sigma_A} = 0.35$	$\sigma_{bin} = 1.0$			
$p'_{00}$ .....	-0.33647	-0.34227	0.40	0.45903	0.57113	1.548	-0.52269	0.33388	17.64
$p'_{10}$ .....	0.06899	0.10014	2.25	0.43673	0.56965	1.701	-0.18589	0.26832	30.04
$p'_{20}$ .....	-0.11333	-0.08903	1.63	0.46981	0.47632	1.028	-0.39434	0.32866	27.04
$p'_{01}$ .....	-1.72277	-1.82510	0.65	4.99004	2.17650	5.256	-0.91894	0.40459	62.83
$p'_{11}$ .....	-1.25276	-1.38142	1.32	3.07524	2.24256	1.880	-0.58439	0.34776	60.78
$p'_{21}$ .....	-0.84730	-0.84699	0.01	0.85518	0.87014	1.035	-0.65849	0.35630	16.76

confidence intervals are representative of the  $p'_{kl}$  probability distributions. They are representative if the median of the  $N$  values of  $\sigma_{p'_{kl,ML}}$ , denoted as  $\overline{\sigma_{p'_{kl,ML}}}$ , are similar to  $s_{p'_{kl,ML}}$ . To study this issue we perform a Fisher's variance test (Collins 1990 p. 234). We define our estimator as

$$F_{kl} = \frac{\max(\overline{\sigma_{p'_{kl,ML}}}, s_{p'_{kl,ML}})^2}{\min(\overline{\sigma_{p'_{kl,ML}}}, s_{p'_{kl,ML}})^2} \quad (28)$$

and accept that  $s_{p'_{kl,ML}} = \overline{\sigma_{p'_{kl,ML}}}$  with a 99% of confidence when  $F_{kl} \leq 1.18$ . We calculate the median of the  $F_{kl}$  for each simulation set, denoted as  $F$ , to make a comparison between different  $n$  and  $\sigma_{bin}$ . The results are summarized in Tables 3–5 and in Figure 3. We can see that  $s_{p'_{kl,ML}} = \overline{\sigma_{p'_{kl,ML}}}$  for all  $n$  when  $\sigma_{bin} = 0.25, 0.5$ . Only when  $\sigma_{bin} = 1.0$  and the samples are small ( $n = 50, 100$ ) does  $F$  lie above the confidence limits.

These results imply that the ML method supplies reliable confidence intervals of  $p'_{kl,ML}$  with thousand-sources samples or, with less sources, if the experimental errors are at most half of the histogram bin size.

The differences between  $s_{p'_{kl,ML}}$  and  $\overline{\sigma_{p'_{kl,ML}}}$  have two origins. The main effect comes from the fact that the probability distributions of  $p'_{kl,ML}$  are not perfectly Gaussian, and we had assumed Gaussianity to obtain  $\sigma_{p'_{kl,ML}}$  analytically. We study this issue in the next section. The other effect is that we evaluated the theoretical values of  $\sigma_{p'_{kl,ML}}$  at  $p'_{kl,ML}$ : the minimization method AMOEBA is not perfect and we may have estimated a local minimum of equation (11) instead the absolute minimum (see § 3.6).

### 3.5. Probability Distributions of $p'_{kl}$

In the analytical estimation of the  $p'_{kl,ML}$  covariances, we assumed that the  $p'_{kl,ML}$  probability distributions are Gaussian. To check this assumption we made a histogram of the  $N$  values of  $p'_{kl,ML}$  to obtain the shape of the  $p'_{kl,ML}$  probability distribution, which we want to approximate by a Gaussian with mean  $\overline{p'_{kl,ML}}$  and standard deviation  $s_{p'_{kl,ML}}$ . We tested this Gaussian approximation with a Kolmogorov-Smirnov test (Collins 1990 p. 235).

We saw that the Gaussian distribution approximation was valid for all  $\sigma_{bin}$  in the  $n = 1000$  simulation sets. The situation of the  $n = 50$  and 100 simulation sets was more complicated. For

TABLE 5  
 RESULTS OF ML METHOD OVER  $N = 10000$  SYNTHETIC CATALOGS WITH  $n = 1000$  SOURCES

$p'_{kl}$	$p'_{kl,in}$	$\overline{p'_{kl,ML}}$ $\overline{\sigma_z} = 0$	$T_{kl,ML}$ $\sigma_{\sigma_z} = 0$	$s_{p'_{kl,ML}}$ $\overline{\sigma_A} = 0$	$\overline{\sigma_{p'_{kl,ML}}}$ $\sigma_{\sigma_A} = 0$	$F_{kl}$ $\sigma_{bin} = 0$	$\overline{p'_{kl,class}}$	$s_{p'_{kl,class}}$	$T_{kl,class}$
$p'_{00}$ .....	-0.33647	-0.33647	...	0.06137	0.06325	...	-0.33647	0.06137	...
$p'_{10}$ .....	0.06899	0.06899	...	0.04940	0.04830	...	0.06899	0.04940	...
$p'_{20}$ .....	-0.11333	-0.11333	...	0.05336	0.05477	...	-0.11333	0.05336	...
$p'_{01}$ .....	-1.72277	-1.72277	...	0.14864	0.13784	...	-1.72277	0.14864	...
$p'_{11}$ .....	-1.25276	-1.25276	...	0.11132	0.10724	...	-1.25276	0.11132	...
$p'_{21}$ .....	-0.84730	-0.84730	...	0.08066	0.08563	...	-0.84730	0.08066	...
<hr/>									
		$\overline{\sigma_z} = 0.1$	$\sigma_{\sigma_z} = 0.05$	$\overline{\sigma_A} = 0.175$	$\sigma_{\sigma_A} = 0.0875$	$\sigma_{bin} = 0.25$			
$p'_{00}$ .....	-0.33647	-0.35327	6.99	0.07596	0.07700	1.028	-0.41246	0.07170	33.51
$p'_{10}$ .....	0.06899	0.07525	3.19	0.06204	0.06414	1.139	0.00102	0.05671	37.90
$p'_{20}$ .....	-0.11333	-0.11170	0.73	0.07046	0.06730	1.094	-0.19532	0.06814	38.05
$p'_{01}$ .....	-1.72277	-1.72333	0.10	0.18378	0.18398	1.005	-1.41729	0.12568	76.86
$p'_{11}$ .....	-1.25276	-1.24578	1.35	0.16351	0.15516	1.138	-0.92943	0.09163	111.59
$p'_{21}$ .....	-0.84730	-0.84306	1.23	0.10901	0.10726	1.060	-0.80147	0.08635	16.78
<hr/>									
		$\overline{\sigma_z} = 0.2$	$\sigma_{\sigma_z} = 0.1$	$\overline{\sigma_A} = 0.35$	$\sigma_{\sigma_A} = 0.175$	$\sigma_{bin} = 0.5$			
$p'_{00}$ .....	-0.33647	-0.35273	5.28	0.09732	0.09866	1.027	-0.47684	0.08066	55.03
$p'_{10}$ .....	0.06899	0.07463	1.83	0.09727	0.09114	1.069	-0.07992	0.06535	72.06
$p'_{20}$ .....	-0.11333	-0.11731	1.36	0.09237	0.08829	1.096	-0.28307	0.07064	75.99
$p'_{01}$ .....	-1.72277	-1.71352	1.12	0.26019	0.25957	1.002	-1.17318	0.13081	132.86
$p'_{11}$ .....	-1.25276	-1.23600	2.09	0.25323	0.23734	1.110	-0.70824	0.09678	177.92
$p'_{21}$ .....	-0.84730	-0.84142	1.25	0.14808	0.14385	1.033	-0.75047	0.10000	30.62
<hr/>									
		$\overline{\sigma_z} = 0.4$	$\sigma_{\sigma_z} = 0.2$	$\overline{\sigma_A} = 0.7$	$\sigma_{\sigma_A} = 0.35$	$\sigma_{bin} = 1.0$			
$p'_{00}$ .....	-0.33647	-0.37667	8.27	0.15372	0.16437	1.143	-0.52454	0.10316	57.65
$p'_{10}$ .....	0.06899	0.07901	1.95	0.16218	0.16229	1.001	-0.20842	0.08748	100.28
$p'_{20}$ .....	-0.11333	-0.10270	2.45	0.13490	0.14196	1.107	-0.36879	0.09448	85.51
$p'_{01}$ .....	-1.72277	-1.65260	5.03	0.44100	0.46316	1.103	-0.91542	0.13080	195.18
$p'_{11}$ .....	-1.25276	-1.26323	0.67	0.49175	0.49023	1.006	-0.56759	0.11510	188.24
$p'_{21}$ .....	-0.84730	-0.85242	0.65	0.24892	0.25306	1.033	-0.67546	0.11284	48.15

$n = 100$ , the  $p'_{k0,ML}$  Gaussian approximation was valid for all  $\sigma_{bin}$ , while the  $p'_{k1,ML}$  started to be non-Gaussian for  $\sigma_{bin} = 0.5$ , and we could not assume Gaussianity for  $\sigma_{bin} = 1.0$ . For  $n = 50$  simulations we could not assume Gaussian approximation from  $\sigma_{bin} = 0.25$  to the  $p'_{k1,ML}$  and from  $\sigma_{bin} = 0.5$  to the  $p'_{k0,ML}$ .

These results emphasize that one must check the Gaussian approximation of the  $p'_{kl,ML}$  probability distributions in each case. That is, when applying the ML method to an experimental catalog it is essential to make special simulations aimed at verifying the Gaussianity of the recovered probabilities.

### 3.6. The Standard Deviation of the ML Method Due to Iterative Minimization

The iterative minimization method AMOEBA used to obtain the minimum of equation (11) can introduce an error in the determination of  $p'_{kl,ML}$  if the method converges to a local minimum. In addition, increasing the experimental errors relaxes the conditions over the absolute minimum and makes it more probable that the method converges onto one such local

minimum. To study this effect and its importance, we apply the ML method  $N = 100$  times over the same catalog, one per simulation set. We define the variable  $s_{p'_{kl,iter}}$  as the dispersion of the  $N$  values of the recovered probabilities  $p'_{kl,ML}$ . We find that the values of  $s_{p'_{kl,iter}}$  depend on the tolerance and the maximum number of iterations of the minimization method. We take a  $10^{-15}$  tolerance and 5000 iterations as optimal values: less tolerance or more iterations does not reduce  $s_{p'_{kl,iter}}$ , but increases the computational time. All final simulations presented in this paper were made with these optimal values. We also find that  $s_{p'_{kl,iter}}$  increases with  $\sigma_{bin}$ , but is  $\sim 5$  times smaller than  $s_{p'_{kl,ML}}$  in the worst experimental error case, so the standard deviations of the probabilities are slightly affected by this effect. Therefore, when applying the ML method to an experimental catalog, it is safe practice to apply it more than once, as a precaution against local solutions and iteration bias.

### 3.7. The Galaxy Merger Fraction

In the previous sections we have seen that the experimental errors modify the input bidimensional distribution, biasing the

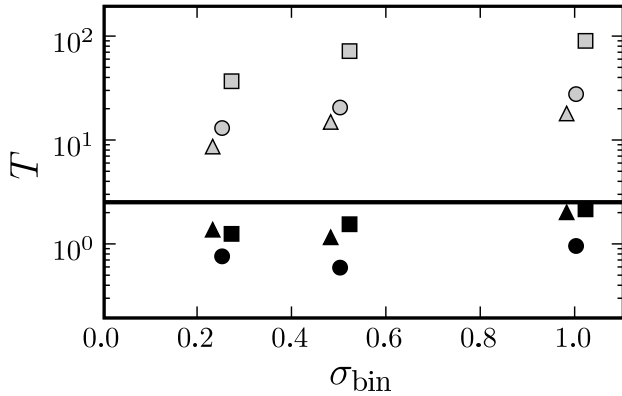


FIG. 2.—Variation of  $T_{\text{ML}}$  (black symbols) and  $T_{\text{class}}$  (gray symbols) with dimensionless experimental error size  $\sigma_{\text{bin}}$ . Triangles are for  $n = 50$ , circles for  $n = 100$ , and squares for  $n = 1000$  source catalogs. The solid line is the 99% confidence limit  $T = 2.6$ .

classical method estimations, whereas the ML method is able to recover the input bidimensional distribution. In this section we study the general effect and trends that the experimental errors introduce on the galaxy merger fraction determination. To obtain the galaxy merger fraction by the ML method we follow § 2.2. First we determine the galaxy merger fraction  $f_{\text{gm},k}^{\text{ML}}$  applying equation (16) to the  $p'_{kl,\text{ML}}$  probabilities in Tables 3–5. Next, we perform Monte Carlo simulations with these  $f_{\text{gm},k}^{\text{ML}}$  values and the  $p'_{kl,\text{ML}}$  and  $\sigma_{p'_{kl,\text{ML}}}$  in Tables 3–5 to characterize the probability distribution of  $f_{\text{gm},k}$ , obtaining the 68% confidence interval  $[\sigma_{f_{\text{gm},k}}^-, \sigma_{f_{\text{gm},k}}^+]$  with equations (22) and (23).

The galaxy merger fraction by the classical method is, applying equation (2),

$$f_{\text{gm},k}^{\text{class}} = \frac{2e^{p'_{k0,\text{class}}}}{e^{p'_{k0,\text{class}}} + 2e^{p'_{k1,\text{class}}}}, \quad (29)$$

while its 68% confidence interval  $[f_{\text{gm},k}^{\text{class}} - \sigma_{f_{\text{gm},k}^{\text{class}}}, f_{\text{gm},k}^{\text{class}} + \sigma_{f_{\text{gm},k}^{\text{class}}}]$  is obtained applying the usual error theory to equation (29),

$$\sigma_{f_{\text{gm},k}^{\text{class}}} = \frac{2e^{p'_{k0,\text{class}}} e^{p'_{k1,\text{class}}}}{(e^{p'_{k0,\text{class}}} + 2e^{p'_{k1,\text{class}}})^2} \times \sqrt{s_{p'_{k1,\text{class}}}^2 + s_{p'_{k0,\text{class}}}^2}. \quad (30)$$

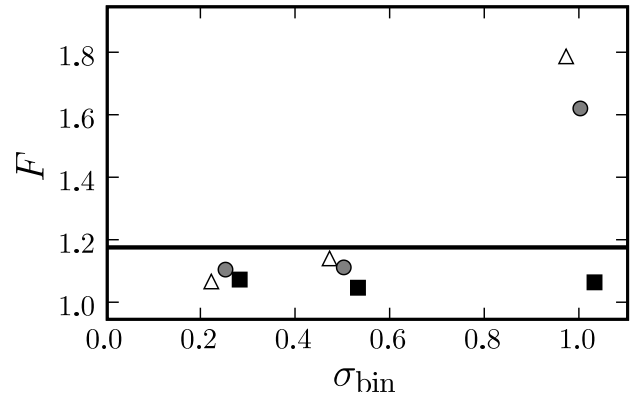


FIG. 3.—Variation of  $F$  with dimensionless experimental error size  $\sigma_{\text{bin}}$ . Triangles are for  $n = 50$ , circles for  $n = 100$ , and squares for  $n = 1000$  source catalogs. The solid line is the 99% confidence limit  $F = 1.8$ .

Because of the experimental error limits of the ML method that we noted in previous sections, we only made this study with the  $n = 1000$  simulation sets. We summarize the results in Table 6 and Figure 4. We can see that the classical method gives the worst estimates of the input galaxy merger fraction when the experimental errors increase. We may take as observational reference the  $\sigma_{\text{bin}} = 0.25$  case (for example, in Conselice et al. 2003 we have  $\sigma_{\text{bin}} \sim 0.2$ ). In this case, the difference between the input and the classical estimation is  $\sim 0.1$  on the first and second redshift intervals, which have the lower input galaxy merger fraction, and  $\sim 0.05$  in the third interval. Furthermore, the experimental errors tend to smooth the galaxy merger fraction values. An extreme case is  $\sigma_{\text{bin}} = 1$ , where the dependency in  $z$  has been lost. In addition, the confidence intervals are underestimated and are  $\sim 0.035$  in every case. In contrast, the differences between the input and ML method galaxy merger fractions are  $\sim 0.01$  in every redshift bin and experimental error case. Furthermore, the 68% confidence intervals are more realistic: in the  $\sigma_{\text{bin}} = 0.25, 0.5$  cases they are  $\sim 0.05$ , while in the  $\sigma_{\text{bin}} = 1.0$  case they increase to  $\sim 0.1$ .

Finally, we also determined the classical galaxy merger fraction in the  $n = 50$  and 100 cases, and noticed that the values of  $f_{\text{gm},k}^{\text{class}}$  were similar in each  $\sigma_{\text{bin}}$  case: having large samples does

TABLE 6  
REAL, ML METHOD, AND CLASSIC GALAXY MERGER FRACTION

$(z_k, z_{k+1})$	$f_{\text{gm},k}^{\text{in}}$	$f_{\text{gm},k}^{\text{ML}}$			$f_{\text{gm},k}^{\text{class}}$		
		$\sigma_{\text{bin}} = 0.25$	$\sigma_{\text{bin}} = 0.5$	$\sigma_{\text{bin}} = 1.0$	$\sigma_{\text{bin}} = 0.25$	$\sigma_{\text{bin}} = 0.5$	$\sigma_{\text{bin}} = 1.0$
[0, 0.4) .....	0.3333	$0.337^{+0.069}_{-0.057}$	$0.339^{+0.048}_{-0.042}$	$0.358^{+0.134}_{-0.098}$	$0.423 \pm 0.035$	$0.499 \pm 0.038$	$0.575 \pm 0.040$
[0.4, 0.8) .....	0.3478	$0.348^{+0.063}_{-0.053}$	$0.350^{+0.040}_{-0.036}$	$0.343^{+0.140}_{-0.099}$	$0.441 \pm 0.027$	$0.516 \pm 0.029$	$0.583 \pm 0.035$
[0.8, 1.2) .....	0.4897	$0.490^{+0.044}_{-0.040}$	$0.492^{+0.032}_{-0.030}$	$0.486^{+0.079}_{-0.068}$	$0.522 \pm 0.027$	$0.556 \pm 0.030$	$0.595 \pm 0.035$

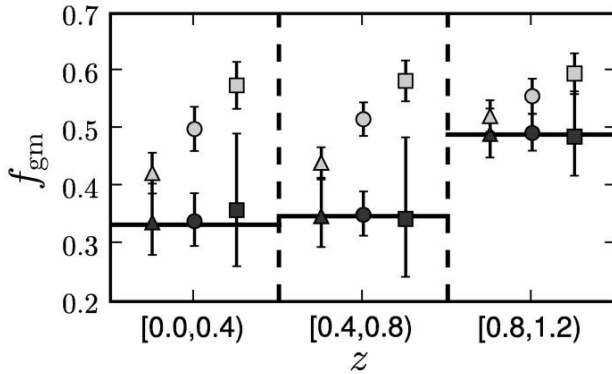


FIG. 4.—Galaxy merger fraction estimations by classical (*gray symbols*) and ML method (*black symbols*). In the two cases triangles are for  $\sigma_{\text{bin}} = 0.25$ , circles for  $\sigma_{\text{bin}} = 0.5$ , and squares for  $\sigma_{\text{bin}} = 1$ . The black solid lines are the input galaxy merger fraction in each redshift bin. We can take  $\sigma_{\text{bin}} = 0.25$  as an observational reference.

not improve the results and we may take into account the experimental errors in our analysis to avoid the bias.

#### 4. DETERMINATION OF ANY ONE- OR TWO-DIMENSIONAL DISTRIBUTION BY THE ML METHOD

The method outlined here may easily be applied to the unbiased determination of any bidimensional distribution in the presence of observational errors. For example, the automatic indices  $M_{20}$  and  $G$  are used in Lotz et al. (2008) to determine the galaxy merger fraction by morphological criteria. We could apply the ML method by defining the variable  $MG = G + 0.14M_{20} - 0.33$  and by calling merger systems all sources with  $MG > 0$ . Similarly, we may apply the ML method to obtain density of sources in color-color diagrams, especially when we have some condition that separates populations, or to determine one-dimensional histogram of any observational magnitude.

For reference, we provide an outline for the application of the ML method to any one- or two-dimensional experimental distribution subject to observational errors:

1. Define the observational catalog. This catalog cannot be restricted to the interval of interest, e.g.,  $[z_0, z_k]$ , because there are sources both with  $z_i < z_0$  and  $z_i > z_k$  that could belong to a real bidimensional distribution bin within the range of interest due to the observational errors. In general one should include in the sample those sources with  $z_i + 2\sigma_i > z_0$  and  $z_i - 2\sigma_i < z_k$  to avoid incompleteness effects.

2. Apply the ML method to the observational catalog. First, define the bidimensional distribution bins taking into account the size of the observational errors. Next, minimize equation (11) to obtain the most probable values of  $p'_{kl}$ ,  $p'_{kl,ML}$ .

To determine their confidence intervals, calculate the Hessian matrix, equation (13), with the observational data and the previous  $p'_{kl,ML}$  values. The diagonal elements of the inverse Hessian matrix provide  $\sigma_{p'_{kl,ML}}$ . Notice that we assumed Gaussian experimental errors, equations (5) and (6), in the development of the ML method. If you need to assume other experimental error distributions, you need to recalculate equations (11), (14), and (15) with the new error distributions.

3. Check the results with representative synthetic catalogs. Run simulations with synthetic catalogs to test the accuracy and Gaussianity limits of the method in each particular case following the methodology of §§ 3.3, 3.4, and 3.5. These synthetic catalogs should have the previous  $p'_{kl,ML}$  as bidimensional distribution input, that is, as  $p'_{kl,in}$ , and similar characteristics to the experimental ones to fix the other input parameters. For example, synthetic and experimental catalogs should have same number of sources  $n$ , and  $\overline{\sigma_z}$  may be given by the median of the photometric redshift errors in each redshift bin, while, for  $\sigma_{\sigma_z}$ , one may use the dispersions of these photometric redshift errors. In addition, is important to take into account special cases, e.g., the number of sources with  $z_{\text{spec}}$ , which have  $\sigma_z \sim 0$ , in each bin, or avoid unphysical values, e.g., negative redshifts.

4. Determine  $p_{kl}$ , equation (16), and their confidence intervals, equations (18) and (19), in the reliable cases.

#### 5. CONCLUSIONS

We have presented a maximum likelihood method to recover bidimensional distributions of experimental data subject to measurement errors, and applied it to the determination of the galaxy merger fraction based on asymmetry criteria from C03.

The Gaussianity of  $p'_{kl,ML}$  is the strongest condition on the reliability of the method. From the results, taking into account that typical observational catalogs usually have a few hundred sources, and that the probabilities  $p'_{kl}$  would be small, we conclude that the bin of the bidimensional distribution must be at least twice the typical error in redshift in the observational catalog. Within this quality limit, the ML method can recover with accuracy and reliability the lost information due to the experimental errors. In addition, our results have realistic errors with known shapes, which the classical histograms cannot provide.

The ML method presented here may in principle be extended to as many dimensions as required by the astrophysical problem we are addressing. For instance, if we wish to determine variations in the galaxy merger fraction as a function of galaxy mass, errors in the galaxy mass determination would make objects spill over from one mass bin to the next, biasing the classical histogram approach. The ML method with an added mass axis would solve the problem. Even if we are not seeking to determine the variation of the galaxy merger fraction with mass, our parent sample unavoidably has a boundary (e.g., luminosity, mass, color), and observational errors make objects jump in and out of the sample, hence potentially modifying the shape

of the distribution we are trying to determine. This extension to higher dimensions is straightforward only when the third variable is independent from the other two. In the case of a third luminosity or mass axis, this is unfortunately not the case: luminosity and mass depend on galaxy redshift, introducing covariances between the variables. Furthermore, luminosity and mass are affected by incompleteness functions, making our problem nonanalytic. We leave the treatment of this problem for future work.

We dedicate this paper to the memory of our six IAC colleagues and friends who met with a fatal accident in Piedra de los Cochinos, Tenerife, in February 2007, with a special thanks to Maurizio Panniello, whose teachings of Python were so important for this paper. This work was supported by the Spanish Programa Nacional de Astronomía y Astrofísica through project AYA2006-12955.

## REFERENCES

- Arzner, K. et al. 2007, *A&A*, 468, 501  
 Bell, E. F., Phleps, S., Somerville, R. S., Wolf, C., Borch, A., & Meisenheimer, K. 2006, *ApJ*, 652, 270  
 Bridge, C. R. et al. 2007, *ApJ*, 659, 931  
 Bundy, K., Fukugita, M., Ellis, R. S., Kodama, T., & Conselice, C. J. 2004, *ApJ*, 601, L123  
 Cassata, P. et al. 2005, *MNRAS*, 357, 903  
 Collins, G. W. II 1990, *Fundamental Numerical Methods and Data Analysis*, <http://ads.harvard.edu/books/1990fnmd.book/>  
 Conselice, C. J. 2003, *ApJS*, 147, 1 (C03)  
 ———. 2006, *ApJ*, 638, 686  
 Conselice, C. J., Bershad, M. A., Dickinson, M., & Papovich, C. 2003, *AJ*, 126, 1183  
 Davidson, R., & Mackinnon, J. 1993, *Estimation and inference in econometrics* (New York: Oxford University Press)  
 Davis, M. et al. 2007, *ApJ*, 660, L1  
 De Lucia, G., & Blaizot, J. 2007, *MNRAS*, 375, 2  
 De Propriis, R., Liske, J., Driver, S. P., Allen, P. D., & Cross, N. J. 2005, *AJ*, 130, 1516  
 Efstathiou, G. 2004, *MNRAS*, 348, 885  
 García-Dabó, C. E. 2002, Ph.D. Thesis, Universidad Complutense de Madrid  
 Giavalisco, M. et al. 2004, *ApJ*, 600, L93  
 Gottlöber, S., Klypin, A., & Kravtsov, A. V. 2001, *ApJ*, 546, 223  
 Governato, F., Gardner, J. P., Stadel, J., Quinn, T., & Lake, G. 1999, *AJ*, 117, 1651  
 Grazian, A. et al. 2006, *A&A*, 449, 951  
 Kampczyk, P. et al. 2007, *ApJS*, 172, 329  
 Kartaltepe, J. S. et al. 2007, *ApJS*, 172, 320  
 Kolatt, T. S. et al. 1999, *ApJ*, 523, L109  
 Lavery, R. J., Remijan, A., Charmandaris, V., Hayes, R. D., & Ring, A. A. 2004, *ApJ*, 612, 679  
 Le Fèvre, O. et al. 2000, *MNRAS*, 311, 565  
 Lin, L. et al. 2004, *ApJ*, 617, L9  
 Lonsdale, C. J. et al. 2003, *PASP*, 115, 897  
 Lotz, J. M. et al. 2008, *ApJ*, 672, 177  
 Makarov, D. et al. 2006, *AJ* 132, 2729  
 Marsden, J. E., & Tromba, A. J. 1996, *Vector Calculus* (New York: W.H. Freeman and Company)  
 Masjedi, M. et al. 2006, *ApJ*, 644, 54  
 Mihos, J. C. 1995, *ApJ*, 438, L75  
 Naylor, T., & Jeffries, R. D. 2006, *MNRAS*, 373, 1251  
 Nelder, J. A., & Mead, R. 1965, *Computer Journal*, 7(4), 308  
 Patton, D. R., Carlberg, R. G., Marzke, R. O., Pritchett, C. J., da Costa, L. N., & Pellegrini, P. S. 2000, *ApJ*, 536, 153  
 Patton, D. R. et al. 2002, *ApJ*, 565, 208  
 Peña, D. 2001, *Fundamentos de estadística* (Madrid: Alianza Editorial)  
 Press, W. H. 1995, *Numerical Recipes in C*, 2nd ed. (New York: Cambridge University Press)  
 Scoville, N. et al. 2007, *ApJS*, 172, 1  
 Sheth, R. K. 2007, *MNRAS*, 378, 709  
 Springel, V., Di Matteo, T., & Hernquist, L. 2005, *ApJ*, 620, L79  
 Wolf, C., Meisenheimer, K., Rix, H.-W., Borch, A., Dye, S., & Kleinheinrich, M. 2003, *A&A*, 401, 73



# 4

---

## Fracción de fusiones mayores a $z \sim 0.6$ en la tira de Groth

**RESUMEN:** En este trabajo se ha medido la fracción de galaxias que están sufriendo una fusión mayor entre dos discos ( $f_m^{\text{mph}}$ ) a desplazamientos al rojo intermedios ( $0.35 \leq z < 0.85$ ) mediante el estudio del índice de asimetría  $A$ . Los resultados se han obtenido para fuentes de la tira de Groth seleccionadas en magnitud absoluta  $B$  y  $K_s$  dentro del muestreo fotométrico GOYA. Las tres fuentes principales de errores sistemáticos han sido cuidadosamente tratadas y cuantificadas: el efecto de los errores de los desplazamientos al rojo fotométricos y los índices de asimetría han sido corregidos con técnicas de máxima verosimilitud. Los sesgos debidos a la degradación de la información morfológica de las imágenes con el desplazamiento al rojo han sido tratados midiendo las asimetrías en imágenes degradadas artificialmente a un único desplazamiento al rojo de referencia,  $z_d = 0.75$ . El efecto de la corrección K morfológica se ha evitado restringiendo el estudio al rango de  $z$  en el cual las imágenes no son dominadas por flujos más allá de  $4000\text{\AA}$ . Se encuentra que: (i) los datos permiten medir de forma robusta la fracción de fusiones para un solo rango de  $z$  centrado en  $z = 0.6$ . (ii) La fracción de fusiones a este  $z$  es menor que las obtenidas en trabajos previos:  $f_m^{\text{mph}} = 0.045_{-0.011}^{+0.014}$  para galaxias con  $M_B \leq -20$  y  $f_m^{\text{mph}} = 0.031_{-0.009}^{+0.013}$  para galaxias con  $M_{K_s} \leq -23.5$ . Y (iii) el no tener en cuenta el efecto de los errores observacionales da lugar a una sobrestimación en  $f_m^{\text{mph}}$  de un 10 %-60 %.

Combinando los resultados con otros de la literatura, también obtenidos en muestras seleccionadas en la banda  $B$ , y parametrizando la evolución de la fracción de fusiones como  $f_m^{\text{mph}}(z) = f_m^{\text{mph}}(0)(1+z)^m$ , se obtiene que  $m = 2.9 \pm 0.8$  y que  $f_m^{\text{mph}}(0) = 0.012 \pm 0.004$ . Asumiendo una escala de tiempos para las fusiones de  $0.35 - 0.6$  Gyr, los valores anteriores implican que tan solo un 20 %-35 % de las galaxias actuales con  $M_B \leq -20$  han sufrido una fusión mayor entre discos desde  $z \sim 1$ .

Asumiendo una relación masa-luminosidad fija en la banda  $K_s$  se obtiene que la tasa de fusiones para una selección en masa  $M_\star \gtrsim 3.5 \times 10^{10} M_\odot$  es  $\mathfrak{R}_m = 1.6_{-0.6}^{+0.9} \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gyr}^{-1}$  a  $z = 0.6$ . Comparando con estudios previos realizados a un desplazamiento al rojo similar se encuentra que la tasa de fusiones disminuye cuando la masa de selección aumenta.

**REFERENCIA:** The Astrophysical Journal (ApJ), **694**: 643-653, marzo 2009.



## ROBUST DETERMINATION OF THE MAJOR MERGER FRACTION AT $Z = 0.6$ IN THE GROTH STRIP

CARLOS LÓPEZ-SANJUAN<sup>1</sup>, MARC BALCELLS<sup>1</sup>, CESAR ENRIQUE GARCÍA-DABÓ<sup>1,2</sup>, MERCEDES PRIETO<sup>1,3</sup>,  
DAVID CRISTÓBAL-HORNILLOS<sup>1,4</sup>, M. CARMEN ELICHE-MORAL<sup>1,5</sup>, DAVID ABREU<sup>1</sup>, PETER ERWIN<sup>6</sup>, AND RAFAEL GUZMÁN<sup>7</sup>  
<sup>1</sup> Instituto de Astrofísica de Canarias, Calle Vía Láctea s/n, E-38205 La Laguna, Tenerife, Spain; clsj@iac.es, balcells@iac.es, dabreu@iac.es  
<sup>2</sup> European South Observatory, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, D-85748 Garching, Germany; cgarcia@eso.org  
<sup>3</sup> Departamento de Astrofísica, Universidad de La Laguna, E-38206 La Laguna, Tenerife, Spain; mpm@iac.es  
<sup>4</sup> Instituto de Astrofísica de Andalucía, Camino Bajo de Huétor, 50, E-18008 Granada, Spain; dch@iaa.es  
<sup>5</sup> Departamento de Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera, Facultad de C.C. Físicas, Universidad Complutense de Madrid, E-28040 Madrid, Spain; cem@astrax.fis.ucm.es  
<sup>6</sup> Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Giessenbachstrasse, D-85748 Garching, Germany; erwin@mpe.mpg.de  
<sup>7</sup> Department of astronomy, University of Florida, 211 Bryant Space Science Center, Gainesville, FL 32611-2055, USA; guzman@astro.ufl.edu  
Received 2008 September 10; accepted 2008 December 28; published 2009 March 17

### ABSTRACT

We measure the fraction of galaxies undergoing disk–disk major mergers ( $f_m^{\text{mph}}$ ) at intermediate redshifts ( $0.35 \leq z < 0.85$ ) by studying the asymmetry index  $A$  of galaxy images. Results are provided for  $B$ - and  $K_s$ -band absolute magnitude selected samples from the Groth strip in the galaxy origins and young assembly photometric survey. Three sources of systematic error are carefully addressed and quantified. The effects of the large errors in the photometric redshifts and asymmetry indices are corrected with maximum-likelihood techniques. Biases linked to the redshift degradation of the morphological information in the images are treated by measuring asymmetries on images artificially redshifted to a reference redshift of  $z_d = 0.75$ . Morphological  $K$ -corrections are further constrained by remaining within redshifts where the images sample redward of  $4000 \text{ \AA}$ . We find that: (1) our data allow for a robust merger fraction to be provided for a single redshift bin, which we center at  $z = 0.6$ . (2) Merger fractions at that  $z$  have lower values than previous determinations:  $f_m^{\text{mph}} = 0.045_{-0.011}^{+0.014}$  for  $M_B \leq -20$  galaxies, and  $f_m^{\text{mph}} = 0.031_{-0.009}^{+0.013}$  for  $M_{K_s} \leq -23.5$  galaxies. And, (3) failure to address the effects of the large observational errors leads to overestimating  $f_m^{\text{mph}}$  by factors of 10%–60%. Combining our results with those on other  $B$ -band selected samples, and parameterizing the merger fraction evolution as  $f_m^{\text{mph}}(z) = f_m^{\text{mph}}(0)(1+z)^m$ , we obtain that  $m = 2.9 \pm 0.8$ , and  $f_m^{\text{mph}}(0) = 0.012 \pm 0.004$ . For an assumed merger timescale between 0.35–0.6 Gyr, these values imply that only 20%–35% of present-day  $M_B \leq -20$  galaxies have undergone a disk–disk major merger since  $z \sim 1$ . Assuming a  $K_s$ -band mass-to-light ratio not varying with luminosity, we infer that the merger rate of galaxies with stellar mass  $M_* \gtrsim 3.5 \times 10^{10} M_\odot$  is  $\mathfrak{R}_m = 1.6_{-0.6}^{+0.9} \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gyr}^{-1}$  at  $z = 0.6$ . When we compare with previous studies at similar redshifts, we find that the merger rate decreases when mass increases.

*Key words:* galaxies: evolution – galaxies: interactions – galaxies: statistics

### 1. INTRODUCTION

Current  $\Lambda$  cold dark matter ( $\Lambda$ CDM) simulations show that hierarchical halo mergers explain the buildup of dark matter structures in the universe (Blumenthal et al. 1984; Springel et al. 2005). While the merger history places difficulties on the formation of disk galaxies (van den Bosch 2001; Abadi et al. 2003; D’Onghia & Burkert 2004), it is generally agreed that mergers are important in the formation of massive early-type galaxies (e.g., De Lucia et al. 2006). Simulations suggest that gas-rich mergers can produce spheroidal systems (e.g., Naab & Burkert 2003; Bournaud et al. 2005; Hopkins et al. 2008), while dissipationless spheroidal mergers explain more massive spheroids (e.g., González-García & van Albada 2003; González-García & Balcells 2005; Naab et al. 2006). Mergers may also play a role in disk galaxy evolution: Lotz et al. (2008a)  $N$ -body simulations show that gas-rich major mergers can produce disk systems, while Eliche-Moral et al. (2006a) show that minor mergers contribute to bulge growth in disk galaxies. Observationally, the size evolution of massive galaxies with redshift (Trujillo et al. 2007; van Dokkum et al. 2008) and the luminosity density evolution of red sequence galaxies since  $z \sim 1$  (Bell et al. 2004; Faber et al. 2007) rule out the passive evolution hypothesis and suggest galaxy mergers as an important process in galaxy formation.

Despite their importance, the merger rate ( $\mathfrak{R}_m$ , number of mergers per comoving volume and time), the merger fraction ( $f_m$ , fraction of mergers in a given sample), and their evolution with  $z$ , are observationally poorly constrained. Merger fractions may be estimated from statistics of close pairs, or from statistics of geometrically distorted galaxies. Working with close pairs (e.g., Patton et al. 2000, 2002; Lin et al. 2004, 2008; De Propris et al. 2005, 2007) gives useful information on the progenitors of the merger, such as their morphologies, their mass ratio, or their relative colors. On the other hand, these studies need spectroscopic samples to avoid contamination by projection, which often leads to small sample sizes, although photometric redshift samples are starting to be used for this purpose (e.g., Bell et al. 2006; Kartaltepe et al. 2007; Ryan et al. 2008; Hsieh et al. 2008).

Methods based on morphological distortions, referred to in this paper as morphological merger fraction determinations, exploit the fact that, in the final stages of a disk–disk merger, the merger remnant is highly distorted, e.g., with high asymmetries, tidal tails, or double nuclei (Conselice et al. 2003, 2008; Cassata et al. 2005; Kampczyk et al. 2007; Bridge et al. 2007; Lotz et al. 2008b, hereafter L08). The identification of distorted sources may be done by eye (e.g., Kampczyk et al. 2007), or by automatic morphological indices, such as the asymmetry index  $A$  (Abraham et al. 1996; Conselice et al. 2000), and the

$G$  and  $M_{20}$  indices (Lotz et al. 2004). When using automatic methods, the uncertainties in the morphological indices and in the photometric redshifts, coupled with the fact that distorted galaxies represent a small fraction of the total, lead to objects statistically “spilling over” from the most populated to the less populated bins, both in asymmetry and in photometric redshift. These effects were studied by López-Sanjuan et al. (2008, hereafter LGB08), who used maximum likelihood (ML) techniques to quantify the errors, and to provide unbiased determinations of the merger fractions. These authors conclude that the use of classical, straight histograms to compute merger fraction evolution can easily lead to overestimating merger fractions by  $\sim 50\%$ . Such errors lead to overestimating the importance of mergers in galactic evolution models, e.g., to reproduce galaxy number counts, or when comparing observational results with  $\Lambda$ CDM predictions.

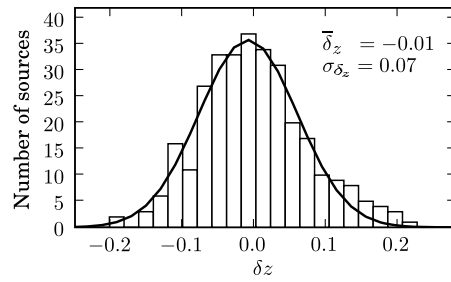
In this work we measure the morphological merger fraction at intermediate redshift ( $z \sim 0.6$ ) using asymmetry index diagnostics. Previous works found a merger fraction at that redshift of  $\sim 0.07$  (Conselice et al. 2003; L08), although higher (0.09, Cassata et al. 2005; 0.16, Bridge et al. 2007), and lower (0.02, Kampczyk et al. 2007) values have been reported. We apply the ML method developed in LGB08 to determine to what degree previous merger fraction determinations are affected by redshift and asymmetry measurement errors.

This paper is structured as follows. In Section 2 we summarize the galaxy origins and young assembly (GOYA) data used in this paper, while in Section 3 we describe the asymmetry index calculations and its variation with redshift. In Section 4, we review the ML method developed and tested in LBC08. The merger fraction values are presented in Section 5, and we compare our results with those by other authors in Section 6. Our conclusions are presented in Section 7. We use  $H_0 = 70 \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_M = 0.3$ , and  $\Omega_\Lambda = 0.7$  throughout this paper. All magnitudes are in the Vega system, unless noted otherwise.

## 2. DATA

We work with images and catalogs from the GOYA photometric survey, an imaging survey in preparation for the GOYA<sup>8</sup> near-IR (NIR) spectroscopic survey with Gran Telescopio Canarias/Espectrógrafo Multiobjeto Infrarrojo (GTC/EMIR) (Guzmán 2003). For this paper, we focus on the Groth strip (GS) field, which is covered in six broadband filters ( $U, B, V, I, J, K_s$ ) over a common area of  $155 \text{ arcmin}^2$ . The area covered is that of the original GS survey with *Hubble Space Telescope* (*HST*)/Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2) (Groth et al. 1994), centered on  $\alpha = 14^{\text{h}}16^{\text{m}}38^{\text{s}}.8$  and  $\delta = 52^{\circ}16'52''$  (J2000.0). *HST*/WFPC2 imaging, which will provide the data for our asymmetry measurements, has been extensively described elsewhere (e.g. Ratnatunga et al. 1995, 1999; Simard et al. 2002). Exposure times for the images used here were 2800 s in  $F606W$  ( $V_{606}$ ) and 4400 s in  $F814W$  ( $i_{814}$ ), and a typical depth of  $i_{814} = 25.0$  is reached.

$K_s$ -band imaging is described in Cristóbal-Hornillos et al. (2003). The GS was covered with 11 pointings of the WHT/INGRID camera, with a pixel scale of  $0''.24$  and seeing ranging from  $0''.6$  to  $1''.1$  FWHM. With typical exposure times of 5700 s, the median  $3\sigma$  depth is 20.5 mag. Imaging in the  $J$  band was similarly carried out with the WHT/INGRID camera. Exposure times were 1800 s, leading to depths of 21.8 mag.



**Figure 1.** Histogram of the variable  $\delta_z$  (see the text for definition). The black solid line is the best fit of the histogram to a Gaussian with  $\bar{\delta}_z = -0.01$  and  $\sigma_{\delta_z} = 0.07$ .

$U$ - and  $B$ -band imaging are described in Eliche-Moral et al. (2006b). The entire GS was covered with a single pointing of the INT/WFC. Integration times were 14,400 s in  $U$  and 10,300 s in  $B$ , which led to  $\sim 3\sigma$  depths of 24.8 mag in  $U$  and 25.5 mag in  $B$ . The FWHM of the images was  $1''.3$ .

### 2.1. The Galaxy Origins and Young Assembly Groth Strip Catalog

The parent catalog for the present study is a  $K_s$ -selected catalog comprising 2450 sources, for which photometry is provided in six bands,  $U$  through  $K_s$ . The limiting magnitude of the catalog, as derived from simulations with synthetic sources, is  $K_s \sim 20.51$  (50% detection efficiency). Multiband photometry comes from images with matched point-spread function (PSF) to  $1''.3$  of FWHM. The catalog contains DEEP3<sup>9</sup> spectroscopic redshifts ( $z_{\text{spec}}$ ) for  $\sim 600$  sources and photometric redshifts ( $z_{\text{phot}}$ ) for all. The latter were obtained with HYPERZ (Bolzonella et al. 2000), which also provided the 68% confidence interval for each  $z_{\text{phot}}$ . However, the probability distributions that describe the  $z_{\text{phot}}$  are not symmetric, present nonanalytic shapes and can have double peaks, while our methodology requires that errors in  $z_{\text{phot}}$  be Gaussian (Section 4, LGB08). In addition, we find that the confidence intervals given by HYPERZ do not correlate with the differences between  $z_{\text{spec}}$  and  $z_{\text{phot}}$ , a result also noted by Oyaizu et al. (2008). Because of this, we used  $\sigma_{z_{\text{phot}}} = \sigma_{\delta_z} (1 + z_{\text{phot}})$  as  $z_{\text{phot}}$  error, where  $\sigma_{\delta_z}$  is the standard deviation in the distribution of the variable  $\delta_z \equiv (z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{phot}})$ , that is well described by a Gaussian with  $\bar{\delta}_z = -0.01$  and  $\sigma_{\delta_z} = 0.07$  (Figure 1). This procedure assigned the same error to sources with equal  $z_{\text{phot}}$ , but it is statistically representative of our sample and ensures the Gaussianity of  $z_{\text{phot}}$  errors in the merger fraction determination (Section 4), while 68% confidence intervals from HYPERZ do not.

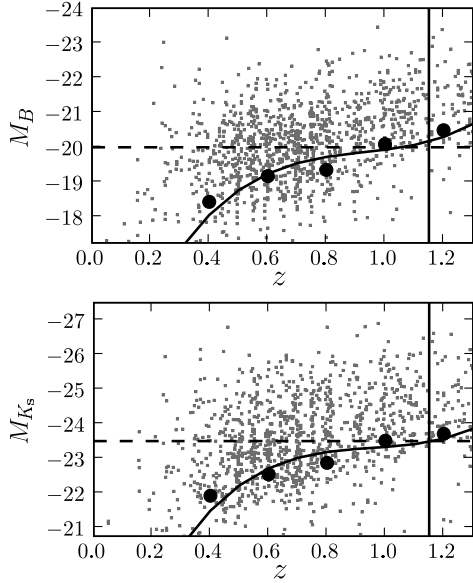
HYPERZ also yields the most probable spectral energy distribution (SED) of the source, which is used for degradation of the sources in the asymmetry calculation process (see Sections 3.2 and 3.3) and for computing absolute magnitudes, necessary for doing the final selection of our sample (see the next section).

### 2.2. Galaxy Samples

We define two samples for our morphological analysis, selected in  $B$ - and  $K_s$ -band absolute magnitude, respectively. The  $B$ -selected sample allows for comparisons with other studies in the literature, which often select their samples in that visual band. Comparisons are carried out in Section 6.2. On the other hand, absolute  $K_s$  magnitude is

<sup>8</sup> <http://www.astro.ufl.edu/GOYA/home.html>.

<sup>9</sup> <http://deep.berkeley.edu/DR3/>.



**Figure 2.**  $M_B$  (upper panel) and  $M_{K_s}$  (lower panel) as function of redshift (gray dots). In both panels black dots mark the limiting magnitude at different redshifts. The black solid curves are the least-squares fits of the completeness points by a third degree polynomial. The horizontal black dashed lines are the magnitude cuts that we used to select our samples:  $M_B \leq -20$  (upper) and  $M_{K_s} \leq -23.5$  (lower).

a good tracer of the stellar mass of the galaxy (Bell & de Jong 2001; Drory et al. 2004). This makes the galaxy selection less dependent on the instantaneous star formation, giving us a more nearly mass-selected determination of the merger fraction.

The redshift range for our samples is determined as follows. The highest redshift at which we can use asymmetry as a reliable morphological indicator to perform a morphological K-correction is  $z_{\text{up}} = 0.85$  (see Section 3.1). In addition, because the ML method used in the merger fraction determination (see Section 4) takes into account the experimental errors, we must include in the samples not only the sources with  $z_i < z_{\text{up}}$ , but also sources with  $z_i - 2\sigma_i < z_{\text{up}}$  in order to ensure completeness. Because of this, the maximum redshift in our samples,  $z_{\text{max}}$ , must fulfil the condition  $z_{\text{max}} - 2\sigma_{\delta_c}(1 + z_{\text{max}}) = 0.85$ , which yields  $z_{\text{max}} \sim 1.15$ . We take as minimum redshift in our study  $z_{\text{min}} = 0.2$  because of the lack of sources at lower redshifts. This yields  $z_{\text{down}} = z_{\text{min}} + 2\sigma_{\delta_c}(1 + z_{\text{min}}) \sim 0.35$  to ensure completeness and good statistics.

The limiting absolute magnitude of the samples is obtained by calculating the third quartile of the  $M_B$  and  $M_{K_s}$  redshift distributions in various redshift bins. We show those as filled circles in Figure 2, for  $M_B$  (upper panel) and  $M_{K_s}$  (lower panel). The black solid curves are the least-squares fits to these points by a third degree polynomial. To be complete up to  $z_{\text{max}} = 1.15$  (indicated with vertical solid lines), the samples need to be restricted to  $M_B \leq -20$  and  $M_{K_s} \leq -23.5$ . These limits are indicated as horizontal dashed lines in both panels. The  $B - K_s$  color distribution of the two samples peaks at  $B - K_s = 3.6$ , consistent with the difference between both selection cuts, which is 3.5 mag. This selection yields 567 sources with  $M_B \leq -20$  and  $0 < z < 1.15$ , and 505 with  $M_{K_s} \leq -23.5$  and  $0 < z < 1.15$ . We study the difference between both catalogs in Section 5.1.

### 3. ASYMMETRY INDEX

The automatic asymmetry index  $A$  is one of the CAS morphological indices (Conselice 2003, hereafter C03). It is defined as

$$A = \frac{\sum |I_0 - I_{180}|}{\sum |I_0|} - \frac{\sum |B_0 - B_{180}|}{\sum |B_0|}, \quad (1)$$

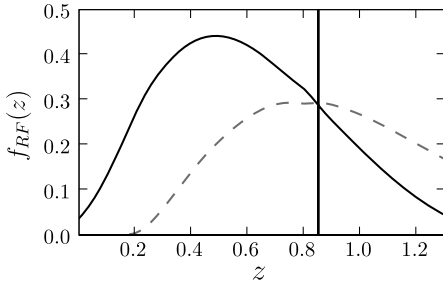
where  $I_0$  and  $B_0$  are the original galaxy and background images,  $I_{180}$  and  $B_{180}$  are the original galaxy and background images rotated by 180 degrees, and the sum spans all the pixels of the galaxy and background images. The index increases with the deviation of the galaxy image from point symmetry. The background terms in Equation (1) are measured on a region of the frame free from known sources; it takes into account the level of asymmetry expected from the noise distribution in the sky pixels. Further details on the asymmetry calculation are given in Conselice et al. (2000). We use the  $A$  index to identify recent merger systems which are very distorted. On the basis of asymmetry measurements on images of nearby merger remnants, previous merger fraction determinations have taken a system to be a major merger remnant if its asymmetry index is  $A > A_m$ , with  $A_m = 0.35$  (C03). Note that this criterion applies to disk-disk mergers only; spheroid-dominated mergers suffer much weaker morphological distortions, hence they are missed by the asymmetry criterion just described. For high-redshift samples, the determination of  $A$  needs to be done on *HST* images to ensure high spatial resolution. In our case, we work with  $V_{606}$  and  $i_{814}$  bands. To increase the signal-to-noise we determined the asymmetry index  $A_0$  of each source in the image  $V_{606} + i_{814}$ .

#### 3.1. Pass-Band Restrictions to the Redshift Range

Galaxy morphology depends on the band of observation (e.g., Kuchinski et al. 2000; Taylor-Mager et al. 2007). In particular, when galaxies contain both old and young populations, morphologies may change very significantly at both sides of the Balmer/4000 Å break. The asymmetry index limit  $A_m = 0.35$  was established in the rest-frame  $B$ -band (see C03). When dealing with galaxies over a range of redshifts, in order to avoid systematic passband biases with redshift, one needs to apply a so-called morphological K-correction by performing the asymmetry measurements in a band as close as possible to rest-frame  $B$  (e.g., Cassata et al. 2005). While corrections have been attempted for obtaining asymmetries in rest-frame  $B$  from asymmetry measurements in rest-frame  $U$  (Conselice et al. 2008), in the present study we stay within the redshift range where our images sample rest-frame  $B$ . To determine the redshift ranges over which rest-frame  $B$  band or  $U$  band dominates the flux in the observational  $V_{606} + i_{814}$  filter, we define the function

$$f_{\text{RF}}(z) = \frac{\int_0^\infty P_{V_i}(\lambda/(1+z))P_{\text{RF}}(\lambda)d\lambda}{\int_0^\infty P_{\text{RF}}(\lambda)d\lambda}, \quad (2)$$

where  $P_{\text{RF}}$  and  $P_{V_i}$  are the transmission curves of the rest-frame reference filter and the  $V_{606} + i_{814}$  filter, respectively. In Figure 3 we show the function  $f_B(z)$  (black curve), and  $f_U(z)$  (gray dashed curve). The redshift in which the  $U$ -band starts to dominate the flux in the observed  $V_{606} + i_{814}$  filter is  $z_{\text{up}} = 0.85$  (vertical black solid line). We take this redshift as the upper limit for our study.



**Figure 3.** Variation of  $f_{RF}(z)$  with redshift. The black solid line is for the  $B$  filter as reference, while the gray dashed line is for the  $U$  filter. The vertical black solid line indicates  $z_{up} = 0.85$ .

### 3.2. Asymmetries at a Reference Redshift

The asymmetry index measured on survey images varies systematically with the source redshift, due to the loss of spatial resolution and of source flux with  $z$ . The net result of such loss of information is a systematic decrease with  $z$  of the measured asymmetry. Several papers have attempted to quantify these effects by degrading the image spatial resolution and flux to simulate the appearance a given galaxy would have at different redshifts in a given survey. Conselice et al. (2003, 2008) and Cassata et al. (2005) degraded a few local galaxies to higher redshifts, and found that indeed asymmetries decrease with  $z$ . Conselice et al. (2003) also noted that this descent depends on image depth, and that luminous galaxies are less affected. In addition, Conselice et al. (2005) show that irregular galaxies (high asymmetry) are more affected than ellipticals (low asymmetry). A zeroth-order correction for such biases was implemented by Conselice et al. (2003, 2008) who applied a correction term  $\Delta A_z$  defined as the difference between the asymmetry of local galaxies measured in the original images and the asymmetry of the same galaxies in the images degraded to redshift  $z$ . Their final corrected asymmetries are  $A_f = A_0 + \Delta A_z$  where  $A_0$  is the asymmetry measured in the original images. With these corrections, all the galaxies have their asymmetry referred to  $z = 0$ , and the local merger criterion  $A > A_m = 0.35$  is used to flag merger remnants.

We improve on the above procedure by computing a correction term individually for each source in the catalog. Also, rather than attempting to recover  $z = 0$  values for  $A$ , we degrade each of the galaxy images to redshift  $z_d = 0.75$ ; we then obtain our final asymmetry values  $A_f$  directly from the degraded images. With this procedure, we take into account that each galaxy is affected differently by the degradation, e.g., the asymmetry of a low-luminosity irregular galaxy dramatically decreases with redshift, while a luminous elliptical is slightly affected. We choose  $z_d = 0.75$  as our reference redshift because a source at this (photometric) redshift has  $z_d + \sigma_{z_d} \sim z_{up} = 0.85$ , that is, the probability that our galaxy belongs to the range of interest is  $\sim 85\%$ . Because we will work with asymmetries reduced to  $z_d = 0.75$ , we cannot apply the local merger criterion  $A > A_m = 0.35$ . We redefine this criterion in Section 3.4.

Only  $\sim 26\%$  of the sources in the catalog have spectroscopic redshifts, hence redshift information, coming primarily from photometric redshifts (Section 2), has large uncertainties. To account for the redshift uncertainty when deriving the asymmetries at  $z_d = 0.75$ , we start from three different initial redshifts for each photometric source,  $z_{phot}^- = z_{phot} - \sigma_{z_{phot}}$ ,  $z_{phot}$ , and  $z_{phot}^+ = z_{phot} + \sigma_{z_{phot}}$ , and degrade the image from these three

redshifts to  $z_d = 0.75$ . Then, we perform a weighted average of the three asymmetry values, such that

$$A_f = 0.16A_{0.75}(z_{phot}^-) + 0.16A_{0.75}(z_{phot}^+) + 0.68A_{0.75}(z_{phot}), \quad (3)$$

where  $A_{0.75}(z)$  denotes the asymmetry measured in the image degraded from  $z$  to  $z_d = 0.75$ . When a spectroscopic redshift is available, the final asymmetry is simply  $A_f = A_{0.75}(z_{spec})$ . We do not apply any degradation to sources with  $z > 0.75$ , that is, we assume that  $A_{0.75}(z > 0.75) = A_0$ . Whenever a source is not detected after degradation, we remove it from the sample if it has spectroscopic redshift, and we do not use it in Equation (3) if it has photometric redshift.

To obtain the error of the asymmetry, denoted  $\sigma_{A_f}$ , we average, for sources with photometric redshift, the uncertainties of the three asymmetries following Equation (3), and add the result in quadrature to the rms of the three asymmetry values. The first term accounts for the signal-to-noise error in the asymmetry value, while the second term is only important when differences between the three asymmetry values cannot be explained by the signal-to-noise first term. For sources with spectroscopic redshift we take as  $\sigma_{A_f}$  the uncertainty of the asymmetry  $A_{0.75}(z_{spec})$ .

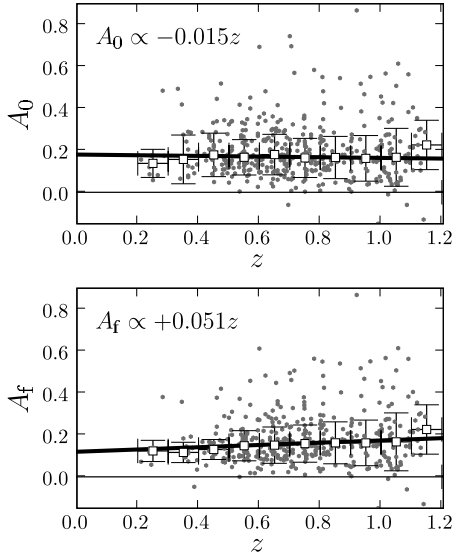
The degradation of the images was done with COSMOSHIFT (Balcells et al. 2003), which performs repixelation, PSF change, flux decrease, and K-correction over the sky-subtracted source image. The K-correction for each source is computed through integrals of the best-fit SED obtained as output of HYPERZ in the  $z_{phot}$  determination. The last COSMOSHIFT step is the addition of a random Poisson sky noise to the degraded source image. As a result of this last step, two COSMOSHIFT degradations of the same source will yield different asymmetry determinations. We take the asymmetry of each degraded source,  $A_{0.75}(z)$ , to be the median of asymmetry measurements on 10 independent degradations of the original source image from  $z$  to  $z_d = 0.75$ . Note that, for sources with photometric redshift, each final asymmetry value comes from three previous asymmetries (Equation 3), so each  $A_f$  determination involves 30 asymmetry calculations. In all the cases the uncertainty in  $A_{0.75}(z)$  is the median of the 10 individual asymmetry errors.

To check that the different final asymmetry determinations for sources with photometric and spectroscopic redshifts do not bias the asymmetry values, we compare the  $A_f$  of the 56 sources with  $z_{spec}, M_B \leq -20$ , and  $0.35 \leq z_{spec} < 0.75$ , denoted  $A_f(spec)$ , with the final asymmetries obtained from their corresponding  $z_{phot}$  and Equation (3), denoted  $A_f(phot)$ . The difference  $A_f(spec) - A_f(phot)$  has an rms = 0.025, lower than the typical error in  $A_f$  ( $\overline{\sigma_{A_f}} \sim 0.04$ ). In fact, 90% of the sources have their  $A_f(phot)$  inside  $\pm \sigma_{A_f}(spec)$  and all sources inside  $\pm 2\sigma_{A_f}(spec)$ . Therefore, we conclude that the  $A_f$  measured in sources with  $z_{phot}$  are equivalent to the  $A_f$  measured in sources with  $z_{spec}$ .

The asymmetries  $A_f$  referred to  $z_d = 0.75$  provide a homogeneous asymmetry set that permits consistent morphological studies in the GS field. In Section 6.1 we discuss the effects that the usage of degraded or nondegraded asymmetries has on the merger fraction determination.

### 3.3. Asymmetry Trends with Redshift

For a sample of galaxies over a range of redshifts, the statistical change of the measured asymmetries with  $z$  is the combined effect of loss of information (as shown in the previous



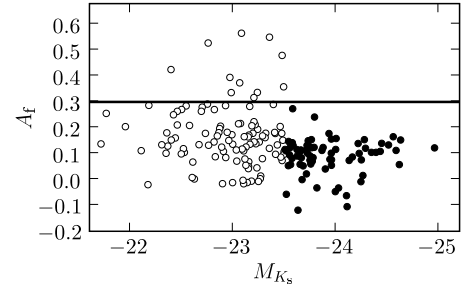
**Figure 4.** Asymmetry vs. redshift in the  $M_B \leq -20$  sample (gray dots in both panels). Upper: asymmetries of the sources measured on the original images. Lower: asymmetries of the sources measured on images degraded to  $z_d = 0.75$ . White squares in both panels are the mean asymmetries in 0.1 redshift bins. The black solid line is the linear fit to the mean asymmetries in the  $[0.5, 0.8]$  redshift interval.

section) and changes of the galaxy populations. In contrast, the  $z$  evolution of  $A_f$  reflects changes in the galaxy population alone, given that morphological information in the images used to determine  $A_f$  is homogeneous for the sample. We show here that the  $z$  trends of  $A_0$  and  $A_f$  are quite different.

In the upper panel of Figure 4 we show the variation of  $A_0$  with redshift in the  $M_B \leq -20$  sample, while in the lower panel we see the variation of  $A_f$  for the same sample. In both panels, white squares are the median asymmetries in  $\Delta(z) = 0.1$  redshift bins, and the black solid line is the linear least-squares fit to the  $0.5 \leq z < 0.8$  points. In the case of  $A_0$  the slope of the fit is negative,  $A_0 \propto -0.015z$ , while in the case of  $A_f$  the slope is positive,  $A_f \propto 0.051z$ . In the first case, the negative slope reflects that the loss of information with redshift (negative effect on  $A$ ) dominates over genuine population variations (positive effect, because at higher redshift galaxies are more asymmetric, e.g., Cassata et al. 2005; Conselice et al. 2005). In the second case, we have removed the loss of information term, so we only see population effects. We take as degradation rate, denoted  $\delta_A$ , the difference between both slopes, that yields  $\Delta A_B = \delta_A \Delta z = -0.066 \Delta z$ . In the  $K_s$ -limited sample we follow the same procedure and obtain  $\Delta A_{K_s} = -0.060 \Delta z$ .

#### 3.4. Adjusting the Asymmetry-based Merger Criterion

How do the trends shown in Section 3.3 affect the merger criterion  $A_m = 0.35$ ? This value was chosen in C03 to select the high asymmetry tail of the local asymmetry distribution: most of the local galaxies with  $A > 0.35$  are merger systems. Note, however, that only  $\sim 50\%$  of all local merger systems have  $A > 0.35$  (C03, Figure 9). If asymmetry systematically decreases with redshift, the local merger criterion needs to decrease as well to pick up the same distorted sources of the sample. This idea is supported by Kampczyk et al. (2007), who visually compare distorted galaxies at  $z \sim 0.7$  with their asymmetry values. They find that a third to a half of the galaxies with  $A > 0.20$  are mergers, while 60% of merger systems have  $A > 0.20$  (Kampczyk et al. 2007, their



**Figure 5.** Asymmetry in function of  $M_{K_s}$  for blue (open symbols) and red (filled symbols) samples (see the text for details). The black solid line shows the merger criterion  $A_m = 0.30$ .

Figure 5). Hence, although not all the sources with  $A > 0.20$  are merger systems, the number of galaxies with  $A > 0.20$  are statically representative of the total number of mergers. We assume that the local merger criterion evolves with redshift as  $A_m(z) = A_m(0) + \delta_A z = 0.35 + \delta_A z$ . With the two different values of  $\delta_A$  obtained previously, we infer that  $A_m(0.75) \sim 0.30$ , and we use this merger criterion in the following. This variation is particular of our samples and *HST/WFPC2* images: deeper images, and images with different angular resolution may show different trends.

#### 4. MAXIMUM-LIKELIHOOD MERGER FRACTION DETERMINATION

Following Conselice (2006), the merger fraction by morphological criteria is

$$f_m^{\text{mph}} = \frac{\kappa N_m}{N_{\text{tot}} + (\kappa - 1)N_m}, \quad (4)$$

where  $N_m$  is the number of the distorted sources in the sample with  $A > A_m$ , and  $N_{\text{tot}}$  is the total number of sources in the sample. If  $\kappa \geq 2$  we obtain the galaxy merger fraction,  $f_{\text{gm}}^{\text{mph}}$ , and  $\kappa$  represents the average number of galaxies that merged to produce one distorted remnant. If  $\kappa = 1$  we obtain the merger fraction,  $f_m^{\text{mph}}$ : the number of merger events in the sample. We will use  $\kappa = 1$  throughout this paper.

The steps that we follow to obtain the merger fraction are described in detail in LGB08. In this section we review the main steps. If we define a bidimensional histogram in the redshift–asymmetry space and normalize this histogram to unity, we obtain a bidimensional probability distribution defined by the probability of having one source in bin  $[z_k, z_{k+1}) \cap [A_l, A_{l+1})$ , defined as  $p_{kl}$ , where index  $k$  spans the redshift bins of size  $\Delta z$ , and the index  $l$  spans the asymmetry bins of size  $\Delta A$ . We consider only two asymmetry bins split at  $A_m$ , such that the probabilities  $p_{k1}$  describe highly distorted galaxies (i.e., merger systems), while the probabilities  $p_{k0}$  describe normal galaxies. With those definitions, the merger fraction in the redshift interval  $[z_k, z_{k+1})$  becomes

$$f_{m,k}^{\text{mph}} = \frac{p_{k1}}{p_{k0} + p_{k1}}. \quad (5)$$

In LGB08 we developed a ML method that yields the most probable values of  $p_{kl}$  taking into account not only the  $z$  and  $A$  values, but also their experimental errors. The method is based on the minimization of the joint likelihood function, which in our case is

$$L(z_i, A_i | p'_{kl}, \sigma_{z_i}, \sigma_{A_i})$$

$$= \sum_i \left[ \ln \left\{ \sum_k \sum_l \frac{e^{p'_{kl}}}{4} \text{ERF}(z, i, k) \text{ERF}(A, i, l) \right\} \right], \quad (6)$$

where

$$\text{ERF}(\eta, i, k) \equiv \text{erf} \left( \frac{\eta_i - \eta_{k+1}}{\sqrt{2}\sigma_{\eta_i}} \right) - \text{erf} \left( \frac{\eta_i - \eta_k}{\sqrt{2}\sigma_{\eta_i}} \right), \quad (7)$$

$\text{erf}(x)$  is the error function,  $z_i$  and  $A_i$  are the redshift and asymmetry values of source  $i$ , respectively,  $\sigma_{z_i}$  and  $\sigma_{A_i}$  are the observational errors in redshift and asymmetry of source  $i$ , respectively, and the new variables  $p'_{kl} \equiv \ln(p_{kl})$  are chosen to avoid negative probabilities. Equation (6) was obtained by assuming that the real distribution of galaxies in the redshift-asymmetry space is described by a bidimensional distribution  $p_{kl} = \exp(p'_{kl})$  and that the experimental errors are Gaussian (see LGB08 for details). Note that changing variables to  $p'_{kl} = \ln(p_{kl})$ , Equation (5) becomes

$$f_{m,k}^{\text{mph}} = \frac{e^{p'_{kl}}}{e^{p'_{k0}} + e^{p'_{kl}}}. \quad (8)$$

LGB08 show, using synthetic catalogs, that the experimental errors tend to smooth an initial bidimensional distribution described by  $p_{kl}$ , due to spill-over of sources to neighboring bins. This leads to a  $\sim 10\%$ – $30\%$  overestimate of the galaxy merger fraction in typical observational cases. L08 found similar trends in their study of morphological merger fraction based on the  $M_{20}$  and  $G$  indices. LGB08 additionally show that, thanks to the use of the ML method, we accurately recover the initial bidimensional distribution: the input and the ML method merger fraction difference is  $\sim 1\%$  even when experimental errors are similar to the bin size. That is, the ML results are not biased by the spill-over of sources to neighboring bins.

We obtain the morphological merger fraction by applying Equation (8) using the probabilities  $p'_{kl}$  recovered by the ML method. In addition, the ML method provides an estimate of the 68% confidence intervals of the probabilities  $p'_{kl}$ , which we use to obtain the  $f_{m,k}^{\text{mph}}$  68% confidence interval, denoted  $[\sigma_{f_{m,k}^{\text{mph}}}^-, \sigma_{f_{m,k}^{\text{mph}}}^+]$ . This interval is asymmetric because  $f_{m,k}^{\text{mph}}$  is described by a log-normal distribution due to the calculation process (see LGB08 for details). Note that, in LGB08,  $\kappa = 2$  is used in Equation (4), but the method is valid for any  $\kappa$  value.

#### 4.1. Simulations with Synthetic Catalogs

LGB08 show that the reliability of the ML method depends on factors such as the number of sources in the catalog, the mean experimental errors relative to the bin sizes, and the values of  $p_{kl}$  (bins with lower probabilities are more difficult to recover). LGB08 also show that the probability distributions of  $p'_{kl}$  must be Gaussian to ensure the reliability of the method. We study the shape of probability distributions of  $p'_{kl}$  by performing simulations with synthetic catalogs.

We characterize the experimental catalogs with several parameters, which we use as input for the synthetic catalogs. These parameters are: the number of sources ( $n$ ), the fraction of spectroscopic redshift sources in each redshift bin ( $f_{k,\text{spec}}$ ), and the mean and the dispersion of  $A_f$  errors in each redshift bin ( $\overline{\sigma_{A,k}}$ , and  $\sigma_{\sigma_{A,k}}$ ). Additionally, each experimental catalog has associated the  $p'_{kl}$  probabilities that we obtain previously applying the ML method. To obtain these  $p'_{kl}$  we fix the asymmetry bin size

$\Delta A = 0.5$ , and only vary the redshift bin size  $\Delta z$ , that is,  $\Delta z$  is the only free parameter in this study.

With the previous input parameters we create a synthetic catalog as follows: first we take  $n$  random sources distributed in redshift and asymmetry space following a bidimensional distribution defined by the probabilities  $p_{kl} = \exp(p'_{kl})$ . This process yields the input values of  $z$  and  $A$ ,  $z_{\text{in},i}$  and  $A_{\text{in},i}$ , of the  $n$  sources of our synthetic catalog, and the number of sources in each redshift bin,  $n_k$ . Next we apply the experimental redshift errors. For  $n_k f_{k,\text{spec}}$  sources in each redshift bin we assume that the simulated redshift value is equal to the input value,  $z_{\text{sim},i} = z_{\text{in},i}$ , and assign it a constant standard deviation  $\sigma_{z_{\text{sim},i}} = 0.001$ . For the remaining  $n_k(1 - f_{k,\text{spec}})$  sources in each redshift bin, the process is more complicated: we obtain the  $z_{\text{sim},i}$  value as drawn for a Gaussian distribution with mean  $z_{\text{in},i}$  and standard deviation  $\sigma_{z_{\text{sim},i}} = 0.07(1 + z_{\text{in},i})$ . The process of obtaining the simulated asymmetry values  $A_{\text{sim},i}$  is similar: these as drawn for a Gaussian distribution with mean  $A_{\text{in},i}$  and standard deviation  $\sigma_{A_{\text{sim},i}}$ . In this case, the value of  $\sigma_{A_{\text{sim},i}}$  is a positive value also drawn for a Gaussian distribution with mean  $\overline{\sigma_{A,k}}$  and standard deviation  $\sigma_{\sigma_{A,k}}$ , so it depends on the redshift  $z_{\text{in},i}$  of the source.

In order to characterize the probability distributions that describe the  $p'_{kl}$ , we generate a set of  $N = 1000$  independent synthetic catalogs and apply the ML method to each catalog. We find that, due to the low number of highly asymmetric sources, the Gaussianity of the  $p'_{kl}$  can only be ensured if we consider one redshift bin at  $z_{\text{down}} = 0.35 \leq z < z_{\text{up}} = 0.85$  range (see Section 2.2 for details about these limits), that is,  $\Delta z = 0.5$ . If we consider two redshift bins with  $\Delta z = 0.25$ , the probability distributions of the  $p'_{kl}$  are non-Gaussian and we cannot ensure the reliability of the results.

## 5. RESULTS

On the basis of the arguments in Sections 3 and 4, we provide merger fractions for the redshift interval  $z \in [0.35, 0.85]$ . In Table 1 we summarize the total number of sources, and the number of distorted sources ( $A_f > 0.30$ ), with  $z \in [0.35, 0.85]$ , for both classical counting  $n_{\text{class}}$  and ML  $n_{\text{ML}}$  methods. For the ML method, the number of sources is not an integer. Indeed, the ML method gives a statistical estimation of the probability  $p_{kl} = \exp(p'_{kl})$  of finding one source in the redshift bin  $k$  and in the asymmetry bin  $l$ , so the estimated number of galaxies in that bin,  $n_{kl,\text{ML}} = n_{\text{tot}} p_{kl} \Delta z \Delta A$  (where  $n_{\text{tot}}$  is the total number of galaxies in the sample), is not necessarily an integer. Table 1 shows that the number of distorted sources in the  $K_s$ -band sample is lower than that in  $B$ -band sample. This result, which occurs for both classical and ML method determinations, is analyzed in more detail in Section 5.1. In addition, the number of distorted sources given by the ML method is lower than that coming from the classical determination, but the total number of sources in the bin is higher. This is due to the fact that most of the sources in the samples ( $\sim 70\%$ ) are in the range  $z \in [0.35, 0.85]$ , therefore more sources have spilled out of this bin due to redshift errors than viceversa.

With the probabilities  $p'_{kl}$  and their confidence intervals given by the ML method, we obtain the following merger fractions for our  $B$  and  $K_s$  samples:

$$f_m^{\text{mph}}(z = 0.6, M_B \leq -20) = 0.045_{-0.011}^{+0.014}, \quad (9)$$

$$f_m^{\text{mph}}(z = 0.6, M_{K_s} \leq -23.5) = 0.031_{-0.009}^{+0.013}. \quad (10)$$

**Table 1**  
Catalog Sources with  $z \in [0.35, 0.85]$

Sample Selection	$n_{\text{class}}$	$n_{\text{class}}(A_f > 0.30)^a$	$n_{\text{ML}}^b$	$n_{\text{ML}}(A_f > 0.30)^c$
$M_B \leq -20$	352	25	383.4	17.4
$M_{K_s} \leq -23.5$	313	14	348.6	10.8

**Notes.**

<sup>a</sup> Number of merger systems in the bin.

<sup>b</sup> Number of sources in the bin given by ML method. See Section 5 for details.

<sup>c</sup> Number of merger systems in the bin given by ML method. See Section 5 for details.

In the next section we study the origin of the difference between both values, and we compare our results to other authors in Section 6.

### 5.1. Visible Versus Near-Infrared Merger Fractions

We found that the merger fraction at  $z = 0.6$  in the  $M_{K_s}$  selected sample is  $\sim 30\%$  lower than in the  $M_B$  selected sample. Such trend had previously been noted in pair studies (Bundy et al. 2004; Rawat et al. 2008). To understand the origin of this difference, we study the nature of the galaxies in the range  $0.35 \leq z < 0.85$  that are *not common* to the two samples. For this discussion, we shall refer to galaxies only selected in  $B/K_s$  samples as the blue/red samples. The blue/red samples comprise 109/72 sources. As expected, the blue sample comprises lower mass galaxies ( $\langle M_{K_s} \rangle_{\text{blue}} = -23.1$  versus  $\langle M_{K_s} \rangle_{\text{red}} = -23.8$ ), which are bluer than those from the red sample ( $\langle [B - K_s] \rangle_{\text{blue}} = 2.6$  versus  $\langle [B - K_s] \rangle_{\text{red}} = 4.4$ ). We now show that the two samples have very distinct asymmetry distributions. In Figure 5, we plot the blue (open symbols) and red (filled symbols) samples in the  $A_f - M_{K_s}$  plane. It is clear that asymmetries in the red sample are low,  $\langle A_m \rangle_{\text{red}} = 0.10$ , with only two sources with  $A_f > 0.2$  and none with  $A_f > 0.3$  (black solid line). In contrast, the mean asymmetry of the blue sample is  $\langle A_m \rangle_{\text{blue}} = 0.15$ , with 11 sources with  $A_f > 0.3$  ( $\sim 10\%$  of the blue sample). This result suggests that: (1) an important fraction of the  $B$ -band high asymmetry sources is low-mass disk-disk major merger systems that, due to merger-triggered star formation, have their  $B$ -band luminosity boosted up (Bekki & Shioya 2001), enough to fulfil our selection cut  $M_B \leq -20$ . And, (2) the objects not picked up in the  $B$ -selected sample are earlier types dominated by a spheroidal component which, when subjected to a major merger, does not distort sufficiently to be flagged as merger systems by our  $A$ -based criterion.

## 6. DISCUSSION

### 6.1. The Importance of the ML Method

Our merger fraction determination takes into account two potential biases. First, we artificially redshift the images to take into account the pixelation and signal-to-noise degradation with redshift (Sections 3.2 and 3.3). Second, we use an ML method to take into account the experimental errors in redshift and asymmetry (see LGB08). In Table 2, we compare merger fractions obtained with the same  $B$ -band catalog but with different methods. First, we explore the values obtained if we simply count galaxies without applying the ML method, i.e., if we mimic previous morphological merger determinations. In this case, tabulated uncertainties were estimated from Poisson statistics. We see that, if we use nondegraded asymmetries  $A_0$  and the local merger criterion  $A > 0.35$ , we obtain a lower merger fraction than that from degraded asymmetries  $A_f$

**Table 2**  
Merger Fractions in the Groth Strip at  $z = 0.6$

Method	$f_m^{\text{mph}}(M_B \leq -20)$	$f_m^{\text{mph}}(M_{K_s} \leq -23.5)$
$A_0 > 0.35^a$	$0.057 \pm 0.013$	$0.035 \pm 0.011$
$A_0 > 0.35^a + \text{ML}^b$	$0.047^{+0.014}_{-0.011}$	$0.032^{+0.013}_{-0.009}$
$A_f > 0.30^c$	$0.071 \pm 0.015$	$0.045 \pm 0.012$
$A_f > 0.30^c + \text{ML}^b$	$0.045^{+0.014}_{-0.011}$	$0.031^{+0.013}_{-0.009}$

**Notes.**

<sup>a</sup> Using raw asymmetries  $A_0$ , and merger condition from C03 ( $z = 0$ ).

<sup>b</sup> Using ML method to determine the merger fraction.

<sup>c</sup> Using  $z = 0.75$  asymmetries  $A_f$ , and merger condition at  $z = 0.75$  (Section 3.3).

and the  $z = 0.75$  merger criterion  $A > 0.30$ : 0.057 versus 0.071 (20 versus 25 merger systems, a  $\sim 20\%$  difference). Interestingly, when we apply the ML method over the two samples, we obtain a similar merger fraction: 0.047 versus 0.045, only a 4% difference. We comment on this fact later in this section.

We also see that the effect of applying the ML method is more important when using  $A_f$  than when using raw asymmetries  $A_0$ : using the ML method with  $A_f$  leads to a merger fraction decrease from 0.071 to 0.045, a  $\sim 60\%$  difference, while, using  $A_0$ , it drops from 0.057 to 0.047, a  $\sim 20\%$  difference. This difference is due to the fact that errors in  $A_f$  are higher than errors in  $A_0$ : while  $A_f$  values are superior tracers of the asymmetries of the sample galaxies, they have higher errors  $\sigma_A$  due to the uncertainties in the degradation process that transforms galaxy images from their original  $z$  to  $z_d = 0.75$ , and to the loss of signal-to-noise of those galaxies with  $z < z_d$ . The mean  $A_0$  error in  $0.35 \leq z < 0.85$  sources is  $\overline{\sigma_{A_0}} = 0.02$ , while the mean  $A_f$  error in  $0.35 \leq z < 0.85$  sources is  $\overline{\sigma_{A_f}} = 0.05$ . As noted in LGB08, the bigger the experimental errors, the more the classical histogram-based methods overestimate the merger fraction.

For the  $K_s$ -selected sample, the merger fractions depend on the usage of the ML method with similar trends to the  $B$ -selected sample. In the  $A_0$  case we change from 0.035 (11 merger systems) to 0.032, a  $\sim 10\%$  difference, while in the  $A_f$  case we change from 0.045 (14 merger systems) to 0.031, a  $\sim 45\%$  difference. As in the  $B$ -band case, the ML method values are similar: 0.032 versus 0.031, a 3% difference.

The comparison of merger fractions in Table 2 indicates that, in the redshift range of our study, histogram-based merger fraction determinations may be overestimated by up to  $\sim 60\%$ , and that such overestimates are readily corrected by using the ML method. Once ML methods are used, the impact of working with asymmetry values normalized to a given reference redshift is less than 4%. Note that the effect of the experimental errors depends on the sample: our NIR merger fraction is less affected by observational errors, but we do not know if this is a general trend, or a peculiarity of our samples.

In summary, if we do not use the ML method to take into account the effect of observational errors, we overestimate the merger fraction by 10%–60%, in good agreement with the expected  $\sim 10\%$ – $30\%$  obtained in LGB08 with synthetic catalogs. On the other hand, as long as the ML method is used, the effect of the pixelation and signal-to-noise degradation with redshift is less important, only a  $\sim 4\%$  effect. This fact, however, depends on the sample. A similar study in GOODS-S reveals that loss of information with redshift is also an important bias that

needs to be treated to ensure accurate results (López-Sanjuan et al. 2009).

### 6.2. Comparison with Previous Morphological B-band Studies

In this section, we compare our morphology based merger fraction to other determinations in the literature. We restrict the comparison to works with *B*-band selected samples with well-established luminosity limits, given the dependence of the merger fraction on the selection band, Section 5.1, and given that more luminous *B*-band samples tend to have higher merger fractions (Conselice et al. 2003). We exclude studies based on pair statistics, due to the progenitor bias (L08; Bell et al. 2006): each distorted galaxy in our sample is the final stage of the merger of two less luminous/massive galaxies. For example, assuming a 1:1 merger and neglecting star formation, we need to merge two  $M_B = -19.25$  galaxies to obtain one high asymmetric  $M_B = -20$  source. In addition, highly merger-triggered star formation affects the *B*-band luminosity of the distorted source from +0.5 (dusty merger) to  $-1.5$  magnitudes (see Bekki & Shioya 2001, for details).

In the following sections, we pay attention to how the information degradation and the experimental errors have been treated in previous works. The effect of the information degradation was addressed in all previous morphological studies at intermediate redshifts (e.g., Conselice et al. 2003, 2008; Cassata et al. 2005; Kampczyk et al. 2007; L08), while the effect of experimental errors was studied in detail only by L08. Using synthetic catalogs in the same way as in this paper, Section 4.1, and in LGB08, they found similar trends: the experimental errors tend to overestimate the merger fraction. However, L08 did not apply any correction for this effect. Our work is the first in which this important bias is corrected.

#### 6.2.1. The Merger Fraction at $z \sim 0.6$

The most direct comparison is the work of Conselice et al. (2003), who used the same asymmetry index as us. Conselice et al. (2003) list a merger fraction  $f_m^{\text{mph}}(z = 0.6, M_B \leq -20) = 0.07$ . Their value is really an upper limit coming from one merger detection in 15 galaxies, i.e.,  $f_m^{\text{mph}} < 0.16$  assuming a Poisson distribution.

Other asymmetry works at intermediate redshift have been used different selection criteria than us: Cassata et al. (2005) obtain a merger fraction  $f_m^{\text{mph}}(z = 0.75) = 0.088^{+0.044}_{-0.026}$  in a  $m_{K_s} < 20$  selected sample. This value is a factor of 2 higher than ours; we suspect that properly accounting for the experimental errors would reduce this discrepancy. Bridge et al. (2007) performed their asymmetry study on a  $24 \mu\text{m}$  selected sample ( $L_{IR} \geq 5.0 \times 10^{10} L_\odot$ ), finding  $f_m^{\text{mph}}(z = 0.75) \sim 0.16$ . Such high values are expected from the fact that strong star formation occurs in morphologically distorted galaxies (Sanders et al. 1988).

Two other studies give the morphological merger fraction using methodologies related but not identical to ours: Kampczyk et al. (2007) measured the fraction of visually disturbed galaxies at  $z \sim 0.7$ , finding  $f_m^{\text{mph}}(z = 0.7, M_B \leq -19.15) = 0.024$ , while L08 used the morphological indices *G* and  $M_{20}$  to obtain  $f_m^{\text{mph}}(z = 0.7, M_B \leq -19.75) = 0.07^{+0.06}_{-0.01}$ . In next section we use L08 data to constraint the merger fraction evolution, showing the difficulties entrained when combining merger fractions from different methodologies.

In summary, previous morphological works in *B*-band selected samples suggest that  $f_m^{\text{mph}}(z \sim 0.7) \sim 0.07$ , higher than our value of 0.045. We recover their value ( $f_m^{\text{mph}} = 0.071$ ) when mimicking their methodology, i.e., when we apply the merger condition  $A_f > 0.30$  without using the ML method. This suggests that merger fraction values around  $f_m^{\text{mph}}(z \sim 0.7) \sim 0.07$  may be overestimated by  $\sim 50\%$  due to not properly accounting for sources spilling over to neighboring bins.

### 6.3. Morphological Merger Fraction Evolution

We now constrain the evolution of the merger fraction with redshift by combining our result at  $z = 0.6$  with those of L08 at  $z = 0.9$ , and De Propris et al. (2007) at  $z = 0.07$ .

To combine our results with those of L08 we check, first, that their luminosity-dependent sample selection,  $M_B \leq -18.83 - 1.3z$ ,<sup>10</sup> matches our luminosity selection at  $z \sim 0.9$ . We then note that L08 used different morphological indices than ours, namely *G* and  $M_{20}$ . This introduces a time factor  $\Delta T_m$  that relates the time that distorted sources fulfil the merger criteria in each of the methods:  $\Delta T_m = T_{m,A}/T_{m,GM_{20}}$ . The different merger timescales can be constrained with merger simulations. Lotz et al. (2008a) performed *N*-body/hydrodynamical simulations of equal mass gas-rich disk mergers and studied the timescales  $T_{m,A}$  and  $T_{m,GM_{20}}$  as a function of the merger parameters. Their results suggest that  $\Delta T_m = 1.5 \pm 0.5$ . In addition, and taking into account the results of Section 6.1, we estimate a 20% overestimate on the merger fraction due to morphological index errors ( $\langle \sigma_G \rangle \sim 0.02$ ). With all these considerations, the wet merger fraction at  $z = 0.9$  from L08,  $f_m^{\text{mph}}(z = 0.9) = 0.06 \pm 0.01$ <sup>11</sup> becomes

$$f_m^{\text{mph,L08}}(z = 0.9, M_B \leq -20) = 0.075^{+0.03}_{-0.03} \quad (11)$$

in our methodology. The error is dominated by the uncertainty in the timescale factor  $\Delta T_m$ .

De Propris et al. (2007) provide a suitable low-redshift determination of the merger fraction using asymmetries, but their result cannot be directly combined with ours since they extend to fainter absolute magnitudes, namely  $M_B \lesssim -19$ . Conselice et al. (2003) results suggest that  $f_m^{\text{mph}}(M_B \leq -20) \sim 1.5 f_m^{\text{mph}}(M_B \leq -19)$  by asymmetries, while pair statistics at that redshift also suggest that  $f_m^{\text{mph}}(M_B \leq -20) \gtrsim f_m^{\text{mph}}(M_B \leq -19)$  (Patton & Atfield 2008).<sup>12</sup> Because of this, we apply the C03 factor to De Propris et al. (2007) results, and estimate that

$$f_m^{\text{mph,P07}}(z = 0.07, M_B \leq -20) = 0.014^{+0.003}_{-0.003}. \quad (12)$$

We parameterize the merger fraction as  $f_m^{\text{mph}}(z) = f_m^{\text{mph}}(0)(1+z)^m$  (e.g., Le Fèvre et al. 2000), and perform a weighted least-squares fit to the data, obtaining that

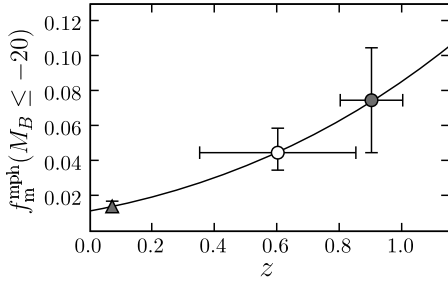
$$f_m^{\text{mph}}(z, M_B \leq -20) = (0.012 \pm 0.004)(1+z)^{2.9 \pm 0.8}. \quad (13)$$

<sup>10</sup> This luminosity cut selects  $L_B > 0.4L_B^*$  galaxies and takes into account the evolution of  $L_B^*$  with redshift (Faber et al. 2007).

<sup>11</sup> L08 find 41/685 blue (wet) mergers and 15/685 red (dry) mergers at  $z = 0.9$ .

<sup>12</sup> Patton & Atfield (2008) perform their study in  $M_r$  (SDSS) absolute magnitude samples. We take  $B-r = 1.25$  (Fukugita et al. 1995) to obtain the equivalent  $M_B$  samples.





**Figure 6.** Morphological merger fraction in function of redshift for  $M_B \leq -20$  galaxies. The data are from De Propriis et al. (2007, gray triangle), L08 (gray dot), and this work (white dot). The black solid line is the best fit to the data,  $f_m^{\text{mph}}(z, M_B \leq -20) = 0.012(1+z)^{2.9}$ .

Figure 6 shows the three merger fractions from De Propriis et al. (2007, gray triangle), L08 (filled circle) and this work (open circle). The black solid line is the weighted least-squares fit to the data, Equation (13). This result supports the idea of important evolution of the merger fraction ( $m \gtrsim 2$ ) from  $z \sim 1$  to the present (e.g., Le Fèvre et al. 2000; Lavery et al. 2004; Cassata et al. 2005; Bell et al. 2006; Kampczyk et al. 2007; Kartaltepe et al. 2007; Rawat et al. 2008; Hsieh et al. 2008). This evolution, however, do not imply that disk–disk major mergers were important in galaxy evolution since  $z \sim 1$ : the local merger fraction is low,  $\sim 0.01$ , and, despite of the  $m = 2.9$  evolution, the merger fractions remain below 0.1 up to  $z \sim 1$ . It is only for  $z > 1$  that our high exponent translates into a high merger fraction:  $f_m^{\text{mph}} \sim 0.2$  at  $z \sim 1.5$ , extrapolating our fit. At those redshifts, major disk–disk mergers are sufficiently frequent that they may be important for galaxy evolution (Conselice 2006; Conselice et al. 2008). We study the importance of this type of mergers since  $z = 1$  in the next section.

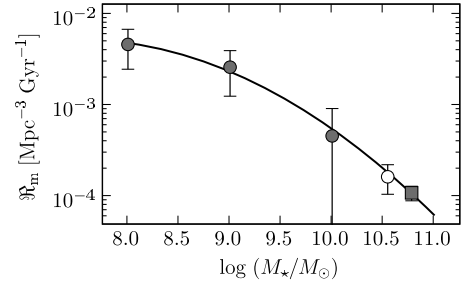
It is worth recalling that our  $m = 2.9$  does not necessary imply an important decrease with cosmic time of the *total* merger fraction since  $z = 1$ . Our merger criterion is only sensitive to disk–disk major mergers. The pair major merger studies of Lin et al. (2008) and de Ravel et al. (2008) show that the wet merger fraction evolution is higher than the total (dry+wet) merger fraction evolution. Our study cannot rule out an increasing importance of dry mergers at  $z < 1$ .

### 6.3.1. Major Merger Remnants Since $z \sim 1$

Following Patton et al. (2000), the fraction of present-day  $M_B \leq -20$  galaxies that have undergone a disk–disk major merger since a given redshift is

$$f_{\text{rem}} = 1 - \prod_{j=1}^N \frac{1 - f_m^{\text{mph}}(z_j)}{1 - 0.5 f_m^{\text{mph}}(z_j)}, \quad (14)$$

where  $f_m^{\text{mph}}(z)$  is the merger fraction at redshift  $z$ , parameterized as  $f_m^{\text{mph}}(0)(1+z)^m$ ,  $z_j$  corresponds to a look-back time of  $t = jT_{m,A}$ , and  $N$  is the number of  $t$  steps since a given redshift  $z$ . We use the merger fraction parameters obtained in the previous section, and take two values for the merger timescale:  $T_{m,A} = 0.6$  Gyr (Lotz et al. 2008a, from  $N$ -body/hydrodynamical equal-mass merger simulations), and  $T_{m,A} = 0.35$  Gyr (Conselice 2006, from  $N$ -body major merger simulations).



**Figure 7.** Major merger rate in function of stellar mass at  $z = 0.6$ . The data are from Conselice et al. (2008, gray dots), Bell et al. (2006, gray square, error bars are smaller than the symbol size), and this work (white dot). The solid line is the best Equation (17) fit to the data.

We find that the disk–disk major merger remnant fraction since  $z = 1$  is  $f_{\text{rem}} \sim 20\%$  for  $T_{m,A} = 0.6$  Gyr, and  $f_{\text{rem}} \sim 35\%$  for  $T_{m,A} = 0.35$  Gyr.

### 6.4. The Major Merger Rate at $z = 0.6$

We now use the derived merger fraction for the  $K_s$  sample to study the merger rate and its variation with galaxy mass.

We define the major merger rate  $\mathfrak{R}_m(z, M_{K_s})$  as

$$\mathfrak{R}_m(z, M_{K_s}) = n(z, M_{K_s}) f_m^{\text{mph}}(z, M_{K_s}) T_{m,A}^{-1}, \quad (15)$$

where  $n(z, M_{K_s})$  is the comoving number density of galaxies at redshift  $z$  brighter than  $M_{K_s}$ , and  $T_{m,A}$  is the merger timescale, which we take as  $T_{m,A} = 0.35$ – $0.6$  Gyr (Section 6.3.1). To obtain  $n(z, M_{K_s})$  we use the Cirasuolo et al. (2008) luminosity function, that yields  $n(0.6, -23.5) = 0.0025 \text{ Mpc}^{-3}$ . With these values, we obtain

$$\mathfrak{R}_m(0.6, -23.5) = 1.6_{-0.6}^{+0.9} \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gyr}^{-1}. \quad (16)$$

The error takes into account both merger fraction and merger timescale uncertainties.

Adopting a constant mass-to-light ratio in the  $M_{K_s}$  band of  $M_*/L_K = 0.7$  (Drory et al. 2004; Arnouts et al. 2007), our  $M_{K_s} \leq -23.5$  luminosity selection corresponds to a  $M_* \gtrsim 3.5 \times 10^{10} M_\odot$  mass selection. Our inferred merger rate is shown against galaxy stellar mass in Figure 7, and listed in Table 3, together with literature values for the major merger rate at  $z = 0.6$  at various limiting masses. Errors take into account both merger fraction and merger timescale uncertainties. We can see that the merger rate at  $z = 0.6$  decreases with mass. We find that the variation with  $M_*$  is well described by

$$\mathfrak{R}_m(M) = \mathfrak{R}_0 e^{\beta M^2}, \quad (17)$$

where  $M = \log(M_*/M_\odot)$ , and  $M_0$ ,  $\mathfrak{R}_0$ , and  $\beta$  are parameters to fit. The best  $\chi^2$  fit to the data yields  $M_0 = 3.2 \times 10^7 M_\odot$ ,  $\mathfrak{R}_0 = 5.3 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gyr}^{-1}$ , and  $\beta = -0.36$ . Note that the Bell et al. (2006) merger criterion is sensitive to both disk and spheroidal mergers, while asymmetry studies are only to disk–disk mergers (Conselice 2006). This implies that the data from Bell et al. (2006) must be higher than the disk–disk merger rate. If we repeat our analysis without the  $6 \times 10^7 M_\odot$  point, we obtain  $M_0 = 6.3 \times 10^{10} M_\odot$ ,  $\mathfrak{R}_0 = 4.8 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gyr}^{-1}$ , and  $\beta = -0.45$ . With these values, the inferred disk–disk merger rate at  $6 \times 10^{10} M_\odot$  is 80% of the Bell et al. (2006) value.

In addition, our inferred major merger fraction for  $M_* \gtrsim 3.5 \times 10^{10} M_\odot$  galaxies,  $f_m^{\text{mph}} = 0.031_{-0.009}^{+0.013}$ , is in agreement

**Table 3**  
Merger Rates at  $z = 0.6$

Reference	Stellar Mass ( $M_{\odot}$ )	$\mathfrak{M}_m(z, M_{\star})$ ( $10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gyr}^{-1}$ )
Conselice et al. (2008)	$10^8$	$46.9 \pm 23.7$
Conselice et al. (2008)	$10^9$	$26.4 \pm 14.7$
Conselice et al. (2008)	$10^{10}$	$4.6 \pm 4.6$
This work	$3.5 \times 10^{10}$	$1.6^{+0.9}_{-0.6}$
Bell et al. (2006)	$6 \times 10^{10}$	$1.1 \pm 0.2$

with the visual estimate of the morphological major merger fraction of  $M_{\star} \geq 2.5 \times 10^{10} M_{\odot}$  galaxies in the range  $z \in [0.34, 0.8]$ ,  $f_m^{\text{mph}} \sim 0.02 \pm 0.01$  (Jogee et al. 2008).

## 7. CONCLUSIONS

From GS survey images, we provide a robust determination of the disk–disk major merger fraction based on morphological criteria. We have quantified and corrected for the bias due to varying spatial resolution and image depth with redshift, by artificially redshifting the galaxy images to a common reference redshift of  $z_d = 0.75$ . More importantly, we successfully accounted for spill-over of sources to neighboring bins caused by the errors in asymmetry indices and in  $z_{\text{phot}}$ , through the use of an ML method developed in LGB08. The merger fractions for the  $B$ -selected and  $K_s$ -selected samples are, respectively,

$$f_m^{\text{mph}}(z = 0.6, M_B \leq -20) = 0.045^{+0.014}_{-0.011},$$

$$f_m^{\text{mph}}(z = 0.6, M_{K_s} \leq -23.5) = 0.031^{+0.013}_{-0.009}.$$

The effect of the experimental errors is the dominant observational bias in our study: without the ML method we overestimate the galaxy merger fraction by up to 60%. In comparison, the loss of information with redshift only biases the results by  $\sim 4\%$ , as long as ML is used to account for the experimental errors.

Parameterizing the merger fraction as  $f_m^{\text{mph}} = f_m^{\text{mph}}(0)(1 + z)^m$ , we obtain  $m = 2.9 \pm 0.8$ ,  $f_m^{\text{mph}}(0) = 0.012 \pm 0.004$ . With these values, we infer that only 20%–35% of present-day  $M_B \leq -20$  galaxies have undergone a disk–disk major merger since  $z \sim 1$ .

We use the  $M_{K_s}$ -band merger fraction to obtain the major merger rate at  $z = 0.6$ . Assuming a constant mass-to-light ratio, we obtain  $\mathfrak{M}_m(0.6, 3.5 \times 10^{10} M_{\odot}) = 1.6^{+0.9}_{-0.6} \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gyr}^{-1}$ . We compare our results with previous merger rates at that redshift, showing that the merger rate rapidly decreases with mass, such that the rate at  $M_{\star} = 10^{10.5} M_{\odot}$  is 10 times lower than that at  $M_{\star} = 10^9 M_{\odot}$ .

We dedicate this paper to the memory of our six IAC colleagues and friends who met with a fatal accident in Piedra de los Cochinos, Tenerife, in 2007 February. Special thanks go to Maurizio Panniello, whose teachings of python were so important for this paper. This work was supported by the Spanish Programa Nacional de Astronomía y Astrofísica through project number AYA2006-12955.

*Facilities:* *HST* (WFPC2); *ING:Herschel* (INGRID); *ING:Newton* (WFC)

## REFERENCES

Abadi, M. G., Navarro, J. F., Steinmetz, M., & Eke, V. R. 2003, *ApJ*, 591, 499  
Abraham, R. G., Tanvir, N. R., Santiago, B. X., Ellis, R. S., Glazebrook, K., & van der Bergh, S. 1996, *MNRAS*, 279, L47

Arnouts, S., et al. 2007, *A&A*, 476, 137  
Balcells, M., Cristóbal-Hornillos, D., & Eliche-Moral, M. C. 2003, *RevMexAA*, 16, 259  
Bekki, K., & Shioya, Y. 2001, *ApJS*, 134, 241  
Bell, E. F., & de Jong, R. S. 2001, *ApJ*, 550, 212  
Bell, E. F., et al. 2004, *ApJ*, 608, 752  
Bell, E. F., et al. 2006, *ApJ*, 652, 270  
Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Primack, J. R., & Rees, M. J. 1984, *Nature*, 311, 517  
Bolzonella, M., Miralles, J. M., & Pelló, R. 2000, *A&A*, 363, 476  
Bournaud, F., Jog, C. J., & Combes, F. 2005, *A&A*, 437, 69  
Bridge, C. R., et al. 2007, *ApJ*, 659, 931  
Bundy, K., Fukugita, M., Ellis, R. S., Kodama, T., & Conselice, C. J. 2004, *ApJ*, 601, L123  
Cassata, P., et al. 2005, *MNRAS*, 357, 903  
Cirasuolo, M., McLure, R. J., Dunlop, J. S., Almaini, O., Foucaud, S., & Simpson, C. 2008, *arXiv:0804.3471*  
Conselice, C. J. 2003, *ApJS*, 147, 1 (C03)  
Conselice, C. J. 2006, *ApJ*, 638, 686  
Conselice, C. J., Bershady, M. A., Dickinson, M., & Papovich, C. 2003, *AJ*, 126, 1183  
Conselice, C. J., Bershady, M. A., & Jangen, A. 2000, *ApJ*, 529, 886  
Conselice, C. J., Blackburne, J. A., & Papovich, C. 2005, *ApJ*, 620, 564  
Conselice, C. J., Sheena, R., & Myers, R. 2008, *MNRAS*, 386, 909  
Cristóbal-Hornillos, D., et al. 2003, *ApJ*, 595, 71  
De Lucia, G., Springel, V., White, S. D. M., Croton, D., & Kauffmann, G. 2006, *MNRAS*, 366, 499  
De Propris, R., Liske, J., Driver, S. P., Allen, P. D., & Cross, N. J. 2005, *AJ*, 130, 1516  
De Propris, R., et al. 2007, *ApJ*, 666, 212  
de Ravel, L., et al. 2008, *A&A*, in press (*arXiv:0807.2578*)  
D’Onghia, E., & Burkert, A. 2004, *ApJ*, 612, L13  
Drory, N., et al. 2004, *ApJ*, 608, 742  
Eliche-Moral, M. C., Balcells, M., Aguerri, J. A. L., & González-García, A. C. 2006a, *A&A*, 457, 91  
Eliche-Moral, M. C., Balcells, M., Prieto, M., García-Dabó, C. E., Erwin, P., & Cristóbal-Hornillos, D. 2006b, *ApJ*, 639, 644  
Faber, S. M., et al. 2007, *ApJ*, 665, 265  
Fukugita, M., Shimasaku, K., & Ichikawa, T. 1995, 107, 945  
González-García, A. C., & Balcells, M. 2005, *MNRAS*, 357, 753  
González-García, A. C., & van Albada, T. S. 2003, *MNRAS*, 342, L36  
Groth, E. J., et al. 1994, *BAAS*, 210, 1403  
Guzmán, R. 2003, *RevMexAA*, 16, 209  
Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., Dutta, S. N., & Rothberg, B. 2008, *ApJ*, 679, 156  
Hsieh, B. C., Yee, H. K. C., Lin, H., Gladders, M. D., & Gilbank, D. G. 2008, *ApJ*, 683, 33  
Jogee, S., et al. 2008, *ApJ*, submitted  
Kampczyk, P., et al. 2007, *ApJS*, 172, 329  
Kartaltepe, J. S., et al. 2007, *ApJS*, 172, 320  
Kuchinski, L. E., et al. 2000, *ApJS*, 131, 441  
Lavery, R. J., Remijan, A., Charmandaris, V., Hayes, R. D., & Ring, A. A. 2004, *ApJ*, 612, 679  
Le Fèvre, O., et al. 2000, *MNRAS*, 311, 565  
Lin, L., et al. 2004, *ApJ*, 617, L9  
Lin, L., et al. 2008, *ApJ*, 681, 232  
López-Sanjuan, C., Balcells, M., Pérez-Gonzalez, P. G., Barro, G., García-Dabó, C. E., Gallego, J., & Zamorano, J. 2009, *A&A*, submitted  
López-Sanjuan, C., García-Dabó, C. E., & Balcells, M. 2008, *PASP*, 120, 571 (LGB08)  
Lotz, J. M., Jonsson, P., Cox, T. J., & Primack, J. R. 2008a, *MNRAS*, 391, 1137  
Lotz, J. M., Primack, J., & Madau, P. 2004, *AJ*, 128, 163  
Lotz, J. M., et al. 2008b, *ApJ*, 672, 177 (L08)  
Naab, T., & Burkert, A. 2003, *ApJ*, 597, 893  
Naab, T., Khochfar, S., & Burkert, A. 2006, *ApJ*, 636, L81  
Oyaizu, H., Lima, M., Cunha, C. E., Lin, H., & Frieman, J. 2008, *ApJ*, 289, 709  
Patton, D. R., & Atfield, J. E. 2008, *ApJ*, 685, 235  
Patton, D. R., Carlberg, R. G., Marzke, R. O., Pritchett, C. J., da Costa, L. N., & Pellegrini, P. S. 2000, *ApJ*, 536, 153  
Patton, D. R., et al. 2002, *ApJ*, 565, 208  
Ratnatunga, K. U., Griffiths, R. E., & Ostrander, E. J. 1999, *AJ*, 118, 86  
Ratnatunga, K. U., Ostrander, E. J., Griffiths, R. E., & Im, M. 1995, *ApJ*, 453, L5  
Rawat, A., Hammer, F., Kembhavi, A. K., & Flores, H. 2008, *ApJ*, 681, 1089

- Ryan, R. E., Jr, Cohen, S. H., Windhorst, R. A., & Silk, J. 2008, *ApJ*, 678, 751
- Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., Madore, B. F., Matthews, K., Neugebauer, G., & Scoville, N. Z. 1988, *ApJ*, 325, 74
- Simard, L., et al. 2002, *ApJS*, 142, 1
- Springel, V., et al. 2005, *Nature*, 435, 629
- Taylor-Mager, V. A., Conselice, C. J., Windhorst, R. A., & Jansen, R. A. 2007, *ApJ*, 659, 162
- Trujillo, I., Conselice, C. J., Bundy, K., Cooper, M. C., Eisenhardt, P., & Ellis, R. S. 2007, *MNRAS*, 382, 109
- van den Bosch, F. C. 2001, *MNRAS*, 327, 1334
- van Dokkum, P. G., et al. 2008, *ApJ*, 677



# 5

---

## Fracción de fusiones mayores de galaxias hasta $z \sim 1$

**RESUMEN:** El papel de las fusiones mayores de disco en la evolución galáctica es una cuestión abierta en la astrofísica actual. En este trabajo se estudia la fracción de fusiones, determinada mediante criterios morfológicos, hasta  $z \sim 1$ . Se partirá de un catálogo de fuentes detectadas por *Spitzer*/IRAC en el campo de GOODS-S y se estudiarán muestras seleccionadas en luminosidad y masa.

*Metodología:* Se han seleccionado galaxias asimétricas/distorsionadas como remanentes de fusiones mayores entre galaxias de disco. Se han tratado tres importantes fuentes de errores sistemáticos: (i) se han aplicado implícitamente correcciones K morfológicas, (ii) se han medido las asimetrías de las fuentes en imágenes degradadas hasta  $z_d = 1$  para tratar la pérdida de información morfológica con el desplazamiento al rojo, y (iii) se han tenido en cuenta los errores observacionales en  $z$  y  $A$ , que producen una sobrestimación en la fracción de fusiones, mediante técnicas de máxima verosimilitud.

*Resultados:* La fracción de fusiones mediante criterios morfológicos ( $f_m^{\text{mph}}$ ) obtenida es menor que 0.06 en todo el rango a estudio. Parametrizando su evolución con el desplazamiento al rojo como  $f_m^{\text{mph}} = f_m^{\text{mph}}(0)(1+z)^m$ , se obtiene que  $m = 1.8 \pm 0.5$  para galaxias con  $M_B \leq -20$  y  $m = 5.4 \pm 0.4$  para galaxias con  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$ . Sin embargo, la evolución en la tasa de fusiones, parametrizada como  $\mathfrak{R}_m^{\text{mph}} = \mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(0)(1+z)^n$ , es similar en ambas muestras:  $n = 3.3 \pm 0.8$  para galaxias con  $M_B \leq -20$  y  $n = 3.5 \pm 0.4$  para galaxias con  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$ .

*Conclusiones:* Los resultados implican que tan solo un  $\sim 8\%$  de las galaxias actuales con  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  han sufrido una fusión mayor de disco desde  $z \sim 1$ . Además, un  $\sim 21\%$  de las galaxias de esta masa a  $z \sim 1$  han sufrido una de estas fusiones desde  $z \sim 1.5$ . Esto sugiere que las fusiones mayores de disco no son el proceso dominante en la evolución de las galaxias con  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  desde  $z \sim 1$ , con tan solo 0.2 fusiones por galaxia, pero pueden ser un proceso importante a  $z > 1$ , con  $\sim 1$  una fusión por galaxia en el intervalo  $1 < z < 3$ .

**REFERENCIA:** Astronomy and Astrophysics (A&A), en prensa. Aceptado el 12 de

mayo de 2009 (A&A preprint<sup>1</sup>).

---

<sup>1</sup><http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/200911923>

# The galaxy major merger fraction to $z \sim 1$

Carlos López-Sanjuan<sup>1</sup>, Marc Balcells<sup>1</sup>, Pablo G. Pérez-González<sup>2</sup>, Guillermo Barro<sup>2</sup>, César Enrique García-Dabó<sup>1,3</sup>,  
Jesús Gallego<sup>2</sup>, and Jaime Zamorano<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astrofísica de Canarias, Calle Vía Láctea s/n, E-38205 La Laguna, Tenerife, Spain

<sup>2</sup> Departamento de Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera, Facultad de C.C. Físicas, Universidad Complutense de Madrid, E-28040 Madrid, Spain

<sup>3</sup> European South Observatory, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, D-85748 Garching, Germany

Received 23 February 2009; Accepted 12 May 2009

## ABSTRACT

**Aims.** The importance of disc–disc major mergers in galaxy evolution remains uncertain. We study the major merger fraction in a SPITZER/IRAC-selected catalogue in the GOODS-S field up to  $z \sim 1$  for luminosity- and mass-limited samples.

**Methods.** We select disc–disc merger remnants on the basis of morphological asymmetries/distortions, and address three main sources of systematic errors: (i) we explicitly apply morphological K-corrections, (ii) we measure asymmetries in galaxies artificially redshifted to  $z_d = 1$  to deal with loss of morphological information with redshift, and (iii) we take into account the observational errors in  $z$  and  $A$ , which tend to overestimate the merger fraction, though use of maximum likelihood techniques.

**Results.** We obtain morphological merger fractions ( $f_m^{\text{mph}}$ ) below 0.06 up to  $z \sim 1$ . Parameterizing the merger fraction evolution with redshift as  $f_m^{\text{mph}}(z) = f_m^{\text{mph}}(0)(1+z)^m$ , we find that  $m = 1.8 \pm 0.5$  for  $M_B \leq -20$  galaxies, while  $m = 5.4 \pm 0.4$  for  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies. When we translate our merger fractions to merger rates ( $\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}$ ), their evolution, parameterized as  $\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(z) = \mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(0)(1+z)^n$ , is quite similar in both cases:  $n = 3.3 \pm 0.8$  for  $M_B \leq -20$  galaxies, and  $n = 3.5 \pm 0.4$  for  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies.

**Conclusions.** Our results imply that only  $\sim 8\%$  of today's  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies have undergone a disc–disc major merger since  $z \sim 1$ . In addition,  $\sim 21\%$  of  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies at  $z \sim 1$  have undergone one of these mergers since  $z \sim 1.5$ . This suggests that disc–disc major mergers are not the dominant process in the evolution of  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies since  $z \sim 1$ , with only 0.2 disc–disc major mergers per galaxy, but may be an important process at  $z > 1$ , with  $\sim 1$  merger per galaxy at  $1 < z < 3$ .

**Key words.** Galaxies:evolution — Galaxies:formation — Galaxies:interactions

## 1. INTRODUCTION

The colour–magnitude diagram of local galaxies shows two distinct populations: the red sequence, consisting primarily of old, spheroid-dominated, quiescent galaxies, and the blue cloud, formed primarily by spiral and irregular star-forming galaxies (Strateva et al. 2001; Baldry et al. 2004). This bimodality has been traced at increasingly higher redshifts (Bell et al. 2004, up to  $z \sim 1$ ; Arnouts et al. 2007; Cirasuolo et al. 2007, up to  $z \sim 1.5$ ; Giallongo et al. 2005; Cassata et al. 2008, up to  $z \sim 2$ ; Kriek et al. 2008, at  $z \sim 2.3$ ). More massive galaxies were the first to populate the red sequence as a result of the so-called “downsizing” (Cowie et al. 1996): massive galaxies experienced most of their star formation at early times and are passive by  $z \sim 1$ , while many of the less massive galaxies have extended star formation histories (see Bundy et al. 2006; Scarlata et al. 2007; Pérez-González et al. 2008, and references therein).

These results pose a challenge to the popular hierarchical  $\Lambda$ -CDM models, in which one expects that the more massive dark matter halos are the final stage of successive minor halo mergers. However, the treatment of the baryonic component is still unclear. The latest models, which include radiative cooling, star formation, and AGN and supernova feedback, seem to reproduce the observational trends better (see Bower et al. 2006; De Lucia & Blaizot 2007; Stewart et al. 2009; Hopkins et al. 2009b, and references therein). Within this framework, the role of galaxy mergers in the build-up of the red sequence and their relative im-

portance in the evolution of galaxy properties, i.e. colour, mass, or morphology, is an important open question.

The merger fraction,  $f_m$ , defined as the ratio between the number of merger events in a sample and the total number of sources in the same sample, is a useful observational quantity for answering that question. Many studies have determined the merger fraction and its evolution with redshift, usually parameterized as  $f_m(z) = f_m(0)(1+z)^m$ , using different sample selections and methods, such as morphological criteria (Conselice et al. 2003, 2008, 2009; Lavery et al. 2004; Cassata et al. 2005; Lotz et al. 2008a; Bridge et al. 2007; Kampczyk et al. 2007; Jogee et al. 2009), kinematic close companions (Patton et al. 2000, 2002; Patton & Atfield 2008; Lin et al. 2004, 2008; De Propris et al. 2005, 2007; Bluck et al. 2009), spatially close pairs (Le Fèvre et al. 2000; Bundy et al. 2004, 2009; Bridge et al. 2007; Kartaltepe et al. 2007; Hsieh et al. 2008), or the correlation function (Bell et al. 2006b; Masjedi et al. 2006). In these studies the value of the merger index  $m$  at redshift  $z \lesssim 1$  varies in the range  $m = 0-4$ .  $\Lambda$ -CDM models predict  $m \sim 2-3$  (Kolatt et al. 1999; Governato et al. 1999; Gottlöber et al. 2001; Fakhouri & Ma 2008) for dark matter halos, while suggesting a weaker evolution,  $m \sim 0-2$ , for the galaxy merger fraction (Berrier et al. 2006; Stewart et al. 2008).

To constrain the role of disc–disc major mergers in galaxy evolution, in this paper we study their redshift evolution up to  $z \sim 1$  in a SPITZER/IRAC-selected catalogue of the GOODS-S area. We use morphological criteria, based on the fact that, just after a merger is complete, the galaxy image shows strong geomet-

rical distortions, particularly asymmetric distortions (Conselice 2003). Hence, high values in the automatic asymmetry index  $A$  (Abraham et al. 1996; Conselice et al. 2000) are assumed to identify disc–disc major merger systems. This methodology presents several systematic effects, such as signal-to-noise dependence (Conselice 2003; Conselice et al. 2005) or contamination by non-interacting galaxies with high asymmetry values (Jogee et al. 2009; Miller et al. 2008), which lead to biased merger fractions if not treated carefully. In a previous study of the Groth field, López-Sanjuan et al. (2009, L09 hereafter) demonstrated a robust procedure to determine morphological merger fractions ( $f_m^{\text{mpb}}$ ) using galaxy asymmetries. In that study they avoid the loss of information with redshift by artificially moving all sources to a common redshift, while the experimental error bias, which tends to overestimate the merger fraction up to 50%, was addressed through use of a maximum likelihood method developed in López-Sanjuan et al. (2008, LGB08 hereafter). L09 find that the merger rate decreases with stellar mass at  $z = 0.6$ , and that 20–35% of present-day  $M_B \leq -20$  galaxies have undergone a disc–disc major merger since  $z \sim 1$ .

This paper is organized as follows: in Sect. 2 we summarize the GOODS-S data set that we use in our study, and in Sect. 3 we develop the asymmetry index calculations and study their variation with redshift. Then, in Sect. 4 we use the methodology to obtain the morphological merger fraction by taking into account the observational errors. In Sect. 5 we summarize the obtained merger fractions and their evolution with  $z$ , while in Sect. 6 we compare our results with other authors. Finally, in Sect. 7 we present our conclusions. We use  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_M = 0.3$ , and  $\Omega_\Lambda = 0.7$  throughout. All magnitudes are Vega unless noted otherwise.

## 2. DATA

### 2.1. The GOODS-S SPITZER/IRAC-selected catalogue

This work is based on the analysis of the structural parameters of the galaxies catalogued in the GOODS-South field by the Spitzer Legacy Team (see Giavalisco et al. 2004). We used the Version 1.0 catalogues<sup>1</sup> and reduced mosaics in the  $F435W$  ( $B_{435}$ ),  $F606W$  ( $V_{606}$ ),  $F775W$  ( $i_{775}$ ), and  $F850LP$  ( $z_{850}$ ) HST/ACS bands. These catalogues were cross-correlated using a  $1.5''$  search radius with the GOODS-S IRAC-selected sample in the Rainbow Cosmological Database published in Pérez-González et al. (2008, see also Pérez-González et al. 2005 and Barro et al. 2009, in prep.), which provided us with spectral energy distributions (SEDs) in the UV-to-MIR range, well-calibrated and reliable photometric redshifts, stellar masses, star formation rates and rest-frame absolute magnitudes.

We refer the reader to the above-mentioned papers for a more detailed description of the data included in the SEDs and the analysis procedure. Here, we summarize briefly the main characteristics of the data set. We measured consistent aperture photometry in several UV, optical, NIR and MIR bands with the method described in Pérez-González et al. (2008). UV-to-MIR SEDs were built for all IRAC sources in the GOODS-S region down to a 75% completeness magnitude  $[3.6]=23.5 \text{ mag (AB)}$ . These SEDs were fitted to stellar population and dust emission models to obtain an estimate of the photometric redshift ( $z_{\text{phot}}$ ), the stellar mass ( $M_\star$ ), and the rest-frame absolute B-band magnitude ( $M_B$ ).

The median accuracy of the photometric redshifts at  $z < 1.5$  is  $|z_{\text{spec}} - z_{\text{phot}}|/(1 + z_{\text{spec}}) = 0.04$ , with a fraction  $<5\%$  of catastrophic outliers (Pérez-González et al. 2008, Fig. B2). Rest-frame absolute B-band magnitudes were estimated for each source by convolving the templates fitting the SED with the transmission curve of a typical Bessel  $B$  filter, taking into account the redshift of each source. This procedure provided us with accurately interpolated  $B$ -band magnitudes including a robustly estimated  $k$ -correction. Stellar masses were estimated using exponential star formation PEGASE01 models with a Salpeter (1955) IMF and various ages, metallicities and dust contents included. The typical uncertainties in the stellar masses are a factor of  $\sim 2$  (typical of any stellar population study; see, e.g., Papovich et al. 2006, Fontana et al. 2006).

Finally, our methodology requires the errors in  $z_{\text{phot}}$  to be Gaussian (Sect. 4, LGB08, L09), while  $z_{\text{phot}}$  confidence intervals given by  $\chi^2$  methods do not correlate with the differences between  $z_{\text{spec}}$ 's and  $z_{\text{phot}}$ 's (Oyaizu et al. 2008). Because of this, and following L09, we use  $\sigma_{z_{\text{phot}}} = \sigma_{\delta_z}(1 + z_{\text{phot}})$  as the  $z_{\text{phot}}$  error, where  $\sigma_{\delta_z}$  is the standard deviation in the distribution of the variable  $\delta_z \equiv (z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{phot}})$ , which is well described by a Gaussian with mean  $\mu_{\delta_z} \sim 0$  and standard deviation  $\sigma_{\delta_z}$ . We found that  $\sigma_{\delta_z}$  increases with redshift, and we took  $\sigma_{\delta_z} = 0.043$  for  $z \leq 0.9$  sources and  $\sigma_{\delta_z} = 0.05$  for  $z > 0.9$  sources. This procedure assigns the same error to sources with equal  $z_{\text{phot}}$ , but it is statistically representative of our sample and ensures the best Gaussian approximation of  $z_{\text{phot}}$  errors in the merger fraction determination (Sect. 4).

### 2.2. Luminosity- and mass-selected samples

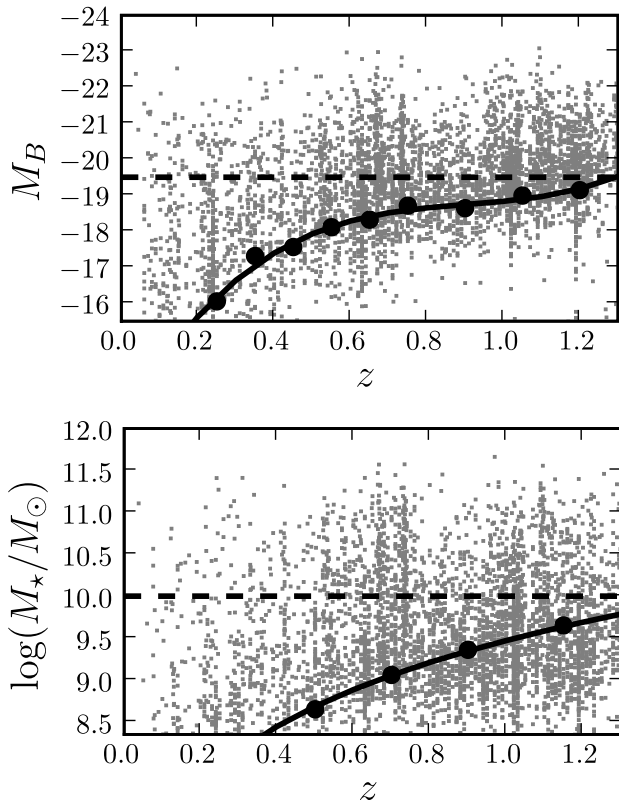
The aim of this study is to determine the galaxy merger fraction in  $B$ -band luminosity- and stellar mass-selected samples. The  $B$ -band study is motivated by previous studies, which usually selected their samples in that band. This permits us to compare our results with other authors (Sect. 6.2). Moreover, the stellar mass is a fundamental galaxy property that correlates with colour (Baldry et al. 2004) and morphology (Conselice 2006a).

To determine the luminosity limit in the  $B$ -band we calculated the third quartile of the  $M_B$  source distribution at different redshifts, taking this as a limiting magnitude (e.g., Pérez-González et al. 2008). In the upper panel of Fig. 1 we show  $M_B$  vs redshift up to  $z_{\text{max}} = 1.3$  (grey dots) and the limiting magnitude at different redshifts (black bullets). The upper redshift limit in our study,  $z_{\text{max}} = 1.3$ , is fixed by the reliability of the asymmetry index as a morphological indicator without performing morphological  $K$ -corrections (see Sect. 3.1.2, for details). The black solid curve is the least-squares fit of the limiting magnitudes by a third-degree polynomial. At redshift  $z_{\text{max}} = 1.3$ ,  $M_{B,\text{lim}} \sim -19.5$ , so we selected for our study sources with  $M_B \leq -19.5$ .

We took as limiting mass at each redshift the stellar mass for which the IRAC catalogue is 75% complete for passively evolving galaxies (see Pérez-González et al. 2008). In the lower panel of Fig. 1 we show  $\log(M_\star/M_\odot)$  vs redshift up to  $z_{\text{max}} = 1.3$  (grey dots) and the 75% of completeness at different redshifts (black bullets). The black solid curve is the least-squares fit of the completeness points by a power-law function. At redshift  $z_{\text{max}} = 1.3$ ,  $\log(M_{\star,\text{lim}}/M_\odot) \sim 9.8$ , so we selected sources with  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  for our study.

<sup>1</sup> <http://archive.stsci.edu/prepds/goods/>





**Fig. 1.** *Top:* distribution of  $M_B$  vs redshift for IRAC catalogue sources. The black dots are the limiting magnitude of the survey at each redshift, defined as the third quartile in magnitude distributions. The solid black curve is the best fit of the limiting magnitude points by a third-degree polynomial. The black dashed line shows the  $M_B = -19.5$  limit of our study. *Bottom:* distribution of  $\log(M_*/M_\odot)$  vs redshift for IRAC catalogue sources. The black solid curve shows the stellar mass above which the sample is 75% complete for passively evolving galaxies (Pérez-González et al. 2008). The black dashed line shows the  $\log(M_*/M_\odot) = 10$  limit of our study.

### 3. ASYMMETRY INDEX

The automatic asymmetry index ( $A$ ) is one of the CAS morphological indices (Conselice 2003). This index is defined as

$$A = \frac{\sum |I_0 - I_{180}|}{\sum |I_0|} - \frac{\sum |B_0 - B_{180}|}{\sum |B_0|}, \quad (1)$$

where  $I_0$  and  $B_0$  are the original galaxy and background images,  $I_{180}$  and  $B_{180}$  are the original galaxy and background images rotated 180 degrees, and the summation spans all the pixels of the images. The background image is defined in detail in the next section. For further details on the asymmetry calculation see Conselice et al. (2000). This index gives us information over the source distortions and we can use it to identify recent merger systems that are highly distorted. In previous studies a galaxy was taken to be a recent merger if its asymmetry index is  $A > A_m$ , with  $A_m = 0.35$  (e.g., Conselice 2003; De Propriis et al. 2007; Bridge et al. 2007). This methodology presents several systematic effects, such as signal-to-noise dependence (Conselice 2003; Conselice et al. 2005), contamination by non-interacting galaxies with high asymmetry values (Jogee et al. 2009; Miller et al. 2008), contamination by nearby bright sources (De Propriis et al. 2007), or the pass-band in which we measure the asymmetry

(Cassata et al. 2005; Taylor-Mager et al. 2007; Conselice et al. 2008), which must be carefully treated to avoid biased merger fractions. In the following sections we detail how we determined the asymmetry index and its dependence on several factors, such as the background image  $B_0$  that we use (Sect. 3.1.1), the pass-band in which we calculate it (Sects. 3.1.2, 3.1.3) and the signal-to-noise of the source (Sects. 3.1.4, 3.2, 3.3).

#### 3.1. Asymmetry calculation

##### 3.1.1. Background dependence

In Eq. (1) we have a dependence on the background image  $B_0$ ; that is, different background images yield different asymmetries for the same source (Conselice et al. 2003). To minimize this effect we determined the asymmetry of each source with five different background images. These background images are sky source-free sections of  $50 \times 50$  pixels located in the same position in the four HST/ACS filter images, and were chosen to span all the GOODS-S area. The asymmetry of one source was the median of those five background-dependent asymmetries.

##### 3.1.2. Pass-bands and redshift range

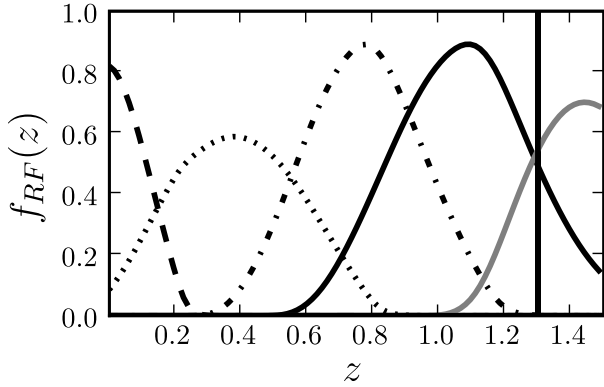
Galaxy morphology depends on the band of observation (e.g. Kuchinski et al. 2000; Lauger et al. 2005; Taylor-Mager et al. 2007). In particular, when galaxies contain both old and young populations, morphologies may change very significantly on both sides of the Balmer/4000Å break. The asymmetry index limit  $A_m = 0.35$  was established in the rest-frame  $B$ -band (Conselice 2003). When dealing with galaxies over a range of redshifts, in order to avoid systematic pass-band biases with redshift, one needs to apply a so-called morphological K-correction by performing the asymmetry measurements in a band as close as possible to rest-frame  $B$  (e.g., Cassata et al. 2005), or apply statistical corrections for obtaining asymmetries in rest-frame  $B$  from asymmetry measurements in rest-frame  $U$  (Conselice et al. 2008). Taking advantage of the homogeneous multiband imaging provided by the GOODS survey, we entirely avoid morphological K-correction problems in the present study by performing asymmetry measurements on all GOODS-S  $B_{435}$ ,  $V_{606}$ ,  $i_{775}$ , and  $z_{850}$  images, and using for each source the filter that most closely samples rest-frame  $B$ .

To determine the redshift ranges over which rest  $B$ -band or  $U$ -band dominates the flux in the four observational HST/ACS filters,  $B_{435}$ ,  $V_{606}$ ,  $i_{775}$ , and  $z_{850}$ , we defined the function

$$f_{RF}(z) = \frac{\int_0^\infty P_{ACS}(\lambda/(1+z))P_{RF}(\lambda)d\lambda}{\int_0^\infty P_{RF}(\lambda)d\lambda}, \quad (2)$$

where  $P_{RF}$  and  $P_{ACS}$  are the transmission curves of the rest-frame reference filter and one HST/ACS filter, respectively. In Fig. 2 we show the function  $f_B(z)$  for the four ACS filters (black curves), and  $f_U(z)$  for  $z_{850}$  (grey curve). On the basis of this figure,  $B_{435}$  asymmetries were used for  $0 < z \leq 0.15$  sources;  $V_{606}$  asymmetries for  $0.15 < z \leq 0.55$ ;  $i_{775}$  for  $0.55 < z \leq 0.9$ ; and  $z_{850}$  for  $0.9 < z \leq 1.3$ . Staying within rest-frame  $B$  imposed a maximum redshift of  $z_{\max} = 1.3$ .

Note that, because the ML method used in the merger fraction determination (Sect. 4) takes into account the experimental errors, we had to include in the samples not only the sources with  $z_i < z_{\text{up}}$ , where  $z_{\text{up}}$  is the upper redshift in our study, but also sources with  $z_i - 2\sigma_i < z_{\text{up}}$  in order to ensure completeness. Because of this,  $z_{\text{up}}$  must fulfil the condition  $z_{\max} - 2\sigma_{\delta_i}(1 +$



**Fig. 2.** Function  $f_B(z)$  for the four ACS filters:  $B_{435}$  (black dashed curve),  $V_{606}$  (black dotted curve),  $I_{775}$  (black dot-dashed curve), and  $z_{850}$  (black solid curve). The grey solid curve is the function  $f_{IV}(z)$  for the  $z_{850}$  filter. The vertical black solid line is the maximum redshift,  $z_{\max} = 1.3$ , in our study.

$z_{\max}) = z_{\text{up}}$ , which yields  $z_{\text{up}} \sim 1.1$ . We took as minimum redshift in our study  $z_{\min} = 0.1$  because of the lack of sources at lower redshifts. This yields  $z_{\text{down}} = z_{\min} + 2\sigma_{\delta_z}(1 + z_{\min}) \sim 0.2$ , which ensures completeness and good statistics. Applying these redshift limits we finally have 1740 galaxies with  $M_B \leq -19.5$  and 982 with  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$ . The number of galaxies quoted here was obtained after removing problematic border sources (Sect. 3.1.4).

### 3.1.3. Determining the asymmetry of sources with photometric redshifts

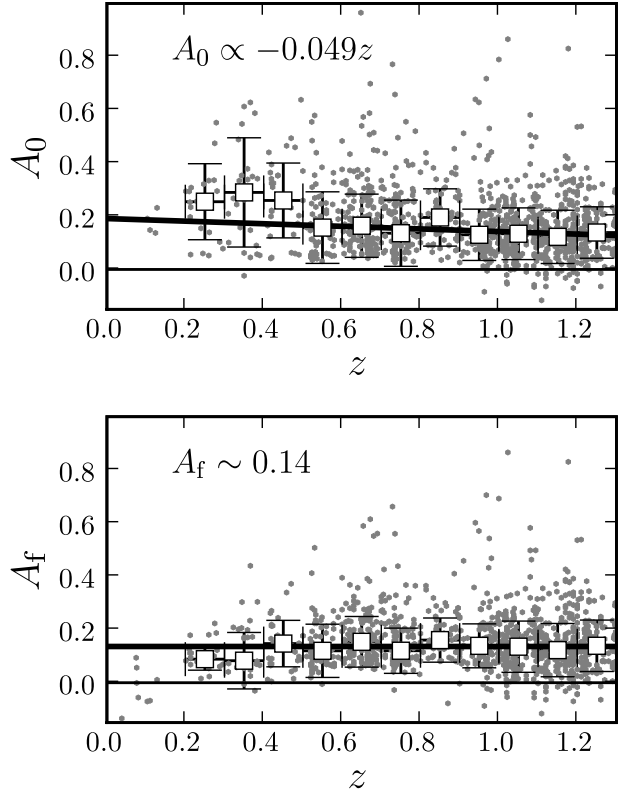
Roughly  $\sim 40\%$  of the sources in our samples do not have spectroscopic redshifts and we rely on photometric redshift determinations. In these cases, our source could have its rest-frame  $B$ -band flux in two observational ACS filters, within  $1\sigma$ . To take this into account we assumed three different redshifts for each photometric source:  $z_{\text{phot}}^- = z_{\text{phot}} - \sigma_{z_{\text{phot}}}$ ,  $z_{\text{phot}}$ , and  $z_{\text{phot}}^+ = z_{\text{phot}} + \sigma_{z_{\text{phot}}}$ . We determined the asymmetry in these three redshifts. We then performed a weighted average of the three asymmetry values such that:

$$A_0 = 0.16A(z_{\text{phot}}^-) + 0.16A(z_{\text{phot}}^+) + 0.68A(z_{\text{phot}}), \quad (3)$$

where  $A(z)$  is the asymmetry of the source at redshift  $z$ . We used the same average procedure with the uncertainties of the three asymmetries and added the result in quadrature to the rms of the three asymmetry values to obtain  $\sigma_{A_0}$ . In sources with  $z_{\text{spec}}$  we only determined the asymmetry at the source redshift. L09 show that the two different asymmetry determinations do not introduce systematic differences between sources with and without spectroscopic information.

### 3.1.4. Boundary effects and bright source contamination

The signal-to-noise in HST/ACS decreases near the boundaries of the images, where the exposure time is lower. This affects our asymmetry values in two ways: the SExtractor segmentation maps that we use to calculate the asymmetry have many spurious detections, and any of the five backgrounds defined in Sect. 3.1.1 is representative of the noisier source background. The problem with segmentation maps was noticed previously



**Fig. 3.** Asymmetry vs redshift in the  $M_B \leq -20$  sample (grey dots in both panels). *Top*: asymmetries of the sources measured on the original images. *Bottom*: asymmetries of the sources measured on images artificially redshifted to  $z_d = 1$ . Open squares in both panels are the mean asymmetries in 0.1 redshift bins. The black solid line is the least-squares linear fit to the mean asymmetries in the  $[0.5, 1.3]$  redshift interval.

by De Propriis et al. (2007), where the segmentation maps for 50% of their initial 129 galaxies with  $A > 0.35$  are incorrect, or are contaminated by bright nearby sources. With this in mind, we visually inspected all the sources looking for boundary or contaminated sources. We found that boundary sources had systematically high asymmetry values, and had segmentation maps contaminated by spurious detections. To avoid biased merger fraction values we excluded all border sources (high and low asymmetric) from the samples. We found only two sources contaminated by bright nearby sources. For these we redefined the SExtractor parameters to construct correct segmentation maps and redetermined the asymmetry.

### 3.2. Asymmetries at a Reference Redshift

The asymmetry index measured on survey images systematically varies with the source redshift due, first, to the  $(1+z)^4$  cosmological surface brightness dimming, which can modify the galaxy area over which asymmetry is measured, and, second, to the loss of spatial resolution with  $z$ . Several papers have attempted to quantify these effects by degrading the image spatial resolution and flux to simulate the appearance that a given galaxy would have at different redshifts in a given survey. Conselice et al. (2003, 2008); and Cassata et al. (2005) degraded a few local galaxies to higher redshifts and found that asymmetries decrease with  $z$ . Conselice et al. (2003) also noted that this decrease

depends on image depth, and that luminous galaxies are less affected. In addition, Conselice et al. (2005) show that irregular (high asymmetry) galaxies are more affected than ellipticals (low asymmetry). A zeroth-order correction for such biases was implemented by Conselice et al. (2003, 2008, 2009) who applied a  $\Delta A_z$  term, defined as the difference between the asymmetry of local galaxies measured in the original images and the asymmetry of the same galaxies in the images degraded to redshift  $z$ . Their final, corrected asymmetries are  $A_f = A_0 + \Delta A_z$ , where  $A_0$  is the asymmetry measured in the original images. With these corrections, all the galaxies have their asymmetry referred to  $z = 0$ , and the local merger criterion  $A > A_m = 0.35$  is then used.

In their study, L09 improve on the above procedure, and we apply their methodology to our data set. We compute a correction term individually for each source in the catalogue, but rather than attempting to recover  $z = 0$  values for  $A$  we degrade each of the galaxy images to redshift  $z_d = 1$ ; we then obtain our final asymmetry values  $A_f$  directly from the degraded images. With this procedure, we take into account that each galaxy is affected differently by the degradation; e.g. the asymmetry of a low luminosity irregular galaxy dramatically decreases with redshift, while a luminous elliptical is slightly affected. We choose  $z_d = 1$  as our reference redshift because a source at this (photometric) redshift has  $z_d + \sigma_{z_d} \sim z_{\text{up}} = 1.1$ ; that is, the probability that our galaxy belongs to the range of interest is  $\sim 85\%$ . Because we work with asymmetries reduced to  $z_d = 1$ , the asymmetry criterion for mergers,  $A_m$ , needs to be reduced to  $z = 1$ . We discuss this in Sect. 3.3.

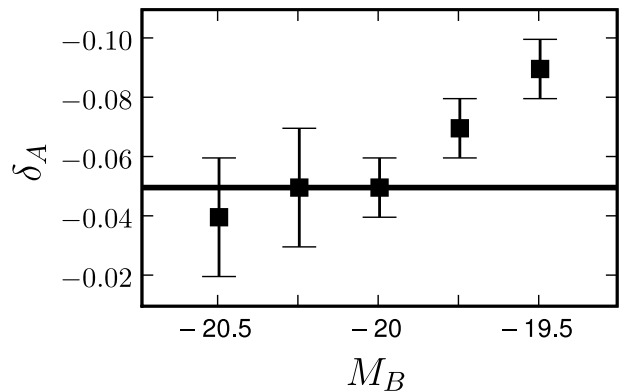
We have already mentioned that  $\sim 60\%$  of the sources in the samples have spectroscopic redshifts, hence redshift information coming from photometric redshifts for the remaining  $\sim 40\%$  of the sources has large uncertainties. As in the  $A_0$  calculation process (Sect. 3.1.3, Eq. [3]), to take into account the redshift uncertainty when deriving the asymmetries at  $z_d = 1$  we started from three different initial redshifts for each source,  $z_{\text{phot}}^- = z_{\text{phot}} - \sigma_{z_{\text{phot}}}$ ,  $z_{\text{phot}}^+$ , and  $z_{\text{phot}}$ , and degraded the image from these three redshifts to  $z_d = 1$ . We then performed a weighted average of the three asymmetry values such that

$$A_f = 0.16A_1(z_{\text{phot}}^-) + 0.16A_1(z_{\text{phot}}^+) + 0.68A_1(z_{\text{phot}}), \quad (4)$$

where  $A_1(z)$  denotes the asymmetry measured in the image degraded from  $z$  to  $z_d = 1$ . When a spectroscopic redshift was available, the final asymmetry was simply  $A_f = A_1(z_{\text{spec}})$ . We did not apply any degradation to sources with  $z > 1$ ; that is, we assumed that  $A_1(z > 1) = A_0$ .

To obtain the error of the asymmetry, denoted by  $\sigma_{A_f}$ , for sources with photometric redshifts, we averaged the uncertainties of the three asymmetries following Eq. (4) and added the result in quadrature to the rms of the three asymmetry values. The first term accounts for the signal-to-noise error in the asymmetry value, while the second term is only important when differences between the three asymmetry values cannot be explained by the signal-to-noise first term. In sources with spectroscopic redshifts we took as  $\sigma_{A_f}$  the uncertainty of the asymmetry  $A_1(z_{\text{spec}})$ .

The degradation of the images was performed with `COSMOSHIFT` (Balcells et al. 2003), which performs repixelation, psf change and flux decrease over the sky-subtracted source image. The last `COSMOSHIFT` step is the addition of a random Poisson sky noise to the degraded source image to mimic the noise level of the data. As a result of this last step, two `COSMOSHIFT` degradations of the same source yield different asymmetry values. We took the asymmetry of each degraded source,  $A_1(z)$ , to be the



**Fig. 4.** Degradation rate  $\delta_A$  vs the selection magnitude  $M_B$  of the sample (black squares). The black solid line marks  $\delta_A = -0.05$ , the estimated degradation rate for  $M_B \leq -20$  galaxies.

median of asymmetry measurements on five independent degradations of the original source image from  $z$  to  $z_d = 1$ . With all the aforementioned steps, each  $A_1(z)$  determination involved 25 asymmetry calculations, while the uncertainty in  $A_1(z)$  was the median of the five individual asymmetry errors.

The asymmetries  $A_f$  referred to  $z_d = 1$  provide a homogeneous asymmetry set that permits consistent morphological studies in the GOODS-S field (López-Sanjuan et al., in prep.).

### 3.3. Asymmetry Trends with Redshift

For a sample of galaxies over a range of redshifts, the statistical change with  $z$  of the measured asymmetries  $A_0$  is the combined effect of loss of information (as shown in the previous section) and changes in the galaxy population. In contrast, the redshift evolution of  $A_f$  reflects changes in the galaxy population alone, given that the morphological information in the images used to determine  $A_f$  is homogeneous for the sample. As already discussed in L09 for the Groth field, we show here that the  $z$  trends of  $A_0$  and  $A_f$  are quite different.

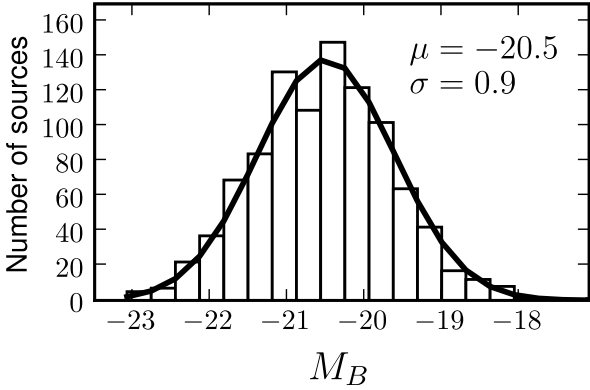
In the top panel of Fig. 3 we show the variation of  $A_0$  with redshift in a  $M_B \leq -20$  selected sample, while in the bottom panel we see the variation of  $A_f$  for the same sample. In both panels, open squares are the median asymmetries in  $\Delta(z) = 0.1$  redshift bins, and the black solid line is the best linear least-squares fit to the  $0.5 \leq z < 1.3$  points.  $A_0$  is seen to decrease with redshift,  $A_0 = 0.19 - 0.049z$ , while the  $A_f$  distribution is flat,  $A_f \sim 0.14$ . For  $A_0$ , the negative slope reflects the fact that the loss of information with redshift (negative effect on  $A$ ) dominates over genuine population variations (a positive effect because galaxies at higher redshift are more asymmetric; e.g. Cassata et al. 2005; Conselice et al. 2005). In  $A_f$  the information level does not vary with the redshift of the source, so we only see population effects. In this case the slope is null, but this is a field-to-field effect: L09, with the same methodology and sample selection, obtain  $A_f \propto 0.05z$ . This indicates that we cannot extrapolate results from one field to another, and that individual studies of systematics are needed. We take as degradation rate ( $\delta_A$ ) the difference between both slopes and assume that the merger condition  $A_m$  varies with redshift as  $A_m(z) = A_m(0) + \delta_A z = 0.35 + \delta_A z$ .

Is the degradation rate the same for all luminosity selections? We expect less asymmetry variation with redshift in bright samples, because they are less affected by cosmological dimming (Conselice 2003). We repeated the previous analysis with dif-

**Table 1.** Degradation rate for different luminosity samples

Sample selection	$n_{\text{tot}}$ (1)	$\delta_A$ (2)	$\overline{A_0}$ (3)
$M_B \leq -19.5$	1740	$-0.09 \pm 0.01$	0.156
$M_B \leq -19.75$	1402	$-0.07 \pm 0.01$	0.160
$M_B \leq -20$	1122	$-0.05 \pm 0.01$	0.163
$M_B \leq -20.25$	869	$-0.05 \pm 0.02$	0.165
$M_B \leq -20.5$	648	$-0.04 \pm 0.02$	0.161

NOTES. Col. (1) Number of sources in the sample with  $0.1 \leq z < 1.3$ . Col. (2) Degradation rate of the asymmetry,  $\Delta A = \delta_A \Delta z$ . Col. (3) Median asymmetry of sources with  $z < 1$ .

**Fig. 5.**  $M_B$  distribution of  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies. The black solid line is a Gaussian with  $\mu = -20.5$  and  $\sigma = 0.9$ .

ferent  $M_B$  selection cuts, from  $M_B \leq -20.5$  to  $M_B \leq -19.5$  (the latter is the limiting magnitude in our study, Sect. 2.2). We summarize the results in Table 1 and Fig. 4: asymmetry is more affected by redshift changes in less luminous samples, as expected. Interestingly, the degradation rate is roughly constant up to  $M_B = -20$ ,  $\delta_A \sim -0.05$  (black solid line in Fig. 4), but then becomes more pronounced by a factor of 2,  $\delta_A \sim -0.09$ , in only 0.5 magnitudes. One could argue that the sharp increase of  $\delta_A$  for samples including  $M_B > -20$  sources arises because such sources have higher initial asymmetry  $A_0$ : a faint irregular galaxy is more affected by loss of information than a bright elliptical. However, we see in the last column of Table 1 that the mean asymmetry of sources with  $z < 1.0$  is similar in all samples,  $\overline{A_0} \sim 0.16$ . Hence, the degradation rate increases because faint sources have lower signal-to-noise than luminous ones. Because of this, we decided to restrict our study to the 1122 sources with  $M_B \leq -20$  to ensure that degradation affects all the galaxies in our sample in the same way, making the merger condition  $A_m(1) = 0.35 + \delta_A = 0.30$  representative.

How important is this luminosity dependence for the mass-selected sample? The  $M_B$  distribution of  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies is well described by a Gaussian with  $\mu = -20.5$  and  $\sigma = 0.9$ , Fig. 5. We found that 70% of the galaxies have  $M_B \leq -20$ , and that the degradation rate for the whole sample is  $\delta_A = -0.05$ . This tells us that the faint sources in this sample do not significantly affect the degradation rate, making the  $M_B \leq -20$  merger condition representative also for the mass-selected sample. In conclusion, we used  $A_m(1) = 0.30$  for both samples.

#### 4. MERGER FRACTION DETERMINATION

Following Conselice (2006b), the merger fraction by morphological criteria is

$$f_{\text{m}}^{\text{mph}} = \frac{\kappa \cdot n_{\text{m}}}{n_{\text{tot}} + (\kappa - 1)n_{\text{m}}}, \quad (5)$$

where  $n_{\text{m}}$  is the number of the distorted sources with  $A > A_m$ , and  $n_{\text{tot}}$  is the total number of sources in the sample. If  $\kappa \geq 2$  we obtain the galaxy merger fraction,  $f_{\text{gm}}^{\text{mph}}$ , the fraction of galaxies undergoing mergers, and  $\kappa$  represents the average number of galaxies that merged to produce one distorted remnant. If  $\kappa = 1$  we obtain the merger fraction,  $f_{\text{m}}^{\text{mph}}$ : the number of merger events in the sample. We use  $\kappa = 1$  throughout this paper.

The steps we followed to obtain the merger fraction are described in detail in LGB08. In this section we provide a short summary. If we define a two-dimensional histogram in the redshift–asymmetry space and normalize this histogram to unity, we obtain a two-dimensional probability distribution defined by the probability of having one source in bin  $[z_k, z_{k+1}) \cap [A_l, A_{l+1})$ , namely  $p_{kl}$ , where the index  $k$  spans the redshift bins of size  $\Delta z$ , and the index  $l$  spans the asymmetry bins of size  $\Delta A$ . We consider only two asymmetry bins split at  $A_m$ , such that the probabilities  $p_{k1}$  describe highly distorted galaxies (i.e. merger systems), while the probabilities  $p_{k0}$  describe normal galaxies. With those definitions, the morphologically based merger fraction in the redshift interval  $[z_k, z_{k+1})$  becomes

$$f_{\text{m},k}^{\text{mph}} = \frac{p_{k1}}{p_{k0} + p_{k1}}. \quad (6)$$

In LGB08 they describe a maximum likelihood (ML) method that yields the most probable values of  $p_{kl}$  taking into account not only the  $z$  and  $A$  values, but also their experimental errors. The method is based on the minimization of the joint likelihood function, which in our case is

$$L(z_i, A_i | p'_{kl}, \sigma_{z_i}, \sigma_{A_i}) = \sum_i \left[ \ln \left\{ \sum_k \sum_l \frac{e^{p'_{kl}}}{4} \text{ERF}(z, i, k) \text{ERF}(A, i, l) \right\} \right], \quad (7)$$

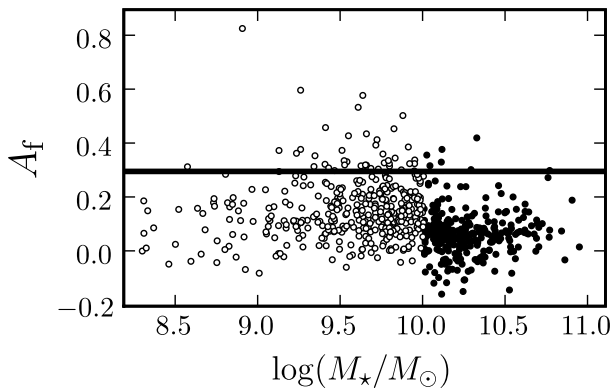
where

$$\text{ERF}(\eta, i, k) \equiv \text{erf} \left( \frac{\eta_i - \eta_{k+1}}{\sqrt{2}\sigma_{\eta_i}} \right) - \text{erf} \left( \frac{\eta_i - \eta_k}{\sqrt{2}\sigma_{\eta_i}} \right). \quad (8)$$

In the above equations,  $\text{erf}(x)$  is the error function;  $z_i$  and  $A_i$  are the redshift and asymmetry values of source  $i$ , respectively;  $\sigma_{z_i}$  and  $\sigma_{A_i}$  are the observational errors in redshift and asymmetry of source  $i$ , respectively; and the new variables  $p'_{kl} \equiv \ln(p_{kl})$  are chosen to avoid negative probabilities. Equation (7) was obtained by assuming that the real distribution of galaxies in the redshift–asymmetry space is described by a two-dimensional distribution  $p_{kl} \equiv \exp(p'_{kl})$ , and that the experimental errors are Gaussian. Note that changing variables to  $p'_{kl} = \ln(p_{kl})$ , Eq. (6) becomes

$$f_{\text{m},k}^{\text{mph}} = \frac{e^{p'_{k1}}}{e^{p'_{k0}} + e^{p'_{k1}}}. \quad (9)$$

LGB08 show, using synthetic catalogues, that the experimental errors tend to smooth an initial two-dimensional distribution described by  $p_{kl}$ , due to spill-over of sources to neighbouring bins. This leads to a  $\sim 10 - 30\%$  overestimate of the galaxy merger fraction in typical observational cases. L09 and Lotz



**Fig. 6.** Asymmetry vs  $\log(M_*/M_\odot)$  for *light-weight* (open circles) and *faint* (bullets) samples (see text for details). The black solid line shows the merger criterion  $A_m(1) = 0.30$ .

et al. (2008a) find similar trends in their study of the morphological merger fraction in the Groth Strip. LGB08 additionally show that, thanks to the use of the ML method, they can accurately recover the initial two-dimensional distribution: the fractional difference between the input and ML method merger fractions is a tiny  $\sim 1\%$  even when the experimental errors are similar to the bin size. That is, the ML results are not biased by the spill-over of sources to neighbouring bins.

We obtained the morphological merger fraction by applying Eq. (9) using the probabilities  $p'_{kl}$  recovered by the ML method. In addition, the ML method provides an estimate of the 68% confidence intervals of the probabilities  $p'_{kl}$ , which we use to obtain the  $f_{m,k}^{\text{mph}}$  68% confidence interval, denoted  $[\sigma_{f_{m,k}}^-, \sigma_{f_{m,k}}^+]$ .

This interval is asymmetric because  $f_{m,k}^{\text{mph}}$  is described by a log-normal distribution due to the calculation process (see LGB08 for details). Note that, in LGB08,  $\kappa = 2$  is used in Eq. (5), but the method is valid for any  $\kappa$  value.

We also determined the morphological merger fraction by classical counts,  $f_{m,\text{class}}^{\text{mph}} = n_m^{\text{class}}/n_{\text{tot}}^{\text{class}}$ , where  $n_m^{\text{class}}$  is the number of galaxies in a given bin with  $A_f > A_m$ , and  $n_{\text{tot}}^{\text{class}}$  is the total number of sources in the same bin. We obtained the  $f_{m,\text{class}}^{\text{mph}}$  uncertainties assuming Poissonian errors in the variables.

Finally, and following L09, sect. 4.1, we performed simulations with synthetic catalogues to determine the optimum binning in redshift for which the ML method results are reliable. The simulations were made in the same way as in L09, so here we only report the results of the study: we can define up to three redshift bins, namely  $z_1 = [0.2, 0.6)$ ,  $z_2 = [0.6, 0.85)$ , and  $z_3 = [0.85, 1.1)$ . The first bin is wider than the other two, 0.4 vs 0.25, because of the lower number of sources in the first interval. In the next section we study the merger fraction evolution with redshift with these three bins (§ 5.1). We will also provide statistics for the  $z_0 = [0.2, 1.1)$  bin in order to compare the ML and classical merger fraction determinations.

## 5. RESULTS

We summarize in Table 2 the main characteristics of the two samples under study; i.e. the total ( $n_{\text{tot}}$ ) and distorted ( $n_m$ ) number of sources, both for classical counts ( $n^{\text{class}}$ ) and the ML method ( $n^{\text{ML}}$ ), and major merger fractions. Note that the number of ML method galaxies is not an integer. Indeed, the ML method

gives us a statistical estimate of the probability  $p_{kl} = \exp(p'_{kl})$  of finding one source in the redshift bin  $k$ , and in the asymmetry bin  $l$ , so the estimated number of galaxies in that bin,  $n_{kl,\text{ML}} = N_{\text{tot}} p_{kl} \Delta z \Delta A$ , where  $N_{\text{tot}}$  is the total number of galaxies in the sample, need not be an integer. The merger fraction by the ML method is roughly half that in the classical determination (0.035 vs 0.077 in the luminosity-selected sample, 0.025 vs 0.050 in the mass-selected sample). This highlights the fact that, whenever the spill-over effect of large measurement errors is not taken into account, morphological merger fractions can be overestimated by a factor of  $\sim 2$ . We use this result later in Sect. 6.3, and in the next section we use only merger fractions obtained by the ML method.

We find that correction of redshift-dependent biases is equally important. If we use the raw asymmetry values determined on the original images, and apply the local Universe merger selection criterion  $A_0 > 0.35$ , the resulting merger fractions come up a factor 2 higher than the ones listed in Table 2. Recall that the latter come from  $A_f$  values homogenised to a common reference  $z_d = 1$  (Sect. 3.2). This emphasises that published merger fractions which do not work with redshift-homogeneous data, may be significantly biased. Interestingly, an identical comparison to the one just described, applied to Groth strip data, lead L09 to conclude that redshift effects are *not* important for merger fraction determinations. The different behaviour of the Groth data from L09 and our GOODS-S data might be due to cosmic variance, or to depth differences between the two data sets. In general though, artificial redshifting of the galaxies is needed to ensure reliable results.

Table 2 shows that the merger fraction from the mass-selected sample is lower than that from the luminosity-selected sample. What is the origin of this difference? To answer this question, we define two subsamples: the *faint* sample (galaxies with  $M_B > -20$  and  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$ ), and the *light-weight* sample (sources with  $M_* < 10^{10} M_\odot$  and  $M_B \leq -20$ ). The *faint* sample comprises 272 sources, while the *light-weight* sample comprises 408 sources. In Fig. 6 we show both samples in the mass–asymmetry plane: light-weight galaxies have higher asymmetry,  $A_f = 0.14$ , while faint galaxies are more symmetric,  $A_f = 0.07$ . The *light-weight* sample comprises 43 sources with  $A_f > 0.30$  (10.5% of the sample), while the *faint* sample comprises only seven distorted sources (2.5% of the sample). These numbers suggest, in agreement with L09, that: (i) an important fraction of the *B*-band high asymmetric sources are low-mass disc–disc merger systems that, due to merger-triggered star-formation, have their *B*-band luminosity boosted by 1.5 magnitudes (Bekki & Shioya 2001), enough to fulfil our selection cut  $M_B \leq -20$ ; and (ii) the faint objects are earlier types dominated by a spheroidal component which, when subject to a major merger, does not distort enough to be picked up as merger systems by our asymmetry criterion.

### 5.1. Merger fraction evolution

We summarize in Table 3 the morphological merger fraction at different redshifts in GOODS-S. We obtain low merger fractions, always lower than 0.06, similar to the L09 results for the Groth field. The merger fraction increases with redshift in both the luminosity- and the mass-selected samples, but this growth is more prominent in the mass-selected sample. We can parameterize the merger fraction evolution as

$$f_m^{\text{mph}}(z) = f_m^{\text{mph}}(0)(1+z)^m \quad (10)$$

**Table 2.** Sample characteristics in the  $0.2 \leq z < 1.1$  range

Sample selection	$n_{\text{tot}}^{\text{class}}$ (1)	$n_{\text{m}}^{\text{class}}$ (2)	$f_{\text{m,class}}^{\text{mph}}$ (3)	$n_{\text{tot}}^{\text{ML}}$ (4)	$n_{\text{m}}^{\text{ML}}$ (5)	$f_{\text{m,ML}}^{\text{mph}}$ (6)
$M_B \leq -20$	793	61	$0.077 \pm 0.010$	881.9	30.7	$0.035^{+0.010}_{-0.008}$
$M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$	759	38	$0.050 \pm 0.008$	819.3	20.2	$0.025^{+0.008}_{-0.006}$

NOTES. Col. (1) Number of galaxies with  $0.2 \leq z < 1.1$  by classical counts. Col. (2) Number of distorted galaxies with  $0.2 \leq z < 1.1$  and  $A_f > 0.30$  by classical counts. Col. (3) Morphological major merger fraction by classical counts. Col. (4) Number of galaxies with  $0.2 \leq z < 1.1$  by ML method. Col. (5) Number of distorted galaxies with  $0.2 \leq z < 1.1$  and  $A_f > 0.30$  by ML method. Col. (6) Morphological major merger fraction by ML method.

**Table 3.** Morphological major merger fractions  $f_{\text{m}}^{\text{mph}}$  in GOODS-S

Sample selection	$z = 0.4$	$z = 0.725$	$z = 0.975$	$f_{\text{m}}^{\text{mph}}(0)^{\text{a}}$	$m^{\text{a}}$
$M_B \leq -20$	$0.023^{+0.022}_{-0.011}$	$0.031^{+0.016}_{-0.011}$	$0.043^{+0.015}_{-0.011}$	$0.013 \pm 0.003^{\text{b}}$	$1.8 \pm 0.5^{\text{b}}$
$M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$	$0.006^{+0.013}_{-0.005}$	$0.022^{+0.013}_{-0.008}$	$0.037^{+0.016}_{-0.011}$	$(1.0 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	$5.4 \pm 0.4$

<sup>a</sup> Best  $f_{\text{m}}^{\text{mph}}(z) = f_{\text{m}}^{\text{mph}}(0)(1+z)^m$  fit to the data.

<sup>b</sup> This fit includes the De Propris et al. (2007) local value.

**Table 4.** Morphological merger fraction in GOODS-S at  $0.6 \leq z < 0.85$ 

Sample selection	$n_{\text{LSS}}$ (1)	w/ LSS (2)	w/o LSS (3)	LSS ( $z = 0.735$ ) (4)
$M_B \leq -20$	72	$0.031^{+0.016}_{-0.011}$	$0.026^{+0.020}_{-0.011}$	$0.044^{+0.032}_{-0.018}$
$M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$	94	$0.022^{+0.013}_{-0.008}$	$0.018^{+0.016}_{-0.008}$	$0.032^{+0.023}_{-0.014}$

NOTES. Col. (1) Number of galaxies in the Large Scale Structure (LSS). Col. (2) Merger fraction in the sample *with* LSS. Col. (3) Merger fraction in the sample *without* LSS. Col. (4) Merger fraction in the LSS.

and fit our data. Note that, in the luminosity-selected sample, we also use the  $M_B \leq -20$  estimation from L09 of the  $M_B \lesssim -19$  local merger fraction, drawn from the MGC<sup>2</sup> (Millennium Galaxy Catalogue), from De Propris et al. (2007):  $f_{\text{m}}^{\text{mph}}(0.07) = 0.014^{+0.003}_{-0.003}$ . We summarize the results in Table 3 and Fig. 7. The merger index  $m$  is higher ( $3\sigma$ ) in the mass-selected sample (bullets) than in the luminosity-selected sample (open triangle for De Propris et al. 2007 local value; open squares for our data), 5.4 vs 1.8, while the merger fraction in the local universe is lower in the mass-selected sample, 0.001 vs 0.013. The fact that the higher  $m$ , the lower  $f_{\text{m}}^{\text{mph}}(0)$ , was predicted by semianalytical models (Khochfar & Burkert 2001). We compare these values with those from previous studies in Sect. 6.2.

### 5.2. Large Scale Structure effect

It is well known that the more prominent large scale structure (LSS) in the GOODS-S field is located at redshift  $z = 0.735$  (Ravikumar et al. 2007). In order to check the effect of this LSS on our derived merger fractions, we recalculated them by excluding the sources within  $\delta v \leq 1500 \text{ km s}^{-1}$  ( $\delta z \sim 0.01$ ) of  $z = 0.735$  (Rawat et al. 2008). In Table 4 we summarize the number of sources in the LSS for each sample ( $n_{\text{LSS}}$ ), and the previous and recalculated merger fractions, both in the field and in the structure. The merger fraction is higher in the LSS than in the field. Note that the variation in the field values is well reported by the error bars. How does this LSS affect the previously inferred merger evolution? If we again fit the data without LSS, we find that  $f_{\text{m}}^{\text{mph}}(0)$  does not change, while the value of

$m$  decreases only by 0.1 in both the luminosity- and the mass-selected samples, so our conclusions remain the same. We shall therefore use the fit values in Table 3 in the remainder of the paper. We concentrate on the LSS at  $z = 0.735$ , and ignore other structures in GOODS-S. The next two more important ones are located at  $z = 0.66$  and  $z = 1.1$ . The former is an overdensity in redshift space, but not in the sky plane, while the latter is a cluster, but comprises an order of magnitude fewer sources than the  $z = 0.735$  structure (145 vs 12, Adami et al. 2005).

## 6. DISCUSSION

First we compare our results with merger fraction determinations from other authors. In Fig. 7 we show our results (open squares for  $M_B \leq -20$  galaxies and bullets for  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$  galaxies). The other points are those from the literature: the  $M_B \leq -20$  estimate by L09 of the De Propris et al. (2007)  $M_B \lesssim -19$  merger fraction; the merger fraction for  $B$ -band luminosity selected galaxies in AEGIS<sup>3</sup> (All-Wavelength Extended Groth Strip International Survey) from Lotz et al. (2008a); the results from Conselice et al. (2009) in COSMOS<sup>4</sup> (Cosmological Evolution Survey) and AEGIS for  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$  galaxies; and the merger fraction for  $M_{\star} \geq 5 \times 10^{10} M_{\odot}$  galaxies in GEMS<sup>5</sup> (Galaxy Evolution from Morphology and SEDs) from Jogee et al. (2009). Note that the mass selection from Jogee et al. (2009) has been adapted to a Salpeter IMF (Salpeter 1955). All the previous merger fractions except those from Jogee et al. (2009) are from automatic indices for major mergers. The Jogee

<sup>3</sup> <http://aegis.ucolick.org/>

<sup>4</sup> <http://cosmos.astro.caltech.edu/index.html>

<sup>5</sup> <http://www.mpia.de/GEMS/gems.htm>

<sup>2</sup> [www.eso.org/jliske/mgc](http://www.eso.org/jliske/mgc)

et al. (2009) results are by visual morphology and reflect major+minor mergers; the dashed rectangle marks their expected major merger fraction. For luminosity-selected samples (open symbols) our values are in good agreement with De Propriis et al. (2007), but are lower than those from Lotz et al. (2008a), who apply different sample selection and merger criteria from ours and do not correct the effect of observational errors, thus making comparison difficult.

In the mass-selected case our results are in good agreement with the expected visual major merger fraction from Jogee et al. (2009) (dashed lines), supporting the robustness of our methodology for obtaining major merger fractions statistically. Our values are significantly lower than those of Conselice et al. (2009), especially at  $z \gtrsim 0.7$ , where there is a factor 3 difference. The asymmetry calculation performed by Conselice et al. (2009) does not take into account the spill-over effect of observational errors in their merger fraction determination. We show here that such effects may lead to the higher value obtained by them. Conselice et al. (2009) assume two main statistical corrections at  $z \gtrsim 0.7$ : the information degradation bias ( $\Delta A_z$ , Sect. 3.2) and the morphological K-correction ( $\Delta A_K$ , see Conselice et al. 2008, for details). The first correction is  $\Delta A_z = 0.5$  and has an associated uncertainty of  $\sigma_{\Delta A_z} \sim 0.08$  (Conselice et al. 2003, Table 1). The morphological K-correction depends on redshift; to simplify the argument, we do not consider its uncertainty in the following. In addition, each source asymmetry has its own signal-to-noise uncertainty, which in our study is  $\sim 0.03$  at these redshifts. We reproduced the same methodology applied by Conselice et al. (2009) on synthetic catalogs created as in Sect. 4. For further details about simulation parameters and assumptions, see L09. In the simulations we defined two redshift intervals, namely  $z_2 = [0.6, 0.85]$  and  $z_3 = [0.85, 1.1]$ , taking our results in these redshift intervals as input merger fractions,  $f_m^{\text{mph}} = 0.022$  in the first interval, and  $f_m^{\text{mph}} = 0.037$  in the second. We then extracted 2000 random sources in the redshift-asymmetry plane, applying an asymmetry error to them of  $\sigma_A = 0.08$ , which is representative of the asymmetry uncertainties in Conselice et al. (2009). We assumed  $\sigma_z = 0$  for simplicity. Merger fractions were derived from classical histograms as in Conselice et al. (2009). We repeated this process 100 times and averaged the results. This process yields  $f_m^{\text{mph}} \sim 0.11$  in the first interval, and  $f_m^{\text{mph}} \sim 0.13$  in the second, which is similar to Conselice et al. (2009) results at these redshifts. In contrast, the ML method was able to recover the input merger fractions. The exercise demonstrates that the observed differences between the two studies can be naturally explained as a bias introduced in Conselice et al. (2009) by not accounting for spill-over of sources due to observational errors. The fact that Conselice et al. (2009) study is performed over  $\sim 20000$  galaxies, 20 times more sources than in our study, cannot correct the errors. As emphasized by LGB08, experimental systematic errors are not cured by increasing sample size: the ML method is needed.

### 6.1. Groth vs GOODS-S merger fractions: cosmic variance effect

L09 report a morphological merger fraction

$$f_{m,\text{GS}}^{\text{mph}}(z = 0.6, M_B \leq -20) = 0.045_{-0.011}^{+0.014} \quad (11)$$

in the Groth field (open diamond in Fig. 7). How does this value compare with the one obtained in GOODS-S? If we use the same

selection as in L09, this is,  $M_B \leq -20$  galaxies with  $0.35 \leq z < 0.85$ , the major merger fraction in GOODS-S is

$$f_{m,\text{GOODS}}^{\text{mph}}(z = 0.6, M_B \leq -20) = 0.032_{-0.009}^{+0.013} \quad (12)$$

We can see that both values are consistent within their errors. Because both values are determined using the same methodology and sample selection, the difference of  $\Delta f_m = 0.013$  may be explained by cosmic variance, denoted by  $\sigma_v$ . Following Somerville et al. (2004), we infer that the effect of cosmic variance for the typical merger density ( $\sim 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3}$ , Sect. 6.4) and GOODS-S/Groth volume is  $\sim 60\%$ . That is, we expect  $\sigma_v \sim 0.027$  in Groth and  $\sigma_v \sim 0.019$  in GOODS-S, so the difference between both merger fraction determinations can indeed be explained as cosmic variance effect. Averaging both values, the morphological merger fraction at  $z = 0.6$  is

$$f_m^{\text{mph}}(z = 0.6, M_B \leq -20) = 0.038 \pm 0.012, \quad (13)$$

where the error is the expected  $\sigma_v \sim 30\%$  due to combining two separate fields (see Somerville et al. 2004, for details).

### 6.2. Morphological merger fraction evolution in previous studies

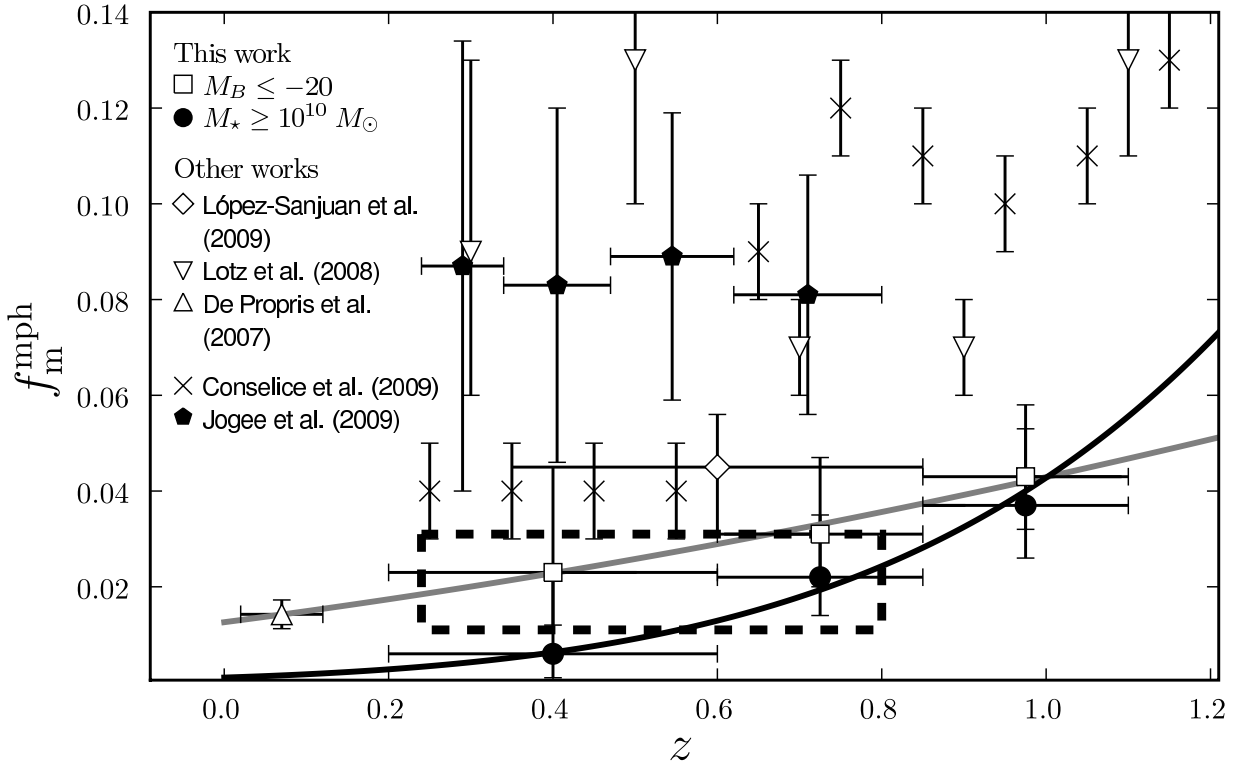
In Sect. 5.1 we obtained the values of  $m$  and  $f_m^{\text{mph}}(0)$  that describe the morphological merger fraction evolution in GOODS-S. In this section we compare these values with those in the literature, where morphological works in  $B$ -band selected samples are common. L09 study the merger fraction for  $M_B \leq -20$  galaxies in Groth by asymmetries and taking into account the experimental error bias. Combining their results with the literature, they obtain  $m = 2.9 \pm 0.8$ , consistent to within  $\sim 1\sigma$  with our result. Lotz et al. (2008a) study the merger fraction in an  $M_B \leq -18.83 - 1.3z$  selected sample by  $G$  and  $M_{20}$  morphological indices. Their results alone suggest  $m = 0.23 \pm 1.03$ , but when combined with others in the literature they obtain  $m = 2.09 \pm 0.55$ . The first case does not match the local morphological merger fraction by De Propriis et al. (2007): with a similar luminosity cut,  $M_B \lesssim -19$ , and taking into account the different methodologies (see L09, for details), the merger fractions are very different, 0.006 (De Propriis et al. 2007) vs 0.07 (Lotz et al. 2008a). Because of this, the second  $m$  value is preferred. Kampczyk et al. (2007) study the fraction of visually distorted galaxies in SDSS<sup>6</sup> (Sloan Digital Sky Survey, local value) and COSMOS ( $z \sim 0.7$  value) for  $M_B \leq -19.15$  galaxies. They find that  $m = 3.8 \pm 1.8$ , higher than our value, but consistent to within  $\sim 1\sigma$ . Finally, Conselice et al. (2003) study the morphological merger fraction of  $M_B \leq -20$  by asymmetries. However, due to the small area of their survey, they have high uncertainties in the merger fraction at  $z \lesssim 1$ , so we do not compare our results with theirs. In summary, the morphological major merger fraction evolution in  $M_B$  samples up to  $z \sim 1$  is consistent with a  $m = 2.2 \pm 0.4$  evolution (weighted average of the previous  $m$  values), although more studies are needed to understand its dependence on different luminosity selections.

The only previous morphological merger fractions in  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  selected samples are from Conselice et al. (2003, 2008, 2009). The small areas in the first two studies (HDF<sup>7</sup> in Conselice et al. 2003 and UDF<sup>8</sup> in Conselice et al. 2008) make their  $z \lesssim 1$  values highly undetermined, and we use their  $z \gtrsim 1$

<sup>6</sup> <http://www.sdss.org/>

<sup>7</sup> <http://www.stsci.edu/ftp/science/hdf/hdf.html>

<sup>8</sup> <http://www.stsci.edu/hst/udf>



**Fig. 7.** Morphological merger fraction vs redshift for  $M_B \leq -20$  (open squares) and  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies (bullets). The error bars do *not* include cosmic variance (Sec. 6.1). The grey/black solid lines are the least-squares fit of  $f_m^{\text{mph}}(z) = f_m^{\text{mph}}(0)(1+z)^m$  to the data in the luminous/mass case, respectively. The open triangle is the  $M_B \leq -20$  estimate by L09 of the De Propris et al. (2007)  $M_B \leq -19$  merger fraction, open inverted triangles are from Lotz et al. (2008a), open diamond is for  $M_B \leq -20$  galaxies in Groth strip from L09, crosses are for  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies from Conselice et al. (2009), and filled pentagons are minor+major mergers for  $M_* \geq 5 \times 10^{10} M_\odot$  galaxies from Jogee et al. (2009). The dashed lines marks the major merger fraction expected by Jogee et al. (2009).

values to constrain the merger fraction evolution at higher redshifts in Sect. 6.3. Conselice et al. (2009) find  $m = 3.8 \pm 0.2$ . This value is lower than ours, but it is higher than typical values in  $B$ -band studies, supporting the hypothesis that merger fraction evolution in mass-selected samples is more important than in luminosity-selected samples.

Other asymmetry studies have used different selection criteria from ours: Cassata et al. (2005) obtain a merger fraction evolution  $m = 2.2 \pm 0.3$  in an  $m_{K_s} < 20$  selected sample, and combining their results with others in the literature. Bridge et al. (2007) perform their asymmetry study on a  $24\mu\text{m}$ -selected sample ( $L_{IR} \geq 5.0 \times 10^{10} L_\odot$ ), finding  $m = 1.08$ . However, these values are difficult to compare with ours because studies with selections in different bands yields different results (Bundy et al. 2004; Rawat et al. 2008; L09).

### 6.3. Merger fraction evolution at higher redshift

Merger fraction studies of  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies at redshift higher than  $z \sim 1$  are rare. Ryan et al. (2008) address the problem with pair statistics, while Conselice et al. (2003, 2008) use asymmetries. Both these studies conclude that the merger fraction shows a maximum at  $z \gtrsim 1.5$  and decreases at higher  $z$ . This tells us that we cannot extrapolate the power-law fit (Eq. [10]) to high redshift. Fortunately, Conselice et al. (2008) perform their study by asymmetries, providing us with a suitably high

redshift reference. Note that, although Conselice et al. (2008) treated the loss of information with redshift, they do not take into account the overestimation due to the experimental errors. Because the Conselice et al. (2008) study is performed in UDF, which is located in the GOODS-S area, we apply a 0.5 factor to the Conselice et al. (2008) merger fractions based on the results of Section 5. In Fig. 8 we show the corrected Conselice et al. (2008) merger fractions (white dots) and our data (bullets). Note that the previous power-law fit to our data (black solid line, Sect. 5.1) fails to explain the merger fraction values at  $z \gtrsim 1.5$ .

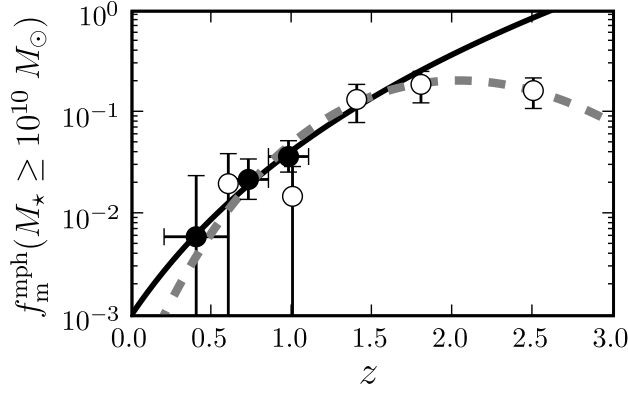
Following Conselice (2006b), we parameterize the observed tendency as

$$f_m^{\text{mph}}(z) = \alpha(1+z)^m e^{\beta(1+z)^2}, \quad (14)$$

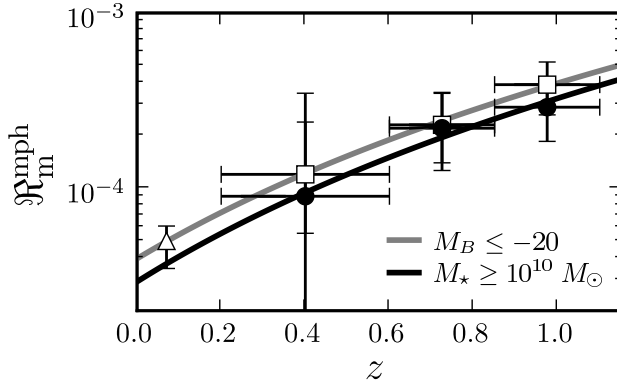
where the local merger fraction is given by  $f_m^{\text{mph}}(0) = \alpha \exp(\beta)$ . This form is also obtained for the evolution of the merger rate on the basis of Press–Schechter theory (Carlberg 1990). The best fit of the Conselice et al. (2008) data at  $z > 1.2$  and ours at  $z < 1.2$  yields  $\alpha = 3.4 \times 10^{-4}$ ,  $m = 10.5$ , and  $\beta = -0.57$  (gray dashed line in Fig. 8). With these values the merger fraction peaks at  $z_{\text{peak}} = 2$ , in good agreement with Conselice et al. (2008).

The previous parameterization implies that the merger fraction drops at  $z > z_{\text{peak}} = 2$ , being  $\sim 0.01$  at  $z \sim 4$ . On the other hand, Hopkins et al. (2008) models suggest that the merger frac-





**Fig. 8.** Morphological merger fraction vs redshift for  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies. Data are from Conselice et al. (2008, open circles) and this work (bullets). The black solid line gives the least-squares power-law fit to our data,  $f_m^{\text{mph}}(z) = 0.001(1+z)^{5.4}$ , while the dashed grey line is the least-squares fit to Conselice et al. (2008) data at  $z > 1.2$  and ours at  $z < 1.2$ ,  $f_m^{\text{mph}}(z) = 0.00034(1+z)^{10.5}e^{-0.57(1+z)^2}$ .



**Fig. 9.** Morphological merger rate vs redshift for  $M_B \leq -20$  (open triangle, De Propriis et al. 2007; open squares, this work) and  $M_\star > 10^{10} M_\odot$  galaxies (bullets). The grey/black solid line is the least-squares fit  $\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(z) = \mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(0)(1+z)^n$  to the data from the luminosity/mass-selected sample, respectively.

tion of  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies still grows at  $z > z_{\text{peak}}$ , being  $\sim 0.30$  at  $z \sim 4$ . In fact, the data in Fig. 8 can also be fitted by

$$f_m^{\text{mph}}(z) = \begin{cases} 0.001(1+z)^{5.4} & z < z_c \\ f_{m,c}^{\text{mph}} & z \geq z_c \end{cases}, \quad (15)$$

where  $f_{m,c}^{\text{mph}}$  is a constant, and  $z_c$  is the redshift in which the merger fraction behaviour changes; that is, when  $0.001(1+z_c)^{5.4} = f_{m,c}^{\text{mph}}$ . With the two high redshift points in Fig. 8 we estimate that  $f_{m,c}^{\text{mph}} \sim 0.18 \pm 0.04$ , which yields  $z_c = 1.62$ . Further studies are needed to constrain the merger fraction evolution at high redshift, but it is clear that the potential approximation is only valid at  $z \lesssim 1.5$ .

#### 6.4. The major merger rate evolution

We define the major merger rate ( $\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}$ ) as the comoving number of major mergers per Gyr within a given redshift interval and luminosity or stellar mass range:

$$\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(z, M) = \rho(z, M) f_m^{\text{mph}}(z, M) T_{m,A}^{-1}, \quad (16)$$

where  $M = M_B/M_\star$  denotes the selection of the sample,  $\rho(z, M)$  is the comoving number density of galaxies at redshift  $z$  brighter/more massive than  $M_B/M_\star$ , and  $T_{m,A}$  is the merger timescale in Gyr for the asymmetry criterion. To obtain  $\rho(z, M_B)$  we assume the Faber et al. (2007) luminosity function parameters, while to obtain  $\rho(z, M_\star)$  we assume the Pérez-González et al. (2008) mass function parameters. In addition, we take  $T_{m,A} = 0.35\text{--}0.6$  Gyr. The lower value is from Conselice (2006b, N-body major merger simulations), and the higher from Lotz et al. (2008b, N-body/hydrodynamical equal-mass merger simulations).

We summarize the merger rates in Table 5 and show these values in Fig. 9: white symbols are for  $M_B \leq -20$  galaxies (white triangle, De Propriis et al. 2007; white squares, this work) and bullets for  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$ , while the grey/black solid line is the least-squares fit of  $\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(z) = \mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(0)(1+z)^n$  function to the data in the luminosity-/mass-selected sample. The parameters of these fits are also summarized in Table 5. In spite of the very different merger fraction evolution, the merger rate evolution of both samples are similar:  $n = 3.3 \pm 0.8$  in the luminosity sample, while  $n = 3.5 \pm 0.4$  in the mass sample. As in the merger fraction case, the results are not affected by the LSS (Sect. 5.2). The reason why the very different merger fraction evolution turns into a similar merger rate evolution is the evolution over cosmic time of the number density of galaxies. The number of  $M_B \leq -20$  galaxies *decreases* by a factor 3 from  $z = 1$  to  $z = 0$ , while the number of  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies *increases* by a factor 3 in the same redshift range.

We can compare our inferred merger rate with the post-starburst (PSB) rate reported by Wild et al. (2009). The light of PSB galaxies is dominated by A/F stars. Such galaxies are identifiable by their strong Balmer absorption lines compared to their mean stellar age as measured by their 4000 Å break strength. PSB spectra indicate that the formation of O- and early B-type stars has suddenly ceased in the galaxy. The simulations performed by Johansson et al. (2008) find that the PSB phase can only be reached by disc–disc major merger remnants, so the PSB rate and our merger rate may be similar if an evolutionary path connects both populations. The PSB rate, in the range  $0.5 < z < 1$  and for  $M_\star \gtrsim 10^{10} M_\odot$  galaxies (Salpeter IMF), is  $\mathfrak{R}_{\text{PSB}} = (1.6\text{--}2.9) \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gyr}^{-1}$ , where the interval reflects the uncertainty in the PSB phase time-scale (0.35–0.6 Gyr, Wild et al. 2009). This value compares well with the inferred disc–disc major merger rate at that range,  $\mathfrak{R}_m^{\text{mph}} = (1.2\text{--}3.0) \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gyr}^{-1}$ . Although the uncertainties in both studies are important, the result suggests that SPB galaxies can be the descendants of our distorted, disc–disc major merger remnants.

##### 6.4.1. Number density of merger remnants

If we integrate the merger rate over cosmic time, we obtain the number density of galaxies that have undergone a disc–disc major merger ( $\rho_{\text{rem}}$ ) in a given redshift range:

$$\rho_{\text{rem}}(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} \mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(0)(1+z)^{n-1} \frac{dz}{H_0 E(z)}, \quad (17)$$

**Table 5.** Major merger rates  $\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}$  in GOODS-S

Sample selection	$z = 0.4^a$	$z = 0.725^a$	$z = 0.975^a$	$\mathfrak{R}_m(0)^{a,b}$	$n^b$
$M_B \leq -20$	$1.2^{+1.3}_{-0.6}$	$2.3^{+1.4}_{-0.9}$	$3.9^{+1.9}_{-1.3}$	$0.40 \pm 0.14^c$	$3.3 \pm 0.8^c$
$M_\star \geq 10^{10} M_\odot$	$0.9^{+2.6}_{-0.7}$	$2.2^{+1.5}_{-0.9}$	$2.9^{+1.6}_{-1.0}$	$0.29 \pm 0.06$	$3.5 \pm 0.4$

<sup>a</sup> In units of  $10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gyr}^{-1}$ .

<sup>b</sup> Best  $\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(z) = \mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(0)(1+z)^n$  fit to the data.

<sup>c</sup> This fit includes the De Propris et al. (2007) local value.

where  $E(z) = \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_M(1+z)^3}$  in a flat universe. We make this study only for the mass-selected sample because we can assume that stellar mass is additive:  $M_\star(z_1) \geq M_\star(z_2)$  always for  $z_1 < z_2$ , and  $\rho_{\text{rem}}(0, z)$  is representative of the number density of local galaxies that have undergone a disc–disc merger since redshift  $z$ . The same cannot be said for the luminosity-selected sample: here the number density of objects above a given absolute magnitude can decrease with time, as it is not generally the case that  $M_B(z_1) \leq M_B(z_2)$  for  $z_1 < z_2$ . Using Eq. (17) for  $\rho_{\text{rem}}(0, z)$  would overestimate the number of local galaxies that have undergone a merger.

Comparing  $\rho_{\text{rem}}$  with the number of  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies at redshift  $z_1$ ,  $\rho(z_1)$ , we obtain the fraction of merger remnants,

$$f_{\text{rem}}(z_1, z_2) = \frac{\rho_{\text{rem}}(z_1, z_2)}{\rho(z_1)}. \quad (18)$$

Applying Eq. (18) with the merger rate parameters of the mass sample from Table 5 and the mass functions from Pérez-González et al. (2008), we obtain  $f_{\text{rem}}(0, 1) = 8^{+4}_{-3}\%$ . This is a low value that increases to  $f_{\text{rem}}(0, 1.5) = 15^{+9}_{-5}\%$ . We take  $z_2 = 1.5$  as an upper limit because our merger fraction parameterization is valid to this redshift (Sect. 6.3) and Pérez-González et al. (2008) mass functions are complete for  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies also up to  $z \sim 1.5$ . Interestingly, we infer that  $f_{\text{rem}}(1.0, 1.5) = 21^{+14}_{-9}\%$ , which is compatible with the fraction of bulge-dominated galaxies (E/S0/Sa) at  $z \sim 1$  (López-Sanjuan et al., in prep.). The pair study of Bundy et al. (2009) in GOODS-S reports  $f_{\text{rem}}$  in the range  $0.4 < z < 1.4$ . For  $M_\star \geq 2 \times 10^{10} M_\odot$  galaxies they estimate  $f_{\text{rem}}(0.4, 1.4) = 15\% - 18\%$ , which is in good agreement with our inferred value,  $f_{\text{rem}}(0.4, 1.4) \sim 17\%$ . Given that the Bundy et al. (2009) study is also sensitive to mergers between spheroids, and the mass limit in both studies is different, the quantitative agreement is remarkable.

The most important error source in our results is the uncertainty in the lower redshift bin, especially in the mass-selected sample. We repeat our study with a higher merger fraction in this bin by a factor of two,  $f_m^{\text{mph}}(z = 0.4) = 0.012$ , and three,  $f_m^{\text{mph}}(z = 0.4) = 0.018$ . With these assumptions  $f_{\text{rem}}(0, 1)$  increases to 12% and 18%, respectively. These values remain low, so our conclusions do not change.

#### 6.4.2. Number of mergers per massive galaxy

As a complement to the previous section we calculate the number of expected disc–disc major mergers per  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  galaxy in a given redshift range,

$$\begin{aligned} N_m(z_1, z_2) &= \int_{z_1}^{z_2} \frac{\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(z)}{(1+z)\rho(z)H_0E(z)} dz \\ &= \int_{z_1}^{z_2} f_m^{\text{mph}}(0)(1+z)^{m-1} \frac{dz}{T_{m,A}H_0E(z)}. \end{aligned} \quad (19)$$

Taking Eq. (14) as the merger fraction parameterization we obtain  $N_m(0, 3) = 1.2^{+0.4}_{-0.2}$ . In addition, we also obtain  $N_m(1, 3) = 1.0^{+0.4}_{-0.2}$ , with only 0.2 disc–disc major mergers in  $0 < z < 1$ . The results are the same if we take Eq. (15) as the merger fraction parameterization. The previous  $N_m(0, 3)$  value is lower than that inferred by Bluck et al. (2009)<sup>9</sup> for  $M_\star \geq 10^{11} M_\odot$  galaxies,  $N_m(0, 3) = 1.8^{+0.6}_{-0.4}$ , which implies that more massive galaxies have higher number of mergers than less massive ones. On the other hand, our value is  $\sim 4$  times lower than that of Conselice (2006b); Conselice et al. (2008),  $N_{\text{gm}}(0, 3) \sim 4.4$  for  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies. We suspect that two factors contribute to their high value. First, they use the galaxy merger fraction ( $f_{\text{gm}}$ , the fraction of galaxies undergoing mergers) to obtain  $N_{\text{gm}}(z_1, z_2)$ , the mean number of galaxies that merge since  $z_2$  to obtain a  $z_1$  galaxy. This is roughly 2 times higher than  $N_m$  (the number of merger events per galaxy). And second, they use classical counting statistics which, as shown in Sects 5 and 6.3, leads to an overestimate of the merger fraction by another factor of 2.

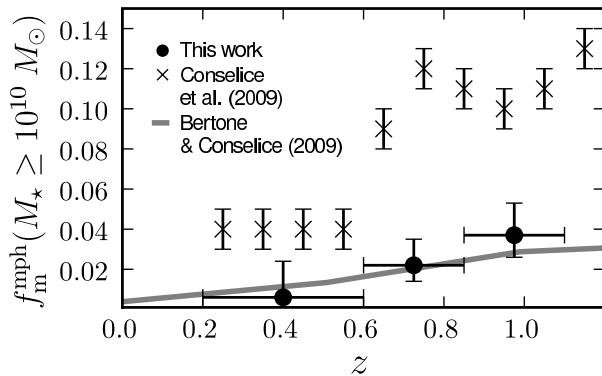
These results suggest that most of the disc–disc merger activity of  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies happened before  $z \sim 1$ , this kind of merger being important in galaxy evolution down to this redshift. It is important to recall that our methodology cannot detect spheroidal major mergers, so the role of these mergers in the evolution of the red sequence since  $z \sim 1$  (Bell et al. 2004; Faber et al. 2007) cannot be addressed by our study. However, due to the paucity of spheroidal systems at  $z \gtrsim 1.2$  (Conselice et al. 2005; Cassata et al. 2005), one expects spheroidal major mergers to be important at lower redshifts; i.e.  $z \lesssim 1.2$ . The simulations of Khochfar & Silk (2008) are in agreement with this picture: they find that the dry merger rate is two orders of magnitude less than the wet merger rate at  $z \sim 1.5$ , while they are similar at  $z \sim 0.6$ . In addition, they find that the wet merger rate has its maximum at  $z \sim 1.3$ , and then declines by an order of magnitude until  $z = 0$ , a similar evolution to our results,  $\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(1.3) \sim 20\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(0)$ . To check these ideas we explore the relative importance of disc–disc mergers in the structural evolution of  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies in a forthcoming paper.

#### 6.5. Comparison with model predictions

The comparison of the predictions by cosmological simulations with our results is not straightforward because we only detect disk–disk (i.e. wet) major mergers, and we select by stellar mass: the simulations from Stewart et al. (2008) point out that the merger fraction depends on merger definition (minor vs major), selection criteria (halo mass, stellar mass, or luminosity) or the assumed merger time-scale.

The study from Bertone & Conselice (2009) provides predictions for major mergers of  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies, assuming

<sup>9</sup> We apply Eq. (19) to their best power-law fit of the merger fraction and assume, as previously, that  $T_{m,A} = 0.35 - 0.6 \text{ Gyr}$ .



**Fig. 10.** Comparison between the observed and simulated merger fractions for galaxies with  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$ . The observations are from this work (black bullets), and from Conselice et al. (2009, crosses). The predictions (gray solid lines) are for major mergers with a time-scale of  $T_{m,A} = 0.4$  Gyr (Bertone & Conselice 2009).

a merger time-scale of  $T_{m,A} = 0.4$  Gyr. In figure 10 we show the predictions (gray solid line), and the observational data from this work (black bullets) and Conselice et al. (2009, crosses). The predictions are in good agreement with our observations, while the Conselice et al. (2009) values are higher than predicted by factors 2 to 6. However, this agreement must be taken as qualitative more than quantitative because (i) cosmological simulations might underestimate the major merger fraction at that stellar mass, as pointed out by Bertone & Conselice (2009), (ii) the predictions are for *total* (i.e. wet + dry) major mergers, while we report wet major mergers. This can lead in a  $\sim 1\%$  increase in the merger fractions due to dry mergers (Bell et al. 2006a; Lotz et al. 2008b). And, (iii) the GOODS-S merger fractions might be lower than the cosmological value due to cosmic variance (Sect. 6.1). Despite these caveats, the agreement is remarkable.

On the other hand, the simulations of Stewart et al. (2009) provide  $f_{rem}(0, 2)$  for major wet mergers in  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies: they predict  $f_{rem}(0, 2) \sim 10\%$ - $20\%$ , in good agreement with our inferred  $f_{rem}(0, 2) \sim 21_{-7}^{+11}\%$ . Finally, Weinzirl et al. (2009) compare their study of  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  local spiral galaxies with the predictions by the Khochfar & Silk (2006) and Hopkins et al. (2009b) models. They find that both models are able to explain the observed bulge-to-total ratio ( $B/T$ ) distribution, and predict that only 13–16% of today’s  $B/T < 0.75$  spirals have undergone a major merger since  $z = 2$ . If we assume that all the disc–disc major mergers since  $z = 2$  have enough gas to re-form a disc in the merger remnant (Hopkins et al. 2009a), our  $f_{rem}(0, 2) \sim 20\%$  value is an upper limit to the models’ predictions, so both are compatible with our results.

## 7. CONCLUSIONS

We have computed the disc–disc major merger fraction and its evolution up to  $z \sim 1$  in the GOODS-S field using morphological criteria. We quantify and correct for the bias due to varying spatial resolution and image depth with redshift by artificially redshifting the galaxy images to a common reference redshift of  $z_d = 1$ . More importantly, we successfully account for the spillover of sources into neighbouring bins caused by the errors in asymmetry indices and in  $z_{phot}$ , through the use of an ML method developed by LGB08. In every case we obtain merger fractions lower than 0.06, in agreement with the merger fraction deter-

mination for the Groth field (L09). The main improvement in our study over previous determinations is the robust methodology that takes into account the signal-to-noise variation of galaxies with  $z$  and the observational errors: previous morphological studies using classical counts overestimate the disc–disc major merger fractions by factors of  $\sim 2$ .

The merger fraction evolution in luminosity- and mass-selected samples are, respectively,

$$f_m^{\text{mph}}(z, M_B \leq -20) = 0.013(1+z)^{1.8}, \quad (20)$$

$$f_m^{\text{mph}}(z, M_* \geq 10^{10} M_\odot) = 0.001(1+z)^{5.4}. \quad (21)$$

We study the effect of the LSS on these results and find that merger fractions do not change substantially.

When we compute the merger rate for both samples, the very different merger fraction evolution becomes a quite similar merger rate evolution:

$$\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(z) = 0.40 \times 10^{-4} (1+z)^{3.3} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gyr}^{-1} \quad (22)$$

for  $M_B \leq -20$  galaxies and

$$\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(z) = 0.29 \times 10^{-4} (1+z)^{3.5} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gyr}^{-1} \quad (23)$$

for  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies. This similar evolution is due to the different number density evolution with redshift: the number of  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies increases with cosmic time, while the number of  $M_B \leq -20$  galaxies decreases.

The previous merger rates imply that only  $\sim 8\%$  of today’s  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies have undergone a disc–disc major merger since  $z \sim 1$ . Interestingly,  $\sim 21\%$  of these galaxies at  $z \sim 1$  have undergone a disc–disc major merger since  $z \sim 1.5$ , which is compatible with the fraction of bulge-dominated galaxies (E/S0/Sa) at  $z \sim 1$  (López-Sanjuan et al., in prep.). This suggests that disc–disc major mergers are not the dominant process in evolution of  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  galaxies since  $z \sim 1$ , with only 0.2 disc–disc major mergers per galaxy, but may be an important process at  $z > 1$ , with  $\sim 1$  merger per galaxy at  $1 < z < 3$ .

The most important error source in these results is the uncertainty in the lower redshift bin, especially in the mass-selected sample. More studies are needed to improve the statistics at low redshift and avoid cosmic variance effects. Another important issue is the sample definition, given that merger fraction depends on mass and luminosity: larger samples permit us different selection cuts in luminosity and mass, thus improving our knowledge of the importance of disc–disc major mergers in galaxy evolution.

*Acknowledgements.* We dedicate this paper to the memory of our six IAC colleagues and friends who met with a fatal accident in Piedra de los Cochinos, Tenerife, in February 2007, with particular thanks to Maurizio Panniello, whose teaching of python was so important for this paper.

We thank the anonymous referee for suggestions that improved the paper. This work was supported by the Spanish Programa Nacional de Astronomía y Astrofísica through project number AYA2006–12955, AYA2006–02358 and AYA 2006–15698–C02–02. This work was partially funded by the Spanish MEC under the Consolider-Ingenio 2010 Program grant CSD2006–00070: First Science with the GTC (<http://www.iac.es/consolider-ingenio-gtc/>). This work is based on *HST/ACS* images from GOODS *HST* Treasury Program, which is supported by NASA through grants HST-GO-09425.01-A and HST-GO-09583.01, and in part on observations made with the *Spitzer* Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, Caltech under NASA contract 1407.

P. G. P. G. acknowledges support from the Ramón y Cajal Program financed by the Spanish Government and the European Union.

## References

- Abraham, R. G., van den Bergh, S., Glazebrook, K., et al. 1996, *ApJS*, 107, 1
- Adami, C., Mazure, A., Ilbert, O., et al. 2005, *A&A*, 443, 805
- Arnouts, S., Walcher, C. J., Le Fèvre, O., et al. 2007, *A&A*, 476, 137
- Balcells, M., Cristóbal-Hornillos, D., & Eliche-Moral, C. 2003, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, vol. 27, Vol. 16, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, ed. J. M. Rodríguez Espinoza, F. Garzon Lopez, & V. Melo Martin, 259–260
- Baldry, I. K., Glazebrook, K., Brinkmann, J., et al. 2004, *ApJ*, 600, 681
- Bekki, K. & Shioya, Y. 2001, *ApJS*, 134, 241
- Bell, E. F., Naab, T., McIntosh, D. H., et al. 2006a, *ApJ*, 640, 241
- Bell, E. F., Phelps, S., Somerville, R. S., et al. 2006b, *ApJ*, 652, 270
- Bell, E. F., Wolf, C., Meisenheimer, K., et al. 2004, *ApJ*, 608, 752
- Berrier, J. C., Bullock, J. S., Barton, E. J., et al. 2006, *ApJ*, 652, 56
- Bertone, S. & Conselice, C. J. 2009, *ArXiv*, 0904.2365
- Bluck, A. F. L., Conselice, C. J., Bouwens, R. J., et al. 2009, *MNRAS*, 394, L51
- Bower, R. G., Benson, A. J., Malbon, R., et al. 2006, *MNRAS*, 370, 645
- Bridge, C. R., Appleton, P. N., Conselice, C. J., et al. 2007, *ApJ*, 659, 931
- Bundy, K., Ellis, R. S., Conselice, C. J., et al. 2006, *ApJ*, 651, 120
- Bundy, K., Fukugita, M., Ellis, R. S., Kodama, T., & Conselice, C. J. 2004, *ApJ*, 601, L123
- Bundy, K., Fukugita, M., Ellis, R. S., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1369
- Carlberg, R. G. 1990, *ApJ*, 350, 505
- Cassata, P., Cimatti, A., Franceschini, A., et al. 2005, *MNRAS*, 357, 903
- Cassata, P., Cimatti, A., Kurk, J., et al. 2008, *A&A*, 483, L39
- Cirasuolo, M., McLure, R. J., Dunlop, J. S., et al. 2007, *MNRAS*, 380, 585
- Conselice, C. J. 2003, *ApJS*, 147, 1
- Conselice, C. J. 2006a, *MNRAS*, 373, 1389
- Conselice, C. J. 2006b, *ApJ*, 638, 686
- Conselice, C. J., Bershady, M. A., Dickinson, M., & Papovich, C. 2003, *AJ*, 126, 1183
- Conselice, C. J., Bershady, M. A., & Jangren, A. 2000, *ApJ*, 529, 886
- Conselice, C. J., Blackburne, J. A., & Papovich, C. 2005, *ApJ*, 620, 564
- Conselice, C. J., Rajgor, S., & Myers, R. 2008, *MNRAS*, 386, 909
- Conselice, C. J., Yang, C., & Bluck, A. F. L. 2009, *MNRAS*, 361
- Cowie, L. L., Songaila, A., Hu, E. M., & Cohen, J. G. 1996, *AJ*, 112, 839
- De Lucia, G. & Blaizot, J. 2007, *MNRAS*, 375, 2
- De Propriis, R., Conselice, C. J., Liske, J., et al. 2007, *ApJ*, 666, 212
- De Propriis, R., Liske, J., Driver, S. P., Allen, P. D., & Cross, N. J. G. 2005, *AJ*, 130, 1516
- Faber, S. M., Willmer, C. N. A., Wolf, C., et al. 2007, *ApJ*, 665, 265
- Fakhouri, O. & Ma, C.-P. 2008, *MNRAS*, 386, 577
- Fontana, A., Salimbeni, S., Grazian, A., et al. 2006, *A&A*, 459, 745
- Giallongo, E., Salimbeni, S., Menci, N., et al. 2005, *ApJ*, 622, 116
- Giavalisco, M., Ferguson, H. C., Koekemoer, A. M., et al. 2004, *ApJ*, 600, L93
- Gottlöber, S., Klypin, A., & Kravtsov, A. V. 2001, *ApJ*, 546, 223
- Governato, F., Gardner, J. P., Stadel, J., Quinn, T., & Lake, G. 1999, *AJ*, 117, 1651
- Hopkins, P. F., Cox, T. J., Younger, J. D., & Hernquist, L. 2009a, *ApJ*, 691, 1168
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., & Kereš, D. 2008, *ApJS*, 175, 356
- Hopkins, P. F., Somerville, R. S., Cox, T. J., et al. 2009b, *ArXiv*, 0901.4111
- Hsieh, B. C., Yee, H. K. C., Lin, H., Gladders, M. D., & Gilbank, D. G. 2008, *ApJ*, 683, 33
- Jogee, S., Miller, S. H., Penner, K., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1971
- Johansson, P. H., Naab, T., & Burkert, A. 2008, *Astronomische Nachrichten*, 329, 956
- Kampczyk, P., Lilly, S. J., Carollo, C. M., et al. 2007, *ApJS*, 172, 329
- Kartaltepe, J. S., Sanders, D. B., Scoville, N. Z., et al. 2007, *ApJS*, 172, 320
- Khochfar, S. & Burkert, A. 2001, *ApJ*, 561, 517
- Khochfar, S. & Silk, J. 2006, *ApJ*, 648, L21
- Khochfar, S. & Silk, J. 2008, *ArXiv*, 0809.1734
- Kolatt, T. S., Bullock, J. S., Somerville, R. S., et al. 1999, *ApJ*, 523, L109
- Kriek, M., van der Wel, A., van Dokkum, P. G., Franx, M., & Illingworth, G. D. 2008, *ApJ*, 682, 896
- Kuchinski, L. E., Freedman, W. L., Madore, B. F., et al. 2000, *ApJS*, 131, 441
- Lauger, S., Burgarella, D., & Buat, V. 2005, *A&A*, 434, 77
- Lavery, R. J., Remijan, A., Charmandaris, V., Hayes, R. D., & Ring, A. A. 2004, *ApJ*, 612, 679
- Le Fèvre, O., Abraham, R., Lilly, S. J., et al. 2000, *MNRAS*, 311, 565
- Lin, L., Koo, D. C., Willmer, C. N. A., et al. 2004, *ApJ*, 617, L9
- Lin, L., Patton, D. R., Koo, D. C., et al. 2008, *ApJ*, 681, 232
- López-Sanjuan, C., Balcells, M., García-Dabó, C. E., et al. 2009, *ApJ*, 694, 643
- López-Sanjuan, C., García-Dabó, C. E., & Balcells, M. 2008, *PASP*, 120, 571
- Lotz, J. M., Davis, M., Faber, S. M., et al. 2008a, *ApJ*, 672, 177
- Lotz, J. M., Jonsson, P., Cox, T. J., & Primack, J. R. 2008b, *MNRAS*, 391, 1137
- Masjedi, M., Hogg, D. W., Cool, R. J., et al. 2006, *ApJ*, 644, 54
- Miller, S. H., Jogee, S., Conselice, C., et al. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 393, *New Horizons in Astronomy*, ed. A. Frebel, J. R. Maund, J. Shen, & M. H. Siegel, 235–
- Oyaizu, H., Lima, M., Cunha, C. E., Lin, H., & Frieman, J. 2008, *ApJ*, 689, 709
- Papovich, C., Moustakas, L. A., Dickinson, M., et al. 2006, *ApJ*, 640, 92
- Patton, D. R. & Atfield, J. E. 2008, *ApJ*, 685, 235
- Patton, D. R., Carlberg, R. G., Marzke, R. O., et al. 2000, *ApJ*, 536, 153
- Patton, D. R., Pritchett, C. J., Carlberg, R. G., et al. 2002, *ApJ*, 565, 208
- Pérez-González, P. G., Rieke, G. H., Egami, E., et al. 2005, *ApJ*, 630, 82
- Pérez-González, P. G., Rieke, G. H., Villar, V., et al. 2008, *ApJ*, 675, 234
- Ravikumar, C. D., Puech, M., Flores, H., et al. 2007, *A&A*, 465, 1099
- Rawat, A., Hammer, F., Kembhavi, A. K., & Flores, H. 2008, *ApJ*, 681, 1089
- Ryan, Jr., R. E., Cohen, S. H., Windhorst, R. A., & Silk, J. 2008, *ApJ*, 678, 751
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Scarlata, C., Carollo, C. M., Lilly, S. J., et al. 2007, *ApJS*, 172, 494
- Somerville, R. S., Lee, K., Ferguson, H. C., et al. 2004, *ApJ*, 600, L171
- Stewart, K. R., Bullock, J. S., Barton, E. J., & Wechsler, R. H. 2008, *ArXiv*, 0811.1218
- Stewart, K. R., Bullock, J. S., Wechsler, R. H., & Maller, A. H. 2009, *ArXiv*, 0901.4336
- Strateva, I., Ivezić, Ž., Knapp, G. R., et al. 2001, *AJ*, 122, 1861
- Taylor-Mager, V. A., Conselice, C. J., Windhorst, R. A., & Jansen, R. A. 2007, *ApJ*, 659, 162
- Weinzirl, T., Jogee, S., Khochfar, S., Burkert, A., & Kormendy, J. 2009, *ApJ*, 696, 411
- Wild, V., Walcher, C. J., Johansson, P. H., et al. 2009, *MNRAS*, 395, 144

# 6

---

## El papel de las fusiones mayores en la evolución estructural de las galaxias

En los tres capítulos anteriores de esta memoria de tesis se ha presentado material publicado en revistas especializadas con árbitro. En ellos se ha desarrollado una metodología robusta para la determinación de la fracción de fusiones mediante criterios morfológicos (capítulos 3 y 4) que posteriormente se ha aplicado en la tira de Groth (capítulo 4) y en el campo de GOODS-S (capítulo 5). El siguiente paso en esta investigación es establecer si las fusiones mayores de disco pueden dar cuenta de la evolución en las propiedades fundamentales de las galaxias desde  $z \sim 1$ , en concreto en su estructura (presente capítulo) y en su historia de formación estelar (capítulo siguiente). Este estudio, aunque realizado durante el periodo de tesis, representa material no publicado hasta la fecha, por lo que se presenta en esta memoria en formato tradicional y en castellano.

En este capítulo se han utilizado los índices de asimetría ( $A$ ) y concentración ( $C$ ) para segregar las galaxias que no están en fusión en tipos tempranos (ET, por sus siglas en inglés) y tipos tardíos (LT, por sus siglas en inglés). Una vez realizada esta separación se ha estudiado la evolución en función del desplazamiento al rojo de la fracción y la densidad numérica de las galaxias de tipo temprano y tardío. Finalmente se ha estimado la contribución de las fusiones mayores de disco a la evolución estructural observada desde  $z \sim 1$ .

### 6.1. La dicotomía en el plano C-A

La posición en el plano concentración — asimetría (plano  $C - A$ ) puede utilizarse, al igual que el índice  $n$  de Sérsic, para estudiar la estructura de las galaxias (dominadas por una componente esferoidal vs dominadas por la componente de disco; Bershady et al. 2000; Lauger et al. 2005; Menanteau et al. 2006; Yagi et al. 2006; Huertas-Company et al. 2008; Neichel et al. 2008), mientras que el estudio de la morfología (elípticas vs espirales) necesita de parámetros adicionales que contengan información sobre la formación estelar de la galaxia (van der Wel 2008) como el "cumpliness" ( $S$ , Conselice 2003) o el "bumpiness" ( $B$ , Blakeslee et al. 2006). En este caso se va a estudiar la estructura de las galaxias de

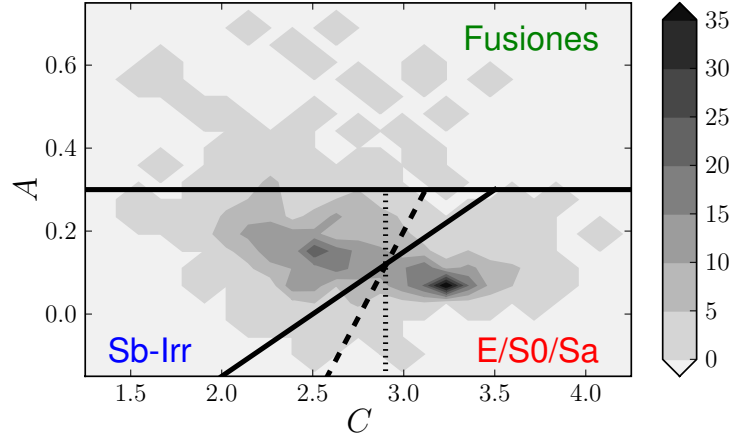


Figura 6.1: Densidad de galaxias con  $M_B \leq -20$  y  $0.35 \leq z < 1.1$  en el plano concentración–asimetría. En la figura se han marcado tres regiones: fusiones mayores ( $A > 0.3$ ), tipos tempranos (E/S0/Sa) y tipos tardíos (Sb-Irr). También se representan tres separaciones entre tipos tardíos y tempranos (ver § 6.2):  $A = 0.3C - 0.75$  (línea continua),  $A = \frac{5}{6}C - 2.30$  (línea discontinua) y  $C = 2.9$  (línea de puntos).

GOODS-S mediante los índices  $C$  y  $A$  obtenidos en las imágenes degradadas a un desplazamiento al rojo representativo de  $z_d = 1$ , lo cual asegura el poder realizar comparaciones estructurales consistentes en todo el rango de estudio. El proceso de obtención del índice  $A$  se ha desarrollado de forma extensa en el capítulo 5, siendo el proceso de obtención del índice  $C$  similar en todos los aspectos. Señalar también que las muestras seleccionadas en luminosidad ( $M_B \leq -20$ ) y en masa ( $M_* \geq 10^{10} M_\odot$ ) utilizadas en este capítulo son las mismas que se definieron en el capítulo 5, sección 2.2.

En la Figura 6.1 se ha representado la distribución de galaxias en el plano  $C-A$  para las 757 fuentes de GOODS-S con  $M_B \leq -20$  y  $0.35 \leq z < 1.1$ , donde se aprecia que la distribución presenta dos poblaciones diferenciadas (Zamojski et al. 2007; Conselice et al. 2009): la primera población presenta su máximo en  $(C, A) = (3.25, 0.09)$ , mientras que la segunda lo tiene en  $(C, A) = (2.52, 0.17)$ . Los máximos en concentración han sido determinados mediante un ajuste con dos Gaussianas del histograma en  $C$ , mientras que los valores en asimetría se han determinado mediante el ajuste a una única función Gaussiana del histograma en  $A$  para galaxias con  $C > 2.9$  (primera población) y  $C < 2.9$  (segunda población), donde  $C = 2.9$  marca la posición del mínimo entre los dos máximos en el histograma en  $C$ . La primera población, compacta y poco asimétrica, está compuesta principalmente por galaxias de tipo temprano dominadas por una componente esferoidal (E/S0/Sa), mientras que la segunda población, más asimétrica y menos compacta, está formada por galaxias de tipo tardío dominadas por su componente de disco y galaxias irregulares (Sb-Irr), como demuestra el estudio en GOODS-S de Ilbert et al. (2006). Señalar que, aunque no es posible comparar directamente sus valores de  $C$  y  $A$  con los del presente estudio por la diferente metodología empleada (Lauger et al. 2005), sí se pueden comparar las características generales de las muestras.

En la Figura 6.1 se han marcado las áreas que ocupan las galaxias de tipo temprano (ET), tipo tardío (LT) y fusiones mayores de disco, mientras que en la Figura 6.2 se pre-

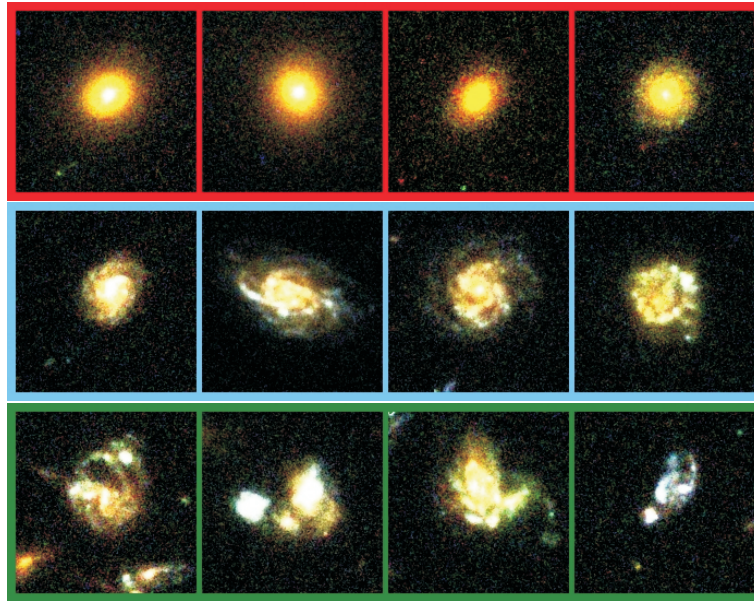


Figura 6.2: Ejemplo de galaxias por su posición en el plano  $C - A$  (Fig. 6.1): tipos tempranos (contorno rojo), tipos tardíos (contorno azul) y fusiones mayores de disco (contorno verde). Cada captura tiene  $5'' \times 5''$  de tamaño con el norte arriba y el este a la izquierda. Todas las galaxias presentan  $z \sim 0.6$ .

sentan ejemplos de estos tres tipos de galaxias. El área que ocupan las fusiones,  $A > 0.30$ , ha sido definida en detalle en el capítulo 5. Para establecer la recta de separación entre galaxias de tipo temprano y tardío se ha impuesto su paso por el punto  $(C, A) = (2.9, 0.12)$ . Este punto viene definido por la intersección entre la recta que une los dos máximos de la distribución en el plano  $C - A$ ,  $A = 0.44 - 0.11C$ , y el mínimo entre ambos máximos en el espacio de concentración,  $C = 2.9$ . Esto deja libre la pendiente de la recta de separación, por lo que se han tomado tres posibles criterios que se estudiarán con detalle en la siguiente sección:  $A = 0.3C - 0.75$  (línea continua en la Fig. 6.1),  $A = \frac{6}{5}C - 2.30$  (línea discontinua) y  $C = 2.9$  (línea de puntos). Esta definición presenta dos ventajas: (i) surge de forma natural al estudiar la distribución de las galaxias en el plano  $C - A$  y, por tanto, es significativa de las propiedades de la muestra, y (ii) se evitan reajustes estadísticos de criterios de selección locales u obtenidos con diferentes metodologías.

## 6.2. Cálculo de las fracciones de tipos tempranos y tardíos

A la hora de determinar la fracción de galaxias de tipo temprano y tardío, así como su evolución con  $z$ , se va a utilizar el método de máxima verosimilitud (ML) desarrollado en el capítulo 3. Esto permitirá tener en cuenta los errores observacionales en el desplazamiento al rojo y en los índices morfológicos  $C$  y  $A$ . Sin embargo, el método ML desarrollado sólo trabaja en dos dimensiones y en el problema que nos ocupa una de ellas es el desplazamiento al rojo. Por tanto, y a la vista de la Figura 6.1, se podría tomar la concentración como segunda variable y utilizar la condición  $C > 2.9$  para seleccionar tipos tempranos, siendo los tipos tardíos aquellas fuentes con  $C \leq 2.9$ . Desafortunadamente, esta selección implica una

Tabla 6.1: Fracción de tipos tempranos en función del criterio de selección

Criterio de ET	$z = 0.475$	$z = 0.725$	$z = 0.975$
$A < 0.3C - 0.75$	$0.371^{+0.057}_{-0.048}$	$0.397^{+0.031}_{-0.028}$	$0.225^{+0.027}_{-0.024}$
$A < \frac{5}{6}C - 2.30$	$0.389^{+0.057}_{-0.048} (0.3\sigma)$	$0.423^{+0.031}_{-0.028} (0.8\sigma)$	$0.238^{+0.027}_{-0.024} (0.5\sigma)$
$C > 2.9$	$0.340^{+0.057}_{-0.048} (0.6\sigma)$	$0.401^{+0.031}_{-0.028} (0.1\sigma)$	$0.218^{+0.027}_{-0.024} (0.3\sigma)$

Tabla 6.2: Efecto de la LSS en la fracción de tipos tempranos

Criterio de selección	$n_{\text{LSS}}$	Muestra con LSS	Muestra sin LSS	LSS ( $\bar{z} = 0.735$ )
$M_B \leq -20$	72	$0.397^{+0.029}_{-0.027}$	$0.332^{+0.033}_{-0.030}$	$0.634^{+0.045}_{-0.051}$
$M_\star \geq 10^{10} M_\odot$	94	$0.509^{+0.029}_{-0.027}$	$0.439^{+0.035}_{-0.033}$	$0.697^{+0.041}_{-0.047}$

contaminación con galaxias de  $A > 0.3$ , es decir, fusiones mayores de disco. Para minimizar esta contaminación se puede utilizar la condición  $A = 0.3C - 0.75$ , la cual permite realizar una primera separación entre tipos tempranos y tipos tardíos + fusiones. Para poder utilizar el método ML se define la segunda variable a estudio como  $CA = A - 0.3C + 0.75$ , siendo su error  $\sigma_{CA}^2 = \sigma_A^2 + 0.09\sigma_C^2$ . En este nuevo sistema de referencia las galaxias tempranas tienen  $CA < 0$  y las tardías + fusiones  $CA > 0$ . Puesto que la selección en  $CA$  asigna a todas las fusiones mayores un valor  $CA > 0$  se puede sustraer la fracción de fusiones obtenida en el capítulo 5, obteniéndose así la fracción de tipos tardíos de la muestra.

¿Cómo afecta la condición de selección a los resultados? Para responder a esta pregunta se ha estudiado como varía la fracción de tipos tempranos ( $f_{\text{ET}}$ ) para tres condiciones de selección:  $A < 0.3C - 0.75$  (línea negra en la Fig. 6.1),  $A < \frac{5}{6}C - 2.30$  (línea discontinua) y  $C > 2.9$  (línea de puntos). En la Tabla 6.1 se presentan los resultados obtenidos para tres intervalos diferentes de desplazamiento al rojo:  $z_1 = [0.35, 0.6)$ ,  $z_2 = [0.6, 0.85)$ ,  $z_3 = [0.85, 1.1)$ . Podemos ver como las variaciones en  $f_{\text{ET}}$  son  $\sim 0.02$  y están siempre dentro de  $1\sigma$  del resultado obtenido para la condición  $A < 0.3C - 0.75$ . Además, los errores en las medidas son similares. Debido a que el criterio  $A = 0.3C - 0.75$  asegura que todas las fusiones mayores de disco con  $A > 0.3$  presentan  $CA > 0$ , se utilizará este criterio para asegurar una correcta determinación de la fracción de tipos tardíos de la muestra y evitar contaminación por fusiones mayores en los tipos tempranos.

### 6.2.1. El efecto de la estructura a gran escala

Como ya se indicó en el capítulo 5, la estructura a gran escala (LSS, por sus siglas en inglés) más prominente en el campo de GOODS-S se localiza a  $z = 0.735$  (Ravikumar et al. 2007). En el capítulo 5 se comprobó que la presencia de esta LSS no afectaba de forma apreciable los resultados del estudio de la fracción de fusiones pero, ¿sucede lo mismo con el estudio estructural? Para responder a esta pregunta es conveniente repetir el estudio de la sección anterior en una muestra sin fuentes pertenecientes a la LSS. Para ello, y siguiendo los pasos del capítulo 5, se han eliminado del catálogo inicial aquellas fuentes con  $0.725 < z < 0.745$ , es decir, aquellas con una diferencia de velocidad  $\delta v \lesssim 1700 \text{ km s}^{-1}$  con respecto al centro de la LSS,  $z = 0.735$  (Le Fèvre et al. 2004; Ravikumar et al. 2007). Esto selecciona 72 galaxias con  $M_B \leq -20$  (67 con  $z_{\text{spec}}$ , 93% de la muestra) y 94 galaxias



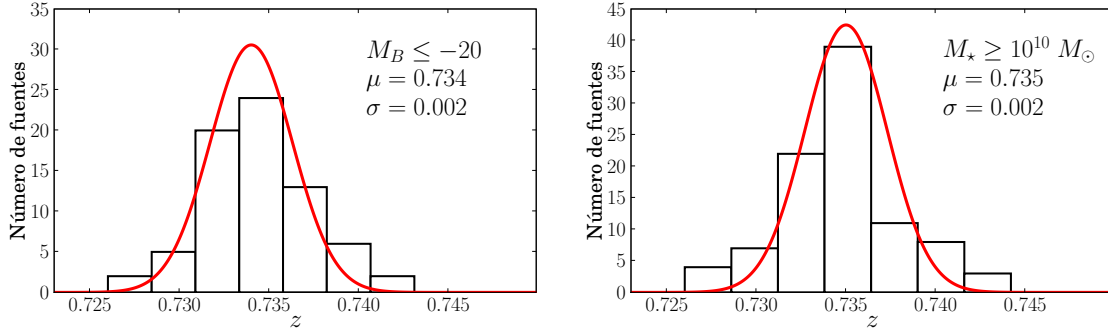


Figura 6.3: Histograma en el espacio de  $z$  de las fuentes pertenecientes a la LSS. *Izquierda*: fuentes con  $M_B \leq -20$ . *Derecha*: fuentes con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$ . En ambas gráficas la línea roja es el mejor ajuste a una Gaussiana cuyos parámetros podemos ver en la leyenda de cada gráfica.

con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  (87 con  $z_{\text{spec}}$ , 93% de la muestra). En la Figura 6.3 podemos ver un histograma de estos dos submuestras en el espacio de  $z$ . Se ha realizado un ajuste de los histogramas a una función Gaussiana, obteniéndose unos parámetros  $\bar{z} = 0.734$  y  $\sigma_z = 0.0023$  en el caso de la selección en la banda  $B$  y  $\bar{z} = 0.735$  y  $\sigma_z = 0.0023$  en el caso de la selección en masa (líneas rojas en la Fig. 6.3). Es decir, el máximo en la densidad de fuentes de la LSS está en desplazamiento al rojo esperado, mientras que la  $\sigma_z$  se corresponde con una dispersión de velocidades  $\sigma_v \sim 400 \text{ km s}^{-1}$ . Más tarde se continuará con el estudio de esta LSS, pero centrémonos ahora en como afecta al estudio estructural.

En la Tabla 6.2 podemos ver un resumen del efecto de la LSS en la fracción de tipos tempranos en el intervalo  $0.6 \leq z < 0.85$ : en la muestra sin LSS,  $f_{\text{ET}}$  es  $\sim 0.07$  menor que en el caso con LSS, mientras que la fracción de tipos tempranos en la LSS es  $\sim 1.75$  veces el valor obtenido en la muestra sin LSS. En el estudio de las fusiones las diferencias encontradas eran compatibles dentro de  $1\sigma$  (capítulo 5), mientras que en este caso *no son compatibles*. Es decir, la LSS afecta de forma apreciable los resultados en el estudio estructural. Este hecho explica el máximo en  $f_{\text{ET}}$  encontrado por Lauger et al. (2005) a este desplazamiento al rojo en GOODS-S. En lo sucesivo se utilizará como dato de campo a  $z = 0.725$  el obtenido en la muestra sin las fuentes pertenecientes a la LSS.

Para terminar esta sección se va a estudiar con más detalle la LSS. Para ello se utilizará la submuestra seleccionada en masa, siendo los resultados obtenidos con la submuestra seleccionada en  $M_B$  análogos. Como se ha visto, la fracción de tipos tempranos en la LSS es de  $f_{\text{ET}}^{\text{LSS}} = 0.70 \pm 0.05$ , mientras que la fracción de tipos tardíos que inferimos tras tener en cuenta las fusiones,  $f_{\text{m}}^{\text{mph,LSS}} = 0.03$  (capítulo 5), es  $f_{\text{LT}}^{\text{LSS}} = 0.27 \pm 0.05$ . Una interesante cuestión es cómo se distribuyen los tipos tempranos y tardíos tanto en el espacio de desplazamiento al rojo como en el plano del cielo. En la gráfica superior de la Figura 6.4 se presenta el mapa de densidades de galaxias en el plano  $z - CA$ . Vemos como existe una concentración de tipos tempranos en torno al máximo de galaxias de la estructura,  $\bar{z} = 0.735$ . Esta concentración era esperable debido a la relación densidad-morfología: las galaxias tempranas tienden a estar en entornos más densos (Dressler 1980). Este comportamiento es también visible en la gráfica inferior de la Figura 6.4, donde se presenta el mapa de densidad de galaxias en el plano del cielo. En esta gráfica se han marcado con puntos

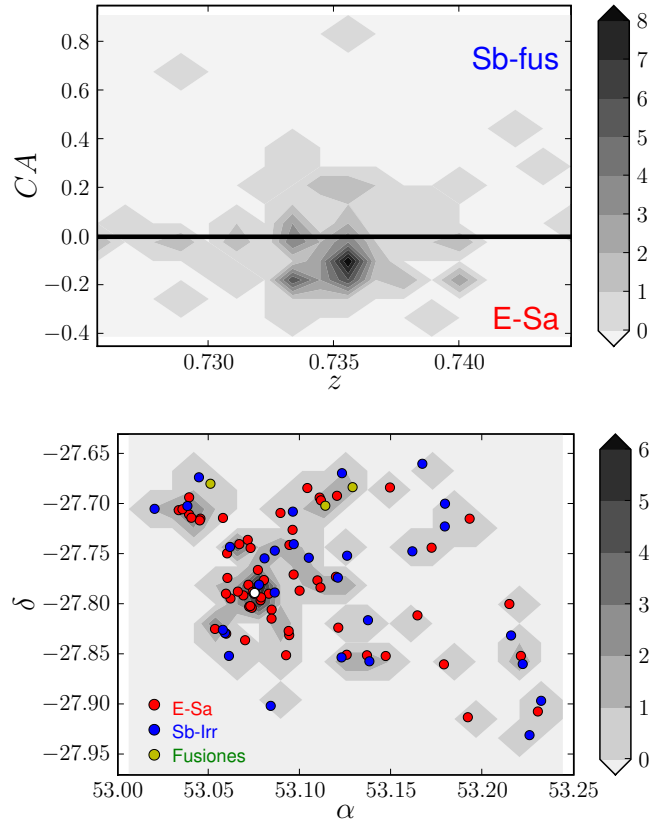


Figura 6.4: *Arriba*: Mapa de densidad de galaxias con  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$  en la LSS en el plano  $z-CA$ . Podemos ver como hay una concentración de tipos tempranos en torno al centro de la LSS,  $\bar{z} = 0.735$ . *Abajo*: Mapa de densidad de galaxias en el plano del cielo. Vemos como los tipos tempranos (puntos rojos) se concentran en las zonas más densas de la estructura, mientras que los tipos tardíos (puntos azules) y las fusiones (puntos verdes) se encuentran en zonas menos densas. El punto blanco marca la posición de la galaxia más masiva de la LSS, Figura 6.5.

rojos las posiciones de los tipos tempranos ( $CA < 0$ ) y con puntos azules las posiciones de los tipos tardíos ( $CA > 0$ ). Vemos como los tipos tempranos se concentran en las zonas de mayor densidad de galaxias, mientras que los tipos tardíos están en las zonas menos densas. El estudio detallado de esta estructura realizado por Adami et al. (2005) encuentra que estamos ante un cúmulo no virializado en el que se pueden encontrar hasta 5 subestructuras. La más importante es claramente visible en la gráfica inferior de la Figura 6.4 y presenta una dispersión de velocidades de  $\sigma_v = 455 \pm 161 \text{ km s}^{-1}$ , en buen acuerdo con la estimación obtenida anteriormente,  $\sigma_v \sim 400 \text{ km s}^{-1}$ . Debido a que el cúmulo no está virializado, es decir, aún es un cúmulo joven en formación, es interesante estudiar la galaxia más masiva de la LSS: el modelo jerárquico de formación galáctica predice que las galaxias cD más masivas de los cúmulos locales se han formado mediante fusiones (De Lucia et al. 2006), por lo que estudiar cúmulos jóvenes aporta pistas sobre la formación de estas galaxias (p. ej., Tran et al. 2008). La galaxia más masiva de la LSS está emplazada en la zona de mayor densidad en el plano del cielo (punto blanco) y está a  $z = 0.734$ . Esta galaxia presenta una



Figura 6.5: Imagen de la galaxia más masiva ( $M_{\star} = 3.6 \times 10^{11} M_{\odot}$ ) de la LSS (centro). Esta galaxia se sitúa en la zona más densa de la LSS y está en proceso de fusión. Además, presenta otra galaxia compañera (abajo a la derecha), la segunda más masiva de la LSS ( $M_{\star} = 2 \times 10^{11} M_{\odot}$ ). La imagen tiene  $15'' \times 15''$  con el norte arriba y el este a la izquierda.

masa  $M_{\star} = 3.6 \times 10^{11} M_{\odot}$  y su inspección visual (Fig. 6.5) revela distorsiones debidas a una fusión con otra galaxia temprana y la presencia de una compañera cercana con  $z = 0.733$  y  $M_{\star} = 2 \times 10^{11} M_{\odot}$ , la segunda galaxia más masiva de la LSS. Estas dos galaxias también son las más luminosas de la LSS en la banda  $B$ ,  $M_B = -22.8$  y  $M_B = -22.6$  respectivamente, teniendo la siguiente galaxia más luminosa  $M_B = -21.8$ . La fusión de estos sistemas daría lugar a una galaxia cD típica de  $M_{\star} = 5.6 \times 10^{11} M_{\odot}$  y  $M_B = -23.5$  (una diferencia de  $\sim 2$  magnitudes con la siguiente galaxia de la LSS).

Por otra parte, las tres fusiones mayores de disco presentes en la LSS se encuentran en zonas poco densas. Esto era esperable, de nuevo, debido a la relación densidad-morfología: las galaxias de disco se encuentran en las zonas menos densas, por lo que las fusiones entre este tipo de galaxias han de encontrarse también en estas regiones.

### 6.3. Evolución estructural en GOODS-S

En la Tabla 6.3 se resumen las fracciones de tipos tempranos y tardíos obtenida en GOODS-S en tres intervalos de desplazamiento al rojo:  $z_1 = [0.35, 0.6)$ ,  $z_2 = [0.6, 0.85)$  y  $z_3 = [0.85, 1.1)$ . Recordar que estos resultados se han obtenido con una separación entre tipos tempranos y tardíos de  $A = 0.3C - 0.75$  (sección 6.2) y en muestras sin la presencia de la estructura a gran escala existente a  $z = 0.735$  (sección 6.2.1). Vemos como la fracción de tipos tempranos aumenta con el tiempo cósmico: en el caso de las galaxias con  $M_B \leq -20$  aumenta desde  $f_{\text{ET}} = 0.22$  a  $z = 0.975$  hasta  $f_{\text{ET}} = 0.37$  a  $z = 0.475$ , mientras que en el caso de las galaxias con  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$  aumenta de  $f_{\text{ET}} = 0.35$  a  $f_{\text{ET}} = 0.54$  en el mismo intervalo de  $z$ . Por el contrario, la fracción de tipos tardíos disminuye con el tiempo cósmico. También se aprecia que la fracción de tipos tempranos es siempre mayor en el caso de la muestra seleccionada en masa que en el caso de la muestra seleccionada en luminosidad.

En la gráfica superior de la Figura 6.6 se ha representado la evolución de  $f_{\text{ET}}$  y de

$f_{LT}$  para galaxias con  $M_B \leq -20$  (cuadrados) junto a datos de otros autores. Los rombos corresponden a las fracciones de E/S0/Sa y Sb-Irr del trabajo de Lotz et al. (2008a) en AEGIS<sup>1</sup> (All-Wavelength Extended Groth Strip International Survey, Davis et al. 2007) utilizando los índices automáticos  $G$  y  $M_{20}$  y una selección  $M_B \leq -18.83 - 1.3z$ , que se corresponde con la selección  $M_B \leq -20$  a  $z \sim 0.9$ . En este trabajo se ha tenido en cuenta, gracias al estudio realizado mediante simulaciones, la pérdida de la información con  $z$ . Los triángulos son las fracciones inferidas del trabajo de Scarlata et al. (2007) en COSMOS<sup>2</sup> (Cosmological Evolution Survey, Scoville et al. 2007). En él se proporcionan funciones de luminosidad en la banda  $B$  a  $z \sim 0.7$  para diversos tipos morfológicos: T1 (elípticas), T2 (discos) y T3 (irregulares). Los discos, a su vez, se subdividen en cuatro tipos según su índice de Sérsic  $n$ : T2.3,  $0 < n < 0.75$ , T2.2,  $0.75 < n < 1.25$ , T2.1,  $1.25 < n < 2.5$  y T2.0,  $n > 2.5$ . Para obtener los datos representados se han integrado esas funciones de luminosidad para  $M_B \leq -20$  de forma que E/S0/Sa = T1 + T2.0, y Sb-Irr = T2.1 + T2.2 + T2.3 + T3. Es decir, se han tomado como tipos tempranos galaxias con  $n > 2.5$  y como tipos tardíos galaxias con  $n < 2.5$  (esta definición ha sido usada con frecuencia en la literatura, ver por ejemplo Mandelbaum et al. 2006; Trujillo et al. 2007; Dahlen et al. 2007). Se han tomado los errores en  $M_B^*$  como los representativos a la hora de determinar la incertidumbre en las integrales de las funciones de luminosidad. En este trabajo se ha tenido en cuenta el efecto del descenso de la señal a ruido mediante el degradado de galaxias locales y de galaxias brillantes a desplazamientos al rojo intermedio. Los triángulos invertidos son las fracciones obtenidas del trabajo de Ilbert et al. (2006), donde también se presentan funciones de luminosidad según el tipo estructural. Destacar que, como en el presente trabajo, Ilbert et al. (2006) utilizan la posición en el plano  $C - A$  para analizar la estructura de las galaxias en GOODS-S. Como en el caso de Scarlata et al. (2007), se han tomado los errores en  $M_B^*$  como los representativos. En el trabajo de Ilbert et al. (2006) no se realiza ningún estudio para cuantificar el efecto del degradado de la información con  $z$ . Sin embargo, el criterio de separación entre tipos tempranos y tardíos se determina mediante el estudio visual de las fuentes, y, por tanto, es representativo de la muestra a estudio. Por último, los valores locales (pentágonos, ver Tabla 1.1) se han obtenido del estudio de las galaxias del RC3<sup>3</sup> (Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, de Vaucouleurs et al. 1991) realizado por Conselice (2006a): se han tomado E + S0 + discos tempranos como ET y discos tardíos + irregulares como LT. Realizando un ajuste lineal por mínimos cuadrados a todos los datos se obtiene:

$$f_{ET} = (0.57 \pm 0.02) - (0.35 \pm 0.02)z, \quad (6.1)$$

$$f_{LT} = (0.42 \pm 0.02) + (0.31 \pm 0.03)z. \quad (6.2)$$

El desplazamiento al rojo en el cual las galaxias de tipo temprano empiezan a ser la población dominante en número entre las galaxias con  $M_B \leq -20$  es  $z \sim 0.2$ . Si extrapolamos las tendencias lineales obtenidas a desplazamientos al rojo mayores, se infiere que  $f_{ET} \sim 0$  a  $z \sim 1.6$ , es decir, las galaxias de tipo temprano empiezan a ser una población significativa a este desplazamiento al rojo.

<sup>1</sup><http://aegis.ucolick.org/>

<sup>2</sup><http://cosmos.astro.caltech.edu/index.html>

<sup>3</sup><http://heasarc.nasa.gov/W3Browse/all/rc3.html>

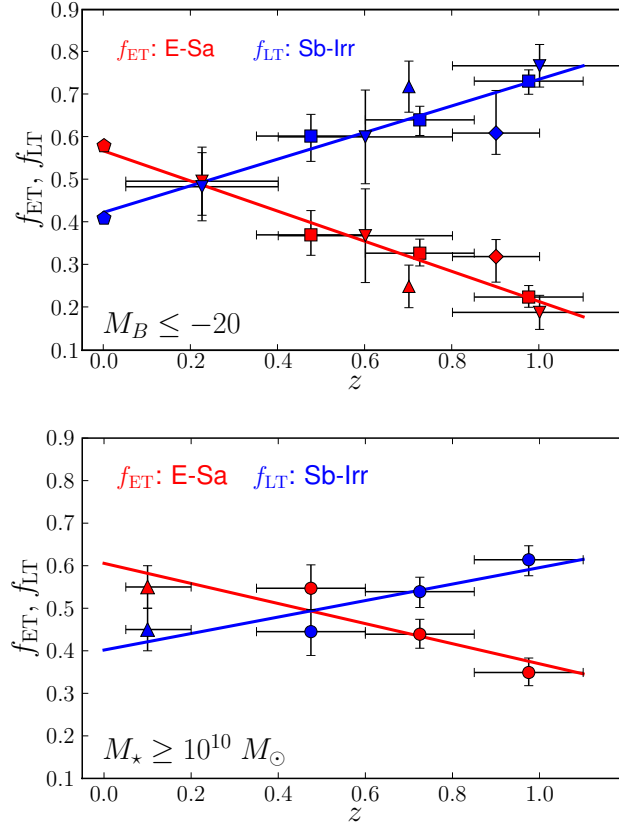


Figura 6.6: Evolución de la fracción de tipos tempranos (rojo) y tipos tardíos (azul). *Arriba*: evolución estructural para galaxias con  $M_B \leq -20$ . Los cuadrados son los datos del presente estudio, mientras que el resto de puntos son de otros autores: rombos para Lotz et al. (2008a), triángulos para Scarlata et al. (2007a), triángulos invertidos para Ilbert et al. (2006) y pentágonos para Conselice (2006a). *Abajo*: evolución estructural para galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$ . Los círculos son los datos del presente trabajo, mientras que los triángulos son las fracciones de Mandelbaum et al. (2006). En ambas gráficas la línea roja/azul es el ajuste lineal de los datos para galaxias tempranas/tardías.

Pasemos ahora a estudiar la evolución estructural en la muestra seleccionada en masa. En la gráfica inferior de la Figura 6.6 podemos ver los valores de este trabajo (círculos) junto con las fracciones de tipos tempranos ( $n > 2.5$ ) y tardíos ( $n < 2.5$ ) de Mandelbaum et al. (2006) obtenidas en una muestra de  $\sim 33000$  galaxias del SDSS con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  y  $\bar{z} = 0.11$ . Ajustando los puntos a una recta se obtiene:

$$f_{\text{ET}} = (0.60 \pm 0.04) - (0.24 \pm 0.06)z, \quad (6.3)$$

$$f_{\text{LT}} = (0.40 \pm 0.04) + (0.19 \pm 0.06)z. \quad (6.4)$$

En este caso el desplazamiento al rojo en el cual las galaxias tempranas pasan a ser la población dominante es  $z \sim 0.6$ . Extrapolando estas tendencias a alto  $z$  se obtiene que  $f_{\text{ET}} \sim 0$  a  $z \sim 2.5$ . Los resultados de esta sección establecen la aparición de las galaxias de tipo temprano como población significativa en el rango  $1.6 < z < 2.5$ . Este rango es similar al que establecen otros estudios como el de aparición de la secuencia roja (Eliche-Moral

Tabla 6.3: Fracción de tipos tempranos y tardíos en GOODS-S

$z$	$f_{\text{ET}}$	$f_{\text{LT}}$
$M_B \leq -20$		
$z = 0.475$	$0.371^{+0.057}_{-0.048}$	$0.603^{+0.051}_{-0.059}$
$z = 0.725$	$0.332^{+0.033}_{-0.030}$	$0.637^{+0.032}_{-0.037}$
$z = 0.975$	$0.225^{+0.027}_{-0.024}$	$0.732^{+0.026}_{-0.031}$
$M_* \geq 10^{10} M_\odot$		
$z = 0.475$	$0.547^{+0.055}_{-0.050}$	$0.445^{+0.051}_{-0.056}$
$z = 0.725$	$0.439^{+0.035}_{-0.033}$	$0.539^{+0.034}_{-0.037}$
$z = 0.975$	$0.349^{+0.034}_{-0.031}$	$0.614^{+0.033}_{-0.038}$

Tabla 6.4: Densidad numérica de tipos tempranos y tardíos en GOODS-S

$z$	$\rho_{\text{ET}}$ ( $10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$ )	$\rho_{\text{LT}}$ ( $10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$ )
$M_B \leq -20$		
$z = 0.475$	$1.02 \pm 0.15$	$1.73 \pm 0.15$
$z = 0.725$	$1.16 \pm 0.10$	$2.26 \pm 0.12$
$z = 0.975$	$0.96 \pm 0.11$	$3.16 \pm 0.12$
$M_* \geq 10^{10} M_\odot$		
$z = 0.475$	$3.41 \pm 0.33$	$2.82 \pm 0.36$
$z = 0.725$	$2.12 \pm 0.16$	$2.60 \pm 0.17$
$z = 0.975$	$1.28 \pm 0.12$	$2.29 \pm 0.13$

et al. 2006b; Arnouts et al. 2007; Cassata et al. 2008; Ilbert et al. 2009b). Aunque el ajuste lineal utilizado es una representación adecuada en el rango a estudio, es de esperar que ley de potencias represente una mejor parametrización cuando se cuenta con datos a  $z \gtrsim 1.5$  (p. eg., Fontana et al. 2009).

#### 6.4. Evolución en la densidad numérica de tipos tempranos y tardíos

Aunque la evolución en la fracción de galaxias tempranas y tardías que se ha determinado en la sección anterior proporciona una valiosa información sobre cual es la población dominante en cada  $z$ , no aporta ningún dato sobre la evolución en número de estas dos poblaciones. Para obtener la densidad numérica de galaxias de tipo temprano ( $\rho_{\text{ET}}$ ) y tardío ( $\rho_{\text{LT}}$ ) a cada  $z$  se han aplicado las fórmulas

$$\rho_{\text{ET}}(z, M) = f_{\text{ET}}(z, M)\rho(z, M), \tag{6.5}$$

$$\rho_{\text{LT}}(z, M) = f_{\text{LT}}(z, M)\rho(z, M), \tag{6.6}$$

donde  $M = M_B [M_*]$  indica la selección de la muestra y  $\rho(z, M)$  es la densidad numérica a un desplazamiento al rojo  $z$  de las galaxias más luminosas [masivas] que  $M_B [M_*]$ . Para galaxias con  $M_B \leq -20$  se han utilizado las funciones de luminosidad de Faber et al. (2007), mientras que para las galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  se han utilizado las funciones de masa de (Pérez-González et al. 2008a, ver sección 8.1.3 para más detalles).

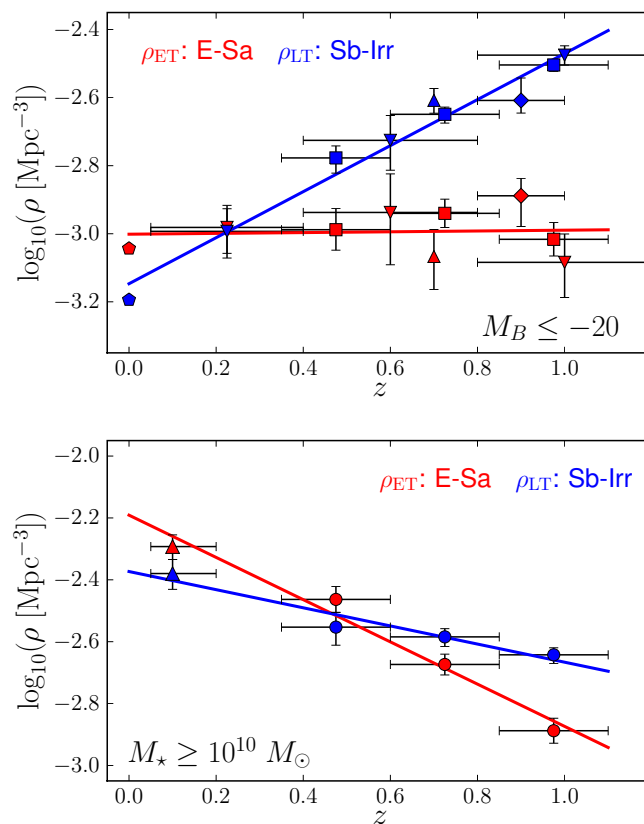


Figura 6.7: Evolución de la densidad comóvil de tipos tempranos (rojo) y tipos tardíos (azul). *Arriba*: evolución estructural para galaxias con  $M_B \leq -20$ . Los datos del presente estudio son los cuadrados, mientras que el resto de puntos son de otros autores: rombos para Lotz et al. (2008a), triángulos para Scarlata et al. (2007a) y pentágonos para Conselice (2006a). *Abajo*: evolución estructural para galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$ . Los datos del presente estudio son los círculos, mientras que los triángulos son los datos de Maldebaum et al. (2006). En ambas gráficas la línea roja/azul es el ajuste lineal de los datos para galaxias tempranas/tardías.

Podemos ver las densidades obtenidas en la Tabla 6.4 y representadas en la Figura 6.7 junto con los datos de otros autores presentados anteriormente. Lo primero que llama la atención es la diferente tendencia en las dos muestras a estudio: la densidad numérica de tipos tempranos y tardíos disminuye con el tiempo cósmico para galaxias con  $M_B \leq -20$ , mientras que aumenta para galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$ . Esto es debido a la evolución de la densidad numérica *total* de galaxias: mientras que para galaxias con  $M_B \leq -20$  desciende un factor 3 desde  $z = 1$  debido al descenso de la formación estelar en el Universo, para galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  aumenta un factor 3 en el mismo periodo debido al incremento en masa de las galaxias (a  $z \sim 1$  tan solo un  $\sim 40\%$  de las galaxias con esta masa están ya formadas, Pérez-González et al. 2008a).

Pasemos ahora al estudio detallado en cada una de las muestras empezando por la seleccionada en luminosidad. Ajustando los puntos de la gráfica superior de la Figura 6.7 a

una recta se obtiene:

$$\log_{10}(\rho_{\text{ET}}) = (-3.00 \pm 0.03) + (0.01 \pm 0.04)z, \quad (6.7)$$

$$\log_{10}(\rho_{\text{LT}}) = (-3.15 \pm 0.02) + (0.68 \pm 0.03)z. \quad (6.8)$$

Vemos una evolución importante en la densidad numérica de tipos tardíos, mientras que la densidad numérica de tipos tempranos en el intervalo a estudio es consistente con ser constante. En términos de porcentaje, la densidad de tipos tardíos ha descendido  $\sim 80\%$  entre  $z = 1$  y  $z = 0$ .

La disminución en la densidad numérica *total* de galaxias con  $M_B \leq -20$  es efecto del descenso en un factor 4-10 de la tasa de formación estelar del Universo desde  $z \sim 1$  (p. ej., Lilly et al. 1996; Hopkins 2004; Pérez-González et al. 2005). Puesto que la densidad numérica de tipos tardíos y de galaxias en fusión desciende con el tiempo cósmico, es interesante establecer cual de estas dos poblaciones es la responsable del descenso en la formación estelar desde  $z \sim 1$ . Para ello se va a definir la variable  $R_{\text{pop}}$ , la cual representa la relación entre la tasa de formación estelar que se produce en galaxias de una cierta población ( $SFR_{\text{pop}}$ ) y la que se produce en sistemas en interacción ( $SFR_{\text{m}}$ ):

$$R_{\text{pop}} \equiv \frac{SFR_{\text{pop}}}{SFR_{\text{m}}} = \frac{\mu_{\text{pop}} f_{\text{pop}} T_{\text{m},A}}{\epsilon_{SF} f_{\text{m}}^{\text{mph}} T_{\epsilon}}, \quad (6.9)$$

donde  $f_{\text{m}}^{\text{mph}}$  y  $f_{\text{pop}}$  son la fracción de fusiones y de galaxias de la población a estudio, respectivamente,  $\mu_{\text{pop}}$  es la fracción de las galaxias de la población a estudio que están formando estrellas,  $\epsilon_{SF}$  expresa la tasa de formación estelar en sistemas en interacción respecto al valor promedio en galaxias aisladas,  $T_{\text{m},A}$  es el tiempo que somos capaces de detectar una fusión como asimétrica y  $T_{\epsilon}$  es el tiempo total de la interacción en la cual la formación estelar es superior a la media. En la ecuación (6.9) se ha supuesto que todas las fusiones de disco presentan formación estelar (sección 7.3). Con esta definición, la tasa de formación estelar que se produce en sistemas en fusión respecto a la tasa de formación estelar total ( $SFR_{\text{tot}}$ ) en un rago de desplazamiento al rojo es

$$f_{SF,m} \equiv \frac{SFR_{\text{m}}}{SFR_{\text{tot}}} = \frac{1}{R_{\text{LT}} + R_{\text{ET}} + 1}. \quad (6.10)$$

Puesto que la mayoría de las galaxias de la secuencia roja son de tipo temprano (Lotz et al. 2008a), se va a considerar  $\mu_{\text{ET}} = 0$  (es decir, que todas las galaxias tempranas son pasivas), y  $R_{\text{ET}} = 0$ . Por otro lado, la mayoría de las galaxias azules son de tipo tardío (Lotz et al. 2008a) y se va a tomar  $\mu_{\text{LT}} = 1$ . En el siguiente capítulo se estudiarán las propiedades de la formación estelar de las galaxias tempranas y tardías, momento en el que se revisarán estas asunciones. Por tanto, un valor  $R_{\text{LT}} > 1$  implica que la formación estelar es más importante en galaxias de tipo tardío que en fusiones mayores, mientras que para  $R_{\text{LT}} < 1$  la situación es la contraria. En este estudio se ha considerado el rango  $0.4 \leq z < 0.8$ , en el cual  $f_{\text{m}}^{\text{mph}} = 0.026_{-0.009}^{+0.014}$  y  $f_{\text{LT}} = 0.610_{-0.032}^{+0.028}$ . Se ha asumido que  $T_{\text{m},A} = 0.475 \pm 0.125$  Gaños (capítulo 5),  $\epsilon_{SF} = 1.65 \pm 0.15$  (las interacciones producen un aumento en la tasa de formación estelar, Li et al. 2008; Lin et al. 2007; Knapen & James 2009; Robaina et al. 2009, en preparación) y  $T_{\epsilon} = 2.0 \pm 0.25$  Gaños (di Matteo et al. 2007; Cox et al. 2008). Con estos



valores se obtiene  $R_{LT} = 3.4_{-2.1}^{+1.6}$ , es decir, *la formación estelar en el rango  $0.4 \leq z < 0.8$  se concentra en galaxias que no están sufriendo interacciones*. Aplicando la ecuación (6.10) se obtiene que un  $\sim 20\%$  de la formación estelar se produce en sistemas en interacción, en buen acuerdo con los valores obtenidos por Bell et al. (2005); Wolf et al. (2005); Jogee et al. (2009); o Sobral et al. (2009).

Además, podemos determinar qué fracción de la formación estelar total ha sido inducida directamente por fenómenos de interacción,

$$f_{SF,m}^{\text{tri}} = \frac{\epsilon_{SF} - 1}{\epsilon_{SF}} f_{SF,m} = \frac{\epsilon_{SF} - 1}{\epsilon_{SF}(R_{LT} + R_{ET} + 1)}, \quad (6.11)$$

Utilizando los valores previos se obtiene  $f_{SF,m}^{\text{tri}} = 9_{-4}^{+12}\%$ , un resultado en buen acuerdo, a pesar de las aproximaciones realizadas, con el valor  $f_{SF,m}^{\text{tri}} = 8 \pm 3\%$  obtenido por Robaina et al. (2009, en preparación) en GEMS para el mismo rango de desplazamiento al rojo y mediante el estudio de la función de correlación de galaxias azules. Si repetimos este estudio en el rango  $0.85 \leq z < 1.1$  se obtiene  $R_{LT} = 2.4$ ,  $f_{SF,m} \sim 30\%$  (este valor es similar al  $\sim 40\%$  obtenido por Bridge et al. 2007 a  $z \sim 1$  a partir de una muestra seleccionada en luminosidad infrarroja) y  $f_{SF,m}^{\text{tri}} = 11\%$ . Señalar que si realizamos el mismo estudio en la muestra seleccionada en masa los resultados son similares.

Estudiemos ahora la densidad numérica de las galaxias con  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$ . Ajustando a una recta los datos de la gráfica inferior de la Figura 6.7 se obtiene:

$$\log_{10}(\rho_{ET}) = (-2.19 \pm 0.04) - (0.68 \pm 0.06)z, \quad (6.12)$$

$$\log_{10}(\rho_{LT}) = (-2.37 \pm 0.03) - (0.29 \pm 0.05)z. \quad (6.13)$$

Lo primero que se aprecia es que tanto tipos tempranos como tardíos aumentan en número, reflejando el aumento en la población total de galaxias con  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$  que se observa desde  $z = 1$ . En esta ocasión, sin embargo, la evolución es más importante en los tipos tempranos que en los tardíos: estos últimos aumentan su densidad un factor 2 entre  $z = 1$  y  $z = 0$ , mientras que los tipos tempranos lo hacen un factor 5 en el mismo intervalo de tiempo. Este comportamiento, unido al observado en la muestra seleccionada en la banda  $B$ , implica la necesidad de *un mecanismo de transformación estructural para pasar de galaxias de tipo tardío, en las cuales se están formando estrellas de forma activa, a galaxias de tipo temprano, en las cuales se concentra la masa estelar*, en acuerdo con Bell et al. (2007). Sabemos, sin embargo, que las galaxias tempranas más masivas,  $M_{\star} \geq 10^{11} M_{\odot}$ , forman estrellas a ritmos más altos al aumentar el desplazamiento al rojo (Pérez-González et al. 2008b). Si suponemos el mismo comportamiento a masas menores, no se puede descartar que el incremento en la densidad de tipos tempranos sea debida a la formación estelar en esferoides con  $M_{\star} \leq 10^{10} M_{\odot}$ . Para aclarar este punto y comprender mejor la naturaleza de la evolución observada se estudiará la formación estelar de las galaxias de tipo temprano y tardío en el próximo capítulo. Pero antes, pasemos al estudio de la importancia de las fusiones mayores de disco en la evolución estructural de las galaxias.

Aunque el ajuste utilizado para describir la evolución de la densidad numérica es una representación adecuada en el rango a estudio, es de esperar que, al igual que sucedía con las fracciones, una ley de potencias de la forma  $\rho(z) \propto (1+z)^{\alpha}$  sea una mejor parametrización

cuando se cuenta con datos a  $z \gtrsim 1.5$  (p. eg., Taylor et al. 2009). Realizando un ajuste de este tipo a la densidad de galaxias tempranas con  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  se obtiene  $\alpha = -2.3 \pm 0.2$ , mientras que Taylor et al. (2009) encuentran  $\alpha = -1.7 \pm 0.14$  para galaxias de la secuencia roja con  $M_\star \geq 10^{11} M_\odot$ . Si asumimos que la mayoría de las galaxias tempranas son pasivas y pertenecen a la secuencia roja (ver sección 7.4), significa que las galaxias menos masivas han sufrido una mayor evolución desde  $z \sim 1$  que las más masivas, en acuerdo con Ferreras et al. (2009).

### 6.5. La importancia de las fusiones en la evolución estructural de las galaxias

Ahora que conocemos como varía la estructura de las galaxias en GOODS-S podemos responder a la pregunta ¿son importantes las fusiones mayores de disco en la evolución estructural de las galaxias? Para ello se va a utilizar, de forma análoga a como se hizo en el capítulo 5, la densidad de remanentes de fusión entre  $z_2$  y  $z_1$ :

$$\rho_{\text{rem}}(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} \mathfrak{R}_m(0)(1+z)^{n-1} \frac{dz}{H_0 E(z)}, \quad (6.14)$$

donde  $\mathfrak{R}_m(0)$  y  $n$  son la tasa de fusiones en el Universo local y el índice de fusiones obtenidos en el capítulo 5,  $H_0$  es la constante de Hubble y  $E(z) = \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_M(1+z)^3}$  en nuestra cosmología. Señalar que se realizará este estudio solo para la muestra seleccionada en masa: como ya se indicó en el capítulo 5, se puede considerar la masa estelar aditiva, de forma que una galaxia con una masa dada a  $z_2$  tendrá una masa igual a superior en  $z_1 < z_2$ . En lo sucesivo se supondrá que la fusión de dos galaxias de disco da lugar a una galaxia de tipo temprano, es decir, se asumirá que  $\rho_{\text{rem}}(z_1, z_2) = \rho_{\text{ET,m}}(z_1, z_2)$ , donde  $\rho_{\text{ET,m}}(z_1, z_2)$  es la densidad de nuevos tipos tempranos debidas a fusiones mayores que aparecen entre  $z_2$  y  $z_1$ . Esta suposición está basada en los resultados de simulaciones de N-cuerpos, que indican que la fusión mayor de dos galaxias de disco ricas en gas da lugar a una galaxia de tipo temprano (Naab et al. 2006; Hopkins et al. 2008a; Hopkins et al. 2009a). Se va a definir la fracción de nuevos tipos tempranos que han aparecido entre  $z_2$  y  $z_1$  a causa de fusiones mayores de disco como:

$$f_{\text{ET,m}}(z_1, z_2) = \frac{\rho_{\text{ET,m}}(z_1, z_2)}{\rho_{\text{ET}}^{\text{new}}(z_1, z_2)} = \frac{\rho_{\text{rem}}(z_1, z_2)}{\rho_{\text{ET}}(z_2) - \rho_{\text{ET}}(z_1)}, \quad (6.15)$$

donde  $\rho_{\text{ET}}^{\text{new}}(z_1, z_2)$  es la densidad numérica de nuevas galaxias de tipo temprano aparecidas entre  $z_2$  y  $z_1$ . Utilizando los resultados de esta tesis en la ecuación (6.15) se obtiene  $f_{\text{ET,m}}(0, 1) = 17_{-8}^{+12} \%$ , un valor bajo. Sin embargo, si extrapolamos las tendencias hasta  $z = 1.5$  se obtiene  $f_{\text{ET,m}}(1, 1.5) \sim 100 \%$ . Es decir, *todas las nuevas galaxias de tipo temprano con  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  aparecidas entre  $z = 1.5$  y  $z = 1$  pueden explicarse gracias a las fusiones mayores de sistemas de disco, mientras que tan solo un  $\sim 20 \%$  de las aparecidas entre  $z = 1$  y  $z = 0$  son debidas a este tipo de fusiones.* Recordar que a  $z > 1.1$  estamos extrapolando las tendencias observadas y que son necesarios más estudios para confirmar los resultados obtenidos.

¿Cómo afectan las fusiones entre esferoides a los resultados anteriores? La metodología que se ha utilizado en esta tesis solo es sensible a fusiones mayores de sistemas de disco (ver

sección 7.3 para más detalles), por lo que no podemos conocer el impacto de las fusiones entre esferoides en los resultados. Sin embargo, se espera que una fusión entre dos galaxias de tipo temprano de lugar a una nueva galaxia de tipo temprano (González-García & van Albada 2003; Boylan-Kolchin et al. 2006), reduciendo la densidad numérica de tipos tempranos a un  $z$  dado. Esto implica que la densidad de nuevos tipos tempranos aparecidos entre  $z_2$  y  $z_1$  es  $\rho_{\text{ET}}^{\text{new}}(z_1, z_2) = \rho_{\text{ET}}(z_2) - \rho_{\text{ET}}(z_1) + \rho_{\text{EE}}(z_1, z_2)$ , donde  $\rho_{\text{EE}}(z_1, z_2)$  es la densidad de remanentes entre fusiones de esferoides con  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$ . Así pues, los anteriores valores de  $f_{\text{ET},m}$  son límites superiores a la importancia de la fusiones de disco en la evolución estructural de las galaxias con  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$ .

### 6.5.1. Comparación con trabajos previos

El estudio de van der Wel et al. (2007) encuentra que la fracción de galaxias con  $M_{\star} \geq 4 \times 10^{10} M_{\odot}$  que son E/S0 es aproximadamente constante entre  $z = 0.8$  y  $z = 0$ ,  $f_{\text{E/S0}} \sim 0.45$ . Un resultado similar se desprende del estudio de Huertas-Company et al. (2009) en una muestra seleccionada en la banda  $K_s$ ,  $f_{\text{E/S0}} \sim 0.30$  en el rango  $z \in [0.2, 1.0]$ . Si se asume el mismo comportamiento para las galaxias con  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$ , significa que el importante aumento en la fracción de tipos tempranos que se observa es debido, principalmente, al aumento en la fracción de galaxias Sa (discos dominados por una componente esferoidal). Este hecho, unido a la relación entre los colores de bulbos y discos observada hasta  $z \sim 1$  (bulbos rojos están asociados a discos rojos, mientras que bulbos azules están asociados a bulbos azules; Peletier & Balcells 1996; Domínguez-Palmero & Balcells 2008) y a que las fusiones mayores de disco no son capaces de explicar la evolución estructural observada, sugieren *las fusiones menores y los procesos seculares como los mecanismos causantes de esta evolución*.

En su trabajo, Azzollini et al. (2009) estudian la evolución de los perfiles de luminosidad en la banda  $B$  en reposo desde  $z = 1$  hasta  $z \sim 0$  para galaxias de tipo tardía ( $n < 2.5$ ), encontrando que estos perfiles evolucionan con el tiempo cósmico: a  $z = 1$  el perfil de la galaxia típica queda bien explicado por una componente exponencial (disco), mientras que a  $z \sim 0$  la galaxia típica presenta un bulbo. Esto significa que la componente esferoidal ha crecido en importancia, en acuerdo con los resultados de este capítulo. No podemos olvidar que en el presente trabajo la morfología ha sido determinada en la banda  $B$ , por lo que no podemos discernir si la evolución estructural observada es debida al aumento en masa del bulbo (fusiones menores, pseudobulbos) o al descenso en luminosidad del disco (evolución secular). El estudio en bandas más rojas y que trazan de forma más efectiva la masa es necesario para responder a esta pregunta.

Otro estudio interesante es el de Drory & Alvarez (2008), en el cual se obtiene la tasa de acrecimiento de masa debida a fusiones ( $\phi$ ) comparando la evolución observada en la función de masas con la predicha por la tasa de formación estelar de las galaxias. En su análisis obtienen que, para  $z \leq 1.5$ , la tasa de acrecimiento para galaxias con  $M_{\star} \geq 10^{11} M_{\odot}$  es  $\phi = 0.15 \pm 0.05 \text{ Gyr}^{-1}$ . Integrando el valor de  $\phi$  con el tiempo cósmico se obtiene  $N_{\text{m}}^{\text{D08}}(0, 1.5) = 1.4 \pm 0.5$  para galaxias con  $M_{\star} \geq 10^{11} M_{\odot}$ , donde  $N_{\text{m}}(z_1, z_2)$  es el número medio de fusiones por galaxia desde  $z_2$  hasta  $z_1$  y el índice D08 hace referencia al trabajo de Drory & Alvarez (2008). Para obtener una estimación del número de fusiones por galaxia con  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$  se ha comparado el número de fusiones del presente estudio,  $N_{\text{m}}(0, 1.5) =$

$0.4 \pm 0.2$  (capítulo 5, ecuación [19]), con el estudio para galaxias con  $M_\star \geq 10^{11} M_\odot$  de Bluck et al. (2009),  $N_m(0, 1.5) = 0.7_{-0.3}^{+0.5}$ , obteniéndose  $N_m^{\text{D08}}(0, 1.5) \sim 0.8 \pm 0.3$ . De este número de fusiones 0.4 son debidas a fusiones mayores de disco. Asumiendo que el resto de fusiones son entre esferoides y tomando  $f_{\text{ET}} = 0.4$  (ecuación [6.3]) como la fracción de tipos tempranos media en el rango a estudio, se obtiene que el número medio de fusiones entre esferoides es  $N_m^{\text{EE}}(0, 1.5) \sim 1.0 \pm 0.7$ . Este valor es consistente con el obtenido por Bell et al. (2006a),  $N_m^{\text{EE}} = 0.5 - 2$  desde  $z = 0.7$ , y con la evolución de la secuencia roja, que implica  $\sim 1$  fusión entre esferoides desde  $z \sim 1$  (Bell et al. 2004; Faber et al. 2007). Es importante tener en cuenta que los criterios de selección de estos trabajos no son iguales que el utilizado en el presente estudio, por lo que la comparación es de carácter cualitativo más que cuantitativo.

## 6.6. Conclusiones

En este capítulo de la tesis se ha utilizado la posición de las galaxias en el plano concentración - asimetría para separarlas en tipos tempranos (galaxias dominadas por la componente esferoidal, E/S0/Sa) y tipos tardíos (galaxias dominadas por disco, Sb-Sm, e irregulares). Gracias a esta clasificación se ha encontrado que la fracción de galaxias de tipo temprano/tardío aumenta/disminuye con el tiempo cósmico en las dos muestras a estudio: una seleccionada en luminosidad ( $M_B \leq -20$ ) y otra en masa ( $M_\odot \geq 10^{10} M_\odot$ ). En ambos casos la extrapolación a alto  $z$  de las tendencias encontradas implica que los tipos tempranos dejan de ser una población significativa a  $z \sim 2$ .

Mediante el estudio de la densidad numérica se ha encontrado que el descenso en la densidad numérica *total* de galaxias con  $M_B \leq -20$  desde  $z \sim 1$  es debido al descenso en la formación estelar en galaxias de tipo tardío (los sistemas en interacción dan cuenta de un  $\sim 20\%$ – $30\%$  de la formación estelar en el rango  $0.4 \leq z < 1.1$ ), mientras que en aumento en la densidad de galaxias con  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  es debida principalmente al aumento en número de los tipos tempranos: es necesaria una transformación estructural para pasar de los tipos tardíos donde se forman las estrellas a los tipos tempranos donde se concentra la masa. En el caso de la muestra seleccionada en masa, y utilizando la fracción de fusiones determinada en GOODS-S (capítulo 5), se infiere que tan solo un  $\sim 17\%$  de las nuevas galaxias de tipo temprano aparecidas entre  $z = 1$  y  $z = 0$  pueden ser explicadas mediante fusiones mayores de disco. Sin embargo, extrapolando las tendencias observadas hasta  $z = 1.5$  se obtiene que  $\sim 100\%$  de los nuevos tipos tempranos surgidos entre  $z = 1.5$  y  $z = 1$  pueden ser explicados mediante este tipo de fusiones. Estos resultados, unidos al hecho de que la densidad de galaxias E/S0 es prácticamente constante desde  $z \sim 1$  y a la similitud en los colores de bulbos y discos en el mismo rango, sugieren que las fusiones mayores de disco pueden ser un proceso determinante en la evolución estructural de las galaxias a  $z \gtrsim 1$ , mientras que la evolución secular y las fusiones menores son los procesos dominantes a  $z \lesssim 1$ . En el siguiente capítulo se va a estudiar la formación estelar de las galaxias de GOODS-S en busca de nuevas claves sobre el proceso responsable de la transformación estructural encontrada en este capítulo y, en concreto, para comprobar la hipótesis planteada sobre la importancia de las fusiones menores y la evolución secular en los últimos 8 Gaños de vida del Universo.

# 7

---

## Formación estelar en galaxias de tipo temprano y tardío

En este capítulo se va a concluir la línea de investigación seguida en los cuatro capítulos anteriores de esta memoria de tesis. En él se va a estudiar la naturaleza de la formación estelar de las galaxias de GOODS-S y su relación con la estructura. Para ellos se dividirán las fuentes de GOODS-S en galaxias activas (aquellas que presentan una formación estelar intensa) y pasivas (aquellas cuya formación estelar fue más importante en el pasado) mediante su tasa de formación estelar específica y su color  $NUV - R$  en reposo. Una vez conocida la naturaleza de las galaxias, se estudiará la evolución con  $z$  de la fracción de galaxias pasivas y activas, así como la evolución en la densidad numérica de ambas poblaciones. Este estudio se realizará para muestras con distintas selecciones en luminosidad y en masa, lo cual proporcionará claves sobre el fenómeno del "downsizing". Para finalizar, se empleará la metodología desarrollada en el capítulo anterior para segregar las galaxias activas y pasivas en tipos tempranos (E/S0/Sa) y tardíos (Sb-Irr), comparando los resultados con los obtenidos en los capítulos 5 y 6. Este estudio, unido a trabajos de otros autores en el Universo local, aportará nuevas evidencias sobre la importancia de las fusiones menores y los procesos seculares en la evolución estructural observada desde  $z \sim 1$  en el capítulo anterior.

### 7.1. Selección de galaxias activas y pasivas

El primer objetivo es dividir las galaxias del catálogo de GOODS-S en activas (p. ej., galaxias espirales con formación estelar intensa) y pasivas (p. ej., galaxias elípticas dominadas por una población estelar vieja). En la literatura existen diferentes criterios a la hora de separar las galaxias en activas y pasivas en muestreos fotométricos:

1. **Selección por color.** Desde el establecimiento de la dicotomía en el plano color-magnitud (Strateva et al. 2001) este método ha sido utilizado de forma usual en la literatura (ver capítulo 1 para más detalles). Este método asume un color de corte que define dos poblaciones: una secuencia roja de galaxias pasivas dominadas por una componente esferoidal y una nube azul de galaxias con formación estelar intensa y

dominadas por disco. Esta visión, sin embargo, es demasiado simplista, sobre todo debido a la contaminación de la secuencia roja por galaxias con formación estelar enrojecidas por polvo (Wolf et al. 2005; Franzetti et al. 2007).

2. **Selección por SED.** Los grandes muestreos fotométricos actuales cuentan en ocasiones con decenas de datos fotométricos en diversas bandas que permiten, mediante el ajuste de la distribución espectral de energía (SED por sus siglas en inglés), obtener el tipo de galaxia más probable para las fuentes de una muestra. Gracias a esto se puede realizar una selección de las galaxias según tu tipo espectral, tomando los tipos tempranos como pasivos y los tardíos como activos (Arnouts et al. 2007; de Ravel et al. 2009).
3. **Selección por su tasa de formación estelar específica** (SSFR, por sus siglas en inglés). En este caso se define la variable  $\tau_{SFR}$  (Fontana et al. 2009):

$$\tau_{SFR} = \frac{1}{SSFR} \frac{1}{t_H(z)} \equiv \frac{M_\star}{SFR} \frac{1}{t_H(z)}, \quad (7.1)$$

donde  $M_\star$  es la masa estelar de la galaxia,  $SFR$  es su tasa de formación estelar actual y  $t_H(z)$  es el tiempo de Hubble al desplazamiento al rojo  $z$  de la galaxia. El valor de la variable  $\tau_{SFR}$  expresa el tiempo que tarda una galaxia en doblar su masa estelar  $M_\star$  formando estrellas a su ritmo actual,  $SFR$ , en unidades del tiempo máximo que ha tenido la galaxia para obtener su masa,  $t_H(z)$ . Se definen como galaxias pasivas aquellas con  $\tau_{SFR} \geq 1$  (su formación estelar fue mucho más intensa en el pasado y ahora están en una fase pasiva) y como activas aquellas con  $\tau_{SFR} < 1$  (están pasando por un episodio intenso de formación estelar). El problema de este método es que necesitamos conocer la tasa de formación estelar de todas las galaxias de la muestra.

Debido a su amplia utilización en la literatura y a su simplicidad, se decidió emplear la selección por color, en concreto el color  $NUV - R$  en reposo (Wyder et al. 2007; Schiminovich et al. 2007; Arnouts et al. 2007; Haines et al. 2008), para diferenciar entre galaxias activas y pasivas. Los colores ultravioleta – óptico permiten diferenciar mejor las poblaciones activas y pasivas al ser más sensibles a la formación estelar que un color óptico – óptico (Cortese et al. 2008; Kaviraj et al. 2008). En el panel (a) de la Figura 7.1 se ha representado el histograma de las 1166 galaxias del catálogo de GOODS-S con  $M_B \leq -19.5$  y  $0.35 \leq z < 1.1$  en función del color  $NUV - R$  en reposo. Vemos como, aunque es necesaria una población azul y una roja para explicar el histograma observado, el ajuste de estas poblaciones mediante dos funciones Gaussianas es muy pobre: el rango en el cual las dos poblaciones solapan es muy amplio y una selección por color no es eficiente a la hora de separar las galaxias en azules/activas y rojas/pasivas.

Otra posibilidad es utilizar la variable  $\tau_{SFR}$  para realizar la selección. Las galaxias del catálogo cuentan, además de con masas estelares, con tasas de formación estelar derivadas a partir del continuo ultravioleta (UV) a  $2800 \text{ \AA}$  ( $SFR_{UV}$ , mediante interpolación del mejor ajuste de las SEDs) y de la emisión del polvo ( $SFR_{MIR}$ , mediante la luminosidad integrada en el infrarrojo, Kennicutt 1998; y el flujo en  $24 \mu\text{m}$ , Alonso-Herrero et al. 2006). La tasa de formación estelar total es  $SFR = SFR_{UV} + SFR_{MIR}$ , ya que parte de la radiación UV

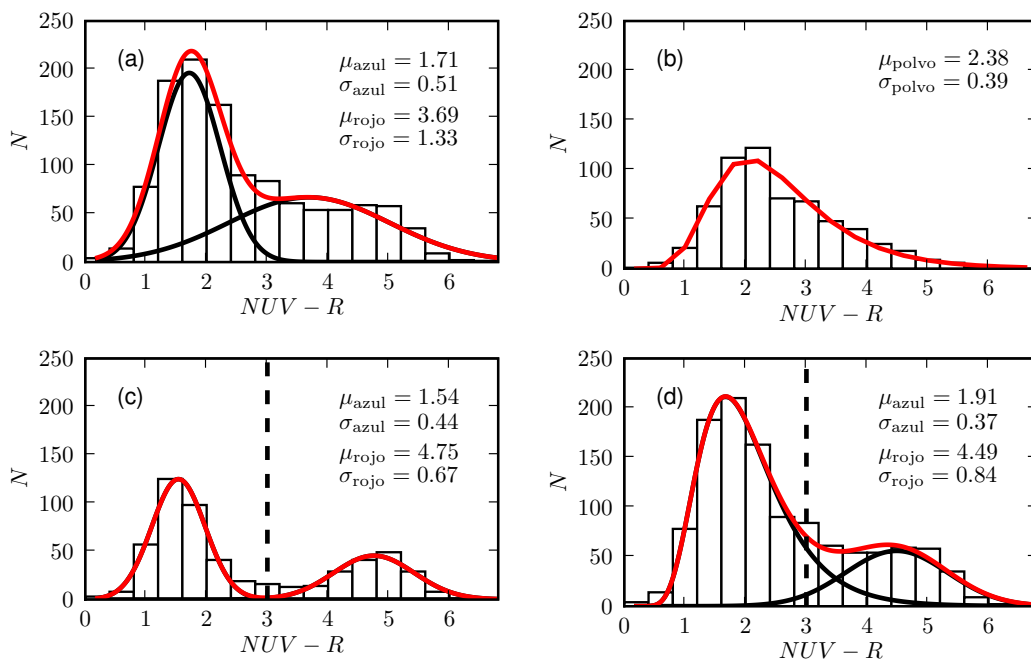


Figura 7.1: Histogramas en color  $NUV - R$  en reposo de las galaxias del catálogo con  $M_B \leq -19.5$  y  $0.35 \leq z < 1.1$ , paneles (a) y (d), de aquellas con detección en  $24 \mu\text{m}$ , panel (b), y de aquellas sin detección en  $24 \mu\text{m}$ , panel (c). En todos los paneles la escala y los intervalos son similares. Las líneas rojas muestran el ajuste total a las distribuciones, mientras que las negras muestran los ajustes individuales en los casos de dos poblaciones: dos Gaussianas en los paneles (a) y (c), una lognormal en el panel (b) y una lognormal y una Gaussiana en el panel (d). La línea negra discontinua en los paneles (c) y (d) marca el límite entre la secuencia roja y la azul,  $NUV - R = 3$ . Los parámetros de los ajustes se muestran en cada panel.

de las estrellas masivas es absorbida por el polvo, lo cual enrojece la galaxia y disminuye el valor de  $SFR_{UV}$ . Ese polvo, calentado por la radiación, emite la energía absorbida en el infrarrojo medio (MIR, Kennicutt 1998; Alonso-Herrero et al. 2006), por lo que es necesario conocer los dos términos (UV y MIR) para caracterizar la formación estelar de una galaxia. Una vez obtenida la  $SFR$  se puede definir la variable  $\tau_{SFR}$  y clasificar las galaxias como activas o pasivas. Todos los detalles sobre la obtención de las tasas de formación estelar de las galaxias de GOODS-S están en Pérez-González et al. (2005); y Pérez-González et al. (2008a). Todas las  $SFR$  están determinadas con una función inicial de masas de Salpeter (1955).

Desafortunadamente, no todas las galaxias del catálogo cuentan con detección en  $24 \mu\text{m}$  y, por tanto, solo cuentan con el valor de  $SFR_{UV}$ . Es decir, podemos separar en activas/pasivas aquellas galaxias con  $SFR_{MIR}$  pero, en el caso de las no detectadas en  $24 \mu\text{m}$ , desconocemos si su débil emisión en el MIR es debida a que no presentan una cantidad suficiente de polvo como para procesar la radiación UV de las estrellas masivas (galaxias activas) o a su baja tasa de formación estelar (galaxias pasivas). Siguiendo esta línea argumental, es de esperar que las galaxias no detectadas en  $24 \mu\text{m}$  presenten un bajo enrojecimiento debido al polvo y que tengan colores azules (activas) y rojos (pasivas) en  $NUV - R$ . Para comprobar esta hipótesis se ha dividido el catálogo inicial en dos: uno formado por aquellas

galaxias con detección en  $24 \mu\text{m}$  (galaxias polvorientas) y otro formado por aquellas sin detección en  $24 \mu\text{m}$ . En el panel (b) de la figura 7.1 vemos como las galaxias polvorientas presentan colores intermedios (Marcellac et al. 2008) y que su distribución está bien representada por una función lognormal de  $\mu_{\text{polvo}} = 2.38$ ,  $\sigma_{\text{polvo}} = 0.39$ . Lo más destacable de esta distribución es la cola de galaxias polvorientas que contamina la secuencia roja en el histograma total, panel (a). Por otra parte, las galaxias sin detección en  $24 \mu\text{m}$  presentan, como se esperaba, una clara dicotomía en color con una secuencia azul (galaxias con formación estelar y poco polvo) definida por una Gaussiana con  $\mu_{\text{azul}} = 1.54$ ,  $\sigma_{\text{azul}} = 0.44$  y una secuencia roja (galaxias con poca formación estelar y una población vieja dominante) definida por una Gaussiana con  $\mu_{\text{rojo}} = 4.75$ ,  $\sigma_{\text{rojo}} = 0.67$ , panel (c) de la Figura 7.1. A la vista de esta gráfica se han definido como galaxias azules aquellas con  $NUV - R \leq 3$  y como galaxias rojas aquellas con  $NUV - R > 3$ . Este resultado sugiere un nuevo ajuste del histograma total de la muestra mediante una función lognormal azul y una Gaussiana roja, que, como se muestra en el panel (d) de la Figura 7.1, representa una descripción más adecuada del histograma observado y permite recuperar mejor la población roja, que queda descrita por una Gaussiana con  $\mu_{\text{rojo}} = 4.49$ ,  $\sigma_{\text{rojo}} = 0.84$ . Este nuevo ajuste es un ejemplo y demuestra que es necesario tener en cuenta el efecto del polvo al utilizar un corte simple en color para separar galaxias activas y pasivas.

A la vista de la Figura 7.1, un posible criterio de selección es tomar como galaxias activas aquellas con detección en  $24 \mu\text{m}$  (galaxias polvorientas) y, entre las que no presentan detección en  $24 \mu\text{m}$ , aquellas con  $NUV - R \leq 3$  (galaxias azules); mientras que las galaxias pasivas serían aquellas sin detección en  $24 \mu\text{m}$  y con un color  $NUV - R > 3$  (galaxias rojas). En las dos siguientes secciones se va a estudiar la masa y la formación estelar de estas tres poblaciones para comprobar la idoneidad del criterio propuesto.

### 7.1.1. La masa de las galaxias azules, rojas y polvorientas

En la sección anterior se han dividido las galaxias en tres poblaciones distintas: las galaxias polvorientas con colores intermedios y emisión en  $24 \mu\text{m}$ ; las galaxias azules, y las galaxias rojas, ambas sin emisión en  $24 \mu\text{m}$ . La primera pregunta es: ¿son la población azul y roja realmente diferentes? Para determinar su naturaleza se ha estudiado su distribución en el plano color - masa. En el panel (a) de la Figura 7.2 vemos que las galaxias azules se concentran a bajas masas, mientras que las rojas lo hacen a masas mayores. Esta nueva dicotomía queda patente en el histograma de masa de estas galaxias, panel (b) de la Figura 7.2, que está bien descrito por dos Gaussianas: una asociada a la población azul con  $\mu_{M_*,\text{azul}} = 9.59$  y  $\sigma_{M_*,\text{azul}} = 0.38$  y otra asociada a la población roja con  $\mu_{M_*,\text{roja}} = 10.72$  y  $\sigma_{M_*,\text{roja}} = 0.31$ , siendo la masa de transición entre las dos poblaciones de  $\log(M_*/M_\odot) = 10.3$ . Esto confirma la idea inicial de que las galaxias azules y las rojas son dos poblaciones diferentes, afianzando la separación en color propuesta en la sección anterior.

¿Qué sucede con las galaxias polvorientas? En la Figura 7.3 se muestra su distribución en el plano color - masa, donde vemos que presentan masas intermedias. En concreto, su distribución en masa queda bien descrita por una Gaussiana con  $\mu_{M_*,\text{polvo}} = 10.2$  y  $\sigma_{M_*,\text{polvo}} = 0.55$ , panel (b) de la Figura 7.3.



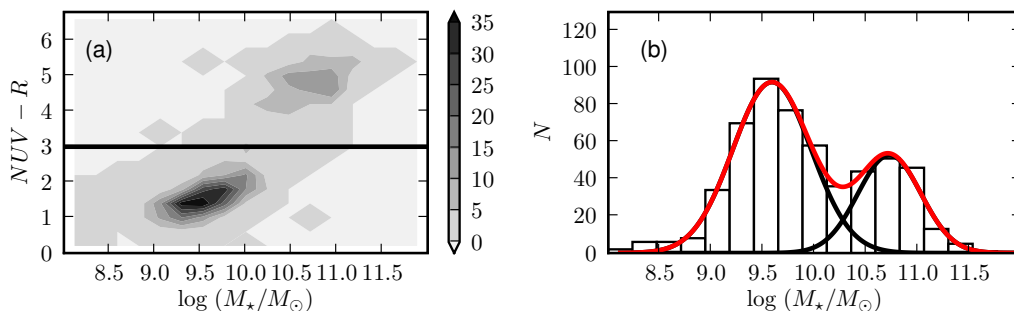


Figura 7.2: Densidad de galaxias en el plano masa - color para galaxias no detectadas en  $24 \mu\text{m}$ , panel (a), y su proyección en el espacio de masa, panel (b). La línea negra en el panel (a) marca el límite entre la población roja y la azul,  $NUV - R = 3$ . La línea roja en el panel (b) es el ajuste total del histograma con dos Gaussianas (líneas negras).

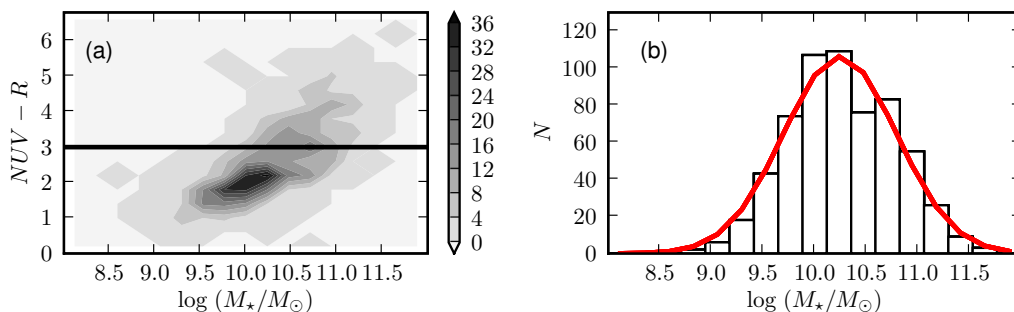


Figura 7.3: Densidad de galaxias en el plano masa - color para galaxias detectadas en  $24 \mu\text{m}$ , panel (a), y su proyección en el espacio de masa, panel (b). La línea negra en el panel (a) marca el límite entre la población roja y la azul,  $NUV - R = 3$ . La línea roja en el panel (b) es el ajuste del histograma con una Gaussiana.

### 7.1.2. Distinguiendo galaxias activas y pasivas

En la sección anterior se ha comprobado que las galaxias azules y rojas son dos poblaciones diferentes en el espacio de masa pero ¿cuáles son las propiedades de su formación estelar? En el panel (a) de la Figura 7.4 se han representado las galaxias sin detección en  $24 \mu\text{m}$  en el plano color -  $\log(\tau_{SFR})$ , donde vemos como, de nuevo, presentan una clara dicotomía. En el panel (b) de la Figura 7.4 se ha representado el ajuste con dos Gaussianas del histograma en  $\log(\tau_{SFR})$ , siendo los parámetros del ajuste  $\mu_{\tau_{SFR},\text{azul}} = -0.61$ ,  $\sigma_{\tau_{SFR},\text{azul}} = 0.40$ ; y  $\mu_{\tau_{SFR},\text{rojo}} = 1.28$ ,  $\sigma_{\tau_{SFR},\text{rojo}} = 0.29$ . Destacar que si se realizan ajustes individuales a la  $\log(\tau_{SFR})$  de las poblaciones roja y azul los resultados obtenidos son los mismos. La separación entre las dos poblaciones se produce a  $\tau_{SFR} = 3$  (línea discontinua en el panel [b] de la Figura 7.4), teniendo  $\sim 100\%$  de las galaxias azules poco masivas  $\tau_{SFR} \leq 3$  y un  $\sim 95\%$  de las galaxias rojas masivas  $\tau_{SFR} > 3$ .

La separación encontrada en  $\tau_{SFR}$  para las poblaciones azul y roja es mayor que la esperada a la hora de separar galaxias activas y pasivas,  $\tau_{SFR} = 1$ . Sin embargo, no podemos olvidar que para estas galaxias se ha tomado  $SFR = SFR_{UV}$ , ya que no se tiene información en el MIR, y por lo tanto el valor de  $\tau_{SFR}$  es, realmente, un límite inferior a la actividad

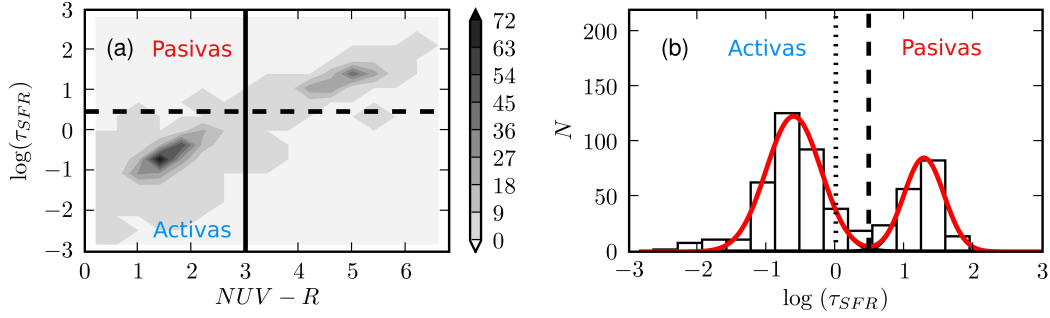


Figura 7.4: Densidad de galaxias en el plano color -  $\log(\tau_{SFR})$  para galaxias sin detección en  $24 \mu\text{m}$ , panel (a), y su proyección en  $\log(\tau_{SFR})$ , panel (b). En el panel (a) la línea negra marca el límite entre la población roja y azul,  $NUV - R = 3$ . La línea discontinua marca, en ambos paneles, la separación de estas dos poblaciones por su formación estelar,  $\tau_{SFR} = 3$ , mientras que la línea a puntos del panel (b) marca la separación natural entre galaxias activas y pasivas,  $\tau_{SFR} = 1$ .

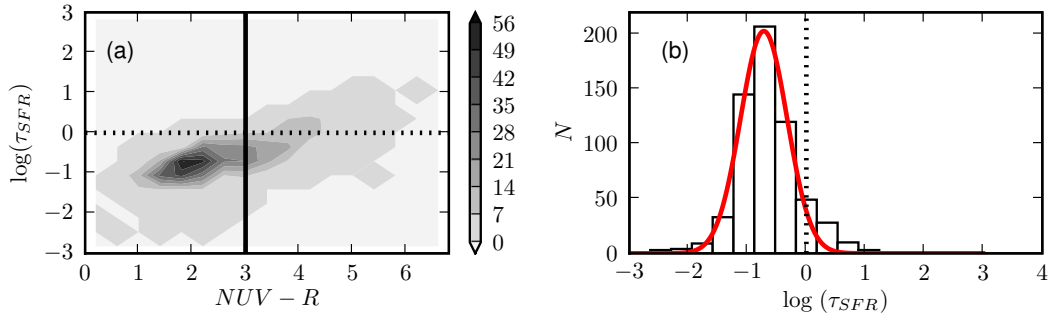


Figura 7.5: Densidad de galaxias en el plano color -  $\log(\tau_{SFR})$  para galaxias con detección en  $24 \mu\text{m}$ , panel (a), y su proyección en  $\log(\tau_{SFR})$ , panel (b). En el panel (a) la línea negra marca el límite entre la población roja y azul,  $NUV - R = 3$ . La línea de puntos marca, en ambos paneles, la separación natural entre galaxias activas y pasivas,  $\tau_{SFR} = 1$ .

de la galaxia. Este efecto es importante en el caso de las galaxias azules, ya que su no detección en  $24 \mu\text{m}$  está causada por su baja cantidad de polvo, el cual procesa parte de la radiación UV de la galaxia y desplaza la distribución en  $\tau_{SFR}$  hacia valores positivos, pero que no es capaz de emitir lo suficiente en el MIR como para que se detecte la galaxia. Para comprender mejor este efecto se ha estudiado cómo varía el valor de  $\tau_{SFR}$  para la población azul al definir su tasa de formación estelar como  $SFR = SFR_{UV} + SFR_{MIR}^{\text{max}}$ , donde  $SFR_{MIR}^{\text{max}}$  es el límite superior a la tasa de formación estelar en el MIR para cada galaxia, determinada a partir del flujo asociado al límite de detección en  $24 \mu\text{m}$  al  $z$  de la galaxia. Con esta definición la población azul sigue estando bien descrita por una Gaussiana, pero en esta ocasión de parámetros  $\mu_{\tau_{SFR}, \text{azul}} = -1.19$ ,  $\sigma_{\tau_{SFR}, \text{azul}} = 0.37$ . Es decir, la desviación estándar no ha variado mientras que la media se ha desplazado hacia  $\log(\tau_{SFR})$  menores, en concreto  $-0.6$  dex (un factor 0.3 en  $\tau_{SFR}$ ). Además, en este caso el 100% de las galaxias azules presentan  $\tau_{SFR} < 1$ : todas las galaxias azules son compatibles con ser activas dentro de la incertidumbre en su tasa de formación estelar total. Debido a este hecho y a las dicotomías observadas previamente en color y masa, se van a tomar *las galaxias azules como*

*activas y las rojas como pasivas.* Recordar que esta separación es posible *una vez que se ha eliminado el efecto del polvo gracias a la detección en 24  $\mu\text{m}$ .* Este detalle es importante, ya que la profundidad en las imágenes de *Spitzer*/MIPS a 24  $\mu\text{m}$  marca la cantidad de polvo detectable, es decir, imágenes menos profundas dan lugar a una población azul más importante y a una mayor contaminación de la población roja. En el caso que nos ocupa, sin embargo, se ha podido separar la población roja y azul de forma eficiente hasta  $z \sim 1$  para galaxias con  $M_B \leq -19.5$  (tan solo  $\sim 15\%$  de las fuentes con  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$ , el límite mínimo en masa que se va a considerar, son más débiles en  $M_B$ ), por lo que no se entrará en detalles sobre la influencia del límite de detección en 24  $\mu\text{m}$  en los resultados y se deja este apartado como trabajo futuro.

¿Qué sucede con las galaxias con detección en 24  $\mu\text{m}$ ? En panel (a) de la Figura 7.5 se han representado las galaxias con detección en 24  $\mu\text{m}$  en el plano color -  $\tau_{SFR}$ , mientras que en el panel (b) se ha representado el ajuste con una Gaussiana del histograma en  $\log(\tau_{SFR})$ . Los parámetros del ajuste son  $\mu_{\tau_{SFR},\text{polvo}} = -0.72$ ,  $\sigma_{\tau_{SFR},\text{polvo}} = 0.39$ , aunque se aprecia una cola de galaxias con  $\tau_{SFR} > 1$ . Puesto que en esta ocasión la tasa de formación estelar tiene en cuenta el UV y el MIR, se tomará como separación entre galaxias activas y pasivas el valor  $\tau_{SFR} = 1$ . Con esta definición un 10% (62 galaxias) detectadas en 24  $\mu\text{m}$  son consideradas como pasivas, mientras que el 90% restante son activas. La tasa de formación estelar media de las galaxias polvorientas pasivas es  $\overline{SFR} \sim 9 M_\odot \text{ año}^{-1}$ , su masa media es  $\overline{M_\star} \sim 10^{11} M_\odot$  y presentan  $\overline{\tau_{SFR}} \sim 2$ .

En conclusión, se ha utilizado la variable  $\tau_{SFR}$  para clasificar las galaxias en activas y pasivas en las fuentes con detección en 24  $\mu\text{m}$  ( $\tau_{SFR} > 1$ , pasivas;  $\tau_{SFR} \leq 1$ , activas), mientras que se ha utilizado el color  $NUV - R$  en reposo para clasificar las galaxias sin detección en 24  $\mu\text{m}$  ( $NUV - R > 3$ , pasivas;  $NUV - R \leq 3$ , activas). La principal novedad respecto a anteriores trabajos ha sido el uso de las relaciones masa-color- $\tau_{SFR}$  a la hora de segregar las galaxias sin detección en 24  $\mu\text{m}$  en activas (azules, con poco polvo y baja masa) y pasivas (rojas y masivas).

### 7.1.3. Galaxias activas rojas: el efecto del polvo

Uno de los mayores inconvenientes a la hora de separar las galaxias en activas y pasivas mediante su color es el efecto del polvo, que enrojece las galaxias con formación estelar intensa y produce una contaminación de la secuencia roja, idealmente formada por galaxias con una baja tasa de formación estelar. En este trabajo se ha evitado esta contaminación mediante la detección directa del polvo en 24  $\mu\text{m}$ , pero no siempre se cuenta con datos de *Spitzer*/MIPS. En esta sección se va a estudiar como varía la contaminación de las galaxias rojas por galaxias activas con polvo en función del corte en color. En la Tabla 7.1 y en la Figura 7.6 se resumen los resultados obtenidos para una muestra con  $0.35 \leq z < 1.1$  y seleccionada en masa,  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  (los resultados obtenidos para la muestra con  $M_B \leq -19.5$  son similares). Vemos como la fracción de galaxias rojas que son pasivas aumenta con el corte en  $NUV - R$ , pasando de un  $\sim 65\%$  para galaxias con  $NUV - R > 3$  (corte óptimo una vez eliminado el efecto del polvo) a un  $\sim 95\%$  para galaxias con  $NUV - R > 5$ . Es decir, se puede realizar una selección de galaxias pasivas con una baja contaminación debida a galaxias con formación estelar con un único corte en color  $NUV - R > 5$ . Con este corte, sin embargo, se pierden un  $\sim 70\%$  del total de galaxias pasivas de la muestra. A la vista de

Tabla 7.1: Fracción de galaxias rojas pasivas en función del criterio de selección

Corte en color	$f_{\text{pas}}$	$n_{\text{pas}}$	$\log(\overline{M_{\star, \text{pas}}}/M_{\odot})$
$NUV - R > 3$	64 %	272	10.62
$NUV - R > 3.5$	76 %	250	10.72
$NUV - R > 4$	88 %	210	10.73
$NUV - R > 4.5$	92 %	156	10.77
$NUV - R > 5$	96 %	84	10.78

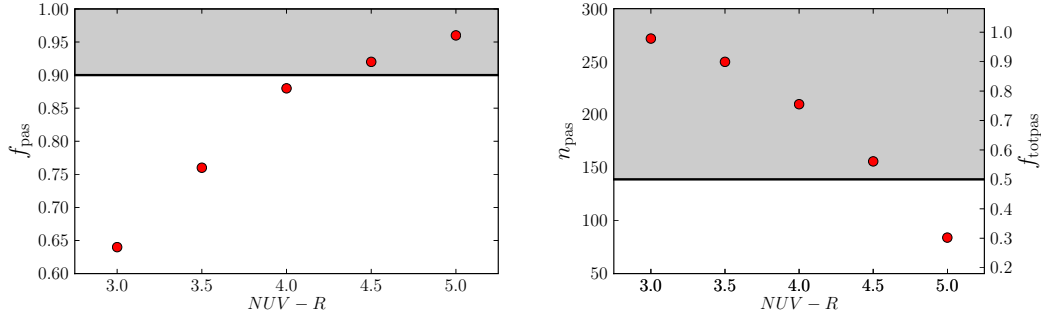


Figura 7.6: *Izquierda*: Fracción de galaxias rojas que son pasivas ( $f_{\text{pas}}$ ) en función de la condición de selección. El area gris marca una pureza en la selección superior al 90 %, es decir, una contaminación por galaxias polvorientas con formación estelar menor al 10 %. *Derecha*: Número de galaxias pasivas ( $n_{\text{pas}}$ ) en función de la condición de selección. En el eje de la derecha se representa el porcentaje de galaxias recuperadas respecto al número total de galaxias pasivas ( $f_{\text{totpas}}$ ), definido como el número de galaxias pasivas con  $NUV - R > 3$ . El area gris marca una eficiencia en la selección superior al 50 %.

los resultados, se propone como corte óptimo a la hora de seleccionar galaxias rojas pasivas a  $z \lesssim 1$  el criterio  $NUV - R > 4$ , ya que presenta una baja contaminación (88 % de las fuentes son realmente pasivas, gráfica izquierda en la Figura 7.6) y una mayor eficiencia (se seleccionan un 77 % del total de fuentes pasivas, gráfica derecha en la Figura 7.6). Señalar también que la masa media de la población pasiva resultante no varía excesivamente con la selección y solo aumenta  $\sim 0.1$  dex desde  $NUV - R > 3$  hasta  $NUV - R > 4$ , por lo que los resultados que se obtendrían en una muestra seleccionada con  $NUV - R > 4$  no presentarían un sesgo importante en masa respecto a un estudio que contara con datos en  $24 \mu\text{m}$ .

## 7.2. Evolución de las galaxias activas/pasivas con $z$

Una vez establecida la metodología para separar las galaxias de GOODS-S en activas y pasivas, se va a estudiar la evolución de la fracción de estas dos poblaciones con el desplazamiento al rojo. Además, se va a determinar la dependencia de esta evolución con la luminosidad y la masa de la muestra: se estudiarán tres muestras en luminosidad,  $M_B \leq -20.5, -20, -19.5$ , y dos en masa,  $\log(M_{\star}/M_{\odot}) \geq 10.0, 10.3$ . ¿Por qué en esta ocasión no se realiza el estudio sólo en las muestras con  $M_B \leq -20$  y  $\log(M_{\star}/M_{\odot}) \geq 10$  como en los capítulos 5 y 6? Este hecho es debido a que, en esta ocasión, no se utilizan los índices morfológicos  $A$  y  $C$  en el estudio. En el capítulo 5 se estableció  $M_B = -19.5$  como límite

Tabla 7.2: Fracción de galaxias pasivas en función de  $z$ 

Selección de la muestra	$n_{\text{tot}}$	$z = 0.475$	$z = 0.725$	$z = 0.975$
$M_B \leq -19.5$	1631	$0.286^{+0.039}_{-0.034}$	$0.225^{+0.022}_{-0.020}$	$0.136^{+0.017}_{-0.015}$
$M_B \leq -20$	1050	$0.365^{+0.050}_{-0.044}$	$0.282^{+0.030}_{-0.027}$	$0.170^{+0.022}_{-0.020}$
$M_B \leq -20.5$	603	$0.480^{+0.076}_{-0.065}$	$0.361^{+0.042}_{-0.037}$	$0.245^{+0.032}_{-0.029}$
$M_* \geq 10^{10} M_\odot$	888	$0.443^{+0.049}_{-0.044}$	$0.388^{+0.032}_{-0.029}$	$0.319^{+0.030}_{-0.027}$
$M_* \geq 2 \times 10^{10} M_\odot$	559	$0.589^{+0.057}_{-0.052}$	$0.509^{+0.041}_{-0.038}$	$0.415^{+0.040}_{-0.036}$

de completitud de la muestra en luminosidad, mientras que el límite  $M_B = -20$  vino impuesto por la dependencia con la luminosidad del degradado de la información con  $z$ , que hacía poco fiables los índices  $C$  y  $A$  para la mayoría de las galaxias menos luminosas. La muestra más luminosa y la más masiva no se consideraron en los anteriores capítulos por el bajo número de fuentes, insuficientes para obtener estadística fiable de la fracción de fusiones (capítulo 5) o de la fracción de galaxias tempranas y tardías (capítulo 6). Debido a las condiciones anteriores el estudio morfológico de las galaxias activas y pasivas de la sección 7.4 se restringirá a las muestras con  $M_B \leq -20$  y  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$ .

Como en los capítulos anteriores, se ha utilizado el método ML para obtener la fracción de galaxias activas/pasivas en tres intervalos de  $z$ . En la Tabla 7.2 se han resumido los resultados obtenidos para todas las muestras a estudio. Tan solo se presenta la fracción de galaxias pasivas ( $f_{\text{PG}}$ ) en cada intervalo de  $z$ , siendo la fracción de galaxias activas  $f_{\text{AG}} = 1 - f_{\text{PG}}$ . Vemos como la fracción de galaxias pasivas aumenta con el tiempo cósmico tanto en las muestras seleccionadas en luminosidad como en masa. También es destacable que la fracción de galaxias pasivas aumenta con la luminosidad/masa, es decir, las galaxias menos luminosas/masivas tienden a formar estrellas de forma más intensa.

Pasemos ahora al estudio detallado de las muestras seleccionadas en luminosidad. En primer lugar se estudiará la evolución de  $f_{\text{PG}}$  con el desplazamiento al rojo, para lo cual se han realizado ajustes lineales con pesos para cada selección en luminosidad, gráfica superior de la Figura 7.8. Señalar que, al contrario que en el capítulo 6, en esta ocasión no contamos con datos comparables de otros autores, ni siquiera en el Universo local, debido a los diferentes criterios de selección. El estudio de la fracción de galaxias pasivas en el Universo local con los criterios utilizados en este capítulo constituyen una importante referencia a  $z \sim 0$  y será parte del trabajo futuro. Los ajustes obtenidos son:

$$f_{\text{PG}}(z, M_B \leq -19.5) = (0.45 \pm 0.06) - (0.32 \pm 0.07)z, \quad (7.2)$$

$$f_{\text{PG}}(z, M_B \leq -20) = (0.57 \pm 0.08) - (0.41 \pm 0.09)z, \quad (7.3)$$

$$f_{\text{PG}}(z, M_B \leq -20.5) = (0.70 \pm 0.11) - (0.47 \pm 0.13)z. \quad (7.4)$$

Los parámetros de estos ajustes presentan varias propiedades interesantes:

- El valor de  $f_{\text{PG}}(0)$  aumenta con la luminosidad de selección, mientras que la evolución de  $f_{\text{PG}}(z)$  es más importante en las galaxias más luminosas. Esta diferencia no es significativa debido a las incertidumbres en los ajustes, y será el estudio de la densidad numérica (sección 7.2.1) el que proporcionará claves sobre el proceso responsable del incremento de  $f_{\text{PG}}$  con el tiempo cósmico.

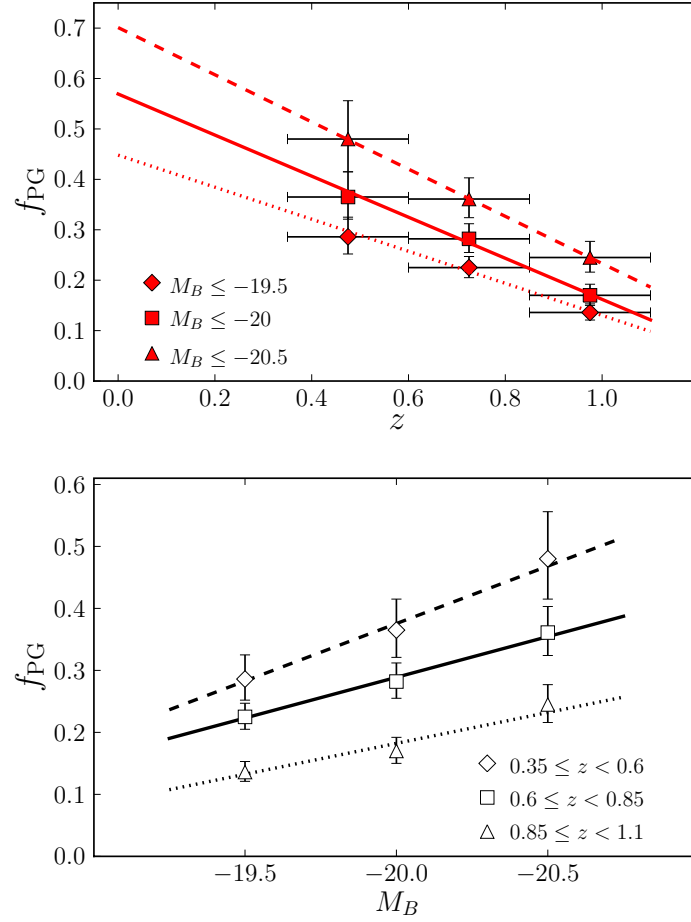


Figura 7.7: Fracción de galaxias pasivas ( $f_{PG}$ ) en función del desplazamiento al rojo (arriba) y la luminosidad de selección (abajo). El significado de los símbolos está indicado en la figura. Las distintas líneas son los ajustes lineales por mínimos cuadrados a los datos.

- Los ajustes implican que las galaxias pasivas son la población dominante ( $f_{PG} \geq 0.5$ ) a partir de  $z \sim 0.4$  para galaxias con  $M_B \leq -20.5$  y  $z \sim 0.15$  para galaxias con  $M_B \leq -20$ , mientras que las galaxias activas aún son la población dominante para galaxias con  $M_B \leq -19.5$  a  $z = 0$ .
- En la muestra con  $M_B \leq -20$ , la fracción de galaxias pasivas, ecuación (7.3), y la fracción de galaxias de tipo temprano, ecuación (6.1), son similares. Estudiaremos este hecho con más detalle en la sección 7.4.

Para comprobar la consistencia de los resultados se ha obtenido la fracción de galaxias rojas ( $f_{rojo}$ ) a partir de las funciones de luminosidad total y de la secuencia roja, definida mediante un corte en color  $U - B$ , obtenidas por Faber et al. (2007). Los valores de  $f_{rojo}$  obtenidos mediante la integración de las funciones de luminosidad están en buen acuerdo con las fracciones de galaxias pasivas del presente trabajo a  $z \sim 0.7$ . El valor de  $f_{rojo}$  también aumenta con el tiempo cósmico, aunque a una velocidad mayor que la obtenida para  $f_{pas}$ ,

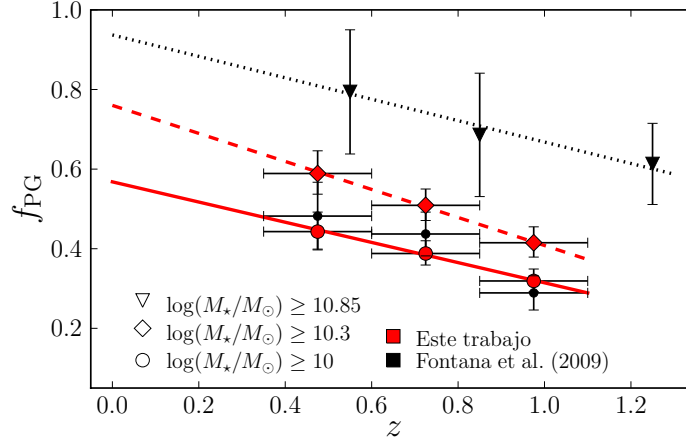


Figura 7.8: Fracción de galaxias pasivas en función del desplazamiento al rojo para galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  (círculos),  $M_* \geq 2 \times 10^{10} M_\odot$  (rombos) y  $M_* \geq 7 \times 10^{10} M_\odot$  (triángulos invertidos). Los puntos rojos son datos del presente trabajo y los negros de Fontana et al. (2009).

haciendo  $f_{\text{rojo}} > f_{\text{pas}}$  para desplazamientos al rojo menores que 0.7. Esta diferencia es menor en el caso de la muestra más luminosa. Este hecho puede explicarse si la contaminación de la secuencia roja por galaxias con formación estelar con polvo disminuye al aumentar la luminosidad. Si nos restringimos al intervalo  $z = [0.35, 0.6)$ , la fracción de galaxias rojas ( $NUV - R > 3$ ) polvorientas disminuye de un 30% para galaxias con  $M_B \leq -19.5$  hasta un 15% para galaxias con  $M_B \leq -20.5$ , como se esperaba.

Gracias a que contamos con datos para varios cortes en luminosidad podemos estudiar como varía, para un  $z$  fijo, la fracción de galaxias pasivas con la magnitud de selección de la muestra, gráfica inferior de la Figura 7.7. Realizando un ajuste lineal a los puntos tomando  $M_B = -20$  como punto cero se obtiene:

$$f_{\text{PG}}(z = 0.475, M_B) = (0.37 \pm 0.03) - (0.18 \pm 0.07)(M_B + 20), \quad (7.5)$$

$$f_{\text{PG}}(z = 0.725, M_B) = (0.29 \pm 0.02) - (0.13 \pm 0.04)(M_B + 20), \quad (7.6)$$

$$f_{\text{PG}}(z = 0.975, M_B) = (0.18 \pm 0.02) - (0.10 \pm 0.03)(M_B + 20). \quad (7.7)$$

Vemos como la pendiente del ajuste es cada vez más pequeña al aumentar el desplazamiento al rojo. Estudiando la variación con  $z$  de la pendiente obtenida en los ajustes y combinando el resultado con la ecuación (7.3), obtenemos una parametrización de  $f_{\text{PG}}$  en función de  $z$  y  $M_B$ ,

$$f_{\text{PG}}(z, M_B) = 0.57 - 0.41z - 0.25(M_B + 20) + 0.16z(M_B + 20). \quad (7.8)$$

Esta parametrización es válida para  $z < 1$ , ya que no conocemos el comportamiento de  $f_{\text{PG}}$  para desplazamientos al rojo mayores. También es importante recordar la falta de datos locales en este estudio, cuya determinación futura es necesaria para acotar los ajustes obtenidos.

Pasemos ahora al estudio de las muestras seleccionadas en masa. En este caso si contamos con una excelente referencia a desplazamientos al rojo intermedios para galaxias con

Tabla 7.3: Densidad numérica de galaxias activas y pasivas en función de  $z$ 

Selección de la muestra	Tipo de galaxias	$z = 0.475$ ( $\times 10^{-4}$ Mpc $^{-3}$ )	$z = 0.725$ ( $\times 10^{-4}$ Mpc $^{-3}$ )	$z = 0.975$ ( $\times 10^{-4}$ Mpc $^{-3}$ )
$M_B \leq -19.5$	$\rho_{AG}$	$31.8 \pm 1.7$	$41.5 \pm 1.2$	$54.2 \pm 1.1$
	$\rho_{PG}$	$12.8 \pm 1.7$	$12.1 \pm 1.2$	$8.5 \pm 1.1$
$M_B \leq -20$	$\rho_{AG}$	$17.6 \pm 1.4$	$25.1 \pm 1.0$	$35.5 \pm 1.0$
	$\rho_{PG}$	$10.1 \pm 1.4$	$9.9 \pm 1.0$	$7.3 \pm 1.0$
$M_B \leq -20.5$	$\rho_{AG}$	$8.9 \pm 1.0$	$13.3 \pm 0.9$	$20.5 \pm 0.9$
	$\rho_{PG}$	$7.3 \pm 1.0$	$7.5 \pm 0.9$	$6.6 \pm 0.9$
$M_\star \geq 10^{10} M_\odot$	$\rho_{AG}$	$35.0 \pm 3.4$	$29.6 \pm 1.9$	$25.3 \pm 1.4$
	$\rho_{PG}$	$27.9 \pm 3.4$	$18.7 \pm 1.9$	$11.8 \pm 1.4$
$M_\star \geq 2 \times 10^{10} M_\odot$	$\rho_{AG}$	$17.0 \pm 2.2$	$15.7 \pm 1.2$	$14.4 \pm 1.0$
	$\rho_{PG}$	$24.4 \pm 2.2$	$16.2 \pm 1.2$	$10.2 \pm 1.0$

$M_\star \geq 7 \times 10^{10} M_\odot$  (Fontana et al. 2009) y  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  (Adriano Fontana, comunicación privada). Ambas muestras han sido obtenidas en el campo de GOODS-S dentro del proyecto GOODS-MUSIC (Grazian et al. 2006): esto permite comparar dos muestras similares cuyos parámetros físicos (desplazamientos al rojo fotométricos, masas estelares y tasas de formación estelar) han sido determinados de forma independiente. Además, en ambos trabajos se utiliza la variable  $\tau_{SFR}$  para separar galaxias activas y pasivas. La mayor diferencia radica en el tratamiento de las galaxias sin detección en  $24 \mu\text{m}$ : separación por color (este trabajo) u obtención de la  $SFR$  mediante ajuste de SEDs (Fontana et al. 2009). En la Figura 7.8 se han representado los datos de la tabla 7.2 (puntos rojos) y los datos de Fontana et al. (2009, puntos negros). Los distintos rangos de masa están señalados en la propia figura. Llama la atención el buen acuerdo entre los datos del presente trabajo y los de Fontana para la muestra con  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  en todo el rango a estudio. Este es un punto a favor de las tasas de formación estelar determinadas mediante ajuste de SEDs en fuentes no detectadas en  $24 \mu\text{m}$ , ya que, en el presente trabajo, se han utilizado argumentos físicos para separar las galaxias en activas y pasivas.

Realizando un ajuste lineal con pesos a los datos se obtiene:

$$f_{PG}(z, M_\star \geq 10^{10} M_\odot) = (0.61 \pm 0.09) - (0.30 \pm 0.07)z \quad (7.9)$$

$$f_{PG}(z, M_\star \geq 2 \times 10^{10} M_\odot) = (0.76 \pm 0.10) - (0.35 \pm 0.13)z \quad (7.10)$$

Realizando el mismo tipo de ajuste con los datos de Fontana et al. (2009) con  $z < 2$  para la muestra más masiva se obtiene:

$$f_{PG}(z, M_\star \geq 7 \times 10^{10} M_\odot) = (0.94 \pm 0.19) - (0.27 \pm 0.14)z \quad (7.11)$$

Con estos ajustes las galaxias pasivas son la población dominante a partir de  $z \sim 0.25$  para galaxias con  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$ , a partir de  $z \sim 0.75$  para galaxias con  $M_\star \geq 2 \times 10^{10} M_\odot$  y a partir de  $z \sim 1.6$  para las galaxias más masivas. Respecto a los parámetros de los ajustes vemos que  $f_{PG}(0)$  aumenta con la masa, como era esperable, mientras que la pendiente es similar en los tres casos dentro de los errores. Estudiaremos con más detalle estos resultados en la siguiente sección.



### 7.2.1. Evolución de la densidad numérica de galaxias activas y pasivas

Tras estudiar la evolución en la fracción de galaxias pasivas y activas, lo cual proporciona una valiosa información sobre cual es la población dominante a cada  $z$ , se va a estudiar la evolución con el desplazamiento al rojo de la densidad numérica de galaxias activas ( $\rho_{AG}$ ) y pasivas ( $\rho_{PG}$ ) para distintos intervalos de luminosidad y masa. Las densidades numéricas se han obtenido aplicando las fórmulas:

$$\rho_{AG}(z, M) = f_{AG}(z, M)\rho(z, M), \quad (7.12)$$

$$\rho_{PG}(z, M) = f_{PG}(z, M)\rho(z, M), \quad (7.13)$$

donde  $M = M_B [M_\star]$  indica la selección de la muestra,  $\rho(z, M)$  es la densidad numérica a un desplazamiento al rojo  $z$  de las galaxias más luminosas [masivas] que  $M_B [M_\star]$  y las fracciones utilizadas son las obtenidas en la sección anterior. Se han resumido los resultados en la Tabla 7.3. En la Figura 7.9 se representa la densidad numérica de las galaxias activas (gráfica superior, en azul) y pasivas (gráfica inferior, en rojo) para las tres muestras seleccionadas en luminosidad. Se aprecia que las galaxias pasivas aumentan de forma moderada su densidad con el tiempo cósmico, mientras que las galaxias activas han disminuido dramáticamente su número en las tres muestras a estudio. Esto implica que el aumento en la fracción de galaxias pasivas visto en la Figura 7.7 para un rango determinado de luminosidades es debido al descenso en número de las galaxias activas y no a un aumento en la densidad numérica de galaxias pasivas. Realizando un ajuste por mínimos cuadrados con pesos a los datos de las galaxias pasivas se obtiene:

$$\log_{10}[\rho_{PG}(z, M_B \leq -19.5)] = (-2.69 \pm 0.11) - (0.36 \pm 0.15)z, \quad (7.14)$$

$$\log_{10}[\rho_{PG}(z, M_B \leq -20)] = (-2.82 \pm 0.12) - (0.29 \pm 0.15)z, \quad (7.15)$$

$$\log_{10}[\rho_{PG}(z, M_B \leq -20.5)] = (-3.07 \pm 0.13) - (0.10 \pm 0.16)z, \quad (7.16)$$

Vemos como los valores de la pendiente disminuyen con la luminosidad, aunque los errores hacen que sean compatibles entre ellos a  $1\sigma$ . Además, y debido a la falta de un valor local de referencia, los valores a  $z = 0$  no son fiables y solo sirven para describir el rango a estudio,  $z = [0.35, 1.1)$ .

Realizando el ajuste a las densidades de galaxias activas se obtiene:

$$\log_{10}[\rho_{AG}(z, M_B \leq -19.5)] = (-2.71 \pm 0.04) + (0.46 \pm 0.04)z, \quad (7.17)$$

$$\log_{10}[\rho_{AG}(z, M_B \leq -20)] = (-3.04 \pm 0.06) + (0.61 \pm 0.06)z, \quad (7.18)$$

$$\log_{10}[\rho_{AG}(z, M_B \leq -20.5)] = (-3.45 \pm 0.09) + (0.78 \pm 0.09)z. \quad (7.19)$$

En este caso la evolución de  $\rho_{AG}$  muestra una dependencia clara con la luminosidad, siendo más importante en las galaxias más luminosas: las galaxias con  $M_B \leq -20.5$  a  $z = 0.35$  son un  $\sim 30\%$  de las existentes a  $z = 1$ , mientras que estos porcentajes son del  $\sim 40\%$  y el  $\sim 50\%$  para las galaxias con  $M_B \leq -20$  y  $M_B \leq -19.5$ , respectivamente. Esto indica que las galaxias más luminosas se ven más afectadas por el proceso responsable del cese de la formación estelar desde  $z = 1$ , disminuyendo su número más rápidamente que en el caso de

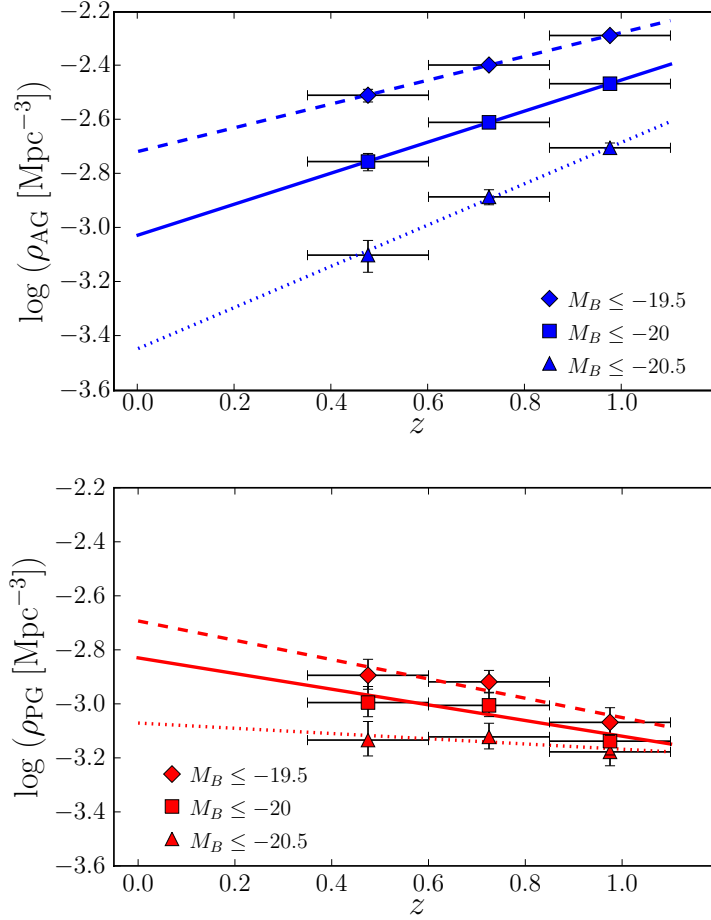


Figura 7.9: Densidad numérica de galaxias activas ( $\rho_{AG}$ , arriba) y pasivas ( $\rho_{PG}$ , abajo) en función del desplazamiento al rojo para galaxias con  $M_B \leq -19.5$  (rombos),  $M_B \leq -20$  (cuadrados) y  $M_B \leq -20.5$  (triángulos). Las distintas líneas son los ajustes lineales con pesos por mínimos cuadrados a los datos.

las menos luminosas.

Pasemos ahora al estudio de la densidad de galaxias pasivas en las muestras seleccionadas en masa. La densidad numérica para los tres intervalos de masa a estudio se presentan en la Figura 7.10. Vemos como en los tres casos la densidad numérica de galaxias pasivas aumenta con el tiempo cósmico. Sin embargo, el hecho más destacable es la pendiente en esta evolución, muy similar a simple vista. Realizando un ajuste lineal con pesos se obtiene:

$$\log_{10}[\rho_{PG}(z, \log(M_*/M_\odot) \geq 10)] = (-2.19 \pm 0.10) - (0.75 \pm 0.13)z, \quad (7.20)$$

$$\log_{10}[\rho_{PG}(z, \log(M_*/M_\odot) \geq 10.3)] = (-2.25 \pm 0.08) - (0.76 \pm 0.11)z \quad (7.21)$$

$$\log_{10}[\rho_{PG}(z, \log(M_*/M_\odot) \geq 10.85)] = (-2.65 \pm 0.12) - (0.61 \pm 0.10)z. \quad (7.22)$$

Vemos como, efectivamente, las pendientes obtenidas con los datos del presente trabajo son similares, mientras que en el caso de los datos de Fontana et al. (2009) la pendiente

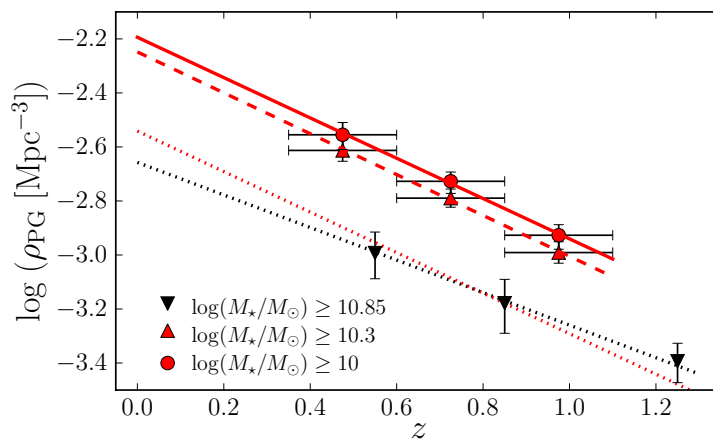


Figura 7.10: Densidad numérica de galaxias pasivas ( $\rho_{PG}$ ) en función del desplazamiento al rojo para galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  (círculos),  $M_* \geq 2 \times 10^{10} M_\odot$  (rombos) y  $M_* \geq 7 \times 10^{10} M_\odot$  (triángulos invertidos). Los puntos rojos son datos del presente trabajo y los negros de Fontana et al. (2009). Las distintas líneas son los ajustes lineales con pesos de los datos. La línea roja en el caso de los datos de Fontana et al. (2009) representa el ajuste con una pendiente fija de -0.75 (ver el texto para más detalles).

es ligeramente menor, aunque los errores hacen que esta diferencia no sea significativa. Para comprobar este hecho también se ha realizado el ajuste a los datos imponiendo una pendiente de -0.75 (línea roja de puntos en la Fig. 7.10), y vemos que es compatible con los datos dentro de los errores. Señalar que, aunque el ajuste realizado a los datos es una buena representación en el rango a estudio, una ley de potencias reproduce mejor la evolución observada en la densidad numérica de galaxias cuando se cuenta con datos a  $z \geq 1.5$  (p. ej., Taylor et al. 2009). Si comparamos los ajustes obtenidos para galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  en el caso pasivo y temprano (ecuación [6.12]), vemos como el valor en el origen y la pendiente son similares. Esto sugiere que galaxia pasiva  $\sim$  tipo temprano. En la sección 7.4 estudiaremos la estructura de las galaxias activas y pasivas para conocer más sobre este aspecto.

Si realizamos un estudio similar con la densidad de galaxias activas obtenemos los siguientes ajustes:

$$\log_{10}[\rho_{AG}(z, \log(M_*/M_\odot) \geq 10)] = (-2.32 \pm 0.08) - (0.28 \pm 0.10)z, \quad (7.23)$$

$$\log_{10}[\rho_{AG}(z, \log(M_*/M_\odot) \geq 10.3)] = (-2.69 \pm 0.10) - (0.16 \pm 0.12)z \quad (7.24)$$

En este caso las pendientes también son similares dentro de los errores,  $\sim 0.22$ , y menores que la pendiente obtenida para el caso de las galaxias pasivas,  $\sim 0.75$ . Esto nos dice que la evolución en la fracción de galaxias pasivas con  $z$  es debido al aumento en la densidad de galaxias pasivas, al contrario de lo que sucedía en el caso de las muestras seleccionadas en luminosidad.

### Sobre el concepto de "downsizing"

El concepto de "downsizing", utilizado ampliamente en la literatura, se refiere a dos hechos observacionales: (i) las galaxias más masivas han formado sus estrellas antes y en

un periodo de tiempo más corto que las menos masivas (p. ej., Thomas et al. 2005), y (ii) la formación estelar se localiza en galaxias cada vez menos masivas según avanza el tiempo cósmico (p. ej., Cowie et al. 1996; Bundy et al. 2006). En el presente estudio se observa claramente el segundo fenómeno: la fracción de galaxias pasivas es mayor al aumentar la masa de selección y, para una masa dada, al aumentar el tiempo cósmico (Fig. 7.8).

El resultado más destacable que se ha encontrado en la sección previa es la similitud en la evolución de la densidad numérica de galaxias pasivas para distintas masas (Fig. 7.10). Puesto que el criterio de galaxia pasiva que se ha utilizado es  $\tau_{SFR} = 1/(SSFR \times t_H(z)) > 1$  (ecuación [7.1]), la evolución similar observada para diferentes masas se traduce en una evolución con  $z$  similar en la tasa de formación estelar específica,  $SSFR = SFR/M_*$ , para distintas masas. Este hecho ha sido observado por Zheng et al. (2007) y Damen et al. (2009): en su estudio de la evolución con  $z$  de  $SSFR$  para diferentes intervalos de masa encuentran que esta evolución no depende de la masa.

¿Qué mecanismo es el responsable del cese de la formación estelar en las galaxias y hace que la fracción de galaxias pasivas aumente con el tiempo cósmico? Podemos imaginar diferentes mecanismos, como la retroalimentación debida a supernovas y AGN, que calientan el gas de la galaxia impidiendo la formación estelar (Springel et al. 2005); el cese del suministro de nuevo gas a la galaxia, lo cual se traduce en la incapacidad de formar nuevas estrellas (Zheng et al. 2007); o simplemente efectos dinámicos, los cuales pueden estabilizar la componente gaseosa de la galaxia, evitando la fragmentación del gas y la formación estelar (Martig et al. 2009). Sea cual sea el mecanismo, los resultados implican que ha de ser igual de eficiente en las galaxias más masivas y en las menos masivas, dando lugar a la evolución independiente de la masa observada en  $SSFR$ . Esto, por ejemplo, descarta los AGN como responsables del cese de la formación estelar, ya que es un mecanismo dependiente de la masa (Zheng et al. 2007).

Por otra parte, si este mecanismo opera de forma similar en un amplio rango de masa, ¿por qué la fracción de galaxias pasivas aumenta con la masa de selección? Dicho en otras palabras, ¿por qué la evolución en la fracción de galaxias pasivas *no depende de la masa*, pero si lo hace su punto cero? Esto indica que el cese de la formación estelar comienza a operar antes en las galaxias más masivas, aunque el mecanismo es el mismo que afecta a las galaxias menos masivas. La evolución en la densidad numérica de las galaxias activas en las muestras seleccionadas en  $M_B$  (gráfica superior de la Fig. 7.9) proporciona una pista sobre el por qué de este hecho: esta evolución es más importante en las galaxias más luminosas, sugiriendo que las galaxias que están formando más estrellas (y, por tanto, son más luminosas en la banda  $B$ ) se ven más afectadas por el cese en la formación estelar. Si esto es así, se concluye que las galaxias más masivas son las primeras en ser pasivas porque han sufrido intensos brotes de formación estelar a alto desplazamiento al rojo, lo cual está en acuerdo con el fenómeno (i) expuesto al principio de esta sección. Esta visión, por ejemplo, favorece la hipótesis de que las galaxias submilimétricas a  $z = 2 - 3$  son precursoras de las galaxias elípticas masivas a  $z \sim 1$ : las galaxias submilimétricas presentan una masa barionica (estrellas + gas) elevada,  $M_{\text{bari}} \sim 5 \times 10^{11} M_{\odot}$ , y una formación estelar muy importante,  $SFR \sim 400 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$  (p. ej., Coppin et al. 2008), por lo que, según el esquema presentado en esta sección, deberían ser las primeras en cesar su formación estelar y pasar a ser pasivas.

En resumen, los resultados del presente trabajo están en acuerdo con las observaciones

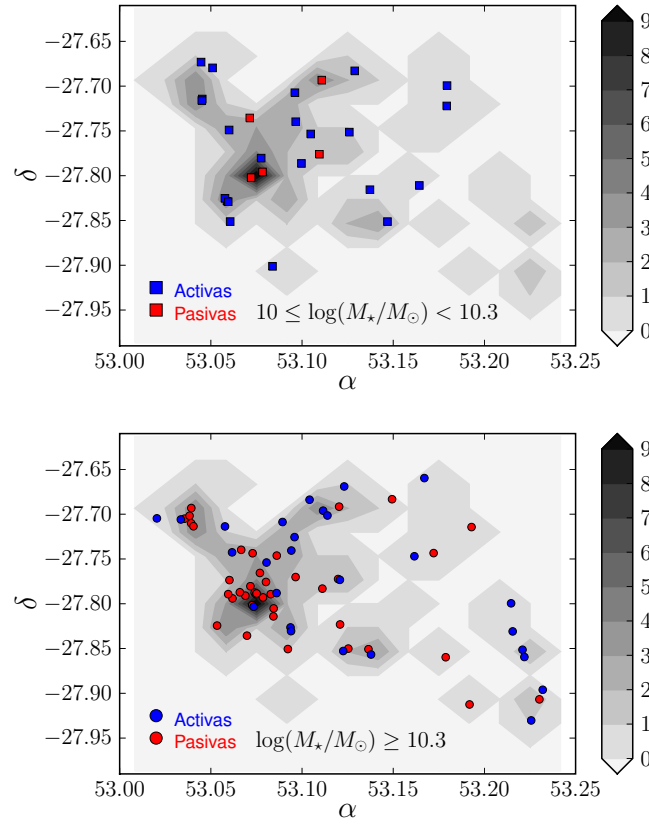


Figura 7.11: Densidad de galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  en la estructura a gran escala de GOODS-S en el plano del cielo (escala de grises). En ambas gráficas los símbolos azules representan galaxias activas y los rojos pasivas en dos intervalos de masa:  $10^{10} M_\odot \leq M_* < 2 \times 10^{10} M_\odot$  (izquierda) y  $M_* \geq 2 \times 10^{10} M_\odot$  (derecha).

que dan lugar al concepto de "downsizing" y sugieren que el cese de la formación estelar comienza antes en las galaxias más masivas debido a que forman estrellas violentamente a alto desplazamiento al rojo, mientras que el proceso responsable de dicho cese en la formación estelar es independiente de la masa y es similar en las galaxias menos masivas.

### 7.2.2. Galaxias activas/pasivas en la LSS

Siguiendo los pasos del capítulo 6, la evolución en la fracción de galaxias activas y pasivas se ha realizado en muestras sin la estructura a gran escala (LSS) presente en el campo de GOODS-S a  $z = 0.735$ , la cual se va a estudiar en detalle en esta sección. En la Tabla 7.4 se muestra la fracción de galaxias pasivas en la LSS y en campo a  $z = 0.725$  para distintas muestras, así como el número de galaxias en la LSS ( $n_{\text{LSS}}$ ). En el caso de las muestras seleccionadas en luminosidad la fracción de galaxias pasivas es un factor  $\sim 2$  mayor que en el campo, mientras que en las muestras seleccionadas en masa este aumento es mucho menor,  $\sim 1.3$ . Esto indica que *los entornos densos tienden a suprimir la formación estelar*,

Tabla 7.4: Fracción de galaxias pasivas en la LSS

Selección de la muestra	$n_{\text{LSS}}$	$z = 0.725$	LSS ( $z = 0.735$ )
$M_B \leq -19.5$	109	$0.225^{+0.022}_{-0.020}$	$0.376^{+0.035}_{-0.032}$
$M_B \leq -20$	72	$0.282^{+0.030}_{-0.027}$	$0.500^{+0.043}_{-0.040}$
$M_B \leq -20.5$	45	$0.361^{+0.042}_{-0.037}$	$0.578^{+0.050}_{-0.056}$
$M_* \geq 10^{10} M_\odot$	94	$0.388^{+0.032}_{-0.029}$	$0.479^{+0.038}_{-0.035}$
$M_* \geq 2 \times 10^{10} M_\odot$	67	$0.509^{+0.041}_{-0.038}$	$0.597^{+0.041}_{-0.046}$

pero que su efecto es secundario respecto a la dependencia en dicha supresión con la masa estelar.

En la Figura 7.11 se representa la densidad numérica de galaxias en el plano del cielo para la muestra con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$ . Además, podemos ver las galaxias activas (azul) y pasivas (rojo) para dos intervalos diferentes de masa:  $10^{10} M_\odot \leq M_* < 2 \times 10^{10} M_\odot$  (gráfica superior) y  $M_* \geq 2 \times 10^{10} M_\odot$  (gráfica inferior). Vemos como las galaxias pasivas tienden a situarse en las zonas más densas, mientras que las galaxias activas ocupan preferentemente zonas menos pobladas. Además, el 82 % de las galaxias con  $10^{10} M_\odot \leq M_* < 2 \times 10^{10} M_\odot$  son activas, con tan solo un 18 % de galaxias pasivas, y se encuentran preferentemente en las zonas menos densas.

Comparando las fracciones de galaxias activas/pasivas en la LSS con las de tipos tempranos/tardíos del capítulo 6 para galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$ , vemos como la fracción de tipos tempranos es mayor que la de galaxias pasivas (0.7 vs 0.5). Para estudiar este hecho se han separado las galaxias activas y pasivas en tipos tempranos y tardíos. Las diferentes poblaciones se denotarán en lo sucesivo como ALT (tipos tardíos activos), AET (tipos tempranos activos), PET (tipos tempranos pasivos) y PLT (tipos tardíos pasivos). Aplicando el método ML sobre los datos se encuentra que el  $\sim 100$  % de las galaxias pasivas en la LSS son tipos tempranos. Solo hay 2 galaxias seleccionadas como tipos tardíos, pero ambas son compatibles, dentro de su error, con ser tipos tempranos (gráfica inferior de la Fig. 7.12). En el caso de las galaxias activas, sin embargo, la situación es diferente: un  $33 \pm 6$  % de las galaxias activas en la LSS son tipos tempranos, con un  $\sim 65$  % de tipos tardíos (gráfica superior de la Fig. 7.12). Una forma de explicar las fracciones observadas es mediante el choque con el medio intergaláctico del cúmulo ("ram-pressure stripping" en inglés, Gunn & Gott 1972; Tonnesen & Bryan 2009): las galaxias espirales activas que entran en el potencial del cúmulo pierden el gas de las partes externas del disco en su interacción con el medio interestelar del cúmulo. Las partes internas, sin embargo, retienen el gas debido al mayor potencial de la galaxia y continúan formando estrellas: la galaxias es activa, pero su luz está más concentrada y se clasifica como un tipo temprano. El posterior cese de la formación estelar dará lugar a una galaxia pasiva de tipo temprano. Esta secuencia evolutiva está a favor del origen espiral de las galaxias lenticulares, al menos en entornos densos (p. ej., Fasano et al. 2000; Aragón-Salamanca et al. 2006; Bedregal et al. 2006; Barr et al. 2007; Bedregal et al. 2008). Por último, destacar que las tres fusiones mayores de disco de la LSS son activas. Se estudiará si sucede lo mismo para las fusiones de campo en la siguiente sección. La comparación de estos resultados con los obtenidos por el grupo STAGES<sup>1</sup> (Space

<sup>1</sup><http://www.nottingham.ac.uk/astronomy/stages/index.html>

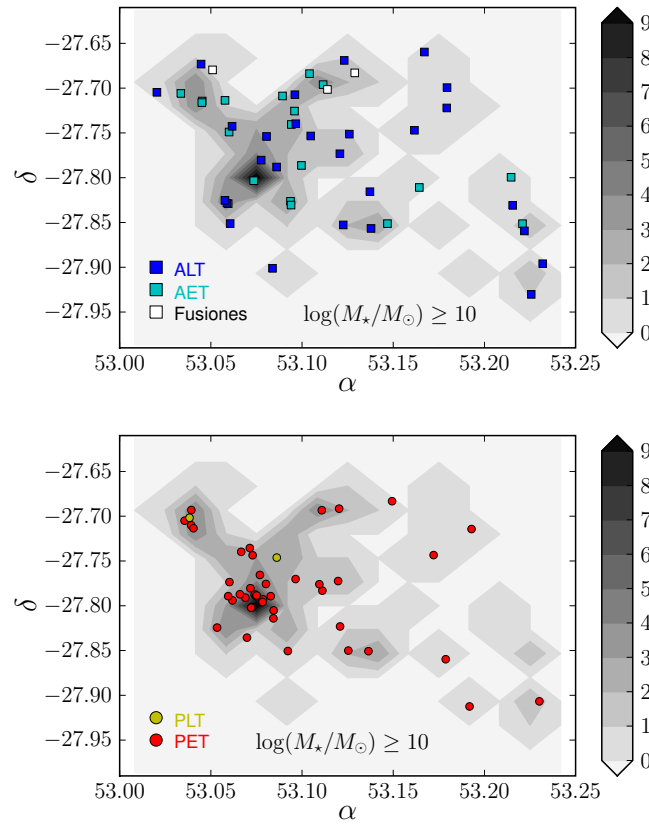


Figura 7.12: Densidad de galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  en la estructura a gran escala de GOODS-S en el plano del cielo (escala de grises). *Arriba*: Galaxias activas de tipo tardío (azul), temprano (cian) y fusiones (blanco). *Abajo*: Galaxias pasivas de tipo temprano (rojo) y tardío (amarillo).

Telescope A901/902 Galaxy Evolution Survey) en el supercúmulo A901/902 a  $z \sim 0.165$  permitirán conocer si hay alguna evolución con  $z$  en las propiedades observadas, algo que se deja como trabajo futuro.

### 7.3. Fusiones de galaxias: activas vs pasivas

En el estudio de la fracción de fusiones mediante criterios morfológicos realizado en los capítulos 4 y 5 de esta memoria de tesis se asumió, en base a simulaciones numéricas (Conselice 2006b; Lotz et al. 2008b) y al uso de ULIRGs en la calibración de los criterios de fusión (Conselice 2003; Lotz et al. 2004), que la metodología empleada tan solo es sensible a fusiones mayores entre galaxias de disco. Bajo esta asunción, y debido a la intensa formación estelar de los remanentes de este tipo de fusiones, se esperaría que *todos* los sistemas considerados como fusiones fueran seleccionados como galaxias activas. Gracias a la separación entre galaxias activas y pasivas que se ha realizado en este capítulo seremos capaces, por primera vez, de comprobar esta asunción en un estudio a desplazamiento al rojo intermedio. Para ello se ha determinado la fracción de galaxias activas que son fusiones

Tabla 7.5: Fracción de fusiones de galaxias activas,  $f_m^{AG}$ , en GOODS-S

Metodo	$z = 0.475$	$z = 0.725$	$z = 0.975$
Determinación directa	$0.040^{+0.047}_{-0.022}$	$0.040^{+0.026}_{-0.016}$	$0.050^{+0.018}_{-0.013}$
Determinación indirecta	$0.041 \pm 0.027$	$0.043^{+0.021}_{-0.015}$	$0.052^{+0.014}_{-0.011}$

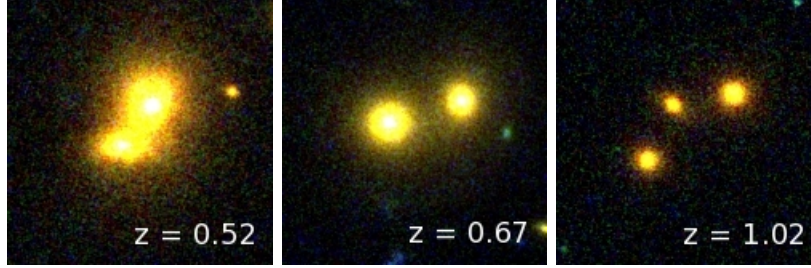


Figura 7.13: Ejemplo de fuentes pasivas con  $z < 1.1$  en GOODS-S consideradas como fusiones mayores de disco ( $A_f > 0.3$ ). Todas las imágenes tienen un tamaño de  $5'' \times 5''$  con el norte hacia arriba y el este a la derecha. Además, en cada una podemos ver el desplazamiento al rojo de la fuente.

mayores de discos ( $f_m^{AG}$ ) de dos formas distintas:

1. **Determinación directa.** En este caso se ha determinado la fracción de fusiones de forma análoga a la descrita en el capítulo 5 pero tomando como muestra las galaxias activas con  $M_B \leq -20$ .
2. **Determinación indirecta.** En este caso se ha tomado la fracción de fusiones *total* determinada en el capítulo 5 para la muestra con  $M_B \leq -20$  y se han dividido estos valores por la fracción de galaxias activas en cada intervalo de  $z$  obtenido en este capítulo, Tabla 7.2. En el caso del intervalo de menor desplazamiento al rojo se ha utilizado como fracción de fusiones total el valor que se desprende del ajuste realizado en el capítulo 5 (en el capítulo 5 se definió un primer intervalo en  $z$  mayor debido a la necesidad de contar con más fuentes en el estudio de masa).

Para validar la suposición inicial, la fracción de fusiones de galaxias activas ha de ser similar independientemente del método utilizado. En la Tabla 7.5 se resumen los resultados obtenidos. Vemos como la diferencia entre las dos determinaciones en todos los intervalos a estudio es menor de 0.003 ( $\sim 0.2\sigma$ ). Además, los errores obtenidos con los dos métodos son comparables. Sin embargo, existen tres fuentes pasivas con una alta asimetría ( $A_f > 0.30$ ) y  $z < 1.1$  (Fig. 7.13). Es evidente que se trata de fusiones entre esferoides con poca cantidad de gas que contaminan la muestra en el caso de la determinación indirecta, pero que no son representativas estadísticamente. En conclusión, *la asunción inicial de que la metodología utilizada hasta ahora en esta tesis es solo sensible a fusiones mayores de disco es válida a pesar de la contaminación por fusiones entre esferoides*, y quedan refrendados todos los resultados presentados en los capítulos 4, 5 y 6 sobre la importancia de las fusiones de disco en la evolución galáctica. El estudio de las fusiones entre esferoides queda fuera de los objetivos de la presente tesis y forma parte del trabajo futuro.



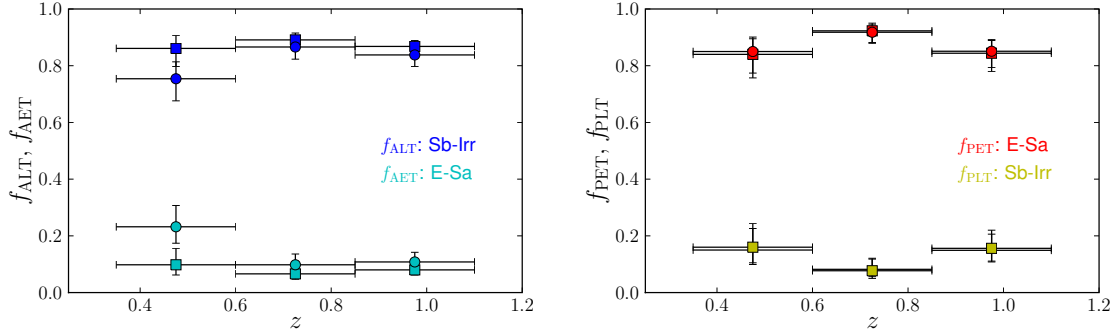


Figura 7.14: *Izquierda*: Fracción de galaxias activas que son tipos tardíos (cian) y tempranos (azul). *Derecha*: Fracción de galaxias pasivas que son tipos tardíos (rojo) y tempranos (amarillo). En ambos paneles los cuadrados muestran los resultados para galaxias con  $M_B \leq -20$  y los círculos para galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$ .

#### 7.4. La estructura de las galaxias activas y pasivas

Una vez que se han disgregado las galaxias de GOODS-S en activas y pasivas el siguiente paso es estudiar la estructura de ambas poblaciones utilizando la metodología desarrollada en el capítulo 6. Como se indicó en la sección 7.2, este estudio se realizará sobre las muestras con  $M_B \leq -20$  y  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$ . Se empezará con las galaxias activas, las cuales se espera estén compuestas principalmente por tipos tardíos (Sb-Irr). La fracción de tipos tempranos activos,  $f_{AET}$ , se ha determinado directamente de los datos, mientras que se ha considerado que la fracción de tipos tardíos activos es  $f_{ALT} = 1 - f_{AET} - f_m^{AG}$ . En la Tabla 7.6 y en la gráfica izquierda de la Figura 7.14 podemos ver los resultados obtenidos. Vemos como, acorde a lo esperado, las galaxias de tipo tardío son la población dominante en todo el rango a estudio. En el caso de la muestra seleccionada en luminosidad (galaxias con  $M_B \leq -20$ ), la fracción de galaxias activas de tipo tardío ( $f_{ALT}$ ) y temprano ( $f_{AET}$ ) son consistentes con ser constantes en todo el rango a estudio,  $f_{ALT} \sim 0.86$  y  $f_{AET} \sim 0.11$ . Sin embargo, el comportamiento en la muestra seleccionada en masa es diferente y se aprecia una disminución/aumento con el tiempo cósmico de la fracción de tipos tardío/tempranos:  $f_{ALT} \propto (0.16 \pm 0.11)z$  y  $f_{AET} \propto (-0.25 \pm 0.11)z$ . Esta tendencia viene trazada por el dato a  $z = 0.475$ , por lo que no es estadísticamente significativa. Sin embargo, el uso de resultados obtenidos a  $z \sim 0.1$  por otros autores permitirá afianzar esta tendencia en la siguiente sección. La evolución observada implica que  $f_{AET}(0.735) \sim 15\%$ , mientras que  $f_{AET}^{LSS} \sim 30\%$  (sección 7.2.2). Es decir, se observa un mayor porcentaje de galaxias activas de tipo temprano en entornos densos, sugiriendo que el entorno juega un papel en la evolución estructural de las galaxias. Este papel, sin embargo, es secundario: el trabajo de van der Wel (2008) con galaxias del SDSS encuentra que la estructura depende principalmente de la masa de la galaxia y más débilmente del entorno.

Pasemos ahora al estudio de la estructura de las galaxias pasivas. En este caso se ha determinado la fracción de galaxias pasivas de tipo tardío,  $f_{PLT}$ , mientras que la fracción de galaxias pasivas de tipo temprano es  $f_{PET} = 1 - f_{PLT}$ . En esta ocasión no se considera

Tabla 7.6: Fracción de tipos tempranos y tardíos de las galaxias activas

$z$	$f_{\text{AET}}$	$f_{\text{ALT}}$
$M_B \leq -20$		
$z = 0.475$	$0.098^{+0.058}_{-0.036}$	$0.861^{+0.045}_{-0.064}$
$z = 0.725$	$0.066^{+0.026}_{-0.019}$	$0.890^{+0.024}_{-0.033}$
$z = 0.975$	$0.080^{+0.023}_{-0.018}$	$0.868^{+0.021}_{-0.027}$
$M_* \geq 10^{10} M_\odot$		
$z = 0.475$	$0.232^{+0.075}_{-0.058}$	$0.754^{+0.060}_{-0.075}$
$z = 0.725$	$0.098^{+0.038}_{-0.031}$	$0.866^{+0.033}_{-0.043}$
$z = 0.975$	$0.108^{+0.034}_{-0.027}$	$0.838^{+0.031}_{-0.041}$

Tabla 7.7: Fracción de tipos tempranos y tardíos de las galaxias pasivas

$z$	$f_{\text{PET}}$	$f_{\text{PLT}}$
$M_B \leq -20$		
$z = 0.475$	$0.840^{+0.055}_{-0.083}$	$0.160^{+0.083}_{-0.055}$
$z = 0.725$	$0.923^{+0.027}_{-0.041}$	$0.077^{+0.041}_{-0.037}$
$z = 0.975$	$0.844^{+0.045}_{-0.064}$	$0.156^{+0.064}_{-0.045}$
$M_* \geq 10^{10} M_\odot$		
$z = 0.475$	$0.850^{+0.051}_{-0.076}$	$0.150^{+0.076}_{-0.051}$
$z = 0.725$	$0.918^{+0.026}_{-0.039}$	$0.082^{+0.039}_{-0.026}$
$z = 0.975$	$0.851^{+0.041}_{-0.057}$	$0.149^{+0.057}_{-0.041}$

la fracción de fusiones ya que, como se demostró en la sección anterior, la metodología empleada solo es efectiva a la hora de seleccionar fusiones de disco activas. Por otro lado, la fracción de fusiones entre galaxias rojas es  $\sim 1\%$  hasta  $z \sim 1$  (Bell et al. 2006a; Lotz et al. 2008a; Wen et al. 2009), un valor bajo que no va a modificar de forma apreciable los resultados del presente estudio. Los resultados se han resumido en la Tabla 7.6 y en la gráfica derecha de la Figura 7.14. En este caso las galaxias de tipo temprano dominan la población pasiva,  $f_{\text{PET}} \sim 0.9$ , tanto en la muestra seleccionada en luminosidad como en masa. Los tipos tempranos dan cuenta del resto de las galaxias pasivas,  $f_{\text{PLT}} \sim 0.1$ .

En resumen, los resultados de esta sección son:

- **El 90 % de las galaxias pasivas son galaxias de tipo temprano** (gráfica derecha de la Figura 7.14), es decir, con alta concentración y baja asimetría (sección 6.1). En términos de morfología clásica son galaxias dominadas por una componente esferoidal (E/S0/Sa). Esta población forma la *secuencia roja*, cuya evolución estudiaremos en la siguiente sección.
- **La fracción de galaxias pasivas de tipo tardío es baja** ( $\sim 5\%$  de la población total, gráfica derecha de la Figura 7.14), en buen acuerdo con Zamojski et al. (2007). Estas galaxias son discos rojos, de baja concentración y alta asimetría, que han gastado sus reservas de gas. En el Universo local se encuentran, preferentemente, en las zonas de densidad intermedia de los cúmulos locales (Goto et al. 2003; Wolf

et al. 2009). Es importante tener en cuenta que, debido al proceso de degradado de las imágenes que se ha realizado para homogeneizar la información morfológica de las muestras en la banda  $B$  y al bajo brillo superficial en esta banda de un disco formado por una población vieja, estas estructuras son las más difíciles de recuperar: la mayoría de los sistemas pasivos han de contar con una componente de alto brillo superficial (esferoide) para ser detectadas y medidas con fiabilidad. Este hecho supone un sesgo en la fracción de galaxias pasivas de tipo temprano, que podría ser mayor que el valor medido. Sin embargo, estas galaxias también son escasas en el Universo local (Lee et al. 2008), donde se esperaría una mayor fracción que a  $z$  mayores debido al descenso en la formación estelar del Universo con el tiempo cósmico.

- En la muestra seleccionada en luminosidad, **la mayoría ( $\sim 85\%$ ) de las galaxias activas son de tipo tardío (Sb-Irr)**. Como se ha visto en el punto anterior, las galaxias pasivas de tipo tardío son escasas ( $\sim 5\%$  de la población total), lo que significa que *más del 90% de las galaxias de tipo tardío son activas*. Esta correlación tipo tardío  $\rightarrow$  galaxia activa también se desprende del estudio de la densidad numérica de la siguiente sección. Por otra parte, en la sección 7.3 también se demostró que las fusiones mayores obtenidas mediante criterios morfológicos son activas. Estos dos resultados justifican las suposiciones realizadas en la sección 6.4, en la cual se determinó la relación entre la formación estelar localizada en galaxias de tipo tardío ( $SFR_{LT}$ ) y la que se produce en sistemas en interacción ( $SFR_m$ ) el rango  $0.4 \leq z < 0.8$ ,  $R_{LT} = 3.4$  (ecuación [6.9]).

En la sección 6.4 también se determinó la fracción de la formación estelar total inducida directamente por fenómenos de interacción,  $f_{SF,m}^{tri} = 9_{-4}^{+12}\%$ . En ese momento se asumió que  $R_{ET} = 0$  (ecuación [6.11]), es decir, que no hay formación estelar en galaxias de tipo temprano, algo que ahora se ha comprobado que no es cierto. Considerando que en el rango  $0.4 \leq z < 0.8$  se tiene  $f_m^{mph} = 0.026_{-0.009}^{+0.014}$  y  $f_{ET} = 0.364_{-0.026}^{+0.029}$ , y asumiendo  $\mu_{ET} \sim 0.2$  (siguiente sección) y el resto de parámetros idénticos a los utilizados en determinación de  $R_{LT}$  (sección 6.4), se obtiene  $R_{ET} \sim 0.4$ . Este valor es menor que uno, lo que implica que la formación estelar en galaxias de tipos tempranos es menor que la que se está produciendo en sistemas en fusión. Esto hace que el valor de  $f_{SF,m}^{tri}$  señalado anteriormente no varíe.

En este punto contamos con información estructural de todas las poblaciones activas, por lo que podemos estimar que porcentaje de la formación estelar total que produce en tipos tempranos, tardíos y en sistemas en fusión en el rango  $0.4 \leq z < 0.8$ , obteniéndose  $f_{SF,ET} \sim 10\%$ ,  $f_{SF,LT} \sim 70\%$  y  $f_{SF,m} \sim 20\%$ , respectivamente. Por tanto, *la formación estelar en el rango  $0.4 \leq z < 0.8$  se produce principalmente en galaxias de tipo tardío, siendo la contribución de las galaxias de tipo temprano de un  $\sim 10\%$* . Señalar que este estudio se ha realizado para las galaxias con  $M_B \leq -20$ , pero los resultados son similares si se utiliza la muestra seleccionada en masa.

- En la muestra seleccionada en masa se aprecia un **aumento con el tiempo cósmico en la fracción de galaxias activas de tipo temprano**, (gráfica izquierda de la Figura 7.14). Aunque esta tendencia no es significativa, quedará refrendada en la siguiente sección al completar el presente estudio con datos de otros autores a  $z \sim 0.1$ .

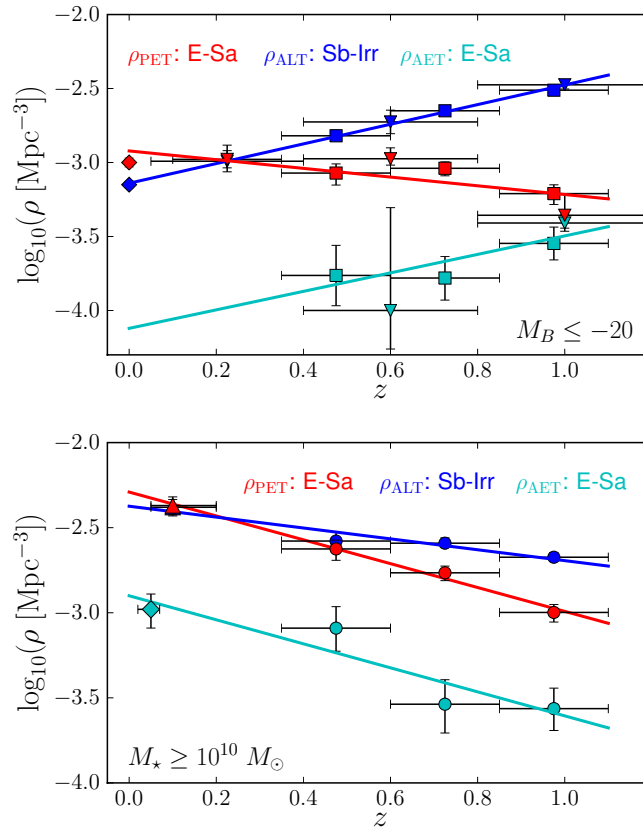


Figura 7.15: Evolución en la densidad numérica de galaxias con el desplazamiento al rojo. En ambas gráficas los datos azules representan galaxias activas de tipo tardío ( $\rho_{\text{ALT}}$ ), los rojos galaxias pasivas de tipo temprano ( $\rho_{\text{PET}}$ ) y los celestes galaxias activas de tipo temprano ( $\rho_{\text{AET}}$ ). *Arriba*: galaxias con  $M_B \leq -20$ . Los datos son del presente estudio (cuadrados), Ilbert et al. (2006, triángulos invertidos) y el punto cero en los ajustes del capítulo 6 para galaxias de tipo temprano y tardío (rombos). *Abajo*: galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$ . Los datos son del presente estudio (círculos), Mandelbaum et al. (2006, triángulos) y la estimación a  $z \sim 0.05$  obtenida del trabajo de Gadotti (2009, rombo) para galaxias activas de tipo temprano (ver texto para más detalles). Las distintas líneas son los mejores ajustes por mínimos cuadrados a los datos.

Esta tendencia, unida al descenso de la tasa de fusiones mayores de disco, afianza la idea planteada en el capítulo anterior de la existencia de una línea evolutiva menos violenta, es decir, fusiones menores y evolución secular, en la transformación entre tipos tardíos y tempranos. Se estudiará esta hipótesis con más detalle en la siguiente sección.

## 7.5. Evolución en la densidad numérica de galaxias

Tras el estudio de la composición estructural de las galaxias activas y pasivas, vamos a concentrarnos en la evolución con  $z$  de la densidad numérica de las distintas poblaciones. En la Figura 7.15 se ha representado la densidad numérica de las galaxias pasivas de tipo temprano (PET o secuencia roja, puntos rojos), de las galaxias activas de tipo tardío (ALT,

puntos azules) y de las galaxias activas de tipo temprano (AET, puntos celestes). No se ha representado la densidad de las galaxias pasivas de tipo tardío (PLT) debido a su baja abundancia en el rango de estudio (ver sección anterior). Al contrario que en el capítulo anterior, no contamos con valores locales que sirvan de referencia para acotar las tendencias observadas, pero se utilizará toda la información disponible en los estudios a  $z \sim 0.1$  para obtener, al menos, una estimación de las densidades de las diferentes poblaciones.

En el caso de la muestra seleccionada en luminosidad (gráfica superior en la Fig. 7.15) la densidad de galaxias activas desciende tanto para galaxias de tipo temprano como tardío, siendo la población de tipo tardío la dominante en todo el rango de  $z$  a estudio. Esto confirma que la mayor parte de la formación estelar se encuentra localizada en galaxias de tipo tardío y que el descenso en el número de este tipo de objetos es debido al descenso de la formación estelar en el Universo. Más interesante es el comportamiento de los tipos tempranos. En el anterior capítulo vimos como la densidad de galaxias de tipo temprano es constante con el tiempo cósmico (gráfica superior de la Fig. 6.7). Sin embargo, al separar esta población en activa y pasiva nos encontramos con dos tendencias diferentes: la densidad numérica de tipos tempranos activos disminuye con el tiempo cósmico debido al descenso de la formación estelar, en acuerdo con la tendencia encontrada por Pérez-González et al. (2008b), mientras que la densidad de tipos tempranos pasivos *aumenta* con el tiempo cósmico.

En la gráfica superior de la Figura 7.15 también se ha representado la densidad de galaxias de tipo tardío (triángulos invertidos azules), de tipo temprano rojas (triángulos invertidos rojos) y de tipo temprano azules (triángulos invertidos cian) que se desprenden de las funciones de luminosidad de Ilbert et al. (2006). Vemos como los datos están en buen acuerdo, afianzando las tendencias encontradas. Si realizamos un ajuste lineal con los datos a desplazamientos al rojo intermedio de las galaxias PET y ALT, los valores en el origen son similares a las densidades de tipos tempranos (ecuación [6.7]) y tardíos (ecuación [6.8]) obtenidas en el capítulo anterior (rombos en la Figura 7.15):  $\log_{10}[\rho_{\text{ALT}}(0)] = -3.11 \pm 0.05$  vs  $\log_{10}[\rho_{\text{LT}}(0)] = -3.15 \pm 0.02$  (ecuación [6.7]); y  $\log_{10}[\rho_{\text{PET}}(0)] = -2.91 \pm 0.12$  vs  $\log_{10}[\rho_{\text{ET}}(0)] = -3.00 \pm 0.03$  (ecuación [6.8]). Utilizando también estos datos locales en los ajustes se obtiene:

$$\log_{10}(\rho_{\text{PET}}) = (-2.92 \pm 0.05) - (0.29 \pm 0.07)z, \quad (7.25)$$

$$\log_{10}(\rho_{\text{ALT}}) = (-3.14 \pm 0.03) + (0.66 \pm 0.04)z, \quad (7.26)$$

$$\log_{10}(\rho_{\text{AET}}) = (-4.12 \pm 0.09) + (0.62 \pm 0.11)z. \quad (7.27)$$

Vemos como la densidad numérica de galaxias activas de tipo temprano a  $z = 0$  es baja, representando tan solo un  $\mu_{\text{ET}} \sim 5\%$  de la población total de tipos tempranos. Este porcentaje aumenta con el desplazamiento al rojo, siendo  $\mu_{\text{ET}} \sim 20\% \pm 10\%$  en el rango  $0.4 \leq z < 0.8$  y  $\mu_{\text{ET}} \sim 30_{-10}^{+20}\%$  en el rango  $0.8 \leq z < 1.1$ . También es destacable la similitud en las pendientes de las poblaciones activas, lo cual sugiere un proceso común, en este caso el descenso en la formación estelar del Universo, para explicar la evolución observada.

En el caso de la muestra seleccionada en masa (gráfica inferior en la Fig. 7.15) encontramos un aumento en la densidad numérica de los tipos dominantes: las galaxias activas de tipo tardío y las galaxias pasivas de tipo temprano. Sorprendentemente, también encon-

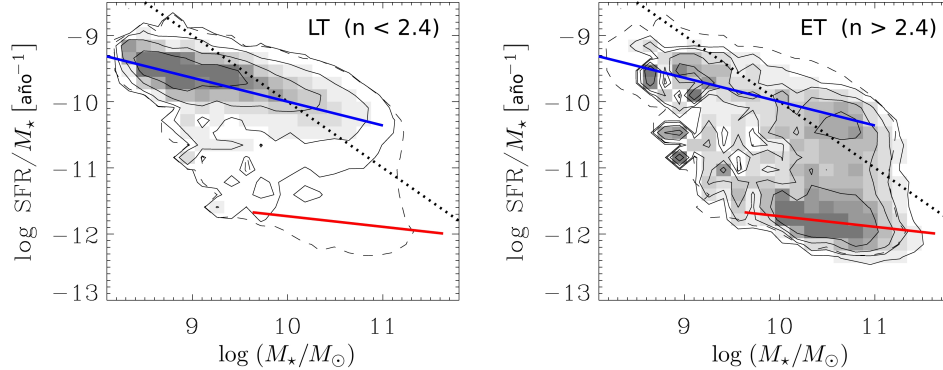


Figura 7.16: Densidad de galaxias en el plano  $SSFR - M_*$  a  $z \sim 0.1$  para galaxias con  $n < 2.4$  (tipos tardíos, izquierda) y  $n > 2.4$  (tipos tempranos, derecha). En ambas gráficas la línea azul/roja marca la secuencia de galaxias con/sin formación estelar. El contorno discontinua marca los límites de la población total. Vemos como las galaxias de tipo tardío son activas mientras que las de tipo temprano pueblan las dos secuencias [Schiminovich et al. 2007].

tramos un *aumento* en la densidad de las galaxias activas de tipo temprano. Comparando las densidades de los dos tipos tempranos encontramos que, en el rango a estudio, 15 – 25 % de las galaxias de tipo temprano con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  son activas.

Para comprender mejor la evolución de las tres poblaciones a estudio, es deseable contar con algún referente local. Motivados por el estudio a  $z \sim 0.1$  de Schiminovich et al. (2007), que encuentra que las galaxias con  $n < 2.4$  (tipos tardíos) son activas (gráfica izquierda en la Figura 7.16), se va a utilizar la densidad numérica de tipos tardíos a  $z = 0.1$  del capítulo anterior (Mandelbaum et al. 2006) como referente local (triángulo azul en la gráfica inferior de la Fig. 7.15). En el caso de las galaxias de tipo temprano ( $n > 2.4$  en Schiminovich et al. 2007), la situación es diferente, ya que pueden ser tanto *activas como pasivas* (gráfica derecha en la Fig. 7.16). Esta situación es similar a la que encontramos en el rango  $0.35 \leq z < 1.1$ , pero, ¿qué porcentaje de galaxias tempranas son activas en el Universo local? El trabajo de Gadotti (2009) estudia las propiedades de galaxias elípticas, bulbos clásicos y pseudobulbos en una muestra de  $\sim 1000$  galaxias del *SDSS* ( $0.02 \leq z \leq 0.07$ ,  $M_* \gtrsim 2 \times 10^{10} M_\odot$  con una IMF de Salpeter 1955). El estudio encuentra que los bulbos presentan dos poblaciones: aquellos localizados en galaxias con formación estelar activa y los que se encuentran en galaxias sin formación estelar apreciable. La mayoría de los primeros tienen un índice de concentración bajo debido a que presentan una componente de disco luminosa, mientras que los segundos son principalmente S0. Teniendo en cuenta que el límite de masa utilizado por Gadotti (2009) es mayor que el del presente estudio, y debido a que las galaxias con formación estelar son más comunes a masas menores (sección 7.2), se puede estimar que  $\sim 15\%$ - $20\%$  de las galaxias con  $C > 2.8$  son activas. Considerando estas galaxias con  $C > 2.8$  como tipos tempranos (por debajo de este límite no existen galaxias elípticas en la muestra de Gadotti 2009), este valor es similar al obtenido en el presente estudio a desplazamientos al rojo intermedios. Tomando este porcentaje sobre la densidad total de tipos tempranos a  $z \sim 0.05$ , estimada a partir de la ecuación (6.3), se obtiene

$\log_{10}[\rho_{\text{AET}}(0.05)] = -2.92 \pm 0.06$ . Se ha representado este valor en la gráfica inferior de la Figura 7.15 con un rombo cian y se ha utilizado como referente local para la población de galaxias activas de tipo temprano. Finalmente, y utilizando de nuevo el resultado anterior, se ha tomado como densidad numérica de tipos tempranos pasivos a  $z = 0.1$  el 80 %-85 % del valor de Mandelbaum et al. (2006) para tipos tempranos (triángulo rojo en la gráfica inferior de la Fig. 7.15). Con todas las consideraciones anteriores, los ajustes lineales a los datos son:

$$\log_{10}(\rho_{\text{PET}}) = (-2.29 \pm 0.03) - (0.70 \pm 0.04)z, \quad (7.28)$$

$$\log_{10}(\rho_{\text{ALT}}) = (-2.37 \pm 0.04) - (0.32 \pm 0.06)z, \quad (7.29)$$

$$\log_{10}(\rho_{\text{AET}}) = (-2.90 \pm 0.12) - (0.71 \pm 0.18)z. \quad (7.30)$$

Comparando estas ecuaciones con los resultados obtenidos en el capítulo 6 para galaxias de tipo temprano y tardío encontramos que (i) la evolución y densidad numérica en el origen de las galaxias ALT es similar a las de tipo tardío (ecuación [6.13]), es decir, podemos considerar todas las galaxias de tipo tardío como activas; (ii) la evolución de las galaxias de tipo temprano (tanto activas como pasivas) es similar entre ellas (0.70) e igual a la obtenida para las galaxias tempranas en el capítulo anterior (0.68, ecuación [6.12]). Nótese que en la muestra seleccionada en luminosidad la evolución de las poblaciones *activas* era similar, mientras que para la selección en masa las poblaciones *tempranas* son las que presentan evoluciones similares. Esto reafirma que la selección en  $M_B$  proporciona claves sobre la evolución en la formación estelar, mientras que la selección en  $M_*$  aporta información sobre el ensamblaje de la masa de las galaxias. Y (iii), la suma de las densidades en el origen de las poblaciones tempranas (pasiva y activa) reproduce el valor obtenido en el capítulo anterior para galaxias tempranas,  $\log_{10}[\rho_{\text{ET}}(0)] = -2.19$  (ecuación [6.12]).

El hecho más interesante que hemos encontrado es el aumento en la densidad numérica de galaxias activas de tipo temprano. Este hecho, que en principio parece contradecir el fenómeno del "downsizing", está relacionado con la definición de tipo temprano, que incluye espirales dominadas por una componente esferoidal, es decir, galaxias Sa con formación estelar que puede ser importante en el disco. La comparación de la evolución de tipos tempranos (E/S0/Sa) del capítulo anterior con la evolución encontrada por otros autores para galaxias E/S0 también implicaba que las galaxias Sa son las que más evolución numérica han sufrido desde  $z \sim 1$ . La localización de las galaxias activas tempranas en el plano  $C - A$  también apoya esta conjetura: están situadas preferentemente entre los dos máximos de la distribución (Fig. 6.1), lo cual es consistente con su naturaleza de objetos de transición. La masa de esta población no evoluciona significativamente con el desplazamiento al rojo, aunque este resultado no es fiable: las fracciones de la Tabla 7.6 han sido obtenidas con el método ML, lo cual proporciona una fracción estadísticamente robusta, pero imposibilita la selección individual de galaxias para su posterior estudio. La mejora del método ML para recuperar no sólo fracciones, sino también masas y formaciones estelares promedio de una población, se deja como trabajo futuro.

En resumen, los resultados de esta sección sugieren la *existencia de una línea evolutiva lenta (es decir, no debida a fusiones mayores) responsable de la transformación estructural de las galaxias desde  $z = 1$ . Esta vía lenta sería: galaxia activa de tipo tardío (p. ej., Sc)  $\rightarrow$  galaxia activa de tipo temprano (Sa)  $\rightarrow$  galaxia pasiva de tipo temprano (S0/Sa).*

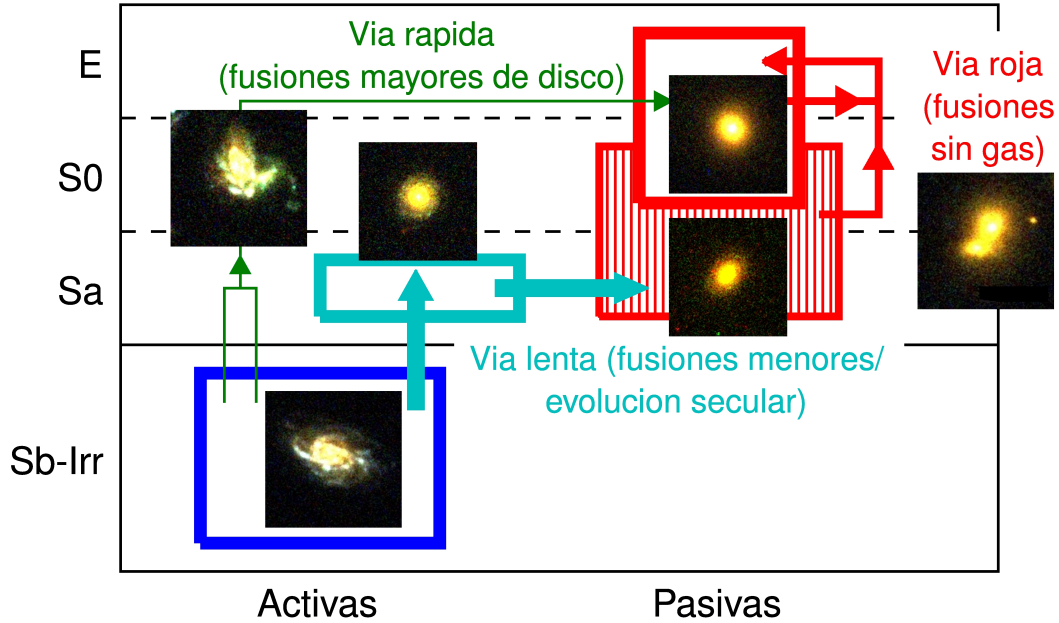


Figura 7.17: Principales vías evolutivas de las galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  desde  $z \sim 1$ . Existen dos vías para pasar de tipo tardío activo a tipo temprano pasivo (secuencia roja): la *vía rápida* (fusiones mayores de disco) y la *vía lenta* (fusiones menores y evolución secular). Los resultados de esta tesis sugieren que la *vía lenta* es la dominante (ver texto para más detalles). Las galaxias en la secuencia roja (tipos tempranos y pasivos) pueden aumentar su densidad de masa gracias a la *vía roja* (fusiones, mayores o menores, con poco gas).

### 7.5.1. Evolución de la secuencia roja: fusiones mayores vs fusiones menores y procesos seculares

En el capítulo 6 se vio que las fusiones mayores de disco no podían dar cuenta de la evolución estructural observada en GOODS-S. Si repetimos el estudio con la secuencia roja (es decir, galaxias pasivas de tipo temprano), obtenemos que un  $21_{-9}^{+11}$  % de las nuevas galaxias aparecidas en la secuencia roja entre  $z = 1$  y  $z = 0$  pueden ser debidas a fusiones mayores de disco. En el capítulo 5 se obtuvo que la tasa de fusiones mayores de disco era similar a la tasa de galaxias que han sufrido un cese repentino en su formación estelar (galaxias PSB por sus siglas en inglés, Wild et al. 2009), sugiriendo que las galaxias PSB pueden ser un estado evolucionado de las fusiones de disco ricas en gas. En el mismo trabajo se estudia la importancia de las galaxias PSB en la evolución en la densidad de masa de la secuencia roja obtenida por Arnouts et al. (2007), encontrándose que pueden dar cuenta de un  $38_{-11}^{+4}$  % de la evolución observada. Vemos como, a pesar de las diferentes metodologías y asunciones, los resultados son compatibles, algo que se esperaría si ambos trabajos estudian fases diferentes del mismo fenómeno. Por tanto, las fusiones mayores de disco dan cuenta de  $\sim 30$  % de la evolución observada en la secuencia roja desde  $z \sim 1$ . ¿Cuál es el origen del otro  $\sim 70$  %? Los resultados del presente capítulo sugieren una *vía lenta*: galaxia activa



de tipo tardío  $\rightarrow$  galaxia activa de tipo temprano (Sa)  $\rightarrow$  galaxia pasiva de tipo temprano (S0/Sa), Figura 7.17. El paso de tipo tardío activo a tipo temprano puede ser debido a fusiones menores, que tienden a inyectar material del disco en la componente esferoidal (Eliche-Moral et al. 2006a), o a evolución secular, que mediante barras e inestabilidades transporta gas y polvo de las zonas exteriores del disco a las interiores, produciendo un pseudobulbo mediante formación estelar en la componente central de la galaxia (Kormendy & Kennicutt 2004; Fisher et al. 2009). Estos dos mecanismos explican la similitud en color entre discos y bulbos que se observa entre  $z = 0$  (Peletier & Balcells 1996) y  $z = 1$  (Domínguez-Palmero & Balcells 2008). Tras alcanzar una estructura temprana, la galaxia ha de sufrir un descenso en su formación estelar para ser considerada pasiva. En este sentido, las simulaciones encuentran que las fusiones menores disminuyen la formación estelar gracias a la redistribución del gas en el disco (Rothberg & Joseph 2006a; Johansson et al. 2009) y que la componente esferoidal es capaz de estabilizar de forma natural el gas del disco, evitando la fragmentación del gas y cesando la formación estelar (Martig et al. 2009).

También podemos imaginar un escenario en el cual el crecimiento de la componente esferoidal no ha de ser importante. La formación estelar en el rango  $0 < z < 1$  está localizada en galaxias de tipo tardío que, debido al descenso de la formación estelar en el Universo con el tiempo cósmico, disminuyen su luminosidad en la banda  $B$ , en la cual se ha determinado la estructura. Puesto que la formación estelar está concentrada en los discos, este descenso en luminosidad afecta sobre todo a esta componente, haciendo que la relación  $B/T$  aumente con el tiempo cósmico (es decir, que aumente el índice de sersic de la galaxia), de forma que finalmente se alcance el estado de galaxia temprana pasiva. Como en el caso anterior, las fusiones menores y la evolución secular pueden ser responsables del descenso en la formación estelar. El estudio de la evolución estructural en bandas más rojas, mejores trazadoras de la masa estelar que la banda  $B$ , es necesario para comprender mejor la época de formación de los bulbos. Por lo expuesto hasta ahora, la *vía lenta* es importante en la evolución de las galaxias con una componente de disco (S0/Sa), mientras que su incidencia en la evolución de las galaxias elípticas ha de ser limitada.

Los estudios locales también ofrecen una visión a favor de la *vía lenta*. Por ejemplo, la estructura de las galaxias en el Universo local depende de la masa y no del entorno (van der Wel 2008), al igual que sucede con la fracción de galaxias con barras (Aguerri et al. 2009), relacionadas íntimamente con los procesos de evolución secular. El estudio de Gadotti (2009) encuentra que el porcentaje de pseudobulbos, es decir, bulbos con un origen relacionado *solamente* con evolución secular (Fisher et al. 2009), es del  $\sim 25\%$ . Sin embargo, estos sistemas presentan  $C < 2.8$ , es decir, están principalmente localizados en galaxias con una componente de disco importante, mientras que los bulbos clásicos con y sin formación estelar ocupan todo el espacio de  $C$ . En su estudio, Bailin & Harris (2008) encuentran que las galaxias a  $z < 0.3$  presentan tres poblaciones en el espacio de concentración: los tipos tempranos (elípticas), los tipos tardíos (discos) y los tipos intermedios, población compuesta por discos tempranos (Sa) y galaxias lenticulares. La conclusión del estudio es que los tipos intermedios presentan un mecanismo de formación diferente a las elípticas: este mecanismo podría ser la *vía lenta* propuesta en esta sección. Finalmente, el estudio de 24 galaxias espirales de tipo tempranos (preferentemente Sa) realizado por Peletier et al. (2007) encuentra que, ajustando una población estelar simple a los bulbos, las Sa de campo con una dispersión de velocidades de  $\sigma < 200 \text{ km s}^{-1}$  ( $M_{\star} \lesssim 10^{11} M_{\odot}$ ) presentan edades

inferiores a 8 Gaños, equivalente a un desplazamiento al rojo de formación de  $z_f < 1.1$ . Esta baja edad es debida a la presencia de discos centrales jóvenes en el bulbo, los cuales pueden estar producidos por fusiones menores o evolución secular.

¿Qué sucede cuando una galaxia alcanza la secuencia roja? Su evolución puede continuar gracias al acrecimiento de satélites, los cuales, si son ricos en gas, pueden dar lugar a formación estelar residual (Kaviraj et al. 2009), o gracias a fusiones secas entre galaxias de la propia secuencia roja (van Dokkum 2005; Bell et al. 2006a; Wen et al. 2009, *vía roja* en la Fig. 7.17). Estas fusiones, al ser entre galaxias de tipo temprano, no dan lugar a una evolución estructural en la galaxia, pero aumentan la masa de las galaxias en la secuencia roja (Bell et al. 2004, Faber et al. 2007) y modifican la cinemática del remanente (Naab et al. 2006). El estudio de pares de Bundy et al. (2009) en el rango  $0.2 < z < 1.2$  encuentra que las galaxias más masivas ( $M_* \geq 10^{11} M_\odot$ ) tienen una fracción de fusiones mayor que las menos masivas, siendo estas fusiones preferentemente entre galaxias rojas. Por tanto, la *vía roja* puede ser importante en la evolución de las galaxias más masivas desde  $z \sim 1$ . La evolución desde  $z \sim 2$  del tamaño (Daddi et al. 2005; Trujillo et al. 2006; Trujillo et al. 2007; Buitrago et al. 2008; van der Wel et al. 2008) y la dispersión de velocidades (Cenarro & Trujillo 2009) en galaxias tempranas masivas ( $M_* \sim 10^{11} M_\odot$ ) también favorece la *vía roja*, en especial el impacto de las fusiones menores (Bezanson et al. 2009; Naab et al. 2009).

Recordar que la Figura 7.17 sólo se refiere al intervalo  $z \lesssim 1$ : a desplazamientos al rojo mayores la *vía rápida* podría ser dominante en la evolución estructural de las galaxias y se esperaría que la *vía roja* se desplazara hacia masas mayores (la secuencia roja se establece primero para las galaxias más masivas). Además, las simulaciones sugieren que, a  $z \sim 2$ , puede incluso existir la *vía azul*: dos galaxias de tipo tardío muy ricas en gas (la fracción de gas para una masa dada aumenta con el desplazamiento al rojo, Erb et al. 2006) se fusionan para dar lugar a una nueva galaxias de tipo tardío (Weinzirl et al. 2009; Hopkins et al. 2009c).

En resumen, los resultados obtenidos en este capítulo sugieren que la *vía lenta* (fusiones menores y evolución secular) es el mecanismo alternativo a la *vía rápida* (fusiones mayores) a la hora de explicar la evolución estructural que han sufrido las galaxias de  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$  desde  $z \sim 1$ , mientras que a  $z > 1$  las fusiones mayores pueden ser el proceso dominante en la transformación de tipos tardíos en tempranos.

## 7.6. Conclusiones

En este capítulo se ha estudiado las propiedades de la formación estelar en las galaxias de GOODS-S en el rango  $0.35 \leq z < 1.1$ . Se han dividido las galaxias en activas (aquellas que están sufriendo una actividad de formación intensa) y pasivas (aquellas cuya formación estelar fue mayor en el pasado) mediante la tasa de formación estelar específica (*SSFR*). Las fuentes que no presentaban detección en  $24 \mu\text{m}$  y, por tanto, de las que desconocemos la fracción de luminosidad *UV* procesada por el polvo, se han separado gracias a que presentan una clara dicotomía entre galaxias azules ( $NUV - R \leq 3$ ) poco masivas y con poco polvo y galaxias rojas ( $NUV - R > 3$ ) masivas con una baja formación estelar.

El estudio de la evolución de las poblaciones pasivas y activas con el desplazamiento al rojo revela que:

- La fracción de galaxias pasivas aumenta con el tiempo cósmico tanto en muestras seleccionadas en luminosidad como en masa. A un desplazamiento al rojo fijo la fracción de galaxias pasivas aumenta con la luminosidad/masa de selección.
- La densidad numérica de galaxias pasivas es aproximadamente constante con  $z$  en las muestras seleccionadas en luminosidad, mientras que la densidad numérica de galaxias activas descende con  $z$ . Este descenso es más importante en las muestras más luminosas.
- La densidad numérica de galaxias pasivas aumenta con  $z$  en muestras seleccionadas en masa. Este aumento es independiente de la masa de selección.

Estos resultados implican que el proceso responsable del cese de la formación estelar opera de forma similar en un amplio rango de masa, pero que comienza primero en las galaxias más masivas, dando lugar al fenómeno del "downsizing".

El estudio de la fracción de fusiones morfológica en las galaxias activas y pasivas demuestra que la metodología desarrollada en los capítulos 3 y 4 es sólo sensible a fusiones de disco con gas y una intensa formación estelar, confirmando los resultados obtenidos en los capítulos anteriores de esta memoria respecto al papel de las fusiones mayores de disco en la evolución estructural de las galaxias.

Seguindo la metodología del capítulo 6 se han disgregado las galaxias pasivas y activas en tipos tempranos y tardíos, encontrándose que:

- Las galaxias pasivas son principalmente tipos tempranos ( $\sim 90\%$ ).
- Las galaxias activas son principalmente tipos tardíos ( $\sim 80\%-85\%$ ).
- Un  $\sim 10\%-20\%$  de las galaxias de tipo temprano con  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$  son activas.

El estudio de densidad numérica revela que el descenso en la formación estelar desde  $z \sim 1$  es debido al descenso en el número de galaxias activas tardías. En el caso de la muestra seleccionada en masa se encuentra un aumento en la densidad de tipos tempranos pasivos (secuencia roja) y *activos*. Este hecho, unido al descenso en la fracción de fusiones de disco desde  $z \sim 1$ , sugiere que los procesos seculares y las fusiones menores (*vía lenta*) son los procesos dominantes en evolución de la secuencia roja desde  $z = 1$ , especialmente en el caso de las galaxias lenticulares y los bulbos de las galaxias Sa. Por otra parte, las fusiones mayores de disco (*vía rápida*) pueden ser un proceso importante en dicha evolución para  $z \gtrsim 1$ .



---

# Estadística de fusiones mediante pares cercanos en muestreos fotométricos

En los capítulos 3 y 4 de esta tesis se han desarrollado herramientas para obtener de forma robusta la fracción de fusiones en muestreos fotométricos mediante criterios morfológicos. En este capítulo se va a ampliar el estudio de la fracción de fusiones mediante la búsqueda de pares cercanos de galaxias. Primero se recordará la metodología utilizada en muestreos espectroscópicos. Después se desarrollará la metodología para el estudio de pares cercanos en muestreos fotométricos. Finalmente, se aplicará el nuevo método sobre la muestra de galaxias de GOODS-S para estudiar la dependencia de la fracción de fusiones con distintos parámetros y comparar los resultados con los obtenidos en el estudio morfológico del capítulo 5.

## 8.1. Estadística de pares cercanos

### 8.1.1. Estadística de pares en muestreos espectroscópicos

El primer paso de este capítulo es recordar la base de la determinación de pares cercanos en muestreos espectroscópicos desarrollada por Patton et al. (2000). Esta metodología es robusta y ha sido utilizada ampliamente en la literatura para obtener la tasa de fusiones (Patton et al. 2000; Patton et al. 2002; Patton & Atfield 2008; Lin et al. 2004; Lin et al. 2008; De Propris et al. 2005; De Propris et al. 2007; de Ravel et al. 2009), y se basa en la búsqueda de galaxias cercanas tanto en el plano del cielo como en el espacio de desplazamiento al rojo.

Para un par cualquiera de galaxias se pueden definir dos propiedades que dan una idea de la separación entre ellas: la separación física en el plano del cielo ( $r_p$ ) y la velocidad relativa en el espacio de desplazamiento al rojo ( $\Delta v$ ). En lo sucesivo se considerará la galaxia más brillante/masiva del par como primaria mientras que la galaxia secundaria será la menos brillante/masiva del par. De esta forma,  $r_p = \theta d_A(z_i)$  y  $\Delta v = c|z_j - z_i|/(1 + z_i)$ , donde  $z_i$  y  $z_j$  son el desplazamiento al rojo de la galaxia primaria y secundaria, respectivamente,  $\theta$  es la separación angular en segundos de arco (arcsec) entre las dos galaxias y  $d_A(z)$  es la escala angular, en kpc/arcsec, a un desplazamiento al rojo  $z$ . Se considera que dos galaxias

forman un par cercano cuando  $\Delta v \leq \Delta v^{\max}$  y  $r_p^{\min} < r_p \leq r_p^{\max}$ , donde el límite inferior se utiliza para evitar contaminación de zonas de formación estelar de la galaxia primaria (Patton et al. 2000). Los límites utilizados normalmente en la literatura son  $r_p^{\min} = 5h^{-1}$  kpc,  $r_p^{\max} = 20h^{-1}$  kpc y  $\Delta v^{\max} = 500 \text{ km s}^{-1}$ , donde  $h = 0.7$  en la cosmología utilizada en esta tesis. Con estos límites se estima que un 50 %-70 % de los pares cercanos observados se fusionarán realmente en una escala de tiempo  $T_{\text{par}}$  (Patton et al. 2000; Lin et al. 2004; Bell et al. 2006b; Patton & Atfield 2008). En el presente estudio se tomarán unos límites en radio proyectado ligeramente distintos:  $r_p^{\min} = 6h^{-1}$  kpc  $< r_p \leq r_p^{\max} = 26h^{-1}$  kpc. El límite inferior representa en este caso la separación mínima que somos capaces de resolver en el catálogo. Esta separación es  $1''$  (Pérez-González et al. 2008a), que corresponde a una distancia física de  $\sim 8.5$  kpc ( $6h^{-1}$  kpc) en el mínimo de la función  $d_A(z)$ . De esta forma se asegura que no se está perdiendo ningún posible par cercano por problemas de confusión de fuentes. Una vez fijado el límite inferior se ha tomado el superior de forma que  $r_p^{\max} - r_p^{\min} = 15h^{-1}$  kpc. Esta elección viene motivada por el estudio de pares mediante función de correlación de Bell et al. (2006b). En él se comprueba que  $P(r < r_f) \propto r_f$ , donde  $P(r < r_f)$  es la probabilidad de encontrar dos galaxias con una separación física menor a  $r_f$ . Esto implica que estudios de pares realizados con una diferencia  $r_p^{\max} - r_p^{\min}$  similar serán directamente comparables, y debido a esto se ha decidido mantener el rango de  $15h^{-1}$  kpc utilizado con frecuencia en la literatura.

A la hora de buscar los posibles pares cercanos se definen dos muestras: la muestra primaria, que comprende todas las galaxias con magnitud  $M_{\text{bri}} < M_B \leq M_1$ , y la muestra secundaria, que comprende todas las galaxias con magnitud  $M_{\text{bri}} < M_B \leq M_2$ , donde  $M_{\text{bri}}$  es la magnitud más brillante que se va a considerar en el estudio. Señalar que, en adelante, el desarrollo se centrará en muestras seleccionadas en magnitud absoluta, pero el razonamiento es análogo si se trabaja con muestras seleccionadas en masa (Ryan et al. 2008). Con estas definiciones, el número de compañeros ( $N_c$ ) por galaxia primaria es:

$$N_c = \frac{1}{N_1} \sum_{i=1}^{N_1} N_{c_i}, \quad (8.1)$$

donde  $N_1$  es el número de galaxias en la muestra primaria y  $N_{c_i}$  es el número de galaxias de la muestra secundaria que cumplen las condiciones de par cercano para la galaxia primaria  $i$ . Esta sencilla definición, sin embargo, es solo válida en muestra limitadas en volumen. Si contamos con muestras seleccionadas en luminosidad/masa, podemos no ser completos en todo  $z$  a estudio. Para evitar este problema y normalizar los resultados a una muestra seleccionada en volumen, Patton et al. (2000) define la función

$$S_N(z) = \frac{\int_{M_{\text{bri}}}^{M_{\text{lim}}(z)} \Phi(M_B, z) dM_B}{\int_{M_{\text{bri}}}^M \Phi(M_B, z) dM_B}, \quad (8.2)$$

donde  $M_{\text{lim}}(z)$  es la magnitud límite del estudio en cada  $z$ ,  $M = M_1$  [ $M_2$ ] es la magnitud de selección de la muestra primaria [secundaria],  $M_{\text{bri}}$  es la magnitud más brillante que se va a considerar en el estudio y  $\Phi(M_B, z)$  es la función de luminosidad en la banda  $B$  para cada desplazamiento al rojo. Recordar que, a pesar de centrarnos en el estudio en luminosidad, la definición de  $S_N(z)$  en el caso de una muestra seleccionada en masa es similar (Ryan et al.

2008). En la sección 8.1.3 se definirá la magnitud/masa límite de nuestro estudio,  $M_{\text{lim}}(z)$ , y se fijarán los parámetros de las funciones de luminosidad/masa. Una vez definida la función  $S_N(z)$ , el número de compañeros en una muestra limitada en volumen a partir de una muestra inicial limitada en luminosidad/masa es:

$$N_c = \frac{\sum_{i=1}^{N_1} [S_N(z_i) \sum_l S_N(z_l)^{-1}]}{\sum_{i=1}^{N_1} S_N(z_i)}, \quad (8.3)$$

donde el índice  $l$  recorre todos los compañeros cercanos de la galaxia primaria  $i$ . Esta combinación de pesos fue escogida por Patton et al. (2000) para minimizar los errores en el cálculo del número de compañeros. El último sesgo que debemos considerar es el referente a las condiciones de contorno de la muestra tanto en el plano del cielo (límites de las imágenes) como en el espacio de  $z$  (completitud de la muestra). Dejaremos el estudio detallado de este sesgo y sus soluciones para la sección 8.1.5.

### 8.1.2. Estadística de pares en muestreos fotométricos

En esta sección se va a desarrollar la metodología para identificar pares cercanos en muestreos fotométricos. Este tipo de muestreos son muy comunes en la astrofísica actual, aportando información sobre desplazamiento al rojo, magnitudes absolutas, masas o tasas de formación estelar de miles y cientos de miles de galaxias caracterizadas desde el ultravioleta hasta el infrarrojo medio. El problema a la hora de aplicar la metodología espectroscópica en una muestra fotométrica es la incertidumbre en los desplazamientos al rojo fotométricos,  $z_{\text{phot}}$ , la cual es mayor que la condición de velocidades que se impone sobre las componentes del par. Por ejemplo, el error típico en los desplazamientos al rojo de la muestra de GOODS-S a  $z_{\text{phot}} = 0.7$  es de  $\sigma_{z_{\text{phot}}} \sim 0.07$ , o lo que es lo mismo,  $\Delta v \sim 13000 \text{ km s}^{-1}$ , un valor dos órdenes de magnitud mayor que la condición  $\Delta v \leq 500 \text{ km s}^{-1}$ .

En la literatura existen varios estudios de pares realizados en muestreos fotométricos. El estudio de Ryan et al. (2008) considera que dos galaxias próximas espacialmente son un par cercano si sus desplazamientos al rojo coinciden dentro de  $2\sigma$ . El problema de este procedimiento es que Ryan et al. (2008) no aplican ninguna corrección de proyección que, aún siendo menor que en el caso de no contar con ninguna información del desplazamiento al rojo de las galaxias, ha de aplicarse. Esta corrección si ha sido realizada por Kartaltepe et al. (2007). En este trabajo se considera como par cercano aquellas galaxias próximas en el plano del cielo y con una diferencia  $\Delta z \leq \pm 0.05$ , la incertidumbre típica en los  $z_{\text{phot}}$ . Tras esto, se determinó el número de pares cercanos en catálogos aleatorios en el plano del cielo pero con la misma información fotométrica que el catálogo original. De esta forma se obtiene el número de pares cercanos debidos a efectos de proyección para la muestra a estudio. Por último, el estudio de Hsieh et al. (2008) considera pares cercanos aquellos con  $\Delta z \leq \pm 2.5\sigma$ , donde  $\sigma$  es la incertidumbre en el  $z_{\text{phot}}$  de la galaxia primaria. Como en el caso anterior, Hsieh et al. (2008) aplican una corrección para evitar contaminación por efectos de proyección.

El procedimiento que se ha desarrollado es, en primera instancia, similar al utilizado por anteriores autores. Supongamos dos galaxias que cumplen el criterio de separación en el plano del cielo,  $r_p^{\text{min}} = 6h^{-1} \text{ kpc} < r_p \leq r_p^{\text{max}} = 26h^{-1} \text{ kpc}$ , y cuyos desplazamientos al rojo e incertidumbres asociadas son  $z_1$  y  $\sigma_{z_1}$ , respectivamente, para la galaxia primaria, y

$z_2$  y  $\sigma_{z_2}$  para la galaxia secundaria. Se considerará que dos galaxias son candidatas a par cercano en el rango:

$$[z_1 - 2\sigma_{z_1}, z_1 + 2\sigma_{z_1}] \cap [z_2 - 2\sigma_{z_2}, z_2 + 2\sigma_{z_2}] = [z^-, z^+], \quad (8.4)$$

es decir, en la intersección de los intervalos de confianza al 95 % de las dos galaxias (Ryan et al. 2008). En este proceso, sin embargo, no se ha tenido en cuenta que  $r_p(z_1) = \theta d_A(z_1)$ : la variación de la función  $d_A(z_1)$  puede hacer que las dos galaxias sean un par espacial en  $z^-$ , pero que no lo sean en  $z^+$ . Para evitar este problema se definirá el intervalo en el cual dos galaxias pueden ser un par cercano en dos pasos: primero se realizará una primera búsqueda asumiendo que  $r_p = \theta d_A(z_1 - 2\sigma_{z_1})$ . Esta condición define la distancia angular más grande de búsqueda dentro del rango  $[z_1 - 2\sigma_{z_1}, z_1 + 2\sigma_{z_1}]$  si  $z_1 + 2\sigma_{z_1} \leq 1.6$ , caso en el que nos encontramos. Si en esta primera búsqueda se encuentra algún compañero cercano, se aplicará la ecuación (8.4) para obtener el intervalo  $[z^-, z^+]$ . Finalmente, se volverá a imponer la condición de separación espacial en todos los desplazamientos al rojo del intervalo  $[z^-, z^+]$  y, de dejar de cumplirse, se volverá a definir el intervalo en el cual las dos galaxias pueden ser un par cercano. En el caso de que la condición no se cumpla para ningún  $z$  se eliminarán las dos galaxias de la lista de posibles pares, mientras que en el caso contrario las dos galaxias definirán el sistema  $j$  en el intervalo  $[z_j^-, z_j^+]$ , donde este índice recorre todos los pares cercanos de la muestra. En esta lista de posibles pares cercanos estarán no solo aquellos cuyas dos galaxias tengan  $z_{\text{phot}}$ , sino también aquellos con dos o una galaxia con  $z_{\text{spec}}$ : de esta forma se aprovecha toda la información con la que cuenta el muestreo. Señalar que, en todos los casos, la galaxia primaria ha de ser mas brillante/masiva que la secundaria: de ser al revés no se tendrá el sistema en consideración.

Una vez que se han definido todos los posibles sistemas, el objetivo es definir el número de compañeros asociado a cada sistema  $j$  de forma análoga a como se hizo en la ecuación (8.1). En lo sucesivo se considerará que una galaxia  $i$  cualquiera de una de las muestras viene descrita en el espacio de  $z$  por una distribución de probabilidad  $P_i(z_i|\eta_i)$ , donde  $z_i$  es el desplazamiento al rojo de la fuente  $i$  y  $\eta_i$  es el conjunto de parámetros que definen la distribución de probabilidad. En el caso de una fuente con desplazamiento al rojo fotométrico se asumirá que:

$$P_i(z_i|\eta_i) = P_G(z_i|z_{\text{phot},i}, \sigma_{z_{\text{phot},i}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{z_{\text{phot},i}}} e^{-\frac{(z_i - z_{\text{phot},i})^2}{2\sigma_{z_{\text{phot},i}}^2}}, \quad (8.5)$$

mientras que en el caso de una fuente con desplazamiento al rojo espectroscópico la distribución de probabilidad será:

$$P_i(z_i|\eta_i) = P_D(z_i|z_{\text{spec},i}) = \delta(z_i - z_{\text{spec},i}), \quad (8.6)$$

donde  $\delta(x)$  es la delta de Dirac. Estas distribuciones permitirán caracterizar cada galaxia de forma individual y tratar estadísticamente toda la información en el espacio de  $z$  disponible en una muestra. A la hora de determinar el número de compañeros se define, para cada sistema  $j$ , la función  $\nu_j$ :

$$\nu_j(z_1) = C_j \cdot P_1(z_1|\eta_1) \int_{z_{\text{m}}^-}^{z_{\text{m}}^+} P_2(z_2|\eta_2) dz_2, \quad (8.7)$$



donde  $z_1 \in [z_j^-, z_j^+]$ ,  $z_m^- = z_1(1 - \Delta v^{\max}/c) - \Delta v^{\max}/c$ ,  $z_m^+ = z_1(1 + \Delta v^{\max}/c) + \Delta v^{\max}/c$ , el subíndice 1 (2) se refiere a la galaxia primaria (secundaria) del par  $j$  y la constante  $C_j$  normaliza la función al número total de galaxias en el rango de interés:

$$N_{g,j} \equiv \frac{1}{C_j} = \int_{z_j^-}^{z_j^+} P_1(z_1|\eta_1)dz_1 + \int_{z_j^-}^{z_j^+} P_2(z_2|\eta_2)dz_2. \quad (8.8)$$

La función  $\nu_j(z_1)$  definida en la ecuación (8.7) representa, para cada desplazamiento al rojo de la galaxia primaria, el número de galaxias que hay en el par cercano. Señalar que para  $z_1 < z_j^-$  y  $z_1 > z_j^+$  la función  $\nu_j(z_1)$  vale cero. Una vez determinada la función  $\nu_j(z_1)$  para todos los sistemas de la muestra, el número de compañeros en el intervalo  $[z_k, z_{k+1})$  es:

$$N_{c,k} = \frac{\sum_j \int_{z_k}^{z_{k+1}} \nu_j(z_1)dz_1}{\sum_i \int_{z_k}^{z_{k+1}} P_i(z_i|\eta_i)dz_i}, \quad (8.9)$$

donde el índice  $k$  recorre todos los intervalos de  $z$  a estudio. La ecuación (8.9) es análoga a la ecuación (8.1) utilizada en muestreos espectroscópicos limitados en volumen. El paso más delicado en la obtención de la ecuación (8.9) es la definición de la función  $\nu_j$ . Por claridad y para resaltar su significado estadístico, se va a desarrollar de forma individual y con ejemplos los cuatro casos posibles que contempla la definición de  $\nu_j$ :

1. **La galaxia primaria y secundaria tienen  $z_{\text{spec}}$ .** En este caso la función  $\nu_j$  es simplemente:

$$\nu_j(z_1) = 2\delta(z_1 - z_{\text{spec},1}), \quad (8.10)$$

donde  $z_{\text{spec},1}$  es el desplazamiento al rojo espectroscópico de la galaxia mas brillante/masiva del par cercano. Con esta definición la función  $\nu_j$  es distinta de cero solamente en  $z_{\text{spec},1}$ , de forma que este tipo de sistemas contribuyen con 2 compañeros en la ecuación (8.9). Si todas las galaxias de la muestra tienen  $z_{\text{spec}}$ , la ecuación (8.9) es equivalente a la ecuación (8.1).

2. **Galaxia primaria con  $z_{\text{spec}}$  y secundaria con  $z_{\text{phot}}$ .** Sustituyendo en la ecuación (8.7) las diferentes distribuciones de probabilidad de cada galaxia se obtiene:

$$\nu_j(z_1) = C_j \delta(z_1 - z_{\text{spec},1}) \int_{z_m^-}^{z_m^+} P_G(z_2 | z_{\text{phot},2}, \sigma_{z_{\text{phot},2}}) dz_2. \quad (8.11)$$

Como en el caso anterior la función  $\nu_j$  es distinta de cero solamente en  $z_{\text{spec},1}$ . Debido a que la integral sobre la distribución Gaussiana es pequeña por el estrecho rango de integración, este tipo de sistemas contribuyen con  $\sim 1$  compañeros en la ecuación (8.9).

3. **Galaxia primaria con  $z_{\text{phot}}$  y secundaria con  $z_{\text{spec}}$ .** En esta ocasión la ecuación (8.7) se reduce a:

$$\nu_j(z_1) = C_j P_G(z_1 | z_{\text{phot},1}, \sigma_{z_{\text{phot},1}}). \quad (8.12)$$

En este caso la función  $\nu_j(z_1)$  es distinta de cero en el intervalo

$$\left[ \frac{z_{\text{spec},2} - \Delta v^{\max}/c}{1 + \Delta v^{\max}/c}, \frac{z_{\text{spec},2} + \Delta v^{\max}/c}{1 - \Delta v^{\max}/c} \right]. \quad (8.13)$$

Este intervalo no viene definido por la galaxia primaria, sino por la secundaria, y se corresponde con los desplazamientos al rojo de la galaxia primaria en los cuales la secundaria cumple la condición  $\Delta v \leq \Delta v^{\max}$ . Como en el caso anterior, este tipo de sistemas contribuyen con  $\sim 1$  compañeros en la ecuación (8.9).

4. **La galaxia primaria y secundaria tienen  $z_{\text{phot}}$ .** El contemplar este caso permitirá utilizar todas las fuentes de las muestras en el estudio de pares. La función  $\nu_j$  es:

$$\nu_j(z_1) = C_j \cdot P_G(z_1|\eta_1) \int_{z_m^-}^{z_m^+} P_G(z_2|\eta_2) dz_2. \quad (8.14)$$

En los casos anteriores, en los cuales al menos una galaxia tenía  $z_{\text{spec}}$ , la contribución de cada sistema al número de compañeros era similar para cada caso independientemente del sistema a estudio. En esta ocasión, sin embargo, existe un amplio abanico de posibilidades debido a la gran incertidumbre en los  $z_{\text{phot}}$ . Para ilustrar este hecho nada mejor que varios ejemplos de como un sistema fotométrico es tratado por la metodología desarrollada en esta sección:

- a)  $z_{\text{phot},1} = 0.5$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},1}} = 0.06$  y  $z_{\text{phot},2} = 0.51$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},2}} = 0.06$ . Para cuantificar la probabilidad de que las dos galaxias del sistemas sean un par cercano se utilizará el escalar  $P_{\text{par}}$ , definido como:

$$P_{\text{par}} = \frac{\int_0^\infty \nu_j(z_1) dz_1}{\int_0^\infty P_G(z_1|\eta_1) dz_1 + \int_0^\infty P_G(z_2|\eta_2) dz_2} \quad (8.15)$$

En este primer caso  $P_{\text{par}} = 0.98$ . Es decir, la metodología asigna una gran probabilidad de ser par cercano a este sistema. En la Figura 8.1 se ha representado la distribución de probabilidad en el espacio de  $z$  para la galaxia primaria (rojo) y la secundaria (azul). Las líneas negras verticales marcan el intervalo  $[z_j^-, z_j^+] = [0.39, 0.62]$ , mientras que la función  $\nu_j(z_1)/2$  esta representada en verde (el factor dos se ha utilizado para facilitar la visualización). Vemos como la función  $\nu_j(z_1)$  es similar a una Gaussiana con su máximo en  $z \sim 0.5$ , debido a la poca separación entre los desplazamientos al rojo de las fuentes.

- b)  $z_{\text{phot},1} = 0.5$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},1}} = 0.02$  y  $z_{\text{phot},2} = 0.51$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},2}} = 0.06$ . En este caso se ha disminuido la incertidumbre en el  $z_{\text{phot}}$  de la galaxia primaria. Respecto al primer caso esto se traduce en un intervalo y una probabilidad de par menores,  $[z_j^-, z_j^+] = [0.46, 0.54]$  y  $P_{\text{par}} = 0.74$ , respectivamente. Como en el caso anterior, la función  $\nu_j(z_1)$  es similar a una Gaussiana con su máximo en  $z \sim 0.5$ .
- c)  $z_{\text{phot},1} = 0.5$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},1}} = 0.06$  y  $z_{\text{phot},2} = 0.51$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},2}} = 0.1$ . En este caso se ha aumentado la incertidumbre en el  $z_{\text{phot}}$  de la galaxia secundaria. El intervalo de par es similar al primer caso,  $[z_j^-, z_j^+] = [0.38, 0.62]$ , mientras que la probabilidad de par es ligeramente menor,  $P_{\text{par}} = 0.90$ . Como en los dos casos anteriores, la función  $\nu_j(z_1)$  es similar a una Gaussiana con su máximo en  $z \sim 0.5$ .
- d)  $z_{\text{phot},1} = 0.5$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},1}} = 0.06$  y  $z_{\text{phot},2} = 0.57$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},2}} = 0.07$ . En este caso se ha desplazado la fuente secundaria  $+1\sigma_{z_{\text{phot},2}}$  de la primaria. Esto hace que el limite inferior del intervalo de par sea mayor,  $[z_j^-, z_j^+] = [0.43, 0.62]$ , mientras

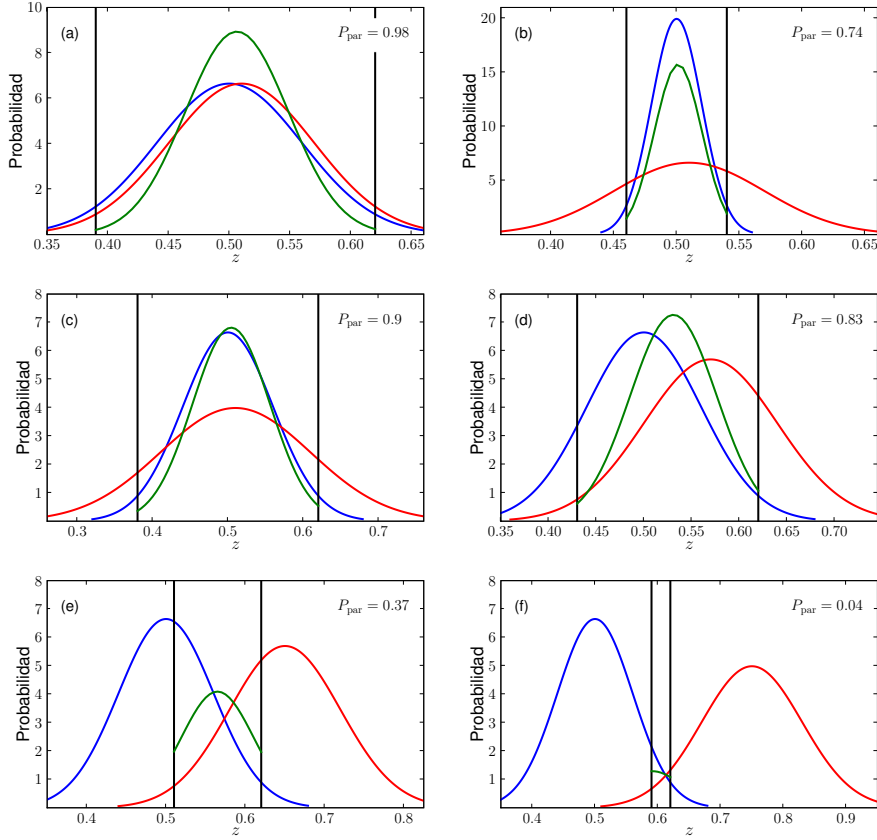


Figura 8.1: Distribuciones de probabilidad para diferentes sistemas  $j$  formados por dos galaxias con  $z_{\text{phot}}$ . En todas las gráficas la línea azul corresponde a la fuente primaria, la línea roja a la fuente secundaria y la línea verde es la función  $\nu_j(z_1)/2$ , donde el factor 2 se utiliza por claridad. Las dos líneas negras verticales marcan el rango de  $z_1$  donde el sistema puede ser un par cercano y, por tanto, la función  $\nu_j(z_1)$  es distinta de cero. Adicionalmente, en cada panel se presenta el valor de  $P_{\text{par}}$  (ecuación [8.15]) de cada sistema. Los parámetros que definen cada sistema son: (a)  $z_{\text{phot},1} = 0.5$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},1}} = 0.06$  y  $z_{\text{phot},2} = 0.51$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},2}} = 0.06$ ; (b)  $z_{\text{phot},1} = 0.5$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},1}} = 0.02$  y  $z_{\text{phot},2} = 0.51$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},2}} = 0.06$ ; (c)  $z_{\text{phot},1} = 0.5$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},1}} = 0.1$  y  $z_{\text{phot},2} = 0.51$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},2}} = 0.06$ ; (d)  $z_{\text{phot},1} = 0.5$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},1}} = 0.1$  y  $z_{\text{phot},2} = 0.51$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},2}} = 0.06$ ; (e)  $z_{\text{phot},1} = 0.5$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},1}} = 0.06$  y  $z_{\text{phot},2} = 0.65$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},2}} = 0.07$ ; (f)  $z_{\text{phot},1} = 0.5$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},1}} = 0.06$  y  $z_{\text{phot},2} = 0.75$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},2}} = 0.08$ .

que la probabilidad de par disminuye debido a que el solapamiento entre las distribuciones de las fuentes es menor,  $P_{\text{par}} = 0.83$ . El efecto más importante, sin embargo, es el desplazamiento del máximo de la función  $\nu_j(z_1)$  hasta  $z \sim 0.53$  debido a la separación entre ambas fuentes.

- e)  $z_{\text{phot},1} = 0.5$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},1}} = 0.06$  y  $z_{\text{phot},2} = 0.65$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},2}} = 0.07$ . En este caso la fuente secundaria está desplazada  $> 2\sigma_{z_{\text{phot},2}}$  de la primaria, acentuando los efectos vistos en el caso previo:  $[z_j^-, z_j^+] = [0.51, 0.62]$ ,  $P_{\text{par}} = 0.37$ . Vemos como la probabilidad de par está por debajo del 50% debido a que la separación entre ambas fuentes es grande comparada con los errores en el desplazamiento al rojo. Además, el máximo de la función  $\nu_j(z_1)$  se ha desplazado hasta  $z \sim 0.57$ ,

mientras que su aspecto es el de una Gaussiana truncada.

- f)  $z_{\text{phot},1} = 0.5$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},1}} = 0.06$  y  $z_{\text{phot},2} = 0.75$ ,  $\sigma_{z_{\text{phot},2}} = 0.08$ . Este último caso es extremo, ya que la diferencia entre los  $z_{\text{phot}}$  de ambas fuentes es  $\sim 3\sigma_{\text{phot}}$ . En este caso el intervalo de par es mínimo,  $[z_j^-, z_j^+] = [0.59, 0.62]$  y situado en los extremos de las distribuciones, mientras que la probabilidad de par ha bajado hasta un  $P_{\text{par}} = 0.04$ , es decir, la probabilidad de que estos dos sistemas formen un par cercano es muy baja, pero aún así no es nula. Hay que destacar que en el trabajo de Ryan et al. (2008), por ejemplo, un sistema de este tipo ha sido tomado como un par cercano con una probabilidad del 100 %, dándole el mismo peso que a un sistema similar al presentado en el caso (a).

En esta sección se ha presentado la base de la metodología para obtener el número de compañeros en muestras fotométricas. En las siguientes secciones se completará el desarrollo para tener en cuenta que trabajamos con muestras limitadas en luminosidad/masa, evitar los problemas de borde o encontrar la manera más adecuada de tratar los posibles sistemas múltiples.

### 8.1.3. Número de compañeros en una muestra limitada en volumen

A la hora de obtener el número de compañeros en una muestra limitada en volumen a partir de una muestra inicial limitada en luminosidad/masa se utilizará el mismo procedimiento que Patton et al. (2000), desarrollado además en detalle en la sección 8.1.1. Siguiendo esa metodología, la función  $\nu_j(z_1)$  definida en la ecuación (8.7) pasa a ser:

$$\nu_j(z_1) = C_j S_N(z_1) P_1(z_1 | \eta_1) \int_{z_m^-}^{z_m^+} S_N(z_2)^{-1} P_2(z_2 | \eta_2) dz_2, \quad (8.16)$$

donde el peso  $S_N(z)$  fue definido en la ecuación (8.2). Las únicas dos variables que quedan por establecer para calcular  $S_N(z)$  son la luminosidad/masa límite y la función de luminosidad/masa.

La luminosidad límite va a depender de la selección de la muestra primaria [secundaria], de forma que se tomará como luminosidad límite a cada  $z$  el mínimo entre  $M_{B,1}$  [ $M_{B,2}$ ] y la magnitud de completitud a ese  $z$ . En el caso del estudio en masa se tomará como masa límite a cada  $z$  el máximo entre  $M_{*,1}$  [ $M_{*,2}$ ] y la masa de completitud a ese  $z$ . Es decir, sólo realizaremos corrección de volumen cuando consideremos que nuestra muestra no es completa. La luminosidad/masa de completitud en función de  $z$  fue determinada en el capítulo 5. En el caso de la banda  $B$  la magnitud límite es

$$M_{B,\text{lim}}(z) = \text{mín}[M_B, -13.78 - 12.66z + 11.18z^2 - 3.74z^3], \quad (8.17)$$

donde  $M_B = M_{B,1}$  [ $M_{B,2}$ ] para la muestra primaria [secundaria], mientras que la masa límite valdrá

$$M_{*,\text{lim}}(z) = \text{máx}[M_*, 9.47z^{1/8}], \quad (8.18)$$

donde  $M_* = M_{*,1}$  [ $M_{*,2}$ ] para la muestra primaria [secundaria].

En cuanto a la función de luminosidad/masa, se va a parametrizar como:

$$\Phi(M, z) = (-1)^x C \ln(10) \phi^*(z) [10^{(-1)^x C (M^*(z) - M)}]^{1+\alpha(z)} \exp[-10^{(-1)^x C (M^*(z) - M)}], \quad (8.19)$$

Tabla 8.1: Parametros de la función de luminosidad/masa

Selección	$x$	$C$	$M_0^*$	$\delta$	$\phi_0$	$\gamma$	$\alpha_0$	$\psi$
$M_B$	1	0.4	-21.07	-1.23	-2.46	-0.12	-1.30	0
$M_*$	-1	1	11.23	0.13	-2.72	-0.56	-1.22	-0.041

donde  $\log_{10} \phi^*(z) = \phi_0 + \gamma(z - 0.5)$ ,  $M^*(z) = M_0^* + \delta(z - 0.5)$ ,  $\alpha(z) = \alpha_0 + \psi(z - 0.5)$  y  $x$  y  $C$  son constantes. Los parámetros que caracterizan la función de luminosidad en la banda  $B$  están tomadas de Faber et al. (2007), mientras que para la función de masas se ha tomado como referencia los parámetros de Pérez-González et al. (2008a). Por claridad se han resumido estos parámetros en la Tabla 8.1.

Finalmente, utilizando la ecuación (8.3), el número de compañeros en una muestra limitada en volumen, a partir de una muestra inicial limitada en luminosidad/masa en el intervalo  $[z_k, z_{k+1})$ , es:

$$N_{c,k} = \frac{\sum_j \int_{z_k}^{z_{k+1}} \nu_j(z_1) dz_1}{\sum_i \int_{z_k}^{z_{k+1}} S_N(z_i) P_i(z_i | \eta_i) dz_i}. \quad (8.20)$$

#### 8.1.4. Sistemas múltiples y variación de $N_c$ con $r_p^{\max}$

En este punto ya se ha definido la metodología que permitirá determinar el número de compañeros en muestreos fotométricos. En esta sección se va a realizar la primera prueba experimental sobre el método desarrollado: estudiar la dependencia del número de compañeros con  $r_p^{\max}$ . Este estudio viene motivado por la relación entre la función de correlación a dos puntos de las galaxias ( $\xi$ ) y el número de compañeros. La función de correlación a dos puntos suele expresarse mediante una ley de potencias de la forma  $\xi(r) \propto (r_0/r)^\gamma$ . Integrando esta función hasta un  $r_p$  dado se obtiene una estimación del número de compañeros, que varía con  $r_p$  como  $N_c \propto r_p^{3-\gamma}$  (Patton et al. 2002). Los valores de  $\gamma$  en la literatura son consistentes con  $\gamma \sim 1.7$  (p. ej., Le Fèvre et al. 2005), por lo que se espera que  $N_c \propto r_p^{1.3}$ . Este resultado puede no ser válido para  $r_p \lesssim 40$  kpc, ya que en ese rango las interacciones entre las galaxias pueden modificar la correlación a gran escala medida por  $\xi$ .

Para comprobar esta tendencia se han definido dos muestras. Ambas muestras presentan galaxias de luminosidad  $-22 < M_B < -19$  con contrapartida *HST*/ACS, pero la primera muestra contendrá solamente las galaxias con  $z_{\text{spec}}$ , mientras que la segunda muestra contendrá todas las galaxias. Por claridad se designarán estas muestras como  $G_{\text{spec}}$  y  $G_{\text{phot}}$ , respectivamente. En lo sucesivo, y para todas las muestras a estudio, *no se tendrán en cuenta las fuentes pertenecientes a la LSS* (ver secciones 5.5.2, 6.2.1 y 7.2.2, para más detalles). Esto es debido a que las condiciones de par cercano utilizadas hasta ahora son solo válidas para galaxias de campo: las velocidades típicas de las galaxias en los cúmulos, de hasta  $1000 \text{ km s}^{-1}$ , hacen que las condiciones en campo no sean representativas a la hora de identificar posibles pares ligados gravitacionalmente.

Un aspecto importante a tener en cuenta en este estudio es el tratamiento de los sistemas múltiples. En la sección anterior nos hemos centrado en el estudio de sistemas de dos galaxias, pero al aumentar  $r_p^{\max}$  es de esperar que el número de sistemas múltiples con tres o más galaxias aumente. A la hora de tratar este tipo de sistemas se van a considerar dos

Tabla 8.2: Número de compañeros  $N_c$  en función de  $r_p^{\max}$  en el rango  $0.2 < z < 1.1$ 

$r_p^{\max}$ ( $h^{-1}$ kpc)	$N_c(-22 < M_B \leq -19)$		
	$G_{\text{phot},1}$	$G_{\text{phot},2}$	$G_{\text{spec},1}$
20	$0.049 \pm 0.006$	$0.049 \pm 0.006$	$0.028 \pm 0.008$
21	$0.056 \pm 0.006$	$0.056 \pm 0.006$	$0.030 \pm 0.008$
25	$0.081 \pm 0.007$	$0.077 \pm 0.007$	$0.038 \pm 0.009$
30	$0.112 \pm 0.008$	$0.101 \pm 0.008$	$0.048 \pm 0.010$
35	$0.148 \pm 0.009$	$0.128 \pm 0.008$	$0.060 \pm 0.011$
40	$0.186 \pm 0.009$	$0.152 \pm 0.009$	$0.065 \pm 0.012$
45	$0.217 \pm 0.009$	$0.169 \pm 0.009$	$0.075 \pm 0.013$
50	$0.248 \pm 0.009$	$0.190 \pm 0.009$	$0.088 \pm 0.013$
55	$0.290 \pm 0.009$	$0.219 \pm 0.009$	$0.098 \pm 0.014$
60	$0.326 \pm 0.008$	$0.231 \pm 0.009$	$0.103 \pm 0.014$
65	$0.367 \pm 0.008$	$0.251 \pm 0.009$	$0.117 \pm 0.015$
70	$0.399 \pm 0.008$	$0.257 \pm 0.009$	$0.136 \pm 0.016$

posibles aproximaciones:

1. Se definen todos los posibles pares que puedan formarse con las galaxias del sistema múltiple y se estudian de forma individual siguiendo la metodología de la sección anterior. Por ejemplo, en un sistema triple formado por las galaxias A, B y C se estudiarán los pares A-B, A-C y B-C por separado y de forma independiente.
2. Se define el par más representativo del sistema, es decir, aquel en el cual la diferencia de luminosidad/masa de sus galaxias sea menor. Se estudiará este sistema y, de no ser un par cercano, se pasará al estudio del siguiente par más representativo. Se continuará con este proceso hasta que no queden pares posibles o hasta que uno de ellos sea considerado un par cercano.

En ambos casos, y debido a la posible multiplicidad de pares cercanos, se ha realizado un filtrado, previo a la determinación del número de compañeros, en el cual se eliminan los sistemas repetidos. Las dos aproximaciones utilizadas tienen sus ventajas y sus inconvenientes. La primera permite definir todos los posibles pares cercanos de una muestra pero, al aumentar  $r_p^{\max}$ , la contaminación debida a las incertidumbres en los  $z_{\text{phot}}$  puede alterar los resultados y hacer necesaria una corrección de proyección. En el segundo caso, sin embargo, se reduce el efecto de proyección a costa de perder posibles pares cercanos con una diferencia de luminosidad/masa grande, p. ej., fusiones menores en sistemas con una fusión mayor. Por último señalar que en el caso de la muestra  $G_{\text{spec}}$  los problemas de proyección no están presentes y solo se aplicará la aproximación 1, mientras que se aplicarán ambas aproximaciones para la muestra  $G_{\text{phot}}$ .

En la Tabla 8.2 podemos ver un resumen de los resultados obtenidos en el rango  $0.2 < z < 1.1$  para una variación de  $r_p^{\max}$  entre  $20h^{-1}$  y  $70h^{-1}$  con intervalos de  $5h^{-1}$ . También se ha estudiado el caso  $r_p^{\max} = 21h^{-1}$  por ser el límite en el estudio definitivo. En todos los casos se ha tomado  $r_p^{\min} = 6h^{-1}$ . Se han representado los valores obtenidos en la Figura 8.2. Ajustando los resultados a una ley de potencias de la forma  $N_c \propto r_p^s$ , se obtiene que  $s = 1.65$  en el caso  $G_{\text{phot},1}$ ,  $s = 1.32$  en el caso  $G_{\text{phot},2}$  y  $s = 1.21$  en el caso  $G_{\text{spec},1}$ . A la vista de estos resultados se desprende que:

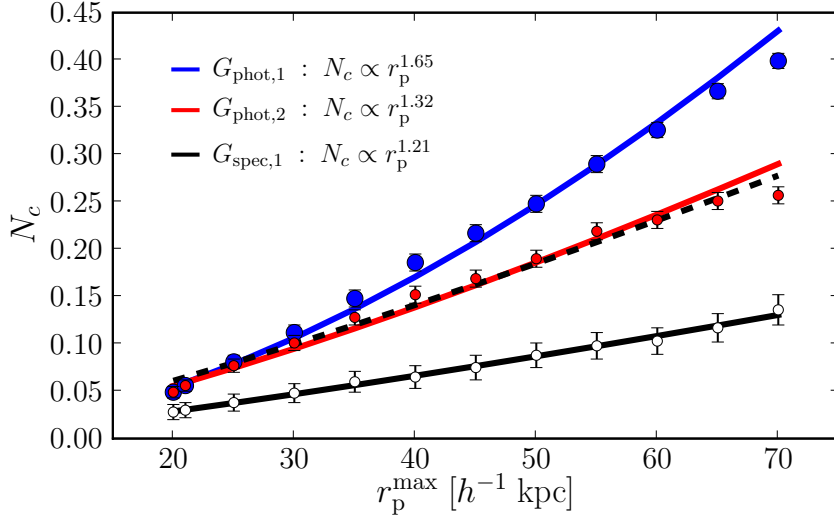


Figura 8.2: Número de compañeros en función de  $r_p^{\max}$  para tres casos distintos: muestra  $G_{\text{phot}}$  aplicando la aproximación 1 (círculos azules) y 2 (círculos rojos) a la hora de tratar sistemas múltiples (ver el texto para más detalles), y muestra  $G_{\text{spec}}$  aplicando la aproximación 1 (círculos blancos). Las distintas líneas representan el mejor ajuste por mínimos cuadrados de cada conjunto de puntos a una ley de potencias de la forma  $N_c(r_p) \propto r_p^s$ . La línea discontinua negra representa los valores esperados de  $N_c$  para la muestra fotométrica a partir de la muestra espectroscópica.

- La tendencia obtenida para los casos  $G_{\text{spec},1}$  y  $G_{\text{phot},2}$  está en buen acuerdo con la esperada,  $N_c \propto r_p^{1.3}$ . Sin embargo, el valor de  $s$  obtenido para el caso  $G_{\text{phot},1}$  es ligeramente mayor que el esperado. Este hecho indica que la contaminación debida a fuentes fotométricas es más importante si se utiliza la aproximación 1, como se esperaba.
- Para un  $r_p^{\max}$  dado, uno esperaría que  $N_c \propto n_g$ , donde  $n_g$  es la densidad de galaxias de la muestra (Lin et al. 2008). En el rango a estudio contamos con 1672 fuentes en total, 793 de ellas con  $z_{\text{spec}}$  ( $\sim 47\%$  de la muestra). Dividiendo entre 0.47 los resultados obtenidos en el caso  $G_{\text{spec},1}$  se obtiene el número de compañeros esperado para la muestra total. En este supuesto el caso  $G_{\text{phot},2}$  presenta, de forma aproximada, el número de compañeros esperado (línea de puntos negra en la Fig. 8.2). Este hecho indica que utilizar la aproximación 2 en muestreos fotométricos es estadísticamente similar a tener una muestra espectroscópica completa. Vemos, además, que las desviaciones más importantes en el número de compañeros esperado se producen a radios pequeños ( $r_p^{\max} \leq 25h^{-1}$  kpc) y grandes ( $r_p^{\max} \sim 70h^{-1}$  kpc), observándose en ambos casos un déficit en el número de compañeros. Se estudiará con más detalle este hecho en la siguiente sección.
- Las aproximaciones  $G_{\text{phot},1}$  y  $G_{\text{phot},2}$  proporcionan resultados similares hasta  $r_p^{\max} \sim 30h^{-1}$  kpc, un rango mayor que el  $r_p$  de interés. Esto indica que la multiplicidad empieza a ser importante a radios mayores de  $30h^{-1}$  y que el método proporciona resultados fiables para radios menores sea cual sea la aproximación utilizada.

Debido a las razones anteriores la aproximación que se va a utilizar para tratar sistemas múltiples será la número 2: se estudiarán solo aquellos pares cercanos con menor diferencia en luminosidad/masa. Con esta aproximación los resultados que se obtienen son estadísticamente comparables a los que se obtendrían con una muestra espectroscópica completa, al menos cuando contamos con un  $\sim 45\%$  de fuentes con  $z_{\text{spec}}$  en la muestra fotométrica. En la sección 8.2.1 se estudiará la dependencia de los resultados con la completitud espectroscópica de la muestra.

### 8.1.5. Efectos de borde: completitud en el espacio de desplazamientos al rojo y límite de las imágenes

En esta sección se tratarán los efectos de borde que afectan el presente estudio, tanto en el plano del cielo como en el espacio de desplazamiento al rojo.

#### Efectos de borde en el espacio de $z$

Para evitar sesgos en los resultados al no introducir en las muestras galaxias con  $z_i - 2\sigma_{z_i} < z_{\text{up}}$ , donde  $z_{\text{up}}$  es el desplazamiento al rojo máximo del estudio, se utilizará la misma estrategia que en el estudio morfológico de fusiones de los capítulos 4 y 5: las muestras presentarán unos límites en el espacio de desplazamiento al rojo de  $z_{\text{min}} < z \leq z_{\text{max}}$ , mientras que el número de compañeros se determinará en el rango  $z_{\text{down}} = z_{\text{min}} + 2\sigma_{\delta_z}(1 + z_{\text{max}}) < z \leq z_{\text{up}} = z_{\text{max}} - 2\sigma_{\delta_z}(1 + z_{\text{max}})$ , donde  $\sigma_{\delta_z}$  es la dispersión media de los  $z_{\text{phot}}$  respecto a los  $z_{\text{spec}}$  en las galaxias que tengan ambas medidas (secciones 4.2.1 y 5.2.1). Para asegurar completitud y buena estadística se tomará  $z_{\text{min}} = 0.1$ ,  $z_{\text{max}} = 1.3$ ,  $z_{\text{down}} = 0.2$  y  $z_{\text{up}} = 1.1$  (ver la sección 5.3.1.2 para ver más detalles sobre la definición de estos límites). Señalar que en los resultados obtenidos en la sección 8.1.4 ya se ha tenido en cuenta este efecto.

#### Efectos de borde en los límites de las imágenes

Si una de las fuentes primarias está cerca del borde de una imagen, se están perdiendo aquellos compañeros localizados fuera de dicha imagen, obteniéndose un número de compañeros menor al real. Para conocer el efecto de este sesgo en los resultados se va a estudiar de nuevo la variación del número de compañeros con  $r_{\text{p}}^{\text{max}}$ . Como se vio en la sección anterior, el número de compañeros obtenido en la muestra fotométrica es menor al esperado para radios pequeños ( $r_{\text{p}}^{\text{max}} \leq 25h^{-1}$  kpc) y grandes ( $r_{\text{p}}^{\text{max}} \sim 70h^{-1}$  kpc), existiendo un déficit de compañeros en ambos casos. El déficit a radios pequeños es debido al efecto de las interacciones entre galaxias, mientras que el déficit a radios grandes puede ser debido a los efectos de borde: se espera que a  $r_{\text{p}}^{\text{max}}$  pequeños este efecto sea despreciable y que, al aumentar  $r_{\text{p}}^{\text{max}}$ , se vaya haciendo más importante. Para comprobar este hecho se han definido dos muestras: la primera está compuesta por todas las fuentes *Spitzer*/IRAC del catálogo con  $-22 < M_B < -19$ , mientras que la segunda está compuesta por las fuentes del catálogo con  $-22 < M_B < -19$  y contrapartida ACS. Evidentemente, el segundo catálogo está contenido en el primero. En la Figura 8.3 podemos ver la distribución espacial de estas dos muestras. Vemos como las fuentes *Spitzer*/IRAC de la muestra (puntos rojos) definen un paralelogramo en el plano del cielo (líneas negras), mientras que las fuentes *HST*/ACS



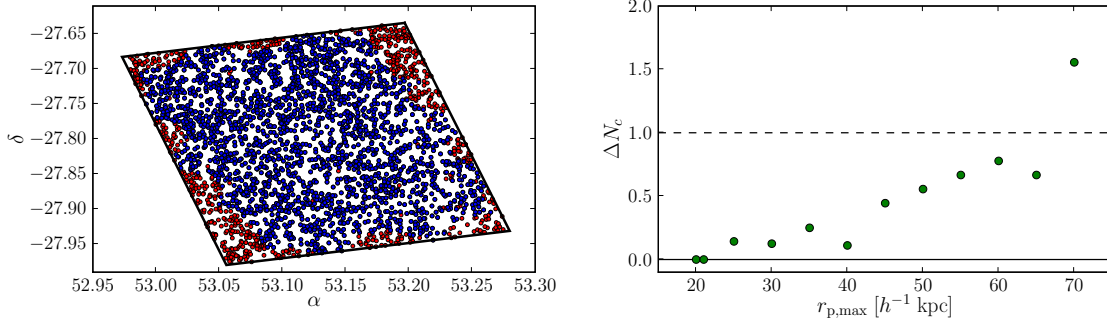


Figura 8.3: *Izquierda*: Distribución de las fuentes *Spitzer/IRAC* (puntos rojos y azules) y las fuentes *HST/ACS* (puntos azules) en el área de GOODS-S (líneas negras). *Derecha*: Variación de  $\Delta N_c$  con  $r_{p,\max}$ . La línea discontinua marca una diferencia de  $1\sigma$  entre el número de compañeros obtenido con y sin corrección de borde.

(puntos azules) presentan una distribución más irregular. Para tener en cuenta los efectos de borde se va a aplicar la siguiente solución:

- Se tomará como muestra secundaria la definida por las fuentes IRAC, mientras que la muestra primaria será la definida por las fuentes ACS. Esto hace que la capacidad de resolver dos fuentes próximas pase de  $1''$  a  $2''$  ( $\sim 12h^{-1}$  kpc a  $z = 1.6$ , donde se produce el mínimo de la función  $d_A$ ) cerca de los bordes del área cubierta por la cámara ACS. Debido a que se van a estudiar radios  $r_p^{\max} \gtrsim 20h^{-1}$  kpc, se podrá detectar la influencia del efecto de borde en los resultados de la sección anterior.
- Se aplicará un peso  $f_b^i(z)$  sobre las fuentes primarias del catálogo. Esta función es igual al porcentaje del área  $\pi(r_{p,\max}^2 - r_{p,\min}^2)$  alrededor de la galaxia primaria que pertenece al paralelogramo que ocupan las fuentes *Spitzer/IRAC* (líneas negras en la Fig. 8.3). Con este peso la ecuación (8.20) pasa a ser:

$$N_{c,k} = \frac{\sum_j \int_{z_k}^{z_{k+1}} \nu_j(z_i) dz_i}{\sum_i \int_{z_k}^{z_{k+1}} S_N(z_i) f_b^i(z_i) P_i(z_i) dz_i}. \quad (8.21)$$

Si se comparan los resultados obtenidos en la sección 8.1.4 en el caso fotométrico con la aproximación 2 para sistemas múltiples, que denotaremos simplemente como  $N_c$ , con los obtenidos en el mismo caso pero teniendo además en cuenta los efectos de borde, que denotaremos como  $N_c^{\text{border}}$ , se obtiene que la diferencia entre ambas metodologías es menor a 0.1 excepto en el caso  $r_{p,\max} = 70h^{-1}$  kpc, donde la diferencia aumenta hasta  $\sim 0.15$ . Para saber si esta diferencia es significativa, se ha definido la variable

$$\Delta N_c = \frac{N_c^{\text{border}} - N_c}{\sigma_{N_c}}, \quad (8.22)$$

donde  $\sigma_{N_c}$  es la incertidumbre en el valor de  $N_c$  en la Tabla 8.2. Señalar que, para todo  $r_{p,\max}$ , se obtiene  $\sigma_{N_c^{\text{border}}} = \sigma_{N_c}$ . En la Figura 8.3 se ha representado la variación de  $\Delta N_c$  con  $r_{p,\max}$ . Podemos ver que:

Tabla 8.3: Número de compañeros  $N_c$  en la banda  $B$

Referencia	$z$	$-22 < M_B \leq -20$	$-22 < M_B \leq -19.5$	$-22 < M_B \leq -19$
<b>Este trabajo</b>	<b>0.425</b>	<b><math>0.022 \pm 0.013</math></b>	<b><math>0.029 \pm 0.010</math></b>	<b><math>0.036 \pm 0.009</math></b>
	<b>0.875</b>	<b><math>0.041 \pm 0.010</math></b>	<b><math>0.057 \pm 0.009</math></b>	<b><math>0.064 \pm 0.008</math></b>
Patton et al. (2000)	0.015	$0.008 \pm 0.002$	$0.012 \pm 0.003$	$0.019 \pm 0.004$
De Propriis et al. (2007)	0.067	...	...	$0.031 \pm 0.005$
De Propriis et al. (2005)	0.124	$0.015 \pm 0.001$	...	...
	0.116	...	...	$0.036 \pm 0.003$
Patton et al. (2002)	0.297	$0.014 \pm 0.003$	$0.023 \pm 0.006$	$0.035 \pm 0.008$
Lin et al. (2004)	0.1	...	...	$0.024 \pm 0.010$
	0.6	...	$0.036 \pm 0.011$	...
	1.1	$0.049 \pm 0.013$	...	...
Lin et al. (2008)	0.077	...	...	$0.031 \pm 0.004$
	0.48	...	$0.036 \pm 0.005$	...
	0.85	$0.040 \pm 0.005$	...	...

- La corrección de borde aumenta al aumentar  $r_p^{\max}$ , como se esperaba.
- El número de compañeros no varía en el rango de interés,  $r_p^{\max} \leq 21h^{-1}$  kpc.
- La corrección de borde es estadísticamente importante solo en el caso  $r_{p,\max} = 70h^{-1}$  kpc, único radio en el cual  $\Delta N_c > 1$ . En el resto de radios a estudio  $\Delta N_c < 1$  y por tanto el valor  $N_c^{\text{border}}$  está dentro de la incertidumbre de  $N_c$ .

En lo sucesivo, y a pesar de que los resultados para radios pequeños (es decir, en el estudio de pares cercanos) no se ven afectados, aplicaremos las correcciones de borde desarrolladas en esta sección. Señalar que, a falta de un estudio detallado en otros campos, la afirmación de que el efecto de borde no es importante en estudios de pares cercanos es solo aplicable a GOODS-S.

## 8.2. Número de compañeros en la banda $B$

Una vez desarrollada y comprobada la metodología, su primera aplicación será obtener el número de compañeros en muestras seleccionadas en la banda  $B$  para diferentes criterios de selección. Este estudio está motivado por los abundantes estudios espectroscópicos de la literatura realizados en esta banda con una metodología similar, lo que proporciona un conjunto de datos excelente para comparar con los resultados del presente estudio. Para ello se considerará que la muestra primaria y secundaria son similares para tres selecciones en luminosidad diferentes:  $-22 < M_B \leq -20$  (1099 fuentes),  $-22 < M_B \leq -19.5$  (1709 fuentes) y  $-22 < M_B \leq -19$  (2400 fuentes). En los trabajos previos el límite superior en luminosidad se impone para evitar la influencia de las galaxias más luminosas, las cuales presentan un agrupamiento mayor, en los resultados (Patton et al. 2000). Podemos ver un resumen con los resultados del presente estudio y los recopilados de la literatura en la Tabla 8.3. En la recopilación de datos se ha tenido en cuenta que:

- Los resultados de Patton et al. (2000) y Patton et al. (2002) están obtenidos para una cosmología con  $h = 1$ . Se ha tenido esto en cuenta al obtener los valores de su Tabla 4

Tabla 8.4: Parámetros de los ajustes  $N_c(z) = N_c(0)(1+z)^m$ 

Selección de la muestra	$N_c(0)$	$m$
$-22 < M_B \leq -20$	$0.009 \pm 0.001$	$2.4 \pm 0.2$
$-22 < M_B \leq -19.5$	$0.012 \pm 0.001$	$2.5 \pm 0.2$
$-22 < M_B \leq -19$	$0.024 \pm 0.003$	$1.5 \pm 0.4$

y 3, respectivamente, para que correspondan a una selección en la banda  $B$  similar a la del presente estudio. En el caso de Patton et al. (2002) también ha aplicado una corrección evolutiva, la cual ha sido también tenida en cuenta. En cuanto al radio de búsqueda, en ambos trabajos se toma el anillo  $5h^{-1} < r_p < 20h^{-1}$ , un rango similar al del presente estudio.

- El trabajo de De Propris et al. (2005) se realizó para dos rangos de magnitudes,  $-22.8 \lesssim M_B \lesssim -19.8$  y  $-21.8 \lesssim M_B \lesssim -18.8$ . Se utilizará el primero para la comparación en el rango  $-22 < M_B \leq -20$  y el segundo para el rango  $-22 < M_B \leq -19$ . Como en el caso anterior el anillo de búsqueda es  $5h^{-1} < r_p < 20h^{-1}$ .
- El resultado De Propris et al. (2007) se refiere al rango  $-21.8 \lesssim M_B \lesssim -18.8$ , por lo que se utilizará en la comparación con el rango  $-22 < M_B \leq -19$ . Por otra parte, la condición en el plano del cielo es  $r_p < 20h^{-1}$ , sin ningún radio interno. Debido a esto, y siguiendo las indicaciones de Bell et al. (2006b), se ha multiplicado por  $3/4$  el valor original. Esto proporciona el valor correspondiente a un rango de  $15h^{-1}$  kpc.
- Al contrario que en los casos anteriores, donde el número de compañeros se determinó a un solo desplazamiento al rojo, los estudios de Lin et al. (2004) y Lin et al. (2008) estudian el rango  $0 < z < 1.2$ . Desgraciadamente, su muestra está compuesta por galaxias tales que  $-20.9 < M_B^e < -18.9$ , donde  $M_B^e = M_B - Qz$ , siendo  $Q = 1$  en Lin et al. (2004) y  $Q = 1.3$  en Lin et al. (2008). Debido a esto primero se ha determinado a que  $z$  estos estudios presentan una magnitud superior de selección igual a las del presente estudio, para después obtener el número de compañeros de los ajustes  $N_c(z) = N_c(0)(1+z)^m$  publicados. Las incertidumbres han sido obtenidas por propagación de los errores de los parámetros del ajuste. Por último, y debido a que estos estudios se han realizado en un anillo de  $20h^{-1}$  kpc ( $10h^{-1} < r_p < 30h^{-1}$ ), se han multiplicado los resultados por  $3/4$  como en el caso anterior.

Se han representado los datos de la Tabla 8.3 en la Figura 8.4. Podemos ver como los resultados del presente estudio (cuadrados verdes) y los de otros autores están en muy buen acuerdo en los tres casos. Realizando un ajuste por mínimos cuadrados de los puntos a una ley de potencias de la forma  $N_c = N_c(0)(1+z)^m$  se han obtenido los parámetros de la Tabla 8.4. La tendencia que se observa es clara: el valor del índice  $m$  se mantiene constante,  $m \sim 2.5$ , hasta  $M_B \leq -19.5$  para luego descender de forma apreciable hasta  $m = 1.5$  en el caso  $M_B \leq -19$ , mientras que el número de compañeros a  $z = 0$  aumenta al disminuir la luminosidad del estudio. Esta última tendencia es también evidente en los resultados de la Tabla 8.3 y está en acuerdo con los trabajos de Patton et al. (2000), Patton et al. (2002) y Lin et al. (2004).

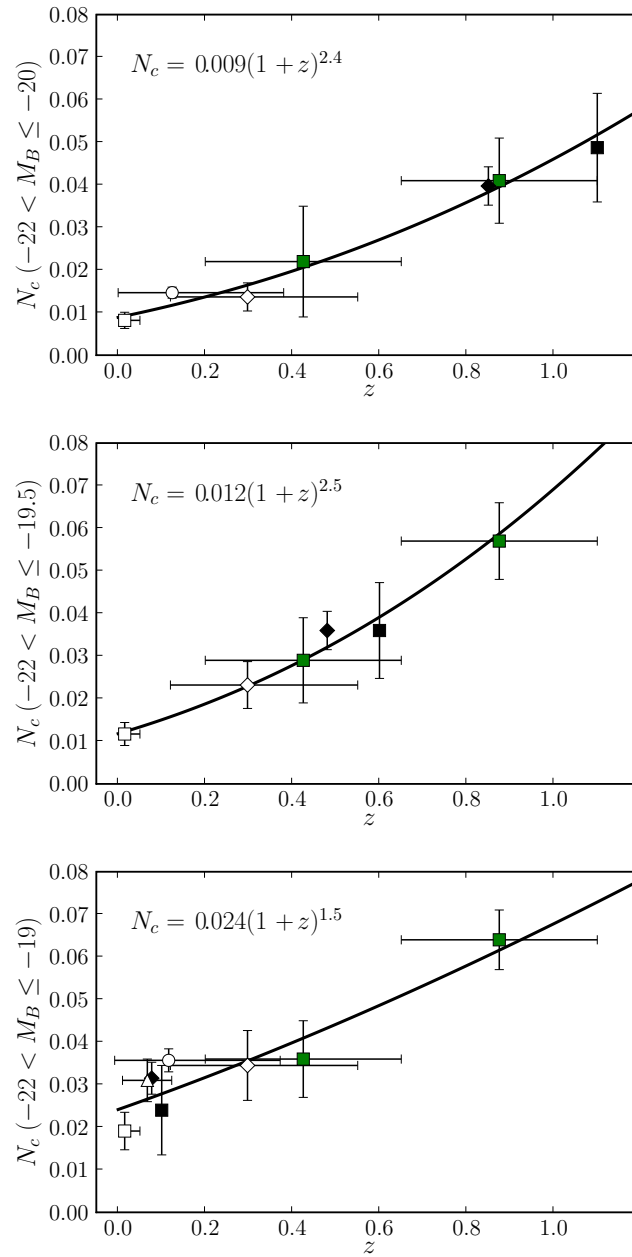


Figura 8.4: Número de compañeros en función del desplazamiento al rojo y el criterio de selección:  $-22 < M_B \leq -20$  (arriba),  $-22 < M_B \leq -19.5$  (centro) y  $-22 < M_B \leq -19$  (abajo). Los datos del presente estudio son los cuadrados verdes, mientras que el resto son datos de otros autores: Patton et al. 2000 (cuadrados blancos), De Propris et al. 2005 (círculos blancos), De Propris et al. 2007 (triángulo blanco), Patton et al. 2002 (rombos blancos), Lin et al. 2004 (cuadrados negros) y Lin et al. 2008 (rombos negros). Las líneas negras en las tres gráficas son el mejor ajuste por mínimos cuadrados de los puntos a una función de la forma  $N_c(z) = N_c(0)(1+z)^m$ .

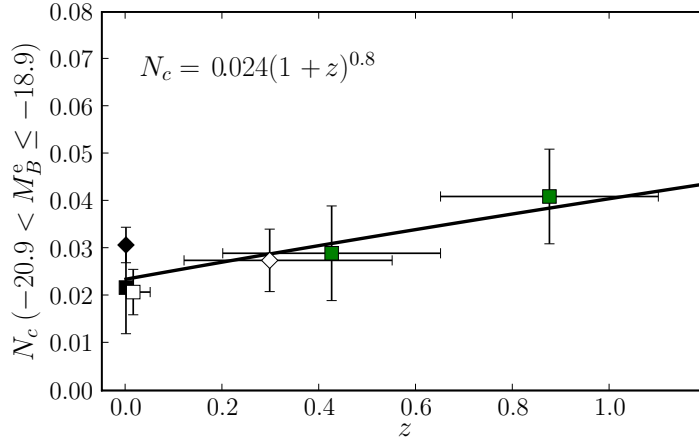


Figura 8.5: Número de compañeros en función del desplazamiento al rojo para un criterio de selección  $-20.9 < M_B^e < -18.9$ . Los datos del presente estudio son los cuadrados verdes, mientras que el resto son datos de otros autores: Patton et al. 2000 (cuadrado blanco), Patton et al. 2002 (rombo blanco), Lin et al. 2004 (cuadrado negro) y Lin et al. 2008 (rombo negro). La línea negra es el mejor ajuste por mínimos cuadrados de los puntos a una función de la forma  $N_c(z) = N_c(0)(1+z)^m$ .

Tabla 8.5: Número de compañeros  $N_c$  en la banda  $B$  para  $-20.9 < M_B^e < -18.9$

Referencia	$z$	$N_c$
Lin et al. (2004)	0	$0.022 \pm 0.010$
Lin et al. (2008)	0	$0.031 \pm 0.004$
Patton et al. (2000)	0.015	$0.021 \pm 0.005$
Patton et al. (2002)	0.297	$0.028 \pm 0.007$
<b>Este trabajo</b>	<b>0.425</b>	<b><math>0.029 \pm 0.013</math></b>
	<b>0.875</b>	<b><math>0.041 \pm 0.010</math></b>

¿Cómo se comparan estos valores de  $m$  con los obtenidos en estudios previos? Centremos la comparación en el trabajo de Lin et al. (2008), realizado sobre  $\sim 350000$  fuentes espectroscópicas en el rango  $0 < z < 1.2$ . En él se obtiene una evolución en el número de compañeros de  $N_c(z) = (0.031 \pm 0.004)(1+z)^{0.4 \pm 0.2}$  para una selección  $-20.9 < M_B^e < -18.9$ , donde  $M_B^e = M_B - 1.3z$ . Esta selección, que tiene en cuenta la evolución de la función de luminosidad, selecciona galaxias con  $0.4L_B^* < L_B < 2.5L_B^*$  en todo el rango de  $z$  a estudio. Como se ha visto anteriormente, los parámetros que definen la evolución del número de compañeros dependen de la selección de la muestra y, por tanto, no podemos comparar directamente los resultados de Lin et al. (2008) y los obtenidos en esta sección. Por ello se ha utilizado el criterio de selección de la muestra de Lin et al. (2008) a la hora de comparar los datos de diferentes autores, los cuales se han resumido en la Tabla 8.5. Por ejemplo, en el caso de los trabajos de Lin et al. (2004) y Lin et al. (2008) se ha tomado como dato el valor del número de compañeros a  $z = 0$  que se desprende de los ajustes publicados en dichos trabajos. Por otra parte, en el caso del presente estudio la selección en luminosidad de Lin et al. (2008) a  $z = 0.425$  es similar a  $-22 \lesssim M_B \lesssim -19.5$  (sin corrección evolutiva), mientras que a  $z = 0.875$  es similar a  $-22 \lesssim M_B \lesssim -20$ , por lo que se ha utilizado

el número de compañeros obtenido previamente en las muestras con esa selección. En la Figura 8.5 podemos ver los datos y el ajuste por mínimos cuadrados a los mismos, el cual define una evolución  $N_c(z) = (0.024 \pm 0.003)(1+z)^{0.8 \pm 0.4}$ . El índice obtenido,  $m = 0.8 \pm 0.4$ , es consistente con el publicado por Lin et al. (2008),  $m = 0.4 \pm 0.2$ . Además, los modelos semianalíticos de Berrier et al. (2006) predicen una evolución en el número de compañeros de  $m = 0.4 - 1.0$ , en buen acuerdo con estos resultados.

Para finalizar, resaltar que en esta sección se ha demostrado la importancia de la selección de la muestra en los estudios de compañeros: los resultados obtenidos en GOODS-S son compatibles de forma simultánea con una evolución moderada ( $m = 2.5$ ) y débil ( $m = 0.8$ ) con solo redefinir la selección de la muestra. Este hecho permite comprender mejor las discrepancias sobre el valor de  $m$  que se encuentran en la literatura: la mayoría de los trabajos que defienden un valor  $m < 1$  han aplicado en su selección el efecto evolutivo (p. ej., Lin et al. 2004; Lin et al. 2008; Lotz et al. 2008a), mientras que aquellos que obtienen  $m > 2$  no lo han tenido en cuenta (p. ej., Le Fèvre et al. 2000; Conselice et al. 2003; Kartaltepe et al. 2007). Por tanto, el conocer la muestra inicial es de vital importancia a la hora de comparar los resultados con otros autores y obtener conclusiones sobre la evolución de las fusiones con el desplazamiento al rojo.

### 8.2.1. Dependencia con la completitud espectroscópica del muestreo

Uno de los puntos más importantes a tener en cuenta al aplicar la metodología desarrollada en este capítulo es su finalidad: no pretende recuperar el valor real del número de compañeros teniendo en cuenta los errores en los  $z_{\text{phot}}$ , como el método ML desarrollado en el capítulo 3, si no aprovechar toda la información en el espacio de desplazamiento al rojo de una muestra. Las muestras seleccionadas en luminosidad que se han utilizado en la sección anterior contaban con información espectroscópica y fotométrica: la muestra con  $-22 < M_B \leq -20$  presenta un  $f_{\text{spec}} = 0.54$ , donde  $f_{\text{spec}}$  es la fracción de fuentes de la muestra con  $z_{\text{spec}}$ . Por otro lado, la muestra con  $-22 < M_B \leq -19.5$  presenta un  $f_{\text{spec}} = 0.49$  y la muestra con  $-22 < M_B \leq -19$  un  $f_{\text{spec}} = 0.42$ . Todas las pruebas y comparaciones con trabajos de  $f_{\text{spec}} = 1$  han sido satisfactorias, mostrando lo adecuado de la metodología en muestras con  $f_{\text{spec}} \gtrsim 0.40$ . Sin embargo, ¿es la metodología adecuada en muestras con  $f_{\text{spec}} = 0$ , es decir, muestras solamente fotométricas? Para responder a esta pregunta se ha comparado el número de compañeros en el rango  $0.2 \leq z < 1.1$  de las muestras espectro-fotométricas de la sección anterior y el número de compañeros en el mismo rango pero tomando los  $z_{\text{phot}}$  de las fuentes (es decir, se utilizará el  $z_{\text{phot}}$  aún cuando la fuente tenga  $z_{\text{spec}}$  y puedan ser muy diferentes). Si los resultados que se obtienen son similares, significará que la metodología puede también utilizarse en muestras con  $f_{\text{spec}} = 0$ .

Desafortunadamente, el número de compañeros en la muestra con  $f_{\text{spec}} = 0$  es sistemáticamente mayor al obtenido en la muestra con  $z_{\text{spec}}$ . Esto es debido a que los errores en los  $z_{\text{phot}}$  aumentan los efectos de proyección, que a pesar del esquema de pesos desarrollado en este capítulo afecta de forma apreciable los resultados. Por tanto, aunque la metodología desarrollada representa una mejora a la hora de evitar efectos de proyección, ya que en lugar de una corrección estadística como en anteriores trabajos (p. ej., Le Fèvre et al. 2000; Kartaltepe et al. 2007; Rawat et al. 2008) utiliza toda la información fotométrica disponible para discriminar que sistemas pueden ser pares cercanos y cuales no, las amplitudes actua-

les en los errores de los  $z_{\text{phot}}$  hacen que una muestra con  $f_{\text{spec}} = 0$  se vea aún afectadas por efectos de proyección.

Como conclusión se puede afirmar que la metodología desarrollada es útil y arroja resultados competitivos en muestras espectro-fotométricas actuales con  $f_{\text{spec}} \gtrsim 0.40$ , mientras que en muestras con  $f_{\text{spec}} = 0$  es recomendable utilizar funciones de correlación para el estudio del número de compañeros (Bell et al. 2006b, Masjedi et al. 2006). Por otra parte, es esperable que la mejora futura en la determinación de los  $z_{\text{phot}}$  disminuya su incertidumbre, aliviando los problemas de proyección y permitiendo utilizar la metodología desarrollada en muestras completamente fotométricas. Finalmente, en las siguientes secciones se va a estudiar  $N_c$  en muestras seleccionadas en masa, las cuales presentan  $f_{\text{spec}} \geq 0.40$  en todos los casos, pasando de  $f_{\text{spec}} = 0.65$  para la muestra con  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$  a  $f_{\text{spec}} = 0.41$  en el caso de la muestra con  $M_{\star} \geq 10^9 M_{\odot}$ .

### 8.3. Número de compañeros en muestras seleccionadas en masa

En las secciones anteriores se ha comprobado que se pueden obtener resultados que están en buen acuerdo con trabajos realizados sobre muestras espectroscópicas completas a partir de muestras fotométricas. Se puede pasar, por tanto, a estudiar el número de compañeros en pares cercanos que darán lugar a una fusión mayor. Debido a que se cuenta con la masa de las galaxias de la muestra no se va a realizar el estudio de las fusiones mayores sobre muestras seleccionadas en luminosidad, lo cual obligaría a asumir una relación  $M_{\star}/L$  constante y a sesgar los resultados por la incompletitud en masa de las muestras seleccionadas en luminosidad. Cómo en la sección anterior se va a obtener el número de compañeros en dos intervalos de desplazamiento al rojo centrados en  $z = 0.425$  y  $z = 0.875$ . Esto permitirá obtener datos de alta calidad, aunque es necesario contar con más datos para minimizar el efecto de la varianza cósmica, algo que se deja como trabajo futuro.

#### 8.3.1. Dependencia del número de compañeros con la diferencia de masa

A la hora de determinar el número de compañeros para una diferencia de masa dada la muestra primaria y secundaria no pueden ser iguales. Para asegurar la completitud del estudio, la muestra secundaria ha de incluir las galaxias de masa  $M_{\star,2} \geq RM_{\star,1}$ , donde  $M_{\star,1}$  es la masa límite de la muestra primaria,  $M_{\star,2}$  es la masa límite de la muestra secundaria y  $R \in (0, 1]$  expresa la relación de masas máxima entre una galaxia de la muestra primaria y otra de la secundaria para que un par cercano sea considerado una fusión. En esta sección se tomará como muestra primaria aquellas galaxias con  $\log(M_{\star,1}/M_{\odot}) \geq 10$  y se estudiará la influencia de la variable  $R$  en el número de compañeros. Para ello se van a considerar los valores  $R = 1/2, 1/3, 1/5, 1/8$  y  $1/10$ . En lo sucesivo se tomarán como **fusiones mayores** aquellas con  $R = 1/3$ , mientras que **fusiones menores** serán aquellas con  $R = 1/10$  (con esta definición el número de compañeros menores incluye también el de compañeros mayores).

En la Tabla 8.6 podemos ver el número de compañeros en función de  $R$  para los dos intervalos de desplazamiento al rojo a estudio. Lo primero que observamos es que en ambos intervalos de  $z$  la disminución en  $R$  implica un aumento en  $N_c$ . Esto era esperable, ya que la incursión en el estudio de galaxias menos masivas y, por tanto, más numerosas, tiende a

Tabla 8.6: Número de compañeros  $N_c$  en función de  $R$  en el rango  $0.2 \leq z < 1.1$  para una muestra primaria con  $\log(M_{*,1}/M_\odot) \geq 10$ 

Muestra secundaria	$R$	$z = 0.425$	$z = 0.875$
$\log(M_{*,2}/M_\odot) \geq 9.7$	1/2	$0.018 \pm 0.011$	$0.029 \pm 0.009$
$\log(M_{*,2}/M_\odot) \geq 9.5$	1/3	$0.028 \pm 0.014$	$0.039 \pm 0.011$
$\log(M_{*,2}/M_\odot) \geq 9.4$	1/4	$0.031 \pm 0.015$	$0.046 \pm 0.011$
$\log(M_{*,2}/M_\odot) \geq 9.3$	1/5	$0.032 \pm 0.015$	$0.060 \pm 0.013$
$\log(M_{*,2}/M_\odot) \geq 9.1$	1/8	$0.038 \pm 0.016$	$0.075 \pm 0.014$
$\log(M_{*,2}/M_\odot) \geq 9$	1/10	$0.038 \pm 0.016$	$0.079 \pm 0.014$

incrementar el número de compañeros. Esta tendencia ya había sido encontrada en trabajos previos en muestras seleccionadas en luminosidad (p. ej., Patton et al. 2000; Lin et al. 2004). En la Figura 8.6 podemos ver más claramente la evolución de  $N_c$  con  $R$  en los intervalos  $z \in [0.2, 0.65)$  (puntos azules) y  $z \in [0.65, 1.1)$  (puntos rojos). Para explicar la tendencia observada se han ajustado los puntos mediante mínimos cuadrados con pesos a una función de la forma  $N_c(R) \propto R^s$ , obteniendo que  $s = -0.4 \pm 0.3$  en el primer intervalo (línea continua azul) y  $s = -0.6 \pm 0.2$  en el segundo (línea roja). Vemos como los dos valores del índice  $s$  obtenidos en ambos intervalos son compatibles a  $1\sigma$ , por lo que no se puede afirmar que exista una evolución de  $s$  con el desplazamiento al rojo. Para afianzar esta idea se han ajustado los puntos del primer intervalo imponiendo un valor de  $s = -0.6$  (línea discontinua azul): la curva obtenida queda explicada por los datos dentro de su error. El estudio en campos con más área son necesarios para disminuir los errores y poder estudiar la evolución de  $s$  con  $z$ . De confirmarse que  $s$  desciende con  $z$ , implicaría que la evolución de el número de compañeros menores es mayor que de compañeros mayores y, por tanto, que las galaxias más masivas que  $\log(M_{*,1}/M_\odot) \geq 10$  están acretaando galaxias satélite, lo cual está en acuerdo con la *vía lenta* propuesta en el capítulo 7 para explicar la evolución estructural de las galaxias desde  $z \sim 1$  (Fig. 7.17). Cabe destacar que en su trabajo con modelos semianalíticos, Maller et al. (2006) predicen una relación potencial entre el número de fusiones y  $R$ . La comparación de su exponente  $s$  con el del presente estudio no es, sin embargo, posible, debido a las diferentes definiciones y rangos de masa a estudio.

¿Cómo se compara el número de compañeros mayores y menores? Por primera vez en un estudio de pares cercanos se puede responder a esta pregunta: el único trabajo en la literatura que ha realizado un estudio de fusiones menores hasta la fecha es el de Jogee et al. (2009), pero mediante criterios morfológicos. El estudio morfológico implica que no se puede conocer la masa de las dos galaxias que has sufrido la fusión, mientras que en el estudio de pares si, proporcionando una mejor idea de la relación entre fusiones mayores ( $R = 1/3$ ) y menores ( $R = 1/10$ ). Comparando los valores de la Tabla 8.6 se obtiene que  $N_c(R = 1/10) = (1.7 \pm 0.3) \times N_c(R = 1/3)$ . Los modelos de Stewart et al. (2008) y González-García et al. (2009) predicen  $N_c(R = 1/10) \sim 2 \times N_c(R = 1/3)$ , en buen acuerdo con el resultado obtenido en esta sección.

Centrémonos ahora en la evolución con  $z$ . Comparando el número de compañeros en los dos intervalos de desplazamiento al rojo para todos los valores de  $R$  se obtiene que  $N_c(z = 0.875) = (1.8 \pm 0.25)N_c(z = 0.425)$ . Si se asume que la evolución con  $z$  del número de compañeros no depende de  $R$ , como sugieren los modelos de Stewart et al. (2008), la diferencia observada es equivalente a una evolución  $N_c(z) \propto (1+z)^m = (1+z)^{2.1 \pm 0.5}$  para



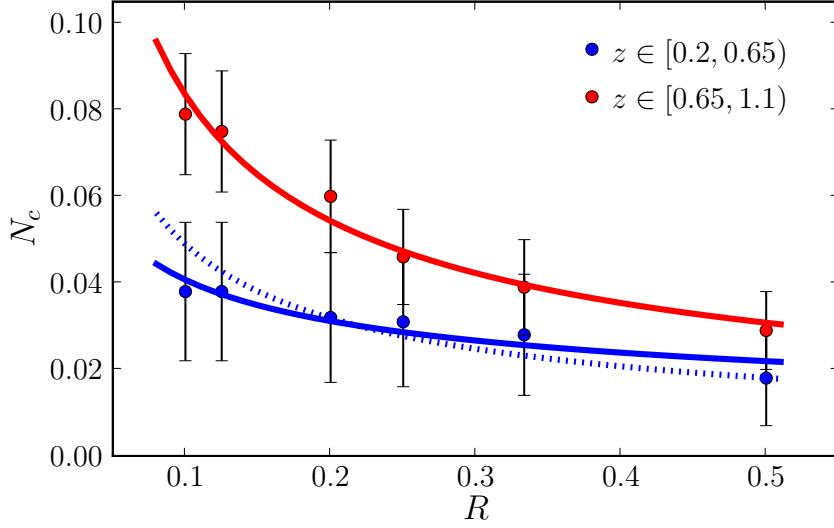


Figura 8.6: Número de compañeros en función de  $R$  a  $z = 0.425$  (puntos azules) y  $z = 0.875$  (puntos rojos). La línea continua azul/roja es el ajuste por mínimos cuadrados a una función del tipo  $N_c(R) \propto R^s$  en el primer/segundo intervalo de desplazamiento al rojo. La línea discontinua azul es el ajuste de los puntos a  $z = 0.425$  a una función  $N_c(R) \propto R^{-0.6}$ , el valor de  $s$  obtenido para  $z = 0.875$ . Vemos como la precisión de los datos no permite afirmar que exista una evolución de  $s$  con el desplazamiento al rojo.

galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$ . Vemos como, a pesar de no ser capaces de obtener el número de compañeros a  $z = 0$ , se ha obtenido una estimación de su evolución con el desplazamiento al rojo. Trataremos esta evolución con detalle en el caso de la fusiones mayores ( $R = 1/3$ ) en la siguiente sección. Es posible que el valor de  $m$  sea función de  $R$ , y no constante como se ha supuesto, pero desgraciadamente el volumen de datos del que se dispone no permite discernir entre ambos supuestos. Por último, en este momento estaríamos tentados a comparar el valor de  $m$  obtenido en esta sección con el obtenido en el capítulo 5 mediante criterios morfológicos. Esto, sin embargo, no es inmediato, y se compararán la tasa de fusiones obtenida por ambos métodos en la sección 8.4.

### 8.3.2. Dependencia del número de compañeros con la masa de la galaxia primaria

En esta sección se va a estudiar como varía el número de compañeros en el caso de fusiones mayores ( $R = 1/3$ ) respecto a la masa de selección de la muestra primaria. Para ello se van a definir un total de 11 muestras primarias desde  $\log(M_{*,1}/M_\odot) \geq 9.5$  hasta 10.3 en pasos de 0.1 dex. Cada muestra primaria tendrá asignada una muestra secundaria tal que cumpla la relación  $\log(M_{*,1}/M_{*,2}) \leq 0.5$  dex (un factor 3 en masa). Este estudio se ha realizado en los dos intervalos de desplazamiento al rojo utilizados en las secciones anteriores.

En la Tabla 8.7 se han resumido los resultados obtenidos, mientras que los hemos representado en la Figura 8.7. Vemos como en el rango  $z \in [0.2, 0.65)$  el número de compañeros es constante para masas menores a  $10^{10} M_\odot$ ,  $N_c(z = 0.4) = 0.024 \pm 0.007$  (media ponde-

Tabla 8.7: Número de compañeros mayores,  $N_c(R = 1/3)$ , en el rango  $0.2 \leq z < 1.1$

Muestra primaria	$z = 0.425$	$z = 0.875$
$\log(M_{*,1}/M_\odot) \geq 10.3$	$0.014 \pm 0.013$	$0.044 \pm 0.015$
$\log(M_{*,1}/M_\odot) \geq 10.2$	$0.021 \pm 0.014$	$0.043 \pm 0.014$
$\log(M_{*,1}/M_\odot) \geq 10.1$	$0.031 \pm 0.016$	$0.040 \pm 0.012$
$\log(M_{*,1}/M_\odot) \geq 10$	$0.028 \pm 0.014$	$0.039 \pm 0.011$
$\log(M_{*,1}/M_\odot) \geq 9.9$	$0.024 \pm 0.012$	$0.047 \pm 0.011$
$\log(M_{*,1}/M_\odot) \geq 9.8$	$0.022 \pm 0.011$	$0.054 \pm 0.011$
$\log(M_{*,1}/M_\odot) \geq 9.7$	$0.024 \pm 0.010$	$0.056 \pm 0.010$
$\log(M_{*,1}/M_\odot) \geq 9.6$	$0.026 \pm 0.010$	$0.058 \pm 0.009$
$\log(M_{*,1}/M_\odot) \geq 9.5$	$0.024 \pm 0.009$	$0.059 \pm 0.009$

rada de los valores individuales, línea continua azul), mientras que en el rango de mayor desplazamiento al rojo se aprecia un descenso en el número de compañeros con la masa,

$$N_c(z = 0.875, M_{*,1}) = (0.061 \pm 0.007) - (0.037 \pm 0.024) \times \log\left(\frac{M_{*,1}}{10^{9.5} M_\odot}\right), \quad (8.23)$$

(ajuste por mínimos cuadrados con pesos de los datos con  $\log(M_{*,1}/M_\odot) \leq 10$ , línea continua roja). Un  $N_c$  constante con la masa a  $z \sim 0.4$  es un interesante resultado, ya que este comportamiento ha sido observado también en varios estudios a  $z \sim 0.1$ : el trabajo de Patton & Atfield (2008), realizado sobre una muestra espectroscópica de pares cercanos seleccionados en  $M_r$  en el SDSS, encuentra que el número de compañeros no varía con la luminosidad de la galaxia,  $N_c \sim 0.02$ . Más interesante es el estudio de Domingue et al. (2009). En él se obtiene la función de luminosidad de galaxias en pares a  $z = 0.04$ , obteniendo que el número de compañeros no depende de la masa. El estudio realizado en esta tesis indica que esta propiedad local está establecida, al menos, a  $z \sim 0.4$ .

Además, el trabajo de Domingue et al. (2009) proporciona una referencia local válida para estudiar la evolución de  $N_c$  con la masa y el desplazamiento al rojo. En este estudio se definen como galaxias compañeras de una cierta galaxia aquellas con  $5h^{-1} \text{ kpc} \leq r_p \leq 20h^{-1} \text{ kpc}$ ,  $\Delta v \leq 500 \text{ km s}^{-1}$  (si ambas galaxias tienen  $z_{\text{spec}}$ , si solamente la galaxia primaria lo tiene se realiza una corrección por proyección) y  $\Delta K_s \leq 1 \text{ mag}$  (esta condición selecciona galaxias con una relación de masa  $\lesssim 2.5$ ). Vemos como la definición de par cercano es comparable con la del presente trabajo. Partiendo de las funciones de luminosidad de Domingue et al. (2009) para pares cercanos y para la población general, se ha obtenido el número de compañeros como:

$$N_c(M_\star) = \frac{\rho_{\text{par}}(M_\star)}{\rho(M_\star)}, \quad (8.24)$$

donde  $\rho(M_\star)$  y  $\rho_{\text{par}}(M_\star)$  son la densidad numérica total de galaxias y de galaxias en pares, respectivamente, con una masa superior a  $M_\star$ . Domingue et al. (2009) realizan la conversión en masa a partir de la luminosidad en la banda  $K_s$  utilizando la relación  $M_\star/L_{K_s} = 1.32 M_\odot/L_\odot$  (Cole et al. 2001). Para testear esta conversión se ha comparado  $\rho(M_\star)$  para varios valores de  $M_\star$  con la densidad numérica que se obtiene de las funciones de masa de Pérez-González et al. (2008a), las cuales se han utilizado como referencia durante esta tesis, a  $z = 0.04$ . En ambos casos se ha supuesto una función inicial de masas de Salpeter (1955).

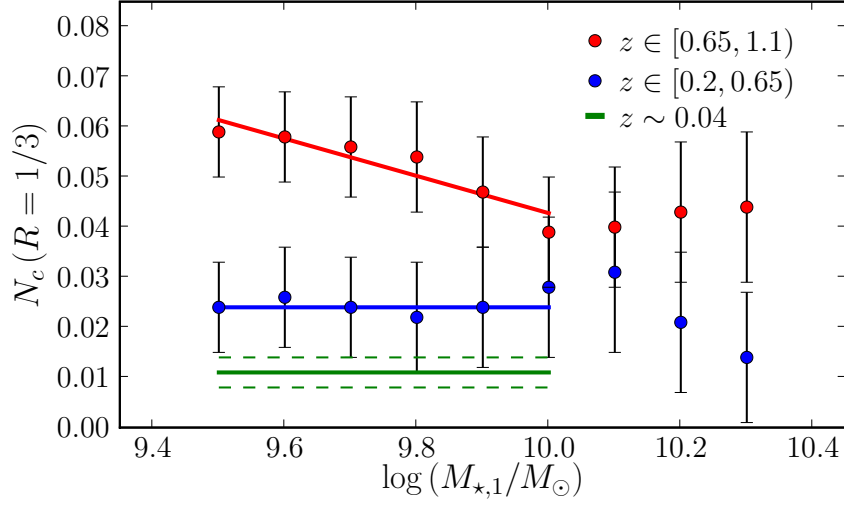


Figura 8.7: Número de compañeros mayores ( $R = 1/3$ ) en función de la masa límite de la muestra primaria a  $z = 0.875$  (puntos rojos),  $z = 0.425$  (puntos azules) y  $z \sim 0.04$  (líneas verdes, Domingue et al. 2009, ver el texto para más detalles). La línea azul es la mediana de los puntos a  $z = 0.425$  con  $\log(M_{*,1}/M_{\odot}) \leq 10$ ,  $N_c = 0.024$ . La línea roja es el ajuste lineal por mínimos cuadrados con pesos de los puntos a  $z = 0.875$  con  $\log(M_{*,1}/M_{\odot}) \leq 10$ .

Las diferencias obtenidas son menores al 10% en el rango  $\log(M_{*}/M_{\odot}) = [9.55, 10.55]$ , por lo que se tomarán los resultados de Domingue et al. (2009) como representativos y comparables con los nuestros dentro de este rango. Con estas suposiciones el número de compañeros no depende de la masa y vale  $N_c = 0.011 \pm 0.003$  (líneas verdes en la Fig. 8.7). Utilizando el valor local y el número de compañeros a  $z = 0.425$  se obtiene que  $N_c(z) \propto (1+z)^{2.5 \pm 1.1}$ , independientemente de la masa. Utilizando además los valores a  $z = 0.875$  se obtiene que el índice  $m$  disminuye al aumentar la masa de la galaxia primaria, pasando de  $m = 2.2 \pm 0.7$  para galaxias con  $M_{*} \geq 10^{10} M_{\odot}$  (un valor similar al obtenido en la sección anterior), a  $m = 2.9 \pm 0.5$  para galaxias con  $M_{*} \geq 3 \times 10^9 M_{\odot}$ . En el trabajo de Ravel et al. (2009) ya se sugirió este comportamiento de  $m$  con la masa, aunque para pares con  $r_p \leq 100h^{-1}$  y muestras seleccionadas con un criterio en masa dependiente de  $z$ . Curiosamente, el comportamiento en muestras seleccionadas en la banda  $B$  y sin restricción de luminosidad en la galaxia secundaria, sección 8.2, presenta el comportamiento contrario: el índice  $m$  aumenta con la luminosidad. Este hecho muestra de nuevo la importancia de la selección de la muestra en los resultados obtenidos mediante estudios de pares y la dificultad de comparar trabajos realizados con diferentes criterios de selección, definición de par o metodología.

#### 8.4. Tasa de fusiones: pares cercanos vs criterio morfológico

En la sección anterior se ha determinado el número de compañeros en diferentes muestras seleccionadas en masa. Sin embargo, la magnitud física relevante no es el número de compañeros, si no la tasa de fusiones ( $\mathcal{R}_m$ ). Tomando el trabajo de Lin et al. (2004) como

referencia, la tasa de fusiones a partir del numero de compañeros es:

$$\mathfrak{R}_m^{\text{par}}(z, M_\star) = \frac{4}{3} 0.5 C_m n(z, M_\star) N_c(z, M_\star) T_{\text{par}}^{-1}, \quad (8.25)$$

donde  $C_m$  es la probabilidad de que un par cercano se fusione realmente en un tiempo  $T_{\text{par}}$ ,  $n(z, M_\star)$  es la densidad de galaxias más masivas que  $M_\star$  a un desplazamiento al rojo  $z$ , el factor 0.5 permite pasar de número de compañeros a sistemas en interacción y el factor  $4/3$  permite en cuenta los compañeros perdidos para radios menores a  $6h^{-1}$  kpc (Bell et al. 2006b).

El valor de  $T_{\text{par}}$  sólo puede ser determinado mediante simulaciones de N-cuerpos, cosmológicas o mediante aproximaciones sencillas. Argumentos de fricción dinámica sugieren que  $T_{\text{par}} = 0.5 - 1$  Gaño, dependiendo de los parámetros orbitales y la masa de las galaxias (Conselice 2006b), mientras que el estudio en la "Millennium Simulation" de sistemas en interacción sugiere un valor de 0.75 Gaño, en buen acuerdo con el valor obtenido por argumentos dinámicos (de Ravel et al. 2009, Kitzbichler & White 2008). Por otra parte, las simulaciones de N-cuerpos realizadas por Lotz et al. (2008b) sugieren un valor  $T_{\text{par}} = 0.2 - 0.8$  Gaño para fusiones 1:1. Teniendo en consideración todos estos valores se va a tomar como tiempo de fusión  $T_{\text{par}} = 0.75 \pm 0.25$  Gaño.

Los valores de  $C_m$  utilizados en la literatura son variados: 0.5 (Patton et al. 2000), 0.6 (Lin et al. 2004) o 0.7 (Bell et al. 2006b). Estos tres valores han sido determinados mediante integración de la función de correlación, por lo que diferentes muestras tendrán un valor  $C_m$  diferente. En su trabajo, Patton & Atfield (2008) utilizan la "Millennium simulation" para determinar  $C_m$ . Para ello comparan el número de pares cercanos con el número de estos pares que realmente se fusionan en la simulación, obteniendo que  $C_m$  depende de la luminosidad de la galaxia primaria:  $C_m \sim 0.55$  para galaxias con  $M_r \leq -20$ , mientras que para luminosidades menores el valor de  $C_m$  desciende hasta  $C_m \sim 0.20$  para galaxias con  $M_r \sim -18$ . En lo sucesivo se tomará  $C_m = 0.6 \pm 0.1$ .

Señalar que todos los valores anteriores han sido obtenido para *fusiones mayores* de pares cercanos. La variación de  $C_m$  o  $T_{\text{par}}$  con el tipo de fusión es una cuestión abierta que dejamos como trabajo futuro. Por tanto, esta sección se centrará en las tasa de fusiones mayores obtenidas a partir del número de compañeros de la sección 8.3.2. Además, y debido a que solo se cuenta con  $N_c$  para dos desplazamientos al rojo, el objetivo de esta sección será comparar la tasa de fusiones mayores de disco obtenida mediante criterios morfológicos en el capítulo 5 con la tasa de fusiones mediante pares obtenida en este capítulo. En este sentido el primer impulso es comparar directamente los valores obtenidos para  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  tanto en el estudio morfológico como en el estudio por pares cercanos. Sin embargo esto no es posible debido a la distinta naturaleza física de los dos procesos que se están considerando: en el estudio morfológico se observa el remanente de la fusión mayor, y por tanto la masa de selección es la masa final del sistema, mientras que en el estudio por pares cercanos se observa el estado previo a la fusión mayor y la masa de selección no es la masa final del sistema. Por ejemplo, un par cercano de dos galaxias con masas de  $\log(M_\star/M_\odot) \geq 9.7$  dará lugar a un sistema distorsionado de  $\log(M_\star/M_\odot) \geq 10$ . Debido a este hecho se va a tomar como datos de partida en el estudio de pares cercanos los obtenidos para galaxias con  $\log(M_\star/M_\odot) \geq 9.7$  considerando un  $R = 1/3$  y una masa límite para la muestra secundaria de  $\log(M_\star/M_\odot) \geq 9.4$ . Con estas consideraciones la fusión entre dos galaxias en los límites

Tabla 8.8: Tasa de fusiones mediante pares y morfología

Desplazamiento al rojo	$\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}$ ( $10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gaño}^{-1}$ )	$\mathfrak{R}_m^{\text{par}}$ ( $10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gaño}^{-1}$ )
$z = 0.4$	$0.9^{+2.6}_{-0.7}$	...
$z = 0.425$	...	$1.2 \pm 0.7$
$z = 0.725$	$1.8^{+1.5}_{-0.9}$	...
$z = 0.875$	...	$1.7 \pm 0.7$
$z = 0.975$	$2.9^{+1.6}_{-1.0}$	...

de la muestra primaria y secundaria daría lugar a un remanente de  $\log(M_*/M_\odot) \sim 9.9$ , un valor que puede incrementarse debido a la formación estelar inducida por la fusión (Li et al. 2008; Knapen & James 2009).

En la Tabla 8.8 se han resumido las tasas de fusiones obtenidas con la ecuación (8.25) y los datos de la Tabla 8.7 para galaxias con  $\log(M_*/M_\odot) \geq 9.7$  y  $R = 1/3$ . Además se presentan los valores de  $\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}$  obtenidos en el capítulo 5 en la muestra sin LSS, lo cual permite una comparación directa de los resultados. Se aprecia que  $\mathfrak{R}_m^{\text{par}}$  presenta unos valores compatibles con  $\mathfrak{R}_m^{\text{mph}}$  en los desplazamientos al rojo a estudio (Fig. 8.8). Es interesante tener en cuenta que se están comparando dos estados evolutivos diferentes del proceso de fusión, los cuales presentan un desfase temporal entre ellos: de forma aproximada se puede considerar que el estado de remanente distorsionado (criterio morfológico) ocurre  $\sim T_{\text{par}}$  después del estado de par cercano, es decir,  $\mathfrak{R}_m^{\text{par}}(t_H(z)) \sim \mathfrak{R}_m^{\text{mph}}(t_H(z) + T_{\text{par}})$ , donde  $t_H(z)$  es el tiempo de Hubble a un desplazamiento al rojo  $z$ . Debido a esto se han desplazado los puntos obtenidos por estadística de pares  $T_{\text{par}} = 0.75 \pm 0.25 \text{ Gaño}$ : la medida a  $z = 0.425$  se desplaza hasta  $z = 0.335 \pm 0.028$ , mientras que la medida a  $z = 0.875$  se desplaza hasta  $z = 0.725 \pm 0.045$  (puntos negros en la Fig. 8.8). Vemos como en este caso las tasas de fusiones siguen estando en buen acuerdo. Para  $z < 0.6$  la tasa de fusiones obtenida mediante pares nos permite poner límites al valor determinado mediante morfología a  $z = 0.4$ , el cual presenta una gran incertidumbre: el valor obtenido por pares es mayor que el obtenido por morfología, pero son compatibles dentro de la incertidumbre del estudio de pares. En la Figura 8.8 también se ha representado la tasa de fusiones a  $z = 0.04$  que se desprende del trabajo de Domingue et al. (2009),  $\mathfrak{R}_m^{\text{par}}(0.04) = (0.8 \pm 0.4) \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gaño}^{-1}$  (cuadrado blanco).

Estudiemos ahora la evolución de la tasa de fusiones con todos los datos de los que disponemos. Realizando el ajuste de los datos originales (sin desplazar  $T_{\text{par}}$ ) a una función de la forma  $\mathfrak{R}_m = \mathfrak{R}_m(0)(1+z)^n$  se obtiene  $\mathfrak{R}_m(0) = (0.42 \pm 0.07) \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gaño}^{-1}$  y  $n = 2.6 \pm 0.3$  (línea discontinua verde en la Fig. 8.8), mientras que con los datos desplazados se obtiene  $\mathfrak{R}_m(0) = (0.47 \pm 0.08) \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gaño}^{-1}$  y  $n = 2.5 \pm 0.3$  (línea continua negra). Vemos como los valores son similares y compatibles dentro de su error. Esto indica que no tener en cuenta el desplazamiento temporal entre ambos estados no modifica de forma apreciable los resultados. Si comparamos con los valores obtenidos en el capítulo 5, en el cual sólo contábamos con los datos morfológicos, vemos que el cambio más importante es en el valor del índice  $n$ , que ha descendido de  $n = 3.5 \pm 0.4$  hasta  $n = 2.5 \pm 0.3$ . Por contra, la tasa de fusiones en el origen ha aumentado  $\sim 50\%$  respecto al valor del capítulo 5 (el triángulo rojo de la Fig. 8.8 marca el valor que se infiere a  $z = 0.04$  con los ajustes del

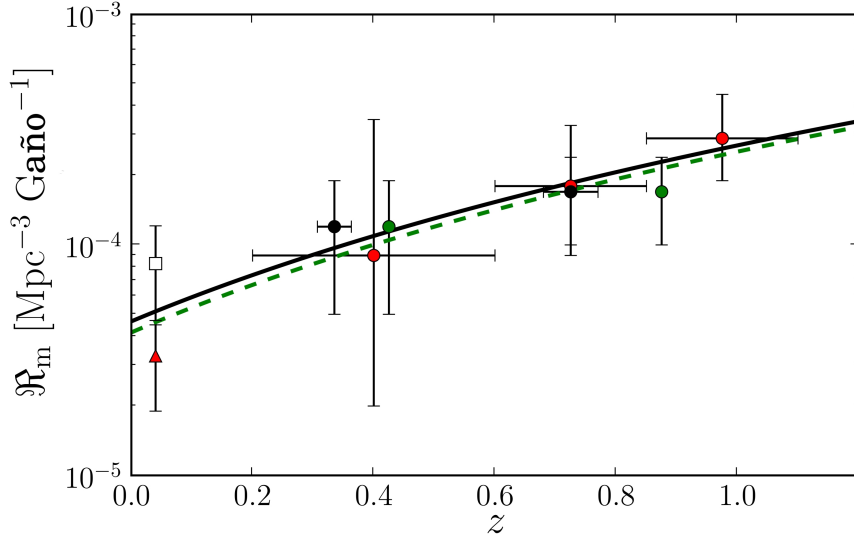


Figura 8.8: Tasa de fusiones mayores en función del desplazamiento al rojo para galaxias con  $M_* \geq 10^{10} M_\odot$ , determinada mediante criterios morfológicos (puntos rojos, capítulo 5) y estadística de pares cercanos: los círculos verdes corresponden a las medidas originales, mientras que los negros se han desplazado  $T_{\text{par}}$  en el tiempo (ver el texto para más detalles). Las líneas son los ajustes de una función de la forma  $\mathfrak{R}_m = \mathfrak{R}_m(0)(1+z)^n$  a los datos morfológicos y (i) de pares originales (línea verde discontinua), (ii) de pares desplazados (línea negra continua). El triángulo rojo es el valor de la tasa de fusiones que se obtiene a  $z = 0.04$  con la parametrización obtenida en el capítulo 5, mientras que el cuadrado blanco es la tasa de fusiones a  $z = 0.04$  mediante estadística de pares obtenida por Domingue et al. 2009.

capítulo 5). ¿Cómo afectan estas variaciones a los resultados obtenidos en los capítulos 6 y 7, en los cuales se tomaban como referencia los resultados del capítulo 5 para establecer que las fusiones mayores no son el mecanismo principal en la evolución estructural observada desde  $z \sim 1$ ? En este aspecto la variable relevante es  $\rho_{\text{rem}}(z_1, z_2)$ , que marca la densidad numérica de fusiones ocurridas entre  $z_2$  y  $z_1$ . Utilizando la ecuación (6.14) con el ajuste a los datos desplazados obtenemos  $\rho_{\text{rem}}(0, 1) = (9.0^{+3.4}_{-2.1}) \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3}$ , mientras que el valor obtenido con el ajuste del capítulo 5 es  $\rho_{\text{rem}}(0, 1) = (8.5^{+3.8}_{-2.8}) \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3}$ . Es decir, ambos valores son equivalentes y todos los resultados obtenidos a lo largo de la presente tesis quedan refrendados por el estudio de pares cercanos.

Un hecho que no se ha tenido en cuenta anteriormente es la generalidad del estudio de pares, que incluye tanto fusiones entre discos como entre esferoides, frente al estudio morfológico, solo sensible a fusiones entre discos. La similitud en las tasa de fusión obtenidas indica que, en el rango de estudio, el porcentaje de fusiones mayores entre esferoides respecto al total es bajo ( $\sim 10\%$ ), en buen acuerdo con Lin et al. (2008) y de Ravel et al. (2009). El estudio de Lin et al. (2008) también encuentra que el porcentaje de fusiones entre esferoides sufre un aumento importante desde  $z \sim 0.2$ , siendo  $\sim 25\%$  a  $z = 0.1$ . Si comparamos la tasa de fusiones a  $z = 0.04$  que se desprende del trabajo de Domingue et al. (2009),  $\mathfrak{R}_m^{\text{par}}(0.04) = (0.8 \pm 0.4) \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gaño}^{-1}$  (cuadrado blanco en la Figura 8.8), con los valores obtenidos anteriormente en los ajustes a los datos morfológicos y de pares se encuentra que  $\sim 50\%$  de las fusiones observadas a  $z = 0.04$  son entre esferoides, en acuerdo

con la tendencia esperada. En este sentido la división entre galaxias activas y pasivas del capítulo 7 permitiría estudiar la relación de fusiones disco/esferoides de forma experimental. Sin embargo, y debido al limitado número de fuentes con el que contamos, esto se deja como trabajo futuro.

Por último, se ha repetido el estudio tomando una relación 1:4 como definición de fusión mayor en lugar de 1:3. En este caso la tasa de fusiones a  $z = 0.425$  aumenta de  $1.2 \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gaño}^{-1}$  hasta  $1.3 \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gaño}^{-1}$ , mientras que la tasa de fusiones a  $z = 0.875$  lo hace de  $1.7 \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gaño}^{-1}$  hasta  $2.0 \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ Gaño}^{-1}$ . Con estos nuevos valores los resultados no se modifican de forma apreciable (p. ej., el índice de fusiones pasa de  $n = 2.6$  a  $n = 2.7$  en el caso sin desplazar y es el mismo en el desplazado) y las conclusiones de esta sección no varían.

## 8.5. Conclusiones

En este capítulo se ha desarrollado un nuevo método, basado en el trabajo de Patton et al. (2000), para determinar el número de compañeros mediante estadística de pares cercanos en muestras fotométricas limitadas en luminosidad y masa. Se ha estudiado como afectan los problemas de proyección y de borde al método, encontrándose que no modifican de forma apreciable los resultados cuando tratamos con pares cercanos con  $r_p^{\text{max}} \leq 21h^{-1} \text{ kpc}$ . Para  $r_p^{\text{max}}$  mayores los efectos de proyección empiezan a ser importantes, pero se han logrado subsanar mediante una restricción en el número de sistemas a estudio.

Una vez obtenida la metodología óptima se ha aplicado a varias muestras seleccionadas en luminosidad y se han comparado los resultados con los obtenidos en trabajos espectroscópicos previos. Los resultados de ambos métodos están en buen acuerdo: para muestras con una completitud espectroscópica  $f_{\text{spec}} \gtrsim 40\%$  el nuevo método obtiene resultados competitivos. El estudio de la variación con  $M_B$  de la evolución en el número de compañeros muestra que (i) las galaxias menos luminosas presentan una evolución menor, (ii) el valor de la fracción de fusiones en el universo local disminuye con la luminosidad y (iii) el considerar o no evolución en luminosidad a la hora de seleccionar la muestra condiciona el resultado, siendo los mismos datos compatibles con una evolución moderada  $m = 2.5$  (sin evolución en luminosidad) y con una evolución débil  $m = 0.8$  (con evolución en luminosidad).

El estudio en muestras seleccionadas por masa revela que (i) el número de compañeros menores (1:3 - 1:10) es similar al de compañeros mayores (1:1 - 1:3) en el rango  $0.35 < z < 1.1$ , (ii) se han encontrado indicios de que el número de compañeros menores evoluciona más acusadamente que el de mayores, lo cual sería debido la acreción de galaxias satélite y apoyaría la *vía lenta* propuesta en el capítulo 7 para explicar la evolución estructural observada desde  $z \sim 1$ . Sin embargo, la pobre estadística no permite confirmar esta tendencia; (iii) el número de compañeros mayores disminuye con la masa a  $z = 0.875$ , mientras que es constante a  $z = 0.425$  y en el Universo local (Domingue et al. 2009), y (iv) la evolución con  $z$  en el número de compañeros es menor a masas mayores, en buen acuerdo con de Ravel et al. (2009).

Finalmente, se ha comparado la tasa de fusiones obtenida en el capítulo 5 mediante criterios morfológicos con la obtenida en este capítulo mediante estadística de pares. Una vez que se han tenido en cuenta los posibles efectos de selección, la tasa de fusiones obtenida con ambos métodos está en buen acuerdo, afianzando los resultados obtenidos en los capítulos 6

y 7 respecto al papel de las fusiones mayores de disco en la evolución estructural observada desde  $z \sim 1$ .



# 9

---

## Conclusiones

A lo largo de esta memoria de tesis se ha determinado la fracción de fusiones y su evolución mediante criterios morfológicos y estadística de pares, e investigado el papel de las fusiones mayores de disco en la evolución de las secuencia roja desde  $z \sim 1$ . En la siguiente sección se resume la metodología utilizada y las principales conclusiones obtenidas.

### 9.1. Principales resultados de la tesis

#### 9.1.1. La fracción de fusiones mediante criterios morfológicos

Se ha desarrollado una metodología robusta para determinar la fracción de fusiones mediante criterios morfológicos (identificación de sistemas con una alta asimetría  $A$  como remanentes de fusión). Las principales innovaciones respecto a anteriores trabajos han sido:

- Determinación de la asimetría en las imágenes degradadas a un único desplazamiento al rojo representativo para evitar el sesgo producido por el descenso de la señal a ruido con  $z$  (capítulos 4 y 5).
- Se han utilizado técnicas de máxima verosimilitud para tener en cuenta el efecto de los errores observacionales en  $z$  y  $A$ , que producen una sobrestimación de hasta el  $\sim 100\%$  en la fracción de fusiones (capítulos 3, 4 y 5).

Además se ha comprobado que la metodología empleada es sólo sensible a fusiones mayores de discos ricas en gas y que presentan una formación estelar activa, existiendo una contaminación no representativa de fusiones secas entre esferoides (capítulo 7).

#### 9.1.2. La fracción de fusiones mayores de disco y su evolución desde $z \sim 1$

Se ha aplicado la metodología anterior en la tira de Groth (capítulo 4) y en GOODS-S (capítulo 5). Los principales resultados de estos estudios son:

- Se ha obtenido una fracción de fusiones menor a la encontrada en trabajos previos,  $f_m^{\text{mph}} \leq 0.06$ .

- La fracción de fusiones en muestras seleccionadas en bandas rojas o en masa son menores a las obtenidas en muestra seleccionadas en bandas azules.
- La fracción de fusiones aumenta con  $z$ , siendo esta evolución dependiente de la selección de la muestra. La evolución en la tasa de fusiones, sin embargo, es similar para muestras seleccionadas en luminosidad ( $M_B \leq -20$ ) y masa estelar ( $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$ ),  $\mathfrak{R}_m^{\text{mph}} \propto (1+z)^{3.4}$ .
- La tasa de fusiones a  $z = 0.6$  disminuye con la masa de selección.

Utilizando la tasa de fusiones se ha determinado que tan solo un  $\sim 8\%$  de las galaxias con  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  han sufrido una fusión mayor de disco desde  $z = 1$  (capítulo 5).

### 9.1.3. Evolución de la secuencia roja: fusiones mayores vs fusiones menores/evolución secular

Se ha utilizado la posición de las galaxias de GOODS-S en el plano  $C-A$  para separarlas en tipos tempranos (E/S0/Sa) y tardíos (Sb-Irr, capítulo 6). La fracción de tipos tempranos aumenta un factor dos desde  $z \sim 1$ , mientras que la de tardíos disminuye con el tiempo cósmico. Para galaxias con  $M_B \leq -20$  la densidad numérica total desciende debido al descenso en la densidad de galaxias tardías con formación estelar, mientras que para galaxias con  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  el aumento en la densidad es debido al aumento en el número de galaxias de tipo temprano: es necesaria una transformación estructural entre tipos tardíos y tempranos para explicar las tendencias observadas (capítulo 6).

Utilizando la tasa de fusiones en GOODS-S (capítulo 5) se obtiene que un  $\sim 20\%$  de las galaxias pasivas de tipo temprano (es decir, de la secuencia roja) con  $M_\star \geq 10^{10} M_\odot$  aparecidas entre  $z = 0$  y  $z = 1$  pueden ser debidas a fusiones mayores de disco (capítulo 7). Por otra parte, un  $15\%$ - $20\%$  de las galaxias de tipo temprano presentan formación estelar activa y aumentan su densidad numérica con el tiempo cósmico. Estos dos resultados, unidos a estudios locales, permiten volver a la pregunta planteada al inicio de esta tesis: ¿son las fusiones mayores de disco capaces de explicar la evolución observada en la secuencia roja desde  $z \sim 1$ ? La respuesta es no, siendo las fusiones menores y la evolución secular (*vía lenta*) los principales motores de esta evolución (Fig. 7.17). Por otra parte, también se han encontrado indicios de que las fusiones mayores de disco (*vía rápida*) serían el proceso dominante a  $z \gtrsim 1$ .

### 9.1.4. Evolución en la formación estelar de las galaxias desde $z \sim 1$

Se han separado las galaxias en activas (aquellas con una formación estelar intensa) y pasivas (aquellas que sufrieron la mayor parte de su formación estelar en el pasado) gracias a su tasa de formación estelar y su color  $NUV - R$  en reposo. Además, se ha propuesto un corte en color  $NUV - R > 4$  para seleccionar galaxias pasivas con  $M_\star \sim 3 \times 10^{10}$ , selección que minimiza la contaminación por galaxias polvorientas con formación estelar intensa. Los principales resultados obtenidos son (capítulo 7):

- La fracción de galaxias pasivas aumenta con el tiempo cósmico, la luminosidad en la banda  $B$  y la masa.

- El proceso responsable del cese de la formación estelar opera de forma similar en un amplio rango de masa y afecta primero a las galaxias más masivas, dando lugar al fenómeno del "downsizing".
- Las galaxias pasivas son principalmente tipos tempranos (E/S0/Sa,  $\sim 90\%$ ), mientras que las galaxias activas son tipos tardíos (Sb-Irr,  $\sim 80\%-85\%$ ).
- La formación estelar en el rango  $0.4 < z < 0.8$  se concentra en galaxias de tipo tardío (70% de la formación estelar total). La formación estelar en galaxias tempranas es de un 10%, dando cuenta las fusiones mayores de disco del 20% restante. La fracción de la formación estelar inducida directamente por interacciones mayores es del  $\sim 10\%$ .

### 9.1.5. La fracción de fusiones mediante estadística de pares

Se ha estudiado la evolución del número de compañeros con  $z$  y su dependencia con varios parámetros. Para ello se ha generalizado la metodología utilizada en muestreos espectroscópicos a muestreos fotométricos, demostrando ser fiable hasta una completitud espectroscópica de la muestra del  $\sim 40\%$  (capítulo 8). Con esta metodología se ha obtenido que:

- El número de compañeros es menor en muestras más luminosas, siendo la evolución con  $z$  del número de compañeros mayor. Se ha comprobado cómo afectan los criterios de selección a los resultados, demostrándose que los mismos datos son compatibles con una evolución moderada ( $m \sim 2$ ) y baja ( $m = 0.8$ ).
- El número de compañeros mayores no depende de la masa a  $z = 0.475$  ni en el Universo local, mientras que disminuye con la masa a  $z = 0.875$ : la evolución del número de compañeros con  $z$  es menor para masas mayores.
- Por primera vez se ha estudiado la dependencia del número de compañeros con la masa de la galaxia secundaria, permitiendo explorar el rango de las fusiones menores. Se ha comprobado que el número de compañeros menores (1:3 - 1:10) es similar al de mayores (1:1 - 1:3) y hay indicios de que el primero podría descender más acusadamente con el tiempo cósmico, lo cual implicaría una acreción de galaxias satélite por parte de las galaxias más masivas que  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$ , en acuerdo con la *vía lenta*.

Partiendo del número de compañeros mayores y teniendo en cuenta los sesgos derivados de comparar distintas fases del proceso de fusión, se ha obtenido la tasa de fusiones mayores para galaxias con  $M_{\star} \geq 10^{10} M_{\odot}$ . Se ha comprobado que está en buen acuerdo con las tasa de fusiones obtenida mediante criterios morfológicos (capítulo 5), afianzando las conclusiones expuestas en la sección 9.1.3.

## 9.2. Trabajo futuro

Durante esta memoria de tesis se han presentado metodologías robustas para determinar la fracción de fusiones en muestreos fotométricos y se han aplicado a los campos de Groth y GOODS-S. Una de las principales deficiencias del trabajo expuesto es el efecto de la

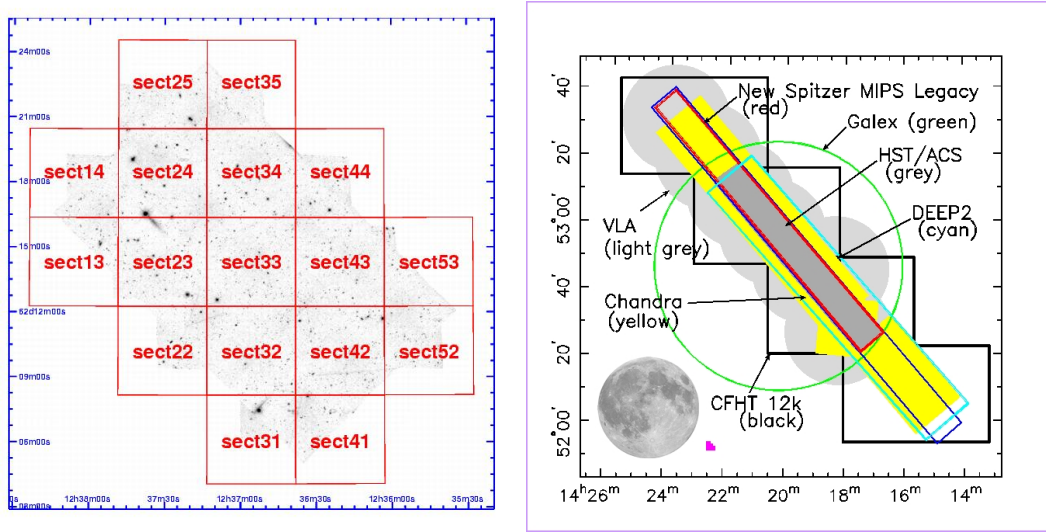


Figura 9.1: *Izquierda*: Campo de GOODS-N mapeado por *HST/ACS*. En rojo las secciones en las cuales está dividido el campo. *Derecha*: Campo mapeado por el muestreo AEGIS. El tamaño de la luna llena y del HDF (rosa) se muestra por comparación.

varianza cósmica y la poca estadística con la que se ha contado a  $z \lesssim 0.5$ . Uno de los pasos naturales para paliar este problema es realizar el estudio de la fracción de fusiones en nuevos campos. En este sentido, los más interesantes son:

- **GOODS-N** (Giavalisco et al. 2004, panel izquierdo de la Figura 9.1). El campo gemelo de GOODS-S situado en el hemisferio norte y centrado en el Hubble Deep Field (HDF). Al igual que GOODS-S, presenta imagen profunda en cuatro bandas de *HST/ACS* ( $F435W$ ,  $F606W$ ,  $F775W$ ,  $F850LP$ ) y una cobertura amplia en otras longitudes de onda, lo cual permite contar con magnitudes absolutas, masas y tasas de formación estelar. La diferencia más importante es su menor cobertura espectroscópica, la cual puede afectar al estudio de pares.
- **AEGIS** (All-Wavelength Extended Groth Strip International Survey; Davis et al. 2007, panel derecho de la Figura 9.1). Extensión de la tira de Groth, cuenta con imagen de *HST/ACS* en dos bandas:  $F606W$  y  $F814W$ , lo cual permite estudiar la fracción de fusiones mediante criterios morfológicos en el rango  $0.2 < z < 1$ . La magnitud límite de las imágenes es  $F606W=28.14$  (AB) y  $F814W = 27.52$  (AB). El campo también cuenta con una amplia cobertura multibanda, desde radio a rayos X, y espectros del grupo DEEP.
- **COSMOS** (Cosmic Evolution Survey; Scoville et al. 2007). El campo más amplio con cobertura *HST/ACS* hasta la fecha, con  $1.8 \text{ deg}^2$  observados en la banda  $F814W$ , lo cual permite el estudio morfológico en la banda  $B$  en reposo en el rango  $0.6 < z < 1$ . Debido a su gran área, las imágenes ACS no son tan profundas como en los campos previos,  $F814W = 26$  (AB). Este campo también cuenta con una cobertura multibanda excelente, la cual proporciona unos desplazamientos el rojo fotométricos

con  $\sigma_{\delta_z} = 0.01$  hasta  $z \sim 1.2$  (Ilbert et al. 2009a), y presenta cobertura espectroscópica gracias al proyecto zCOSMOS (Lilly et al. 2007). Sus características son óptimas para estudiar la fracción de fusiones morfológica a  $z \sim 0.8$  y mediante pares hasta  $z \sim 1.2$ , y la dependencia la fracción de fusiones con la luminosidad, la masa y el entorno.

- **ALHAMBRA** (Advanced Large, Homogeneous Area Medium Band Redshift Astronomical; Moles et al. 2008). Este muestreo pretende cubrir un área de  $4 \text{ deg}^2$  con 20 filtros estrechos ópticos en el rango  $3500 \text{ \AA} - 9700 \text{ \AA}$  (Benítez et al. 2009) y tres filtros anchos infrarrojos (JHK, Cristóbal-Hornillos et al. 2009). A fecha de hoy (junio de 2009) se ha completado un 71 % del muestreo óptico y un 94 % del infrarrojo (Cristóbal-Hornillos, comunicación privada), y se espera terminar las observaciones en 2010. La excelente cobertura fotométrica óptico-infrarroja de ALHAMBRA permitirá obtener desplazamientos al rojo fotométricos de gran calidad ( $\sigma_{\delta_z} \sim 0.014$ ; Benítez et al. 2009) pero, al no contar con imagen HST o desplazamientos al rojo espectroscópicos, la aplicación de las técnicas presentadas en esta memoria de tesis es complicada. Sin embargo, el gran área de ALHAMBRA proporcionará un marco incomparable para estudiar la fracción de fusiones en el rango  $0.2 < z < 0.4$ , intervalo a medio camino entre el SDSS ( $0.05 < z < 0.2$ ) y los muestreos más profundos ( $0.5 < z < 1.2$ ). En este caso la estrategia sería estudiar los pares cercanos en el plano del cielo en busca de colas de marea y signos de interacción.

¿Qué sucede a desplazamientos al rojo mayores a 1.2? Debido a que en este rango la banda  $B$  en reposo se sitúa en el infrarrojo, imágenes de *HST/NICMOS* son necesarias para realizar un estudio morfológico sin aplicar estadísticamente correcciones  $K$  morfológicas. Sin embargo, solo el HDF cuenta con imágenes de la calidad suficiente para acometer este trabajo, siendo el número de fuentes insuficiente para utilizar los métodos estadísticos desarrollados en esta memoria de tesis (Conselice et al. 2003). En el caso del estudio de pares existen dos problemas: primero, los desplazamientos al rojo fotométricos presentan una gran incertidumbre en este rango,  $\sigma_{z_{\text{phot}}} \sim 0.15$  a  $z \sim 2$ , lo cual incrementa los efectos de proyección. Segundo, la escasez de  $z_{\text{spec}}$  en el rango  $1.5 < z < 3$  implica que  $f_{\text{spec}} \sim 0$ , haciendo imposible la aplicación de la metodología de pares desarrollada en esta memoria de tesis. También es importante tener en cuenta que los límites observacionales actuales restringen el estudio en estos  $z$  a las galaxias más masivas,  $M_{\star} \geq 10^{11} M_{\odot}$ , las cuales han sufrido un intenso proceso de formación en estos desplazamientos al rojo. En este contexto, el desarrollo de un muestreo espectroscópico con *GTC/EMIR*<sup>1</sup> (Espectrografo Multiobjeto Infrarrojo) en el rango  $1.5 < z < 3$  y la resolución y sensibilidad del futuro telescopio espacial *JWST*<sup>2</sup> (James Webb Spacial Telescope) en bandas infrarrojas marcará una nueva era en el estudio de las fusiones a  $z > 1.2$ .

El método de máxima verosimilitud (ML) desarrollado en el capítulo 3 ha permitido obtener la fracción de fusiones y de tipos tempranos y tardíos de forma fiable. Sin embargo, debido a su naturaleza estadística no permite el estudio de fuentes individuales o de las masas y tasas de formación estelar de las distintas poblaciones. Una mejora sustancial

<sup>1</sup><http://www.gtc.iac.es/pages/instrumentacion/emir.php>

<sup>2</sup><http://www.jwst.nasa.gov/>

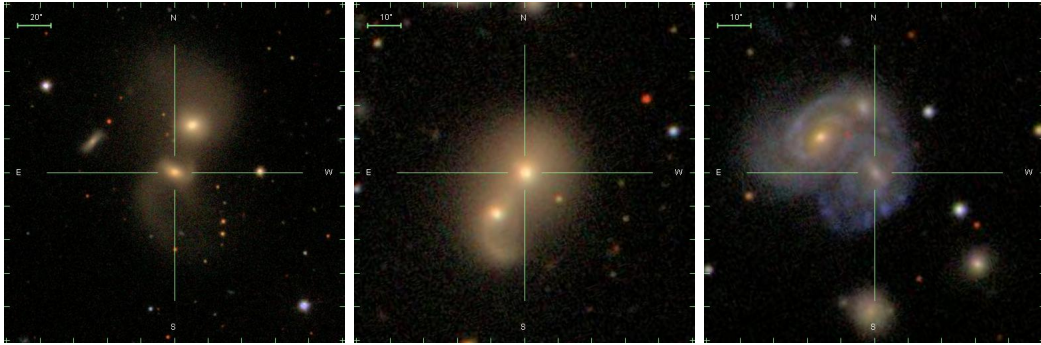


Figura 9.2: Imagen de tres sistemas en interacción en el supercúmulo de Hércules. Las dos primeras corresponden a fusiones entre esferoides, mientras la tercera es una fusión entre galaxias de disco. En cada imagen podemos ver su escala y orientación.

será que el método ML recupere no sólo las fracciones numéricas, sino también el valor promedio de cualquier magnitud de una población. Otra mejora será generalizar el método a múltiples dimensiones, aunque las correlaciones entre las diferentes magnitudes de interés (p. ej., entre la masa y el desplazamiento al rojo) pueden hacer el método no analítico.

Por otra parte, una de las asunciones en el estudio de la fracción de fusiones de los capítulos 4 y 5 es que los errores en el índice de asimetría son Gaussianos. Esto no ha sido comprobado a día de hoy, por lo que se planea realizar un estudio de esta propiedad mediante la inyección de fuentes sintéticas de asimetría conocida en las imágenes de cielo de GOODS-S.

A partir de los resultados y experiencias de esta tesis doctoral, surgen nuevas preguntas y casos a estudiar en el futuro, entre los cuales destacan:

- Estudio de la fracción de fusiones en entornos densos. ¿Son las fusiones importantes en los cúmulos galácticos? ¿Pueden explicar la formación de las galaxias cD y de la relación densidad-morfología? De existir, ¿son estas fusiones entre galaxias ricas en gas o entre esferoides? ¿Depende esto de la distancia al centro del cúmulo? Para responder a alguna de estas preguntas se planea estudiar el supercúmulo de Hércules. Este supercúmulo es una estructura no virializada a  $z \sim 0.035$  compuesta por tres subestructuras principales y que presenta cobertura fotométrica y espectroscópica del SDSS. En la Figura 9.2 podemos ver tres ejemplos de sistemas en interacción en Hércules. Este estudio, junto con el trabajo del grupo STAGES a  $z = 0.165$  y el realizado en esta tesis en la estructura a gran escala a  $z = 0.735$ , permitirá estudiar la evolución con  $z$  de las propiedades de las fusiones en entornos densos.
- Estudio de la estructura galáctica a  $z \sim 0.1$ . El estudio de la estructura de las galaxias del SDSS en el plano  $C - A$  permitirá una mejor comprensión de la evolución estructural observada y evitará sistemáticas relacionadas con la metodología. Un estudio de la asimetría de las galaxias del Universo local también es de vital importancia para fijar las tendencias observadas a alto  $z$ .
- Registro fósil de la *vía lenta*. La vía evolutiva propuesta en esta tesis para explicar la

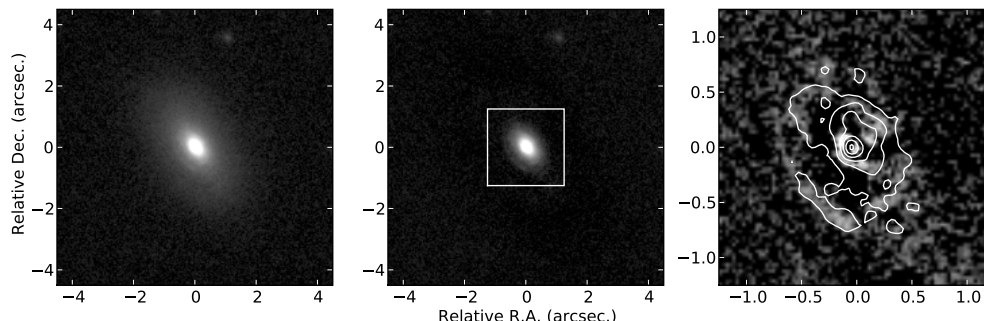


Figura 9.3: Galaxia S0 a  $z = 0.66$ . *Izquierda*: Imagen *HST/ACS* original de la galaxia en la banda *F850LP*. *Centro*: Imagen de la galaxia tras sustraer un disco exponencial externo con *GALFIT*. El cuadrado blanco marca el área cubierta por el panel derecho. *Derecha*: Residuo tras sustraer a la imagen central una componente Sérsic con  $n \sim 1$  (es decir, un pseudobulbo) y una fuente puntual (AGN). Los contornos marcan la emisión en el NUV en reposo. Vemos como los residuos y la emisión NUV coinciden.

evolución estructural desde  $z \sim 1$  implica una diferencia sistemática de edad entre los discos y los bulbos de las galaxias S0 y Sa. Los muestreos SAURON (de Zeeuw et al. 2002) y ATLAS3D<sup>3</sup> cuentan con espectroscopia integral de los centros de galaxias de tipo temprano locales (muestreo completo en 40 Mpc de volumen), proporcionando una base sólida para comparar con las partes externas de las galaxias. El estudio de las partes exteriores puede realizarse mediante el estudio del color  $NUV - R$ , sensible a la posible formación estelar residual (Kaviraj et al. 2007), o mediante índices espectrales que nos permitan obtener una estimación de la edad.

- Estudio de galaxias peculiares a alto  $z$ . Durante el trabajo realizado con la muestra de GOODS-S se observaron varias galaxias con características notables y de gran interés individual. Por ejemplo, la galaxia más masiva de la LSS de GOODS-S, la cual es una candidata a galaxia cD y que está sufriendo un proceso de fusión (ver sección 6.2.1 para más detalles). También se ha encontrado una galaxia S0 masiva ( $M_{\star} \geq 10^{11} M_{\odot}$ ) con un disco externo viejo, actividad nuclear y un posible pseudobulbo<sup>4</sup> (Figura 9.3). Por último, una fusión menor en una galaxia de canto a  $z \sim 0.7$ , en la cual podemos ver una cola de marea y que el disco de la galaxia principal está truncado (Figura 9.4).

Para finalizar, resaltar lo estimulante de investigar, indagar y, casi siempre, errar en primera instancia, en la búsqueda de nuevas claves sobre la formación y evolución de las galaxias, un campo que vive una de sus mejores épocas gracias a los extensos muestreos de los últimos años y que entra en una nueva etapa gracias al telescopio espacial Herschel<sup>5</sup>. Este telescopio observará en el infrarrojo lejano ( $55 \mu\text{m} - 700 \mu\text{m}$ ) y permitirá comprender mejor

<sup>3</sup><http://www-astro.physics.ox.ac.uk/atlas3d/>

<sup>4</sup>Se ha realizado una petición de tiempo en *VLT/ISAAC* para completar el estudio de esta galaxia. En concreto se pretende observar la galaxia en la banda L para caracterizar el disco externo/interno y realizar rendija estrecha en  $H_{\alpha}$  para confirmar la naturaleza del posible pseudobulbo.

<sup>5</sup><http://herschel.esac.esa.int/>

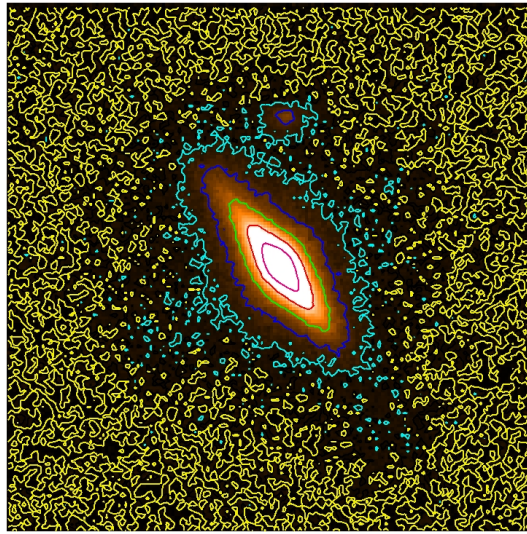


Figura 9.4: Mapa de contornos de la galaxia J033220.2-274850.5. Podemos ver la galaxia principal, de canto, junto a una fuente secundaria. Se aprecia que el disco de la galaxia principal está truncado en la parte opuesta a la secundaria, dirección en la que también se detecta un exceso de luz respecto al fondo. También se detecta un exceso (cola de marea) en la dirección perpendicular al plano de la galaxia principal. El tamaño de la imagen es de  $5'' \times 5''$  con el norte hacia arriba y el este hacia la izquierda.

los procesos de formación estelar tanto en el Universo local como a alto desplazamiento al rojo.



# Agradecimientos

Llámame loco, pero tengo la sensación de que has obviado los cinco años de trabajo concentrados en las 160 páginas anteriores y has abierto esta memoria de tesis directamente en los agradecimientos por (i) sana curiosidad o (ii) en busca de tu nombre. A los muchos que han leído y disfrutado toda la ciencia previa, mi más sincera enhorabuena y una promesa: no volveré a hacerlo.

El 1 de julio de 2004 un recién "laureato" de la UCM contempla, maravillado, la nube perpetua de TFN. Ahora, tras 5 años, miro hacia atrás y recuerdo todas las cosas buenas que me han alegrado la vida, las malas que me han hecho más fuerte, las regulares que siempre se atajan con optimismo y las muchas personas que han andado el camino a mi lado. Comenzamos.

Lo primero agradecer la labor y el esfuerzo de mis dos directores de tesis, Marc Balcells y Mercedes Prieto: sin ellos nada de esto habría sido posible (la historia se encargará de juzgar si eso es algo bueno o malo). Marc siempre tiene un momento para discutir y aprender contigo y para releer algún documento en inglés. ¡Suerte con EMIR y con el ING! Con Mercedes he aprendido "todas las cosas que siempre quiso saber sobre el NIR y nunca se atrevió a preguntar". ¡Suerte en esta etapa de reflexión! Nos volveremos a ver en el congreso/reunión/observación/visita más inesperado. También destacar la ayuda inestimable del resto del grupo GOYA, todos ellos unos artistas en sus respectivos campos: 2 × David, Lilian, Carmen, Marc V., Peter, Quique, Angela, Rafael y Nacho (mención especial del jurado por ser el revisor interno de la ciencia precedente). Por último a la gente de la UCM (Jesús, Jaime, Pablo y Guillermo), pasado, ¿futuro? y presentes en esta tesis en forma de fuentes extensas en varias bandas.

El segundo pilar fundamental de esta tesis ha sido mi familia. Gracias mama y papa por vuestro apoyo, por el interés en esta memoria que ahora está en vuestras manos (¿qué quieres decir con...evolución estructural mediante procesos no violentos?) y por la comprensión en los momentos de dispersión mental aguda. Por las idas/venidas a Barajas, los antivirus, las compras de navidad de agosto, las llamadas desde todos los frentes, el rerelavado y, cómo no, la comida casera y el jamón de viaje. Por supuesto a la korka de mi hermana, que tras tiempo perdida encontró su camino el día que me preguntó por primera vez sobre "la dualidad onda-corpúsculo": guapa, lista (¡¡NEW!!) y con un genio de cuidado. ¡Que la salud me dure toda la vida! A mis primos, tías y tíos, que siempre preguntan por mí y se maravillan con lo vasto del mundo vacaci...congreso tras congreso.

Y llega el turno de hablar de todos los amigos y compañer@s de estos años. A Valeria por la izquierda y a Kerttu por enfrente: nunca he estado tan bien pertrechado; a Norber por el cine, el chunguismo y permitirme acabar estas líneas sin extorsiones o amenazas; a Onti por las risas, los planes de dominación mundial, el soporte técnico y el queeeeso; a Adri por las idas/venidas a TFN, las pulguitas, la michelada y esa extraña sincronía post-congreso; a mi hermano Richy por su paciencia conmigo y las noches, pasadas, presentes y futuras, de risas y chicas; al doctor Alex por la dieta de salchicha+caipirinha; a Belén y Nieves por el alquiler de hombros a tiempo parcial; a Antonio por el milipliqui; a Carlos y Marga por el UNO; a Ivan por su calmada visión de la vida; al afable Daniel por la guindilla; a Teo

por su saber comer (y beber) y los cambios cada 5 minutos; a Rubén, nuestro chico del youtube y del ruido fotónico; a Jairo y la penúltima en el cineforum; a Rebe por el "reject" (bajo licencia copyleft); a Montse por Kill Bill y los combinados; a Ricardo y Luciana por la conexión argentina; a Pablo y Santi por estrenar el mundo, ¡ánimo chicos!; a Isaías por la no-escalada y el Fúser; a David C. por su amor a Alonso; a David A. por los z, los bosteños y la cerveza fría; a Lucía por the Majamón y the zarzuela; a Quique por su naturalidad en el día a día y en C++; a Arya por SOFI, el buscaminas y el color morado; a Breezy porque ¡viva la vida!; a María por "perdernos" en una bola de cristal y für das bier; a Chechu por Dorada Especial y el alojamiento peninsular; a Juan por sus enseñanzas y sosiego; a Asier por su interés desinteresado; a Carlos por las birras y la amistad en la distancia; a Sandra y Ángela por los breves momentos; a Alvarito por perraco, aquí y en LA; a Luisa por su sonrisa y su alocada forma de avanzar hacia el futuro; a Alvarote, Jose y Manuel por no cambiar; a Mary Angels, Mirjana y Patricia por ver siempre el lado bueno; a RBK por pelear hasta el final; a Javi y a Falk por pasarse a saludar; a Kaoru por noches y noches de teclear; a Arri por mirar fijamente el presente y reirse con él; a Fris y Xusso por un comienzo friqui; a Aoi, Uyu y Octavio por noches de Guinness; a Juan, Marta, Emilio, Javier y Selma por aquel verano de "becaciones"; a Cayetano por TBBT; a Jorge, Nuria, Andreu, Héctor, Sara y Mar por unas segundas "becaciones"; a Nayra, Luisa y Cris por alegrar los días de trabajo; a Eduard, Rosa, Roy, Gabriela, Cristina, Jorge, Raquel, Ana, Andrés, Elia, Miguel, Nahida, Fernando, Javier, René, Santiago y tantos otros por noches de Jospi y Blues; a Eli y Mónica por empujarme hacia el fuckturo; a toda la gente de administración, SIC y demás del IAC por su ayuda en la burocracia y en los problemas de red; a Ted, Robin, Marshall, Lily y Barney por "slap bet", "naked man" y "hot-crazy scale"; a Muñeca System y el BLS por hacer las noches más entretenidas; a Drácula3000 y Batman1966 por descubrirme el buen ¿cine?, y, finalmente, a (pon aquí tu nombre) por compartir conmigo un rato de mis 5 años en Tenerife. A tod@s ¡gracias y nos vemos en Marsella!

Cuando uno menos se lo espera siempre pasa algo maravilloso. Haber conocido a Carol es el mejor ejemplo. Sabemos el uno del otro desde hace más de tres años, pero no nos dijimos "hola" de verdad hasta hace año y medio. Desde entonces, y poco a poco, su risa y su forma de ver el mundo, tan llena de carácter, la han hecho imprescindible en mi día a día. Te quiero mucho chanfi y, a pesar de lo duro de la distancia, seguiremos recorriendo juntos la vida y las capitales de provincia colindantes en la nueva etapa que comienza. ¡Un abrazo y que tengas panchis sueños!

Por último, mi más sentido recuerdo y cariño a los que nos dejaron durante este cuarto capítulo de mi vida. A mi abuela, que siempre me miraba con orgullo y añadía un filete de más al segundo plato. Hasta luego. A Maurizio y Juanlu, amigos en lo bueno y en lo malo, compañeros de fiestas y excursiones. Hasta luego chicos, un pedacito de vosotros siempre viajará conmigo y me animará a darlo todo. También mi recuerdo a Eduardo, Estefanía, Javier y Ginés. Hasta luego.

Y recordad siempre la vida según python: **try: always; except: pass.**

Carlinhos, winter is coming.  
18 de junio de 2009.

# Referencias

- Abraham R. G., Valdes F., Yee H. K. C., van den Bergh S., 1994, *ApJ*, 432, 75
- Abraham R. G., van den Bergh S., Glazebrook K., et al., 1996, *ApJS*, 107, 1
- Abraham R. G., van den Bergh S., Nair P., 2003, *ApJ*, 588, 218
- Adami C., Mazure A., Ilbert O., et al., 2005, *A&A*, 443, 805
- Adelman-McCarthy J. K., Agüeros M. A., Allam S. S., et al., 2006, *ApJS*, 162, 38
- Aguerri J. A. L., Balcells M., Peletier R. F., 2001, *A&A*, 367, 428
- Aguerri J. A. L., Méndez-Abreu J., Corsini E. M., 2009, *A&A*, 495, 491
- Alonso-Herrero A., Rieke G. H., Rieke M. J., et al., 2006, *ApJ*, 650, 835
- Andredakis Y. C., Peletier R. F., Balcells M., 1995, *MNRAS*, 275, 874
- Andreon S., Lobo C., Iovino A., 2004, *MNRAS*, 349, 889
- Aragón-Salamanca A., Bedregal A. G., Merrifield M. R., 2006, *A&A*, 458, 101
- Arnouts S., Walcher C. J., Le Fèvre O., et al., 2007, *A&A*, 476, 137
- Athanassoula E., 2005, *MNRAS*, 358, 1477
- Azzollini R., Beckman J. E., Trujillo I., 2009, *ArXiv*, 0903.4140
- Bailin J., Harris W. E., 2008, *MNRAS*, 385, 1835
- Baldry I. K., Glazebrook K., Brinkmann J., et al., 2004, *ApJ*, 600, 681
- Ball N. M., Loveday J., Brunner R. J., 2008, *MNRAS*, 383, 907
- Ball N. M., Loveday J., Brunner R. J., Baldry I. K., Brinkmann J., 2006, *MNRAS*, 373, 845
- Bamford S. P., Nichol R. C., Baldry I. K., et al., 2009, *MNRAS*, 393, 1324
- Barr J. M., Bedregal A. G., Aragón-Salamanca A., Merrifield M. R., Bamford S. P., 2007, *A&A*, 470, 173
- Baugh C. M., 2006, *Reports of Progress in Physics*, 69, 3101
- Baum W. A., 1959, *PASP*, 71, 106
- Bedregal A. G., Aragón-Salamanca A., Merrifield M. R., 2006, *MNRAS*, 373, 1125
- Bedregal A. G., Aragón-Salamanca A., Merrifield M. R., Cardiel N., 2008, *MNRAS*, 387, 660

- Bell E. F., Naab T., McIntosh D. H., et al., 2006a, *ApJ*, 640, 241
- Bell E. F., Papovich C., Wolf C., et al., 2005, *ApJ*, 625, 23
- Bell E. F., Phleps S., Somerville R. S., et al., 2006b, *ApJ*, 652, 270
- Bell E. F., Wolf C., Meisenheimer K., et al., 2004, *ApJ*, 608, 752
- Bell E. F., Zheng X. Z., Papovich C., et al., 2007, *ApJ*, 663, 834
- Bendo G. J., Calzetti D., Engelbracht C. W., et al., 2007, *MNRAS*, 380, 1313
- Benítez N., Moles M., Aguerri J. A. L., et al., 2009, *ApJ*, 692, L5
- Bernardi M., Nichol R. C., Sheth R. K., Miller C. J., Brinkmann J., 2006, *AJ*, 131, 1288
- Berrier J. C., Bullock J. S., Barton E. J., et al., 2006, *ApJ*, 652, 56
- Bershady M. A., Jangren A., Conselice C. J., 2000, *AJ*, 119, 2645
- Bezanson R., van Dokkum P. G., Tal T., et al., 2009, *ApJ*, 697, 1290
- Blakeslee J. P., Holden B. P., Franx M., et al., 2006, *ApJ*, 644, 30
- Bluck A. F. L., Conselice C. J., Bouwens R. J., et al., 2009, *MNRAS*, 394, L51
- Blumenthal G. R., Faber S. M., Primack J. R., Rees M. J., 1984, *Nature*, 311, 517
- Bournaud F., Jog C. J., Combes F., 2005, *A&A*, 437, 69
- Bournaud F., Jog C. J., Combes F., 2007, *A&A*, 476, 1179
- Bower R. G., Benson A. J., Malbon R., et al., 2006, *MNRAS*, 370, 645
- Bower R. G., Lucey J. R., Ellis R. S., 1992, *MNRAS*, 254, 601
- Boylan-Kolchin M., Ma C.-P., Quataert E., 2006, *MNRAS*, 369, 1081
- Bridge C. R., Appleton P.Ñ., Conselice C. J., et al., 2007, *ApJ*, 659, 931
- Buitrago F., Trujillo I., Conselice C. J., et al., 2008, *ApJ*, 687, L61
- Bundy K., Ellis R. S., Conselice C. J., 2005, *ApJ*, 625, 621
- Bundy K., Ellis R. S., Conselice C. J., et al., 2006, *ApJ*, 651, 120
- Bundy K., Fukugita M., Ellis R. S., Kodama T., Conselice C. J., 2004, *ApJ*, 601, L123
- Bundy K., Fukugita M., Ellis R. S., et al., 2009, *ApJ*, 697, 1369
- Burkert A. M., D'Onghia E., 2004, en *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 319, Block D. L., Puerari I., Freeman K. C., Groess R., Block E. K. (eds.), *Penetrating Bars Through Masks of Cosmic Dust*, p. 341
- Butcher H., Oemler A., Jr., 1984, *ApJ*, 285, 426
- Cappellari M., Bacon R., Bureau M., et al., 2006, *MNRAS*, 366, 1126
- Cappellari M., Emsellem E., Bacon R., et al., 2007, *MNRAS*, 379, 418
- Cassata P., Cimatti A., Franceschini A., et al., 2005, *MNRAS*, 357, 903
- Cassata P., Cimatti A., Kurk J., et al., 2008, *A&A*, 483, L39
- Cenarro A. J., Trujillo I., 2009, *ApJ*, 696, L43
- Chiosi C., Carraro G., 2002, *MNRAS*, 335, 335

- Cirasuolo M., McLure R. J., Dunlop J. S., et al., 2007, *MNRAS*, 380, 585
- Cole S., Norberg P., Baugh C. M., et al., 2001, *MNRAS*, 326, 255
- Conselice C. J., 2003, *ApJS*, 147, 1
- Conselice C. J., 2006a, *MNRAS*, 373, 1389
- Conselice C. J., 2006b, *ApJ*, 638, 686
- Conselice C. J., Bershady M. A., Dickinson M., Papovich C., 2003, *AJ*, 126, 1183
- Conselice C. J., Bershady M. A., Jangren A., 2000, *ApJ*, 529, 886
- Conselice C. J., Blackburne J. A., Papovich C., 2005, *ApJ*, 620, 564
- Conselice C. J., Rajgor S., Myers R., 2008, *MNRAS*, 386, 909
- Conselice C. J., Yang C., Bluck A. F. L., 2009, *MNRAS*, 361
- Coppin K., Halpern M., Scott D., et al., 2008, *MNRAS*, 384, 1597
- Cortese L., Boselli A., Franzetti P., et al., 2008, *MNRAS*, 386, 1157
- Cowie L. L., Songaila A., Hu E. M., Cohen J. G., 1996, *AJ*, 112, 839
- Cox T. J., Dutta S.Ñ., Di Matteo T., et al., 2006, *ApJ*, 650, 791
- Cox T. J., Jonsson P., Somerville R. S., Primack J. R., Dekel A., 2008, *MNRAS*, 384, 386
- Cresci G., Davies R. I., Baker A. J., et al., 2006, *A&A*, 458, 385
- Cristóbal-Hornillos D., Aguerri J. A. L., Moles M., et al., 2009, *ApJ*, 696, 1554
- Daddi E., Renzini A., Pirzkal N., et al., 2005, *ApJ*, 626, 680
- Dahlen T., Mobasher B., Dickinson M., et al., 2007, *ApJ*, 654, 172
- Damen M., Labbé I., Franx M., et al., 2009, *ApJ*, 690, 937
- Davies R. L., Efstathiou G., Fall S. M., Illingworth G., Schechter P. L., 1983, *ApJ*, 266, 41
- Davis M., Guhathakurta P., Konidaris N. P., et al., 2007, *ApJ*, 660, L1
- De Lucia G., Blaizot J., 2007, *MNRAS*, 375, 2
- De Lucia G., Springel V., White S. D. M., Croton D., Kauffmann G., 2006, *MNRAS*, 366, 499
- De Propriis R., Conselice C. J., Liske J., et al., 2007, *ApJ*, 666, 212
- De Propriis R., Liske J., Driver S. P., Allen P. D., Cross N. J. G., 2005, *AJ*, 130, 1516
- de Ravel L., Le Fèvre O., Tresse L., et al., 2009, *A&A*, 498, 379
- de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H. G., Jr., et al., 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*
- de Zeeuw P. T., Bureau M., Emsellem E., et al., 2002, *MNRAS*, 329, 513
- di Matteo P., Combes F., Melchior A.-L., Semelin B., 2007, *A&A*, 468, 61
- Domingue D. L., Xu C. K., Jarrett T. H., Cheng Y., 2009, *ApJ*, 695, 1559

- Domínguez-Palmero L., Balcells M., 2008, *A&A*, 489, 1003
- Dressler A., 1980, *ApJ*, 236, 351
- Driver S. P., Allen P. D., Graham A. W., et al., 2006, *MNRAS*, 368, 414
- Drory N., Alvarez M., 2008, *ApJ*, 680, 41
- Dunkley J., Komatsu E., Nolte M. R., et al., 2009, *ApJS*, 180, 306
- Eggen O. J., Lynden-Bell D., Sandage A. R., 1962, *ApJ*, 136, 748
- Eliche-Moral M. C., Balcells M., Aguerri J. A. L., González-García A. C., 2006a, *A&A*, 457, 91
- Eliche-Moral M. C., Balcells M., Prieto M., et al., 2006b, *ApJ*, 639, 644
- Elmegreen D. M., Elmegreen B. G., Rubin D. S., Schaffer M. A., 2005, *ApJ*, 631, 85
- Erb D. K., Steidel C. C., Shapley A. E., et al., 2006, *ApJ*, 646, 107
- Erwin P., 2008, en *IAU Symposium*, Vol. 245, *IAU Symposium*, p. 113
- Erwin P., Beckman J. E., Vega-Beltran J.-C., 2004, en *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 319, Block D. L., Puerari I., Freeman K. C., Groess R., Block E. K. (eds.), *Penetrating Bars Through Masks of Cosmic Dust*, p. 775
- Faber S. M., Jackson R. E., 1976, *ApJ*, 204, 668
- Faber S. M., Willmer C.Ñ. A., Wolf C., et al., 2007, *ApJ*, 665, 265
- Fakhouri O., Ma C.-P., 2008, *MNRAS*, 386, 577
- Falcón-Barroso J., Peletier R. F., Balcells M., 2002, *MNRAS*, 335, 741
- Fasano G., Poggianti B. M., Couch W. J., et al., 2000, *ApJ*, 542, 673
- Ferreras I., Lisker T., Pasquali A., Kaviraj S., 2009, *MNRAS*, 395, 554
- Fisher D. B., Drory N., 2008, *AJ*, 136, 773
- Fisher D. B., Drory N., Fabricius M. H., 2009, *ApJ*, 697, 630
- Fontana A., Santini P., Grazian A., et al., 2009, *ArXiv*, 0901.2898
- Franzetti P., Scodreggio M., Garilli B., et al., 2007, *A&A*, 465, 711
- Gadotti D. A., 2009, *MNRAS*, 393, 1531
- Genzel R., Tacconi L. J., Rigopoulou D., Lutz D., Tecza M., 2001, *ApJ*, 563, 527
- Giavalisco M., Ferguson H. C., Koekemoer A. M., et al., 2004, *ApJ*, 600, L93
- Gieren W., Pietrzyński G., Nalewajko K., et al., 2006, *ApJ*, 647, 1056
- Gil de Paz A., Boissier S., Madore B. F., et al., 2007, *ApJS*, 173, 185
- González-García A. C., Balcells M., Olshevsky V. S., 2006, *MNRAS*, 372, L78
- González-García A. C., Oñorbe J., Domínguez-Tenreiro R., Gómez-Flechoso M. Á., 2009, *A&A*, 497, 35
- González-García A. C., van Albada T. S., 2003, *MNRAS*, 342, L36
- Goto T., Okamura S., Sekiguchi M., et al., 2003, *PASJ*, 55, 757

- Gottlöber S., Klypin A., Kravtsov A. V., 2001, *ApJ*, 546, 223
- Governato F., Brook C. B., Brooks A. M., et al., 2008, *ArXiv*, 0812.0379
- Governato F., Gardner J. P., Stadel J., Quinn T., Lake G., 1999, *AJ*, 117, 1651
- Grazian A., Fontana A., de Santis C., et al., 2006, *A&A*, 449, 951
- Gunn J. E., Gott J. R. I., 1972, *ApJ*, 176, 1
- Guo Q., White S. D. M., 2008, *MNRAS*, 384, 2
- Haines C. P., Gargiulo A., Merluzzi P., 2008, *MNRAS*, 385, 1201
- Häussler B., McIntosh D. H., Barden M., et al., 2007, *ApJS*, 172, 615
- Hopkins A. M., 2004, *ApJ*, 615, 209
- Hopkins P. F., Cox T. J., Younger J. D., Hernquist L., 2009a, *ApJ*, 691, 1168
- Hopkins P. F., Hernquist L., Cox T. J., Dutta S.Ñ., Rothberg B., 2008a, *ApJ*, 679, 156
- Hopkins P. F., Hernquist L., Cox T. J., Kereš D., 2008b, *ApJS*, 175, 356
- Hopkins P. F., Lauer T. R., Cox T. J., Hernquist L., Kormendy J., 2009b, *ApJS*, 181, 486
- Hopkins P. F., Somerville R. S., Cox T. J., et al., 2009c, *ArXiv*, 0901.4111
- Hsieh B. C., Yee H. K. C., Lin H., Gladders M. D., Gilbank D. G., 2008, *ApJ*, 683, 33
- Hubble E. P., 1925, *ApJ*, 62, 409
- Hubble E. P., 1936, *Science*, 84, 509, *Astronomy*. (Scientific Books: The Realm of the Nebulae; Theoretical Astrophysics)
- Huertas-Company M., Rouan D., Tasca L., Soucail G., Le Fèvre O., 2008, *A&A*, 478, 971
- Huertas-Company M., Tasca L., Rouan D., et al., 2009, *A&A*, 497, 743
- Ilbert O., Capak P., Salvato M., et al., 2009a, *ApJ*, 690, 1236
- Ilbert O., Lauger S., Tresse L., et al., 2006, *A&A*, 453, 809
- Ilbert O., Salvato M., Le Floch E., et al., 2009b, *ArXiv*, 0903.0102
- James P., Bate C., Wells M., Wright G., Doyon R., 1999, *MNRAS*, 309, 585
- Jarrett T. H., 2000, *PASP*, 112, 1008
- Jogee S., Miller S. H., Penner K., et al., 2009, *ApJ*, 697, 1971
- Johansson P. H., Naab T., Ostriker J. P., 2009, *ApJ*, 697, L38
- Kampezyk P., Lilly S. J., Carollo C. M., et al., 2007, *ApJS*, 172, 329
- Kartaltepe J. S., Sanders D. B., Scoville N. Z., et al., 2007, *ApJS*, 172, 320
- Kauffmann G., Heckman T. M., White S. D. M., et al., 2003, *MNRAS*, 341, 54
- Kaviraj S., Khochfar S., Schawinski K., et al., 2008, *MNRAS*, 388, 67
- Kaviraj S., Peirani S., Khochfar S., Silk J., Kay S., 2009, *MNRAS*, 394, 1713
- Kaviraj S., Schawinski K., Devriendt J. E. G., et al., 2007, *ApJS*, 173, 619

- Kennicutt R. C., Jr., 1998, *ARA&A*, 36, 189
- Khochfar S., Burkert A., 2001, *ApJ*, 561, 517
- Kitzbichler M. G., White S. D. M., 2008, *MNRAS*, 1300
- Knapen J. H., James P. A., 2009, *ApJ*, 698, 1437
- Kolatt T. S., Bullock J. S., Somerville R. S., et al., 1999, *ApJ*, 523, L109
- Kormendy J., 1977, *ApJ*, 218, 333
- Kormendy J., Bender R., 1996, *ApJ*, 464, L119
- Kormendy J., Kennicutt R. C., Jr., 2004, *ARA&A*, 42, 603
- Kriek M., van der Wel A., van Dokkum P. G., Franx M., Illingworth G. D., 2008, *ApJ*, 682, 896
- Larson R. B., 1974, *MNRAS*, 166, 585
- Lauger S., Burgarella D., Buat V., 2005, *A&A*, 434, 77
- Lauger S., Ilbert O., Buat V., et al., 2005, en Casoli F., Contini T., Hameury J. M., Pagani L. (eds.), *SF2A-2005: Semaine de l'Astrophysique Francaise*, p. 667
- Lavery R. J., Remijan A., Charmandaris V., Hayes R. D., Ring A. A., 2004, *ApJ*, 612, 679
- Le Fèvre O., Abraham R., Lilly S. J., et al., 2000, *MNRAS*, 311, 565
- Le Fèvre O., Guzzo L., Meneux B., et al., 2005, *A&A*, 439, 877
- Le Fèvre O., Vettolani G., Paltani S., et al., 2004, *A&A*, 428, 1043
- Lee J. H., Lee M. G., Park C., Choi Y.-Y., 2008, *MNRAS*, 389, 1791
- Li C., Kauffmann G., Heckman T. M., Jing Y. P., White S. D. M., 2008, *MNRAS*, 385, 1903
- Lilly S. J., Le Fevre O., Hammer F., Crampton D., 1996, *ApJ*, 460, L1
- Lilly S. J., Le Fèvre O., Renzini A., et al., 2007, *ApJS*, 172, 70
- Lin L., Koo D. C., Weiner B. J., et al., 2007, *ApJ*, 660, L51
- Lin L., Koo D. C., Willmer C.Ñ. A., et al., 2004, *ApJ*, 617, L9
- Lin L., Patton D. R., Koo D. C., et al., 2008, *ApJ*, 681, 232
- Lintott C. J., Schawinski K., Slosar A., et al., 2008, *MNRAS*, 389, 1179
- Lonsdale C. J., Smith H. E., Rowan-Robinson M., et al., 2003, *PASP*, 115, 897
- López-Sanjuan C., Balcells M., García-Dabó C. E., et al., 2009a, *ApJ*, 694, 643
- López-Sanjuan C., Balcells M., Pérez-González P. G., et al., 2009b, *ArXiv*, 0905.2765
- Lotz J. M., Davis M., Faber S. M., et al., 2008a, *ApJ*, 672, 177
- Lotz J. M., Jonsson P., Cox T. J., Primack J. R., 2008b, *MNRAS*, 391, 1137
- Lotz J. M., Madau P., Giavalisco M., Primack J., Ferguson H. C., 2006, *ApJ*, 636, 592
- Lotz J. M., Primack J., Madau P., 2004, *AJ*, 128, 163



- Maller A. H., Katz N., Kereš D., Davé R., Weinberg D. H., 2006, *ApJ*, 647, 763
- Mandelbaum R., Seljak U., Kauffmann G., Hirata C. M., Brinkmann J., 2006, *MNRAS*, 368, 715
- Marcillac D., Rieke G. H., Papovich C., et al., 2008, *ApJ*, 675, 1156
- Martig M., Bournaud F., Teyssier R., Dekel A., 2009, *ArXiv*, 0905.4669
- Masjedi M., Hogg D. W., Blanton M. R., 2008, *ApJ*, 679, 260
- Masjedi M., Hogg D. W., Cool R. J., et al., 2006, *ApJ*, 644, 54
- Mateus A., 2008, *ArXiv*, 0802.2720
- Menanteau F., Ford H. C., Motta V., et al., 2006, *AJ*, 131, 208
- Méndez-Abreu J., Aguerri J. A. L., Corsini E. M., Simonneau E., 2008, *A&A*, 478, 353
- Mihos J. C., 1995, *ApJ*, 438, L75
- Moles M., Benítez N., Aguerri J. A. L., et al., 2008, *AJ*, 136, 1325
- Moore B., Ghigna S., Governato F., et al., 1999, *ApJ*, 524, L19
- Naab T., Jesseit R., Burkert A., 2006, *MNRAS*, 372, 839
- Naab T., Johansson P. H., Ostriker J. P., 2009, *ArXiv*, 0903.1636
- Naab T., Khochfar S., Burkert A., 2006, *ApJ*, 636, L81
- Nagashima M., Lacey C. G., Okamoto T., et al., 2005, *MNRAS*, 363, L31
- Neichel B., Hammer F., Puech M., et al., 2008, *A&A*, 484, 159
- Pahre M. A., Ashby M. L.Ñ., Fazio G. G., Willner S. P., 2004, *ApJS*, 154, 235
- Pannella M., Hopp U., Saglia R. P., et al., 2006, *ApJ*, 639, L1
- Parry O. H., Eke V. R., Frenk C. S., 2008, *ArXiv*, 0806.4189
- Patton D. R., Atfield J. E., 2008, *ApJ*, 685, 235
- Patton D. R., Carlberg R. G., Marzke R. O., et al., 2000, *ApJ*, 536, 153
- Patton D. R., Pritchett C. J., Carlberg R. G., et al., 2002, *ApJ*, 565, 208
- Patton D. R., Pritchett C. J., Yee H. K. C., Ellingson E., Carlberg R. G., 1997, *ApJ*, 475, 29
- Peletier R. F., Balcells M., 1996, *AJ*, 111, 2238,
- Peletier R. F., Falcón-Barroso J., Bacon R., et al., 2007, *MNRAS*, 379, 445
- Peng C. Y., Ho L. C., Impey C. D., Rix H.-W., 2002, *AJ*, 124, 266
- Pérez-González P. G., Rieke G. H., Egami E., et al., 2005, *ApJ*, 630, 82
- Pérez-González P. G., Rieke G. H., Villar V., et al., 2008a, *ApJ*, 675, 234
- Pérez-González P. G., Trujillo I., Barro G., et al., 2008b, *ApJ*, 687, 50
- Press W. H., Schechter P., 1974, *ApJ*, 187, 425
- Puzia T. H., Mobasher B., Goudfrooij P., 2007, *AJ*, 134, 1337
- Ravikumar C. D., Puech M., Flores H., et al., 2007, *A&A*, 465, 1099

- Rawat A., Hammer F., Kembhavi A. K., Flores H., 2008, *ApJ*, 681, 1089
- Renzini A., 2006, *ARA&A*, 44, 141
- Rest A., van den Bosch F. C., Jaffe W., et al., 2001, *AJ*, 121, 2431
- Roberts M. S., Haynes M. P., 1994, *ARA&A*, 32, 115
- Robertson B., Bullock J. S., Cox T. J., et al., 2006a, *ApJ*, 645, 986
- Robertson B., Cox T. J., Hernquist L., et al., 2006b, *ApJ*, 641, 21
- Romeo A. D., Napolitano N. R., Covone G., et al., 2008, *MNRAS*, 389, 13
- Rothberg B., Joseph R. D., 2006a, *AJ*, 131, 185
- Rothberg B., Joseph R. D., 2006b, *AJ*, 132, 976
- Ryan R. E., Jr., Cohen S. H., Windhorst R. A., Silk J., 2008, *ApJ*, 678, 751
- Salpeter E. E., 1955, *ApJ*, 121, 161
- Sandage A., Visvanathan N., 1978, *ApJ*, 225, 742
- Sanders D. B., Soifer B. T., Elias J. H., et al., 1988, *ApJ*, 325, 74
- Scarlata C., Carollo C. M., Lilly S., et al., 2007, *ApJS*, 172, 406
- Schiminovich D., Wyder T. K., Martin D. C., et al., 2007, *ApJS*, 173, 315
- Scoville N., Aussel H., Brusa M., et al., 2007, *ApJS*, 172, 1
- Sersic J. L., 1968, *Atlas de galaxias australes*. Cordoba, Argentina: Observatorio Astronómico, 1968
- Silverman J. D., Mainieri V., Lehmer B. D., et al., 2008, *ApJ*, 675, 1025
- Simard L., 1998, en *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 145, Albrecht R., Hook R.Ñ., Bushouse H. A. (eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems VII*, p. 108
- Smith G. P., Treu T., Ellis R. S., Moran S. M., Dressler A., 2005, *ApJ*, 620, 78
- Sobral D., Best P.Ñ., Geach J. E., et al., 2009, *ArXiv*, 0901.4114
- Springel V., Hernquist L., 2005, *ApJ*, 622, L9
- Springel V., White S. D. M., Jenkins A., et al., 2005, *Nature*, 435, 629
- Stewart K. R., Bullock J. S., Barton E. J., Wechsler R. H., 2008, *ArXiv*, 0811.1218
- Strateva I., Ivezić Ž., Knapp G. R., et al., 2001, *AJ*, 122, 1861
- Taylor E.Ñ., Franx M., G van Dokkum P., et al., 2009, *ApJ*, 694, 1171
- Thomas D., Davies R. L., 2006, *MNRAS*, 366, 510
- Thomas D., Maraston C., Bender R., Mendes de Oliveira C., 2005, *ApJ*, 621, 673
- Tonnesen S., Bryan G. L., 2009, *ApJ*, 694, 789
- Toomre A., 1977, en Tinsley B. M., Larson R. B. (eds.), *Evolution of Galaxies and Stellar Populations*, p. 401
- Toomre A., Toomre J., 1972, *ApJ*, 178, 623

- Tran K.-V. H., Moustakas J., Gonzalez A. H., et al., 2008, *ApJ*, 683, L17
- Trujillo I., Conselice C. J., Bundy K., et al., 2007, *MNRAS*, 382, 109
- Trujillo I., Erwin P., Asensio Ramos A., Graham A. W., 2004, *AJ*, 127, 1917
- Trujillo I., Förster Schreiber N. M., Rudnick G., et al., 2006, *ApJ*, 650, 18
- van der Wel A., 2008, *ApJ*, 675, L13
- van der Wel A., Holden B. P., Franx M., et al., 2007, *ApJ*, 670, 206
- van der Wel A., Holden B. P., Zirm A. W., et al., 2008, *ApJ*, 688, 48
- van Dokkum P. G., 2005, *AJ*, 130, 2647
- Weinzirl T., Jogee S., Khochfar S., Burkert A., Kormendy J., 2009, *ApJ*, 696, 411
- Wen Z. L., Liu F. S., Han J. L., 2009, *ApJ*, 692, 511
- White S. D. M., Rees M. J., 1978, *MNRAS*, 183, 341
- Wild V., Walcher C. J., Johansson P. H., et al., 2009, *MNRAS*, 395, 144
- Wolf C., Aragón-Salamanca A., Balogh M., et al., 2009, *MNRAS*, 393, 1302
- Wolf C., Bell E. F., McIntosh D. H., et al., 2005, *ApJ*, 630, 771
- Wolf C., Gray M. E., Meisenheimer K., 2005, *A&A*, 443, 435
- Wolf C., Meisenheimer K., Rix H.-W., et al., 2003, *A&A*, 401, 73
- Wyder T. K., Martin D. C., Schiminovich D., et al., 2007, *ApJS*, 173, 293
- Xu C. K., Sun Y. C., He X. T., 2004, *ApJ*, 603, L73
- Yagi M., Nakamura Y., Doi M., Shimasaku K., Okamura S., 2006, *MNRAS*, 368, 211
- Zamojski M. A., Schiminovich D., Rich R. M., et al., 2007, *ApJS*, 172, 468
- Zheng X. Z., Bell E. F., Papovich C., et al., 2007, *ApJ*, 661, L41
- Zucca E., Ilbert O., Bardelli S., et al., 2006, *A&A*, 455, 879

