



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

INSTITUTO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA  
CAMPUS MORELIA

EVOLUCIÓN DEL ÁNGULO DE ENROLLAMIENTO PARA  
GALAXIAS DE DISCO EN LA SIMULACIÓN ILLUSTRIS  
TNG-50

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

MAESTRO EN ASTROFÍSICA

PRESENTA:

JOSÉ ISAAC GONZÁLEZ CARBAJAL

TUTOR:

DRA. VERÓNICA LORA CASTELLANOS

Facultad de Ciencias

Morelia, Michoacán, Agosto del 2022



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

*A mis padres y hermanos ...*

# Resumen

Una de las características morfológicas más importantes de las galaxias espirales es el ángulo de enrollamiento. Además de darnos una idea de que tan compacta es la distribución de los brazos espirales, se han propuesto propiedades físicas de las galaxias que podrían estar ligadas a éste (ver Marc S. Seigar et al. 2008 [79]; Benjamin L. Davis et al. 2017 [14]).

Durante el último par de décadas, las simulaciones cosmológicas han sido una de las herramientas teóricas más importantes para comprender la evolución a gran escala del universo. Un ejemplo es la Simulación del milenio (Volker Springel, Simon D.M. White et al. 2005 [88]) en la cual se usaron  $10^{10}$  elementos de resolución en una región delimitada por un cubo de 683 Gpc de lado tomando solamente en cuenta la materia oscura.

Un parte aguas con respecto a simulaciones cosmológicas fué Illustris (M. Vogelsberger, S. Genel et al. 2014 [92]) que aunque más pequeña en dimensiones (106.5 Mpc de lado) tiene un mayor número de elementos de resolución ( $1.2 \times 10^{10}$ ) y toma en cuenta además de la materia oscura, la evolución del material bariónico. Uno de los resultados más importantes usando Illustris fué que se logró reproducir la distribución de galaxias en cúmulos y las características del hidrógeno a grandes escalas (M. Vogelsberger, S. Genel et al. 2014 [92]).

A pesar de los buenos resultados obtenidos con Illustris, existen algunas discrepancias con las propiedades físicas observadas. Esto llevó a la nueva generación de simulaciones cosmológicas Illustris TNG. Illustris TNG (Volker Springel et al. 2018 [86], Nelson et al. 2018 [57], Pillepich et al. 2018 [60], Jill Naiman et al. 2018 [56], Federico Marinacci et al. 2018 [53]) es un conjunto de 3 grupos de simulaciones diferentes con números de partículas y dimensiones espaciales distintas.

TNG300 corresponde a una serie de simulaciones con una caja periódica de lado  $L = 250h^{-1}$  Mpc = 302.6 Mpc  $\sim$  300 Mpc y un número total de partículas máximo de  $3.125 \times 10^{10}$ . TNG100 corresponde a una serie de simulaciones dentro de una caja periódica al igual que TNG300 pero con un lado de  $L = 75h^{-1}$  Mpc = 110.7 Mpc  $\sim$  100 Mpc y un número máximo de partículas de  $1.2 \times 10^{10}$ . La serie de simulaciones TNG50 es la que abarca un menor volumen con un lado de  $L = 35h^{-1}$  Mpc = 51.7 Mpc  $\sim$  50 Mpc y una cantidad máxima de  $2 \times 10^{10}$  partículas. TNG50 es la simulación con mayor resolución de las 3.

La diferencia principal entre la simulación de Illustris y esta nueva generación son los modelos físicos usados, como la actualización de los parámetros cosmológicos en concordancia



con los resultados más recientes obtenidos con el observatorio Planck (Planck Collaboration 2016 [62]), una calibración diferente al proceso de retroalimentación de los núcleos activos de galaxias (AGN por sus siglas en inglés) y la resolución empleada. Esto repercutió positivamente en la replicación de propiedades físicas observables como la edad promedio de las poblaciones estelares (D. Nelson 2018 [57]).

Con el tiempo se han añadido catálogos suplementarios a la simulación Illustris TNG. Estos catálogos ofrecen información extra derivada de la simulación principal, por ejemplo; tasas de formación estelar para las galaxias simuladas (Donnari et al. 2019 [21]; Pillepich et al. 2019 [61]), momento angular galáctico (Shy Genel et al. 2015 [36]), contenido de hidrógeno atómico y molecular en las galaxias simuladas (Diemer et al. 2018 [18]; Diemer et al. 2019 [19]), etc. Por lo tanto TNG es ideal para estudiar las propiedades de las galaxias y su evolución.

En esta tesis consideramos dos muestras: la primera muestra cuenta solamente con las galaxias análogas en masa a la Vía Láctea, la segunda muestra considerando todas las galaxias de disco en TNG-50. Se calculó la fotometría correspondiente a las bandas  $g$ ,  $r$ ,  $i$  del Sloan Digital Sky Survey en las últimas 19 instantáneas de la simulación con corrimientos al rojo entre  $z = 0.243$  y  $z = 0$ . Una vez obtenida la fotometría se generaron imágenes sintéticas para cada una de las galaxias estudiadas en los diferentes corrimientos al rojo.

Usando el programa P2DFFT (Hewitt & Treuhardt 2020 [38]; Mutlu-Pakdil et al. 2018 [55]; Davis et al. 2012 [12]) se realizaron mediciones del ángulo en el cual se enrollan los brazos espirales de las galaxias a diferentes  $z$ .

En esta tesis analizamos las relaciones del ángulo de enrollamiento con la masa del hoyo negro central, con la masa del bulbo, con la fuerza de la barra y con la longitud de la barra. Encontramos que para el caso de la masa del bulbo y la masa del agujero negro súper masivo no hay una relación estadísticamente significativa con el ángulo de enrollamiento. Mientras que para el caso de la prominencia y la longitud de la barra encontramos una correlación inversa estadísticamente significativa con respecto al ángulo de enrollamiento.

Además, analizamos la dependencia temporal del ángulo de enrollamiento. Encontramos que en general las galaxias de disco sufren poco cambio en el ángulo de enrollamiento. Haciendo un análisis estadístico encontramos que existe una correlación entre la dispersión del ángulo de enrollamiento y la tasa de masa estelar debida a fusiones de galaxias.

El descartar las propiedades físicas que no se relacionan con el ángulo de enrollamiento nos ayudará a dar un paso más en el entendimiento de que es lo que forma estas estructuras y su evolución.

# Agradecimientos

Me gustaría agradecer al Instituto de Astronomía y Astrofísica (IRyA) por proporcionarme un lugar de trabajo, acceso a equipo de cómputo y material para profundizar mi conocimiento.

Agradezco también al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por el apoyo económico brindado durante el proceso de mi posgrado.

De igual manera me gustaría agradecer al Instituto de Ciencias Nucleares por el acceso a su infraestructura de cómputo.

Me gustaría agradecer a la Dra. Yetli Rosas Guevara por su amabilidad al compartir sus datos aún no publicados sobre su análisis de las barras en galaxias de disco para la simulación Illustris TNG50.

Agradezco también a la Dra. Annalisa Pillepich quién compartió con nosotros de forma directa el criterio de selección para galaxias tipo Vía Láctea y M31 en la simulación de Illustris TNG50.

Me gustaría agradecer cordialmente al Dr. Gustavo Ramón Bruzual por la introducción a los modelos de síntesis de poblaciones estelares además del acceso a sus nuevos modelos aún no publicados.

Agradezco al Dr. Alejandro Esquivel por la sugerencia y por proporcionarme el script para

la convolución de los wavelets con las imágenes usadas.

De manera personal me gustaría agradecer al Dr. Sundar Srinivasan por su apoyo y asesoría con respecto al procesamiento estadístico de los datos presentados.

Amistosamente me gustaría agradecer al Dr. Javier Ballesteros Paredes por sus consejos, sugerencias y su asesoría al escribir la tesis.

Me gustaría agradecer cordialmente a Karla Alejandra Gutiérrez Dávila por proporcionarme acceso a su investigación sobre material estelar insitu y exito de las galaxias de disco en TNG50 y su programa para la descomposición cinemática de estrellas en la galaxia.

Agradezco de igual manera a María Aracely Angulo Martínez por compartir conmigo su investigación y programas acerca de los merger trees en la simulación Illustris TNG.

También me gustaría agradecer al grupo de cosmología del IRyA creado por la Dra. Verónica Lora Castellanos y conformado por Jairo Uriel López García, Karla Alejandra Gutiérrez Dávila, Aracely Angulo Martínez, el Dr. Javier Ballesteros Paredes y la Dra. Leticia Carigi Delgado, por su apoyo.

Adicionalmente agradezco el apoyo económico debido al proyecto IN113522 del Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT). Gracias a este apoyo es posible albergar la simulación TNG50 en el Instituto de Ciencias Nucleares (ICN).

Finalmente me gustaría agradecer a mi comité tutorial conformado por la Dra. Verónica Lora Castellanos, el Dr. Jesús Alberto Toalá Sanz y el Dr. Alejandro Cristian Raga Rasmussen por su guía durante este proceso.

# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>II</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>IV</b>
<b>1 Los componentes de una galaxia de disco</b>	<b>2</b>
§1.1 El hoyo negro supermasivo; SgrA* . . . . .	2
§1.2 El Bulbo . . . . .	3
§1.3 La Barra . . . . .	3
§1.4 El Disco . . . . .	5
§1.5 El Halo . . . . .	5
<b>2 Patrón espiral en galaxias de disco</b>	<b>7</b>
§2.1 Clasificación de las galaxias de disco . . . . .	7
§2.2 Formación de los brazos espirales . . . . .	8
<b>3 Ángulo de enrollamiento y propiedades de las galaxias</b>	<b>15</b>
§3.1 Relación entre el ángulo de enrollamiento y el SMBH . . . . .	16
§3.2 Relación entre el ángulo de enrollamiento y la masa del bulbo . . . . .	18
§3.3 Relación entre el ángulo de enrollamiento y la barra . . . . .	21
§3.4 La evolución del ángulo de enrollamiento . . . . .	23
§3.5 Dependencia del ángulo de enrollamiento con la distancia galactocéntrica .	23
<b>4 Simulación Illustris TNG</b>	<b>25</b>
§4.1 Introducción . . . . .	25
§4.2 Selección de Galaxias tipo Vía Láctea / M31 . . . . .	27

<b>5 Metodología</b>	<b>29</b>
§5.1 Cálculo de fotometría del SDSS . . . . .	29
§5.2 Transformada de Wavelets . . . . .	32
§5.3 El Programa P2DFFT . . . . .	33
<b>6 Resultados</b>	<b>37</b>
§6.1 Relación entre las propiedades físicas de las galaxias y su ángulo de enrollamiento . . . . .	37
§6.1.1 SMBH - ángulo de enrollamiento . . . . .	37
§6.1.2 Masa del bulbo - ángulo de enrollamiento . . . . .	39
§6.1.3 Fuerza de la barra - ángulo de enrollamiento . . . . .	41
§6.1.4 Tamaño de la barra - ángulo de enrollamiento . . . . .	43
§6.2 Evolución del ángulo de enrollamiento con el corrimiento al rojo . . . . .	45
<b>7 Discusión y Conclusiones</b>	<b>54</b>
<b>A Interpolación Bilineal</b>	<b>57</b>
<b>B Proyección de cara para las galaxias</b>	<b>60</b>
<b>C Pruebas de Kernels</b>	<b>62</b>
§C.1 Unsharp mask filter . . . . .	62

# Índice de figuras

1 Esquema de la Vía Láctea. Crédito: Pablo Carlos Budassi, <https://payhip.com/b/41gQ>.

1.1	Figura 7 del artículo de Eisenhauer et al. (2005) [25]; Proyección en el plano del cielo de las posiciones (multi-época) de las estrellas centrales S1, S2, S8, S12, S13, y S14. . . . .	3
1.2	Ilustración esquemática del efecto de las ondas de densidad de la barra. . .	4
2.1	La primera fila de la figura muestra ejemplos de galaxias de tipo <i>Gran Diseño</i> . La segunda fila muestra dos ejemplos de galaxias con brazos de tipo <i>Seccionados</i> PGC025525 y PGC037999. La tercera fila de la figura muestra dos ejemplos de galaxias de tipo <i>Multi Brazo</i> PGC042904 y PGC030829. Todas las galaxias fueron seleccionadas del catálogo EFIGI (Baillard et al. 2011 [7]). . . . .	9
2.2	En la primera fila se muestran ejemplos de galaxias tipo <i>Sa</i> ; sin barra (panel izquierdo; galaxia PGC053869), y con barra (panel derecho; galaxia PGC025533). En la segunda fila de la figura se muestran dos ejemplos de galaxias tipo <i>Sb</i> ; sin barra (panel izquierdo; galaxia PGC031892), y con barra (panel derecho; galaxia PGC039964). En la tercera fila de la figura se muestran dos ejemplos de galaxias tipo <i>Sc</i> ; sin barra (panel izquierdo; galaxia PGC057771), y con barra (panel derecho; galaxia PGC022453). Todas las galaxias en esta figura fueron tomadas del catálogo EFIGI (Baillard et al. 2011 [7]). . . . .	10
2.3	Definición del ángulo de enrollamiento $\phi$ para un radio galactocéntrico $R$ dado. . . . .	11
2.4	Teoría de ondas de densidad; Ilustración esquemática del efecto de las ondas de densidad. La figura A muestra órbitas aleatorias. La figura B muestra un ejemplo de una onda de densidad espiral. La figura C muestra un ejemplo de una onda de densidad de barra (en la región interna) y onda de densidad espiral (en la región externa). . . . .	12

2.5 Figura 1 del artículo de Pour-Imani et al. 2016; Predicciones de la teoría de la onda de densidad para una estructura de brazo espiral con estrellas viejas, estrellas azules, gas y polvo. A la izquierda hay un escenario en el que la formación de estrellas se produce después de que las nubes de gas pasen por el mínimo del potencial de la onda de densidad. A la derecha hay un escenario en el que la formación de estrellas se produce cuando las nubes de gas se acercan a este mínimo del potencial. . . . . 14

3.1 Imagen para ejemplificar los brazos tipo *leading* (figura izquierda), y los brazos tipo *trailing* (figura derecha). . . . . 16

3.2 Relación entre la masa de SMBH central y  $\phi$ . La línea verde muestra la relación dada en la ecuación 3.3; Tomado de la Figura 2 de Davis et al. (2017) [14]. Las regiones sombreadas en la figura corresponden a  $\pm 1 \sigma$  (la región más oscura) y  $\pm 3 \sigma$  (la región más clara). . . . . 17

3.3 Relación entre la masa de hoyo negro central (estimado con mediciones de dispersión de velocidades estelares) y el ángulo de enrollamiento; Panel izquierdo de la figura 19 de Díaz-García et al. (2019) [24] . . . . . 18

3.4 Relación entre el ángulo de enrollamiento y la masa del bulbo (ver ecuación 3.4); Figura 8 de Davis, Graham & Cameron 2019 [13]. La línea verde en el gráfico muestra la mediana de la distribución, mientras que las regiones sombreadas corresponden a  $\pm 1 \sigma$  (la región más oscura) y  $\pm 3 \sigma$  (la región más clara). . . . . 19

3.5 Figura 7 del artículo de Lingard et al. 2021 [49]. El panel izquierdo muestra la relación entre la prominencia del bulbo y el ángulo de enrollamiento. El panel derecho muestra la relación entre la prominencia de la barra y el ángulo de enrollamiento. . . . . 20

3.6 Relación entre la prominencia de la barra y el ángulo de enrollamiento. Los ángulos de enrollamiento son obtenidos vía un análisis de Fourier 2D; Panel inferior de la figura 13 de Díaz-García et al. (2019) [24] . . . . . 22

3.7 Distribución de  $\phi$  para galaxias barradas y no barradas (panel superior) así como para galaxias de *Gran Diseño*, *Seccionadas* y *Multi-brazo* (panel inferior) con respecto al radio para las galaxias estudiadas en Díaz-García et al. (2019) [24]; figura 12 de Díaz-García et al. (2019) [24].  $R_{\text{pitch}}$  corresponde al radio galactocéntrico a partir del cual se está midiendo  $\phi$ ,  $R_{25.5}$  corresponde al radio galactocéntrico que contiene una magnitud de 25.5 mag arcsec<sup>-2</sup> mientras que  $h_R$  es la longitud de escala del disco. . . . . 24

4.1 Set de simulaciones TNG comparadas con otras simulaciones cosmológicas. Crédito <https://www.tng-project.org> . . . . . 26

4.2 Ejemplo de galaxia tipo VL/M31 (ID 372755) de TNG-50. En el panel izquierdo se observa la proyección “de cara” de la galaxia, y en el panel derecho se ve la proyección “de canto” de la galaxia. Las imágenes son una composición  $g,r,i$  de los filtros del SDSS. En la región superior izquierda en ambos paneles se encuentra la escala de la imagen. . . . . 28

5.1 Histograma de las diferencias entre las magnitudes calculadas y las magnitudes reportadas en el **full-snap 99** de las partículas estelares (SSP no resueltas) para la galaxia con ID=499704 en IllustrisTNG-50. . . . . 30

5.2 Imagen sintética compuesta de la galaxia con ID=526478 en Illustris TNG-50 para el snapshot 99 ( $z = 0$ ) usando los filtros  $g, r, i$  calculados del SDSS. 31

5.3 Kernel de Ricker definido en la ecuación 5.1 para  $\sigma = 1$ . . . . . 33

5.4 Proceso de aplicación de la transformada de wavelets para resaltar estructura de la imagen original. . . . . 33



5.5 Ejemplo de la influencia en la elección del radio inicial y final para la galaxia con ID=421295 en el snapshot 81 de la simulación IllustrisTNG transformada usando el kernel de Ricker. En la primera columna podemos observar la imagen procesada con la transformada de wavelets dentro de los 7.5 radios a media masa más internos (arriba) y la región confinada entre 1 y 3 radios a media masa (abajo). En la segunda columna podemos observar las amplitudes normalizadas de los modos de Fourier para cada radio de la imagen tanto de la región completa (arriba) como de 1 a 3 radios a media masa (abajo). En la tercera columna tenemos el ángulo de enrollamiento correspondiente a los modos de Fourier para diferentes radios de toda la imagen (arriba) y la región delimitada por 1 y 3 radios a media masa (abajo). 35

6.1 Distribución de los ángulos de enrollamiento con los modos de Fourier (No. de brazos) para las galaxias de disco en la instantánea 99 ( $z = 0$ ) de la simulación. . . . . 38

6.2 Histograma bidimensional entre el ángulo de enrollamiento calculado y la masa del SMBH reportado por la simulación IllustrisTNG-50 en  $z = 0$  para las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco en general (derecha). 39

6.3 Histograma bidimensional entre el ángulo de enrollamiento calculado y la masa del SMBH reportado por la simulación IllustrisTNG-50 en  $z = 0$  para las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco en general (derecha) tomando en cuenta solo galaxias con  $\phi < 20^\circ$ . . . . . 40

6.4 Relación entre el ángulo de enrollamiento calculado y la masa del bulbo estelar usando las fracciones de masa reportadas en Du et al. (2019) [23] y Du et al. (2020) [22] para las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco en general (derecha). . . . . 40

6.5 Relación entre el ángulo de enrollamiento calculado y la masa del bulbo estelar usando las fracciones de masa reportadas en Du et al. (2019) [23] y Du et al. (2020) [22] para las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco en general (derecha) tomando en cuenta solo galaxias con  $\phi < 20^\circ$ . 41

6.6 Relación entre el ángulo de enrollamiento calculado y la fuerza de la barra reportada en Rosas-Guevara et al. (2021) [68] para  $z = 0$  usando las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco en general (derecha) que contienen barra. Se han mantenido las unidades de la fuerza de la barra AU (Arbitrary Units) como son mostradas en el artículo de Rosas-Guevara et al. (2021) [68]. . . . . 42

6.7 Relación entre el ángulo de enrollamiento calculado y la fuerza de la barra reportada en Rosas-Guevara et al. (2021) [68] para  $z = 0$  usando las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco en general (derecha) que contienen barra. Solo tomando en cuenta galaxias con  $\phi < 20^\circ$ . Se han mantenido las unidades de la fuerza de la barra AU (Arbitrary Units) como son mostradas en el artículo de Rosas-Guevara et al. (2021) [68]. . . . . 43

6.8 Relación entre el ángulo de enrollamiento calculado y el tamaño de la barra reportada en Rosas-Guevara et al. (2021) [68] para  $z = 0$  usando las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco (derecha) que contienen barra. 43

6.9 Relación entre el ángulo de enrollamiento calculado y el tamaño de la barra reportada en Rosas-Guevara et al. (2021) [68] para  $z = 0$  usando las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco (derecha) que contienen barra. Solo tomando en cuenta galaxias con  $\phi < 20^\circ$ . . . . . 44

6.10 Imágenes sintéticas desde hace 3 Gyr hasta ahora (izquierda a derecha y de arriba a abajo) para la galaxia con ID=427211 a  $z = 0$ . . . . . 45

6.11 Evolución del ángulo de enrollamiento con el corrimiento al rojo para diferentes galaxias tipo VL/M31. . . . . 46

6.12 Evolución del ángulo de enrollamiento con el corrimiento al rojo para diferentes galaxias tipo VL/M31. . . . . 47

6.13 Histograma bidimensional de la desviación estándar del ángulo de enrollamiento para las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y de disco en general (derecha) con la fracción de masa debida a procesos de fusión de galaxias entre las instantáneas 81 y 99. La fracción de masa fue tomada del módulo de ensamblaje estelar mostrado en Rodríguez-Gomez et al (2016) [65]. En estrellas negras (izquierda) podemos ver las únicas ocho galaxias que tienen una fracción de masa acretaada mayor que 0.3. . . . . . 48

6.14 Distribución acumulativa de la desviación estándar de los ángulos de enrollamiento para las galaxias tipo VL/M31 (arriba) y galaxias de disco en general (abajo). Se indica en la misma figura el punto en el cual se encuentra la mitad de las galaxias a  $13.69^\circ$  y  $11.53^\circ$  respectivamente. . . . . 49

6.15 Cambio del ángulo de enrollamiento respecto al valor de enrollamiento calculado en  $z = 0$ . En líneas cian podemos ver la región delimitada entre el percentil 16 y el percentil 84 con la mediana en el centro de igual color. En rosa podemos observar las ocho galaxias que sufrieron un aumento de su masa debida a fusiones mayor al 30 % (major mergers). . . . . 50

6.16 Cambio del ángulo de enrollamiento respecto al valor en  $z = 0$  (línea roja) para 4 galaxias con alta dispersión y la fracción de masa acretaada debida a fusiones instantánea y acumulativa (en general y en el disco). En línea punteada gris marcamos la fracción de masa al 50 % para las galaxias. . . . 52

6.17 Cambio del ángulo de enrollamiento respecto al valor en  $z = 0$  (línea roja) para 4 galaxias con alta dispersión y la fracción de masa acretaada debida a fusiones instantánea y acumulativa (en general y en el disco). En línea punteada gris marcamos la fracción de masa al 50 % para las galaxias. . . . 53

A.1 Definición del dominio bi-unitario en dos dimensiones. La enumeración de nodos se tomó contra las manecillas del reloj y tomando como primer nodo el punto (-1,-1). . . . . 57

A.2 Evaluación de la función base correspondiente al primer nodo  $N^1(\xi, \eta)$  en el dominio bi-unitario en dos dimensiones. Es importante notar que los valores en los nodos son cero a excepción del 1. . . . . 58

C.1 Aplicación del Unsharp mask filter a una imagen de la galaxia con ID=441709 en  $z = 0$ . En el pánel izquierdo podemos ver la imagen original mientras que en el derecho podemos observar la im gen con el filtro aplicado con  $n = 3$ . 62

C.2 Ejemplo de la influencia en la elección del radio inicial y final para la galaxia con ID=421295 en el snapshot 81 de la simulación IllustrisTNG transformada usando el kernel Unsharp mask (con  $n = 3$ ). En la primera columna podemos observar la im gen procesada dentro de los 7.5 radios a media masa más internos (arriba) y la región confinada entre 1 y 3 radios a media masa (abajo). En la segunda columna podemos observar las amplitudes normalizadas de los modos de Fourier para cada radio de la imagen tanto de la región completa (arriba) como de 1 a 3 radios a media masa (abajo). En la tercera columna tenemos el ángulo de enrollamiento correspondiente a los modos de Fourier para diferentes radios de toda la imagen (arriba) y la región delimitada por 1 y 3 radios a media masa (abajo). . . . . 63



# Capítulo 1

## Los componentes de una galaxia de disco

Recuerdo muy bien el día en que pude ver la Vía Láctea. Era solo un niño de 7 años de edad en un viaje con mi familia a la playa, pero el ver esa forma tan impresionante en el oscuro cielo me llenó de admiración y curiosidad.

### 1.1. El hoyo negro supermasivo; SgrA\*

Si comenzamos a recorrer las componentes de la Vía Láctea (ver figura 1) y las galaxias de disco de dentro hacia fuera, entonces la primera componente es el centro Galáctico y el hoyo negro supermasivo Sgr A\*. Hoy sabemos que existe un hoyo negro central, ya que se han realizado estudios multi-época de estrellas cercanas al centro Galáctico, lo que ha permitido trazar sus órbitas (altamente excéntricas) y deducir la masa del objeto central ( $\sim 4 \times 10^6 M_{\odot}$ ; GRAVITY collaboration 2019 [90]). La figura 1.1 muestra como ejemplo las órbitas de las estrellas S1, S2, S8, S12, S13 y S14, las cuales orbitan alrededor del centro Galáctico.

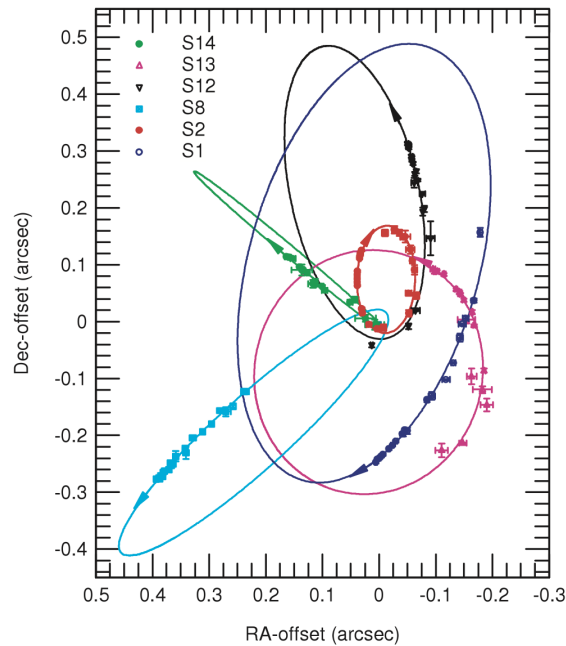


Figura 1.1: Figura 7 del artículo de Eisenhauer et al. (2005) [25]; Proyección en el plano del cielo de las posiciones (multi-época) de las estrellas centrales S1, S2, S8, S12, S13, y S14.

## 1.2. El Bulbo

El bulbo es una componente esferoidal en las galaxias de disco con una masa  $M_{\text{bulbo}} \sim 10^{10} M_{\odot}$  (Valenti et al 2015 [91]). El bulbo está constituido principalmente por estrellas viejas, y se encuentra soportado por la dispersión de velocidad (órbitas aleatorias) de las estrellas que lo componen. El bulbo carece de gas y polvo, por lo tanto la tasa de formación estelar en esta región es prácticamente nula.

## 1.3. La Barra

La barra es el resultado de una onda de densidad de estrellas que rota a una velocidad diferente de la rotación diferencial de las estrellas, en consecuencia las órbitas en la barra ordenan las órbitas de las estrellas más externas (ver Figura 1.2); F. Bournaud & F. Combes, (2002) [9]. Las barras fueron menos comunes en el pasado (solo 20% de las galaxias poseían barras en el universo lejano), mientras que a bajos corrimientos al rojo  $z$  dos ter-

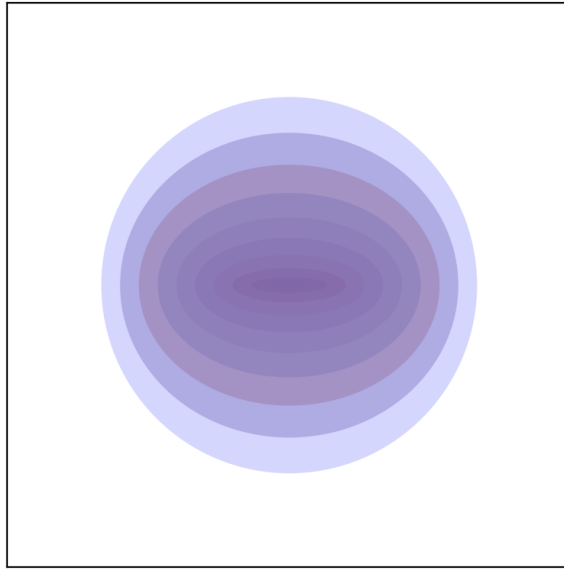


Figura 1.2: Ilustración esquemática del efecto de las ondas de densidad de la barra.

cios de las galaxias de disco presentan una barra (S., Kartik et al., 2008 [82]).

La causa de la onda de densidad de la barra se atribuye a inestabilidades gravitacionales en los centros de las galaxias, o a perturbaciones gravitacionales debidas a galaxias vecinas. En la Figura 1.2 podemos observar el efecto cualitativo de las ondas de densidad de la barra en una galaxia. Cuando la onda de densidad de la barra alcanza una región con gas molecular, la densidad del gas puede aumentar al punto de detonar la formación estelar.

En estudios numéricos se ha encontrado que las barras son eficientes en transportar gas de las regiones externas a regiones más internas de las galaxias (Weinberg 1985 [94]; Debattista & Sellwood 1998 [81]; Athanassoula 2003 [3]). En los extremos de las barras la interacción con las nubes de gas originan choques, lo que ocasiona una pérdida en el momento angular, provocando que el material caiga al centro del potencial de la galaxia hasta incluso el kpc central (Shlosman et al. 1990 [84]).



## 1.4. El Disco

Los discos contienen la mayor parte de las estrellas y gas (principalmente gas frío) en las galaxias de disco. Las estrellas en el disco se mueven en el plano galáctico, con órbitas casi circulares, dando como resultado un disco delgado; por ejemplo el disco de la Vía Láctea tiene  $\sim 1$  kpc de altura. A pesar de la aparente delgadez del disco Galáctico, el grosor en los discos varía. En consecuencia se han caracterizado tres componentes del disco: el disco delgado joven, el disco delgado viejo, y el disco grueso.

El disco delgado joven es una región rica en gas y polvo, con alta formación estelar, donde se encuentran las estrellas más jóvenes y cuyo tamaño vertical es de  $\sim 100$  pc. El disco delgado viejo tiene un tamaño vertical de  $\sim 300$  pc, y el disco grueso tiene un tamaño vertical de  $\sim 1$  kpc (Schnider P. 2015 [74]).

Las estrellas del disco grueso tienen una dispersión de velocidad mayor a las del disco delgado, y la componente estelar en él es más vieja que en el disco delgado. El disco grueso puede ser una reliquia de una época turbulenta en la historia de las galaxias, donde el disco grueso se formó a partir de satélites acretaados, o alternativamente pudo ser formado por el calentamiento violento del disco delgado derivado de uno o varios eventos fusiones de galaxias (R. Schönrich & J. Binney, 2009 [75]).

## 1.5. El Halo

El halo en las galaxias está dominado por la materia oscura, aunque también se encuentra gas mayormente neutro (HI), estrellas de fondo muy viejas con órbitas aleatorias, y cúmulos globulares cuyas poblaciones estelares son también muy viejas. En el halo no ha habido formación estelar por lo menos en los últimos 10 Gyr (Jones 2015 [40]).

El halo oscuro se ha propuesto como una distribución de materia oscura, la cual sólo interactúa a través de la gravedad. Esta distribución de materia oscura se extiende desde el

centro, hasta mucho más allá del término de la componente visible de las galaxias. La naturaleza de la materia oscura es al día de hoy un problema abierto: ¿De qué está formada? y ¿Cuál es su relación con la formación y evolución de las galaxias? (Taylor 2011 [89]).

# Capítulo 2

## Patrón espiral en galaxias de disco

### 2.1. Clasificación de las galaxias de disco

Sin duda la característica morfológica más evidente en las galaxias espirales, son precisamente los brazos espirales. Los brazos espirales son regiones ricas en gas y polvo por lo que la formación estelar es activa, dando lugar a la presencia de regiones HII (e.g. Schweizer 1976 [76]; Elmegreen et al. 2011 [27]).

Al ser los brazos ricos en gas y tener formación estelar activa, estos aparecen observacionalmente más prominentes en las bandas azules, aunque su estructura de fondo esté constituida por estrellas viejas o de edad intermedia (e.g. Elmegreen 1981 [30]; Elmegreen & Elmegreen 1989 [29]; Knapen & Beckman 1996 [43]; Eskridge et al. 2002 [33]).

Los brazos pueden ser clasificados en tres grupos: de *Gran Diseño* (ver paneles superiores de la figura 2.1), *Seccionados* (flocculent; ver paneles medios de la figura 2.1) y *Multi Brazo* (e.g. Elmegreen 1990 [26]; ver paneles inferiores de la figura 2.1). Las galaxias de gran diseño presentan dos brazos (largos) muy bien definidos (Lin & Shu 1966 [46]). Las galaxias con brazos tipo seccionados, presentan brazos cortos y fragmentados (Elmegreen & Elmegreen 1985 [28]). Las galaxias con brazos del tercer tipo, multi brazo, presentan un patrón central de dos brazos los cuales se ramifican en las partes externas de los discos.

En la clasificación de Hubble (Hubble 1926 [39]; Sandage 1961 [71]; De Vaucouleurs et al. 1991 [17]), las galaxias espirales son clasificadas de acuerdo a la presencia (o no) de la barra, y de acuerdo a la apertura que presentan los brazos espirales. Las galaxias tipo *Sa* son las galaxias cuyos brazos se muestran más cerrados. Como ejemplo se muestran las dos galaxias de los paneles superiores de la figura 2.2. Las galaxias tipo *Sb* con brazos un poco más abiertos que las galaxias *Sa*, dos ejemplos de galaxias tipo *Sb* se muestran en los paneles intermedios de la figura 2.2. Y las galaxias tipo *Sc* cuyos brazos son los más abiertos, dos ejemplos de este tipo de galaxias se muestran en los dos paneles inferiores de la figura 2.2. Ejemplos de las galaxias con barra tipo *SBa*, *SBb*, y *SBc* se muestran en los paneles izquierdos de la figura 2.2.

Ambas clasificaciones se relacionan entre sí; por ejemplo las galaxias de tipo *seccionadas* no presentan barras. Mientras que las galaxias tipo *gran diseño* presentan más frecuentemente barras en su morfología (Elmegreen & Elmegreen 1982 [31]).

## 2.2. Formación de los brazos espirales

La formación de los brazos espirales es aún un tema abierto en la astronomía. Sin embargo, la teoría de *las ondas de densidad* (density wave theory; Lin & Shu 1964 [45]) es una de las teorías más aceptadas.

Los brazos espirales no son un *objeto material* ya que si este fuera el caso, y supusiéramos el modelo más simple de rotación diferencial (esto es que la velocidad de rotación depende de la distancia galactocéntrica), los brazos con el paso del tiempo se enrollarían cada vez más dando paso al llamado *problema del enrollamiento de los brazos espirales*.

Para resolver el problema del enrollamiento de los brazos espirales, Lindblad (1948 [47], 1960 [48]), y Lin & Shu 1964 [45], propusieron que la estructura espiral era formada por un estado dinámico estacionario de las órbitas de las estrellas. Si suponemos que existe una

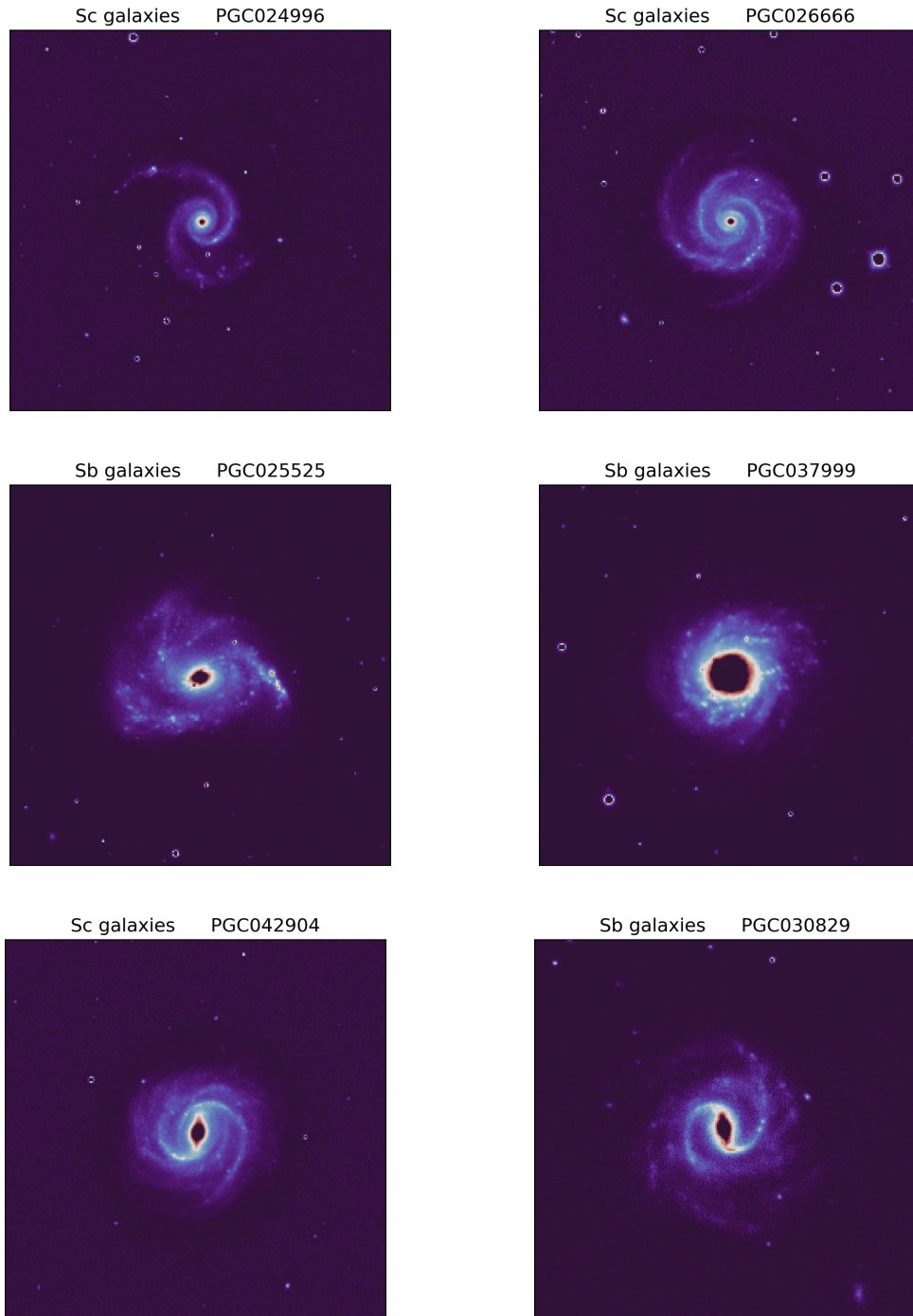


Figura 2.1: La primera fila de la figura muestra ejemplos de galaxias de tipo *Gran Diseño*. La segunda fila muestra dos ejemplos de galaxias con brazos de tipo *Seccionados* PGC025525 y PGC037999. La tercera fila de la figura muestra dos ejemplos de galaxias de tipo *Multi Brazo* PGC042904 y PGC030829. Todas las galaxias fueron seleccionadas del catálogo EFIGI (Baillard et al. 2011 [7]).

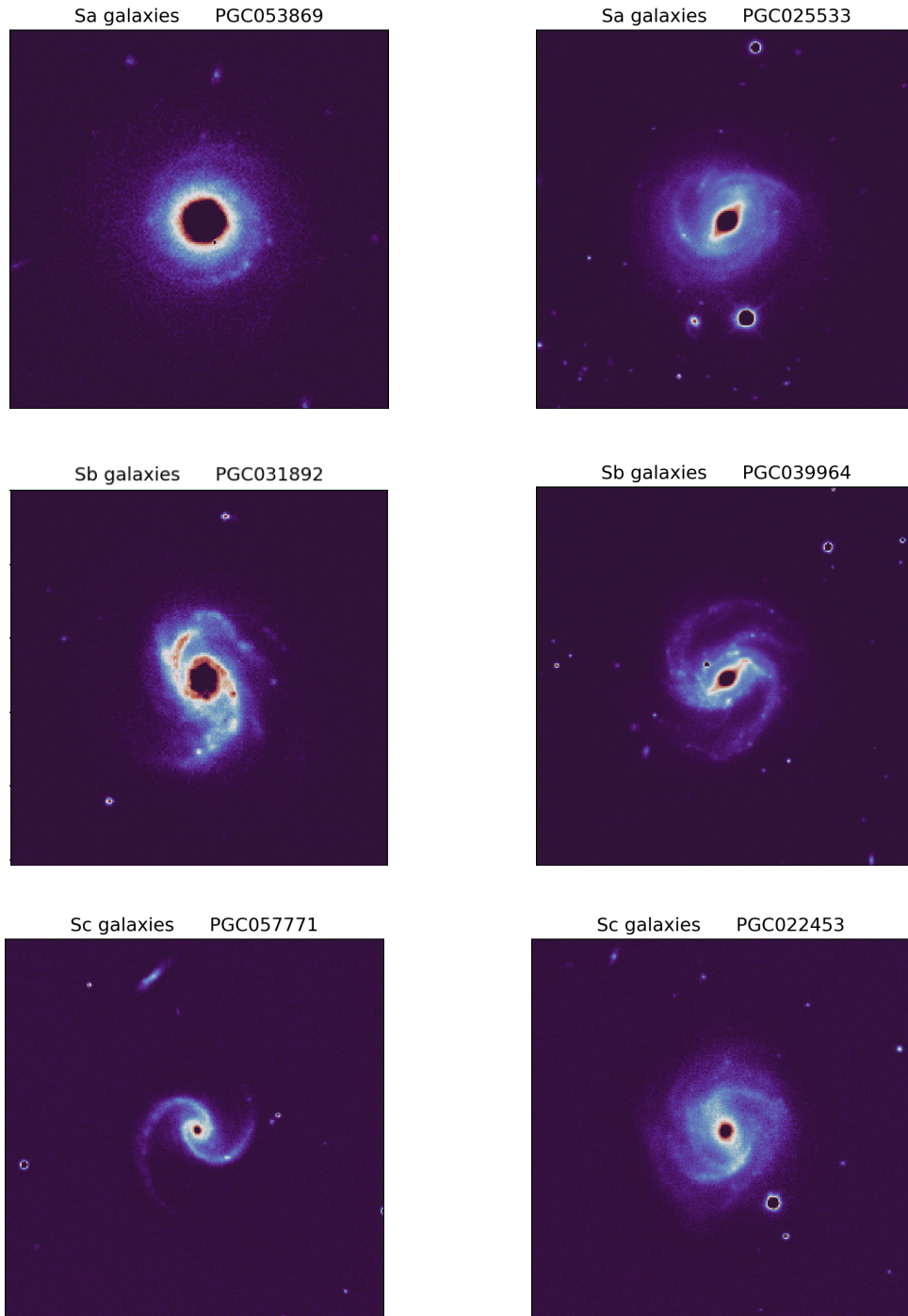


Figura 2.2: En la primera fila se muestran ejemplos de galaxias tipo *Sa*; sin barra (panel izquierdo; galaxia PGC053869), y con barra (panel derecho; galaxia PGC025533). En la segunda fila de la figura se muestran dos ejemplos de galaxias tipo *Sb*; sin barra (panel izquierdo; galaxia PGC031892), y con barra (panel derecho; galaxia PGC039964). En la tercera fila de la figura se muestran dos ejemplos de galaxias tipo *Sc*; sin barra (panel izquierdo; galaxia PGC057771), y con barra (panel derecho; galaxia PGC022453). Todas las galaxias en esta figura fueron tomadas del catálogo EFIGI (Baillard et al. 2011 [7]).

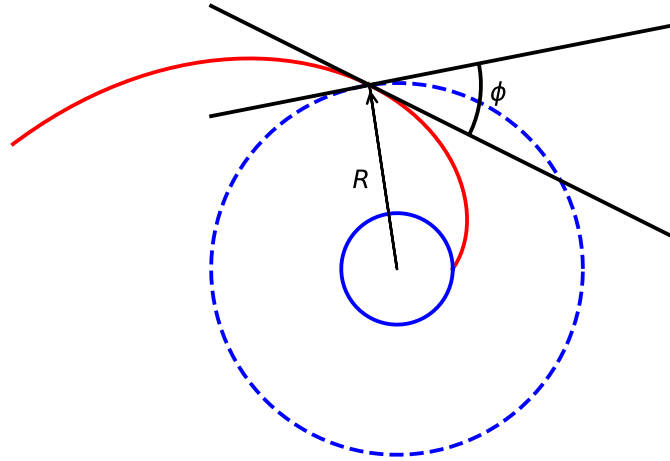


Figura 2.3: Definición del ángulo de enrollamiento  $\phi$  para un radio galactocéntrico  $R$  dado.

fuerza la cual perturba las órbitas de las estrellas alterando su circularidad, en un sistema inercial cada estrella seguirá un movimiento epicíclico perturbado que no se cerrará en un sistema coordinado con velocidad angular cero. Sin embargo, en un sistema coordinado que rota con la velocidad del *patrón*;  $\Omega_p$ , las órbitas pueden cerrarse en forma de elipses. Si además suponemos que el eje mayor de las elipses de diferentes tamaños se inclinan con una orientación angular con respecto al eje-x ( $\varphi$ ), entonces la región donde las órbitas se aglutinan corresponde a un máximo local de densidad superficial que forma una espiral de dos brazos (Shu 2016 [85]).

La Figura 2.4 muestra de una manera esquemática el efecto de las ondas de densidad, donde las estrellas, el gas y el polvo coinciden temporalmente dando como resultado el patrón espiral. Un movimiento sin patrón espiral ocurre cuando las órbitas están orientadas de manera aleatoria (ver **A** en la Figura 2.4). En un caso de una onda de barra las órbitas se alinean (ver Figura 1.2). La onda de densidad espiral aparece cuando las órbitas elípticas se mueven al unísono pero no se encuentran perfectamente alineadas, esto es que cada una de las órbitas elípticas se encuentra un poco inclinada con respecto a las órbitas vecinas. Como se dijo anteriormente, la densidad es máxima en la región donde las elipses se juntan (ver **B** en la Figura 2.4). En el caso donde existe un patrón espiral con barra, las

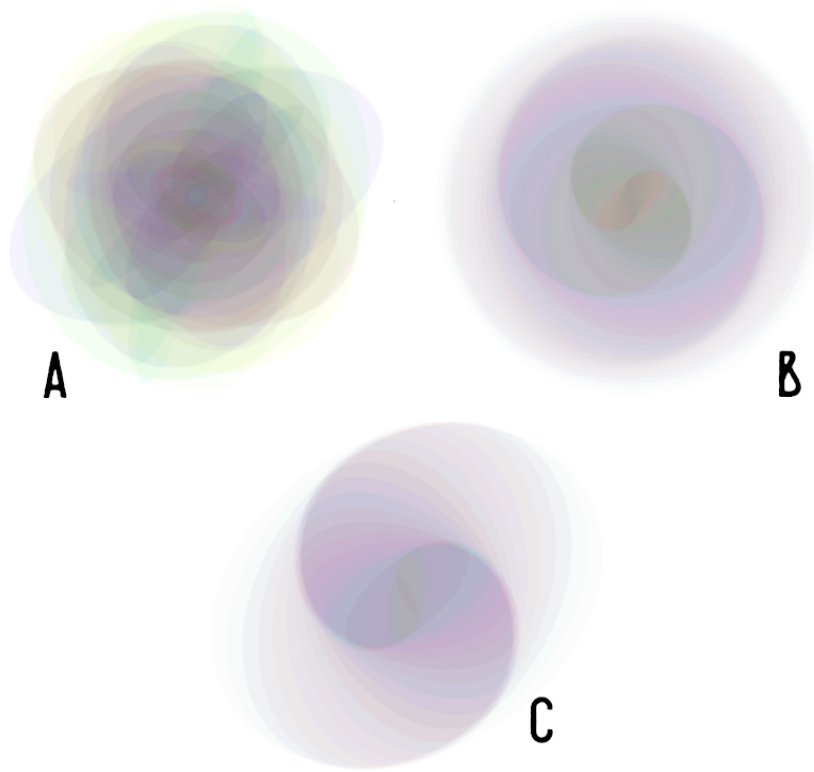


Figura 2.4: Teoría de ondas de densidad; Ilustración esquemática del efecto de las ondas de densidad. La figura A muestra órbitas aleatorias. La figura B muestra un ejemplo de una onda de densidad espiral. La figura C muestra un ejemplo de una onda de densidad de barra (en la región interna) y onda de densidad espiral (en la región externa).

órbitas centrales se encuentran alineadas, mientras que las órbitas en las regiones externas se encuentran inclinadas (ver C en la Figura 2.4).

Entonces, la propuesta de Lin & Shu 1964 [45] es que el patrón espiral se forma a partir de ondas de compresión (ondas de densidad) que viajan a través de la galaxias comprimiendo el material en su paso. Esta onda de densidad va rotando a una velocidad angular constante alrededor del centro de las galaxias. Estas ondas de densidad son quasi-estacionarias y longevas. Como consecuencia, las ondas de densidad detonan la formación estelar al ser el gas comprimido cuando pasa a través del patrón espiral. Las espirales que se producen en esta teoría son espirales *logarítmicas*, las cuales tienen un  $\phi$  (ver Figura 2.3) constante.

El patrón espiral se mueve como si fuera un cuerpo rígido, sin embargo las estrellas que



se forman en la onda de densidad están sujetas a rotación diferencial, por lo que se moverán fuera del patrón espiral. Como el material en el patrón espiral que forma estrellas es ópticamente grueso, las estrellas nacidas dentro de ellos, serán observables una vez que se encuentren fuera de la onda de densidad.

En la figura 2.5, mostramos la figura 1 del artículo de Pour-Imani et al. (2016) [64]. En esta figura se muestra un boceto de la teoría de ondas de densidad con diferentes componentes; las estrellas viejas (rojo), estrellas jóvenes (azul) y gas (negro).

Las estrellas en las partes más cercanas al centro del disco rotan mas rápidamente que la espiral, mientras que en las partes más externas tienen un retraso con respecto al patrón espiral. Entre estas dos regiones se encuentra el radio de co-rotación (verde en la figura 2.5) donde las estrellas y el patrón espiral rotan a la misma velocidad.

Los ángulos de enrollamiento del patrón que corresponde a las estrellas recién formadas (azul en la figura 2.5) es menor que el ángulo de enrollamiento del patrón formado por el gas (negro en la figura 2.5) donde se formaron esas estrellas. Por lo que la teoría de ondas de densidad predice que el ángulo de enrollamiento depende de la longitud de onda a la cual se observe el patrón espiral; en el óptico se observará el patrón correspondiente a las estrellas jóvenes, mientras que en el lejano infrarrojo se observará el patrón espiral relacionado con el gas.

Esto va en contra de la teoría alternativa para la formación de las espirales llamada la teoría de *múltiples tubos* (*manifold tubes* ; Athanassoula et al., 2009 [5]), donde se propone que los brazos espirales son el resultado de órbitas estelares jóvenes muy excéntricas que confinan el movimiento de las estrellas a lo largo de *tubos* en el disco. Una de las consecuencias de esta teoría es que los ángulos de enrollamiento no deberían de cambiar con la longitud de onda a la que son observados ( Athanassoula et al. 2009 [5], 2010 [6]).

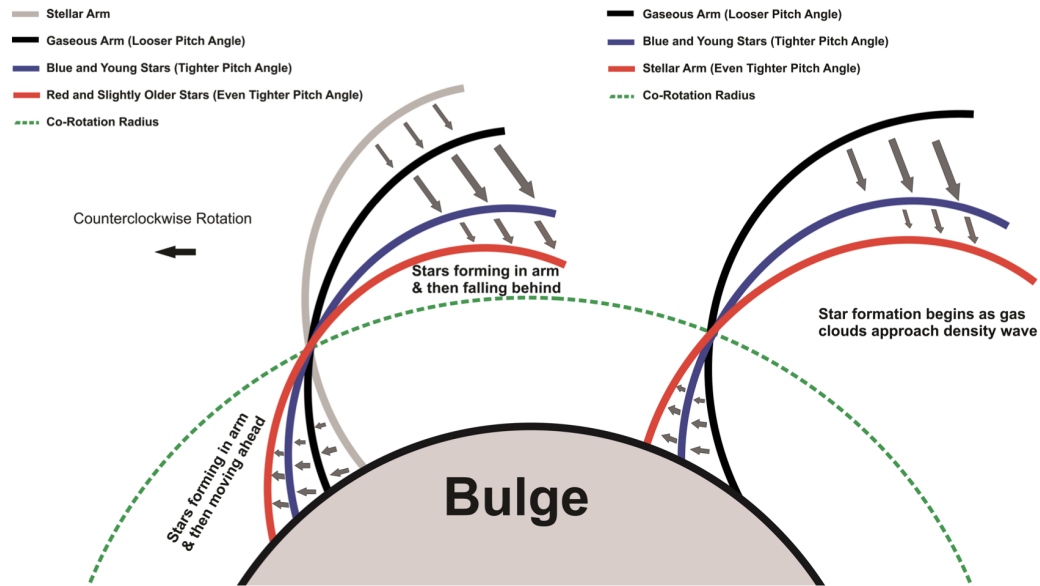


Figura 2.5: Figura 1 del artículo de Pour-Imani et al. 2016; Predicciones de la teoría de la onda de densidad para una estructura de brazo espiral con estrellas viejas, estrellas azules, gas y polvo. A la izquierda hay un escenario en el que la formación de estrellas se produce después de que las nubes de gas pasen por el mínimo del potencial de la onda de densidad. A la derecha hay un escenario en el que la formación de estrellas se produce cuando las nubes de gas se acercan a este mínimo del potencial.

## Capítulo 3

# Ángulo de enrollamiento y propiedades de las galaxias

Una manera de cuantificar la apertura de los brazos espirales, es a través de la medición de  $\phi$ . Como podemos ver en la Figura 2.3,  $\phi$  está definido como el ángulo que subtiende la tangente del brazo espiral y la tangente de un círculo centrado en la galaxia a una distancia galactocéntrica dada (Binney & Tremaine 1987 [8]). Por definición,  $\phi$  puede tener un valor de  $-90^\circ$  a  $90^\circ$ . Donde los valores positivos indican que los brazos se encuentran en la dirección de rotación del disco (conocido como trailing arms), mientras que ángulos de enrollamiento negativos indican que los brazos van en contra de la rotación del disco (conocido como leading arms). En la figura 3.1 se muestra un boceto de los brazos en contra de la dirección de rotación del disco (leading; pánel izquierdo) y de los brazos en la dirección de la rotación (trailing; pánel derecho).

Uno de los métodos más ampliamente aceptados para la medición de los ángulos de enrollamiento es haciendo uso de la transformada de Fourier para cuantificar estructuras periódicas dentro de la imagen de una galaxia. Uno de los primeros programas desarrollados para aplicar esta técnica, es P2DFFT (Hewitt & Treuthardt 2020 [38]; Mutlu-Pakdil et al. 2018 [55]; Davis et al. 2012 [12]) el cual transforma una imagen en dos dimensiones a coordenadas polares y posteriormente aplica una transformada de Fourier bidimensional para extraer las estructuras periódicas dentro de una imagen (ver sección 5.3 por una ex-

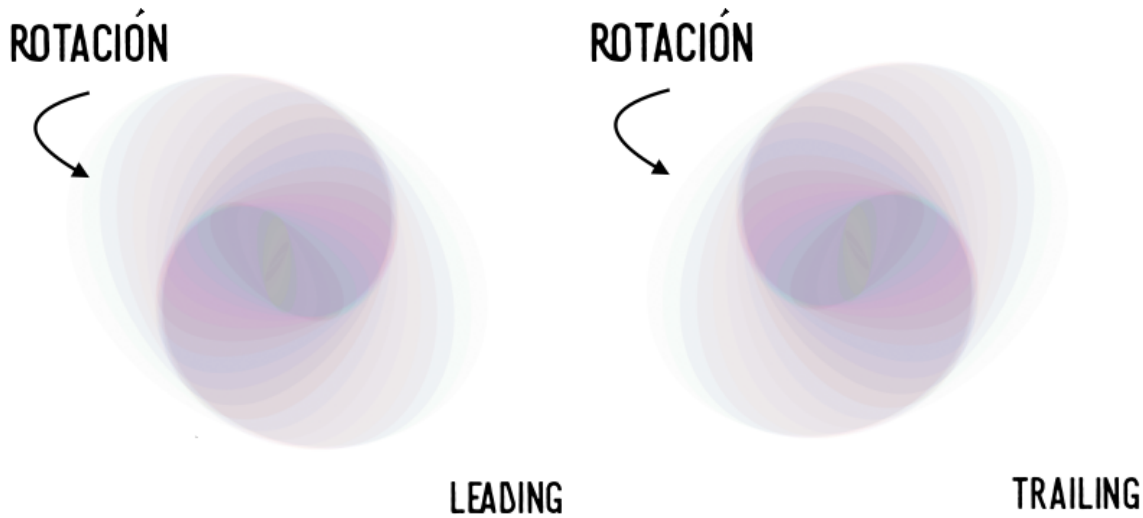


Figura 3.1: Imagen para ejemplificar los brazos tipo *leading* (figura izquierda), y los brazos tipo *trailing* (figura derecha).

plicación más detallada del algoritmo).

Una vez obtenido  $\phi$  de cada una de las galaxias usando la técnica descrita anteriormente, podemos analizar diferentes cantidades físicas de las galaxias en busca de una correlación.

### 3.1. Relación entre el ángulo de enrollamiento y el SMBH

Se ha propuesto que diferentes propiedades físicas de las galaxias de disco se relacionan con  $\phi$ , siendo una de ellas la masa del hoyo negro supermasivo (SMBH por sus siglas en inglés). Por otro lado, existe una relación entre la masa del bulbo y la masa del SMBH central (Dressler1989 [1]; Kormendy & Richstone 1995 [44]; Magorrian et al.1998 [51]; Marconi & Hunt 2003 [52]), por lo que podría esperarse una correlación entre  $\phi$  y el hoyo negro supermasivo central habiendo obtenido la masa del bulbo. Más aún, se ha encontrado que los ángulos de enrollamiento están conectados con la tasa de *cizalla* (shear rate) en los discos galácticos, quienes a su vez son indicadores de la distribución de masa contenida en el centro de las galaxias (Seigar et al.2005 [77], 2006 [78]).

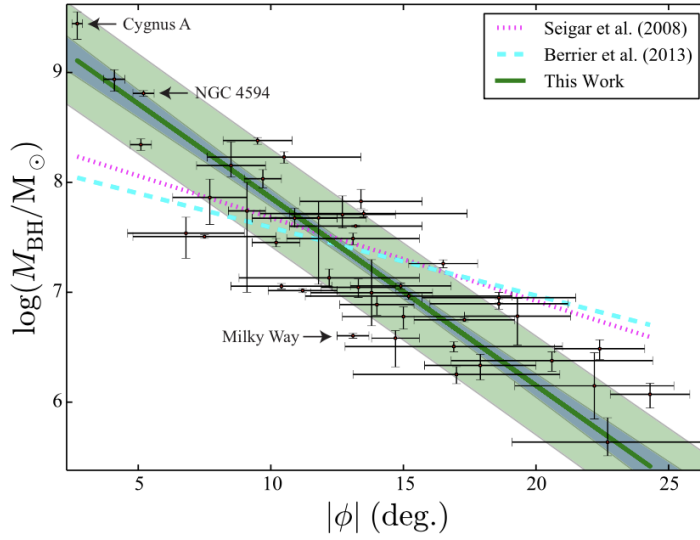


Figura 3.2: Relación entre la masa de SMBH central y  $\phi$ . La línea verde muestra la relación dada en la ecuación 3.3; Tomado de la Figura 2 de Davis et al. (2017) [14]. Las regiones sombreadas en la figura corresponden a  $\pm 1 \sigma$  (la región más oscura) y  $\pm 3 \sigma$  (la región más clara).

Davis et al. (2017) [14] sugiere una relación indirecta entre  $\phi$  y las masa de hoyo negro central de la siguiente manera:

$$\phi \rightarrow \text{shear} \rightarrow M_{\text{bulbo}} \rightarrow M_{\text{BH}}, \quad (3.1)$$

De las simulaciones de Grand, Kawata & Cropper (2013) [37] y la relación entre la masa del hoyo negro central y la masa del bulbo ( $M_{\text{BH}}-M_{\text{bulbo}}$ ) (Marconi & Hunt, 2003 [52]), se estima la relación entre el hoyo negro central y el ángulo de enrollamiento ( $M_{\text{BH}}-\phi$ ) como:

$$\log(M_{\text{BH}}/M_{\odot}) \simeq 8.18 - 0.041(|\phi| - 15^{\circ}). \quad (3.2)$$

Por otro lado, basados en una muestra de 44 galaxias espirales cuyas masas del hoyo negro central han sido directamente medidas, Davis et al. (2017) [14] determinaron el ángulo de enrollamiento para esta muestra de galaxias, y estimaron que existe una relación entre el hoyo negro central y el ángulo de enrollamiento ( $M_{\text{BH}}-\phi$ ; ver figura 3.2) que va como:

$$\log(M_{\text{BH}}/M_{\odot}) \simeq (7.01 \pm 0.07) - (0.171 \pm 0.017)(|\phi| - 15^{\circ}). \quad (3.3)$$

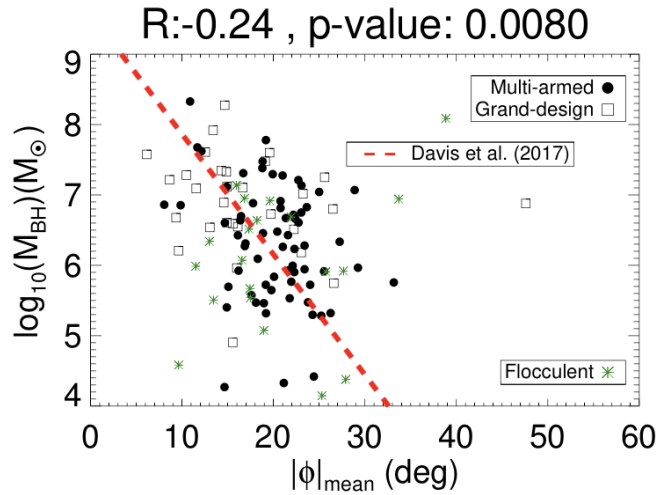


Figura 3.3: Relación entre la masa de hoyo negro central (estimado con mediciones de dispersión de velocidades estelares) y el ángulo de enrollamiento; Panel izquierdo de la figura 19 de Díaz-García et al. (2019) [24]

Sin embargo, Díaz-García et al. (2019) [24] estudiaron la relación entre el ángulo de enrollamiento y la masa del hoyo negro central utilizando el catálogo S4G (Sheth et al. 2010 [83]), el cual contiene 2352 galaxias cercanas, y reportaron que el ángulo de enrollamiento no está fuertemente relacionado con la masa del hoyo negro central (ver figura 3.3). Las masas de los hoyos negros en dicho trabajo fueron estimadas de la dispersión de velocidad central, por lo que no dependen de la concentración de masa central (o de la cizalla). Este resultado cuestiona los encontrados por Davis et al. (2017) [14].

## 3.2. Relación entre el ángulo de enrollamiento y la masa del bulbo

Como se vio en la sección anterior, se ha propuesto que  $\phi$  está relacionado con diferentes propiedades físicas de las galaxias. Otra de ellas es la masa del bulbo en las galaxias de disco (Yoshizawa & Wakamatsu 1975 [96]; Savchenko & Reshetnikov 2013 [73]; Davis, Graham & Cameron 2019 [13]).

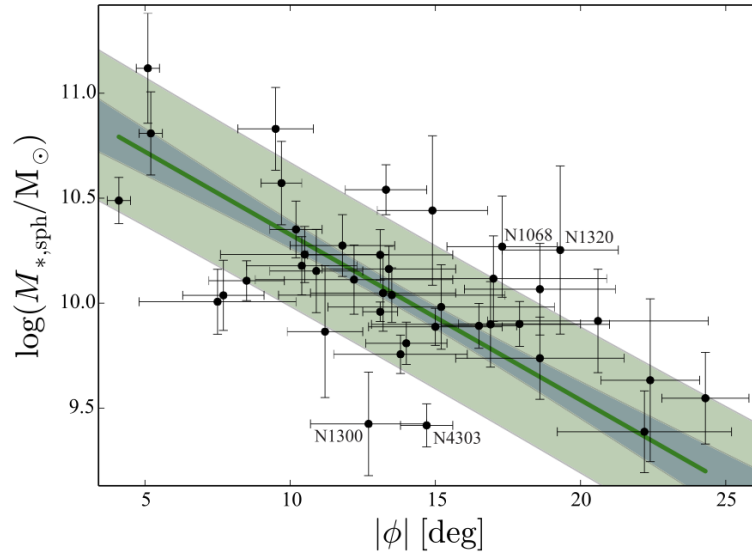


Figura 3.4: Relación entre el ángulo de enrollamiento y la masa del bulbo (ver ecuación 3.4); Figura 8 de Davis, Graham & Cameron 2019 [13]. La línea verde en el gráfico muestra la mediana de la distribución, mientras que las regiones sombreadas corresponden a  $\pm 1 \sigma$  (la región más oscura) y  $\pm 3 \sigma$  (la región más clara).

Davis, Graham & Cameron 2019 [13], muestran una relación entre el ángulo del enrollamiento y la masa del bulbo (ver figura 3.4) de la siguiente manera:

$$\log(M_{*,\text{sph}}/M_{\odot}) \simeq -(0.079 \pm 0.013)[|\phi| - 13.4^{\circ}] \text{ deg}^{-1} + (10.06 \pm 0.05) + \log(v), \quad (3.4)$$

la incertidumbre en el cociente de masa-luminosidad de la componente esferoidal (bulbo) se asocia con  $v$ , definido de tal manera que:

$$v = \frac{\Upsilon_*}{0.453}, \quad (3.5)$$

el término  $\Upsilon_*$  corresponde al valor del cociente masa-luminosidad asociado con las observaciones. En Davis, Graham & Cameron 2019 [13] definen este parámetro tal que en sus mediciones  $v \equiv 1$ .

A pesar de la correlación que encuentran Davis, Graham & Cameron 2019 [13], trabajos

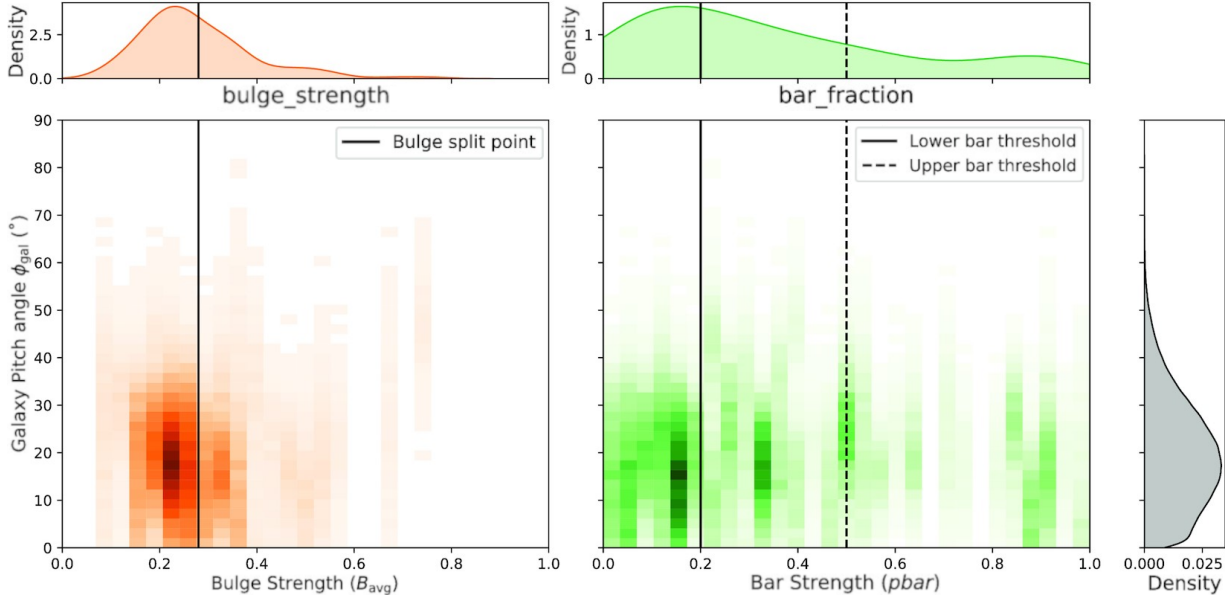


Figura 3.5: Figura 7 del artículo de Lingard et al. 2021 [49]. El panel izquierdo muestra la relación entre la prominencia del bulbo y el ángulo de enrollamiento. El panel derecho muestra la relación entre la prominencia de la barra y el ángulo de enrollamiento.

como Masters et al. 2019 [54] no han reproducido dicha correlación. Las discrepancias en estos trabajos pueden deberse a las mediciones tanto de la masa del bulbo, como de los ángulos de enrollamiento.

Recientemente, Lingard et al. 2021 [49] midieron los ángulos de enrollamiento utilizando los datos de galaxias de disco de la muestra *Galaxy Zoo 2* (Willett et al. 2013 [95]). *Galaxy Zoo 2* es un proyecto basado en clasificación de propiedades visuales en observaciones del Dark Energy Camera Legacy Survey hecha por voluntarios en un enfoque llamado ciencia ciudadana (citizen science). Las clasificaciones hechas por las personas son procesadas estadísticamente para mejorar los algoritmos de clasificación y así obtener cada vez mejores resultados. Utilizando la siguiente ecuación para la prominencia de los bulbos:

$$B_{\text{avg}} = 0.2p_{\text{jn}} + 0.8p_{\text{obv}} + p_{\text{dom}}, \quad (3.6)$$

donde  $p_{\text{jn}}$ ,  $p_{\text{obv}}$  y  $p_{\text{dom}}$  son las fracciones de las clasificaciones indicando *apenas notable* (jn), *obvio* (obv), y *dominante* (dom).



Lingard et al. 2021 [49] reportan que no hay una correlación entre la prominencia del bulbo (ver panel izquierdo de la figura 3.5) o de la barra (ver panel derecho de la figura 3.5) con el ángulo de enrollamiento. Haciendo un análisis de Anderson-Darling no encontraron pruebas estadísticamente significativas de que las distribuciones de las prominencias y del ángulo de enrollamiento sean diferentes.

### 3.3. Relación entre el ángulo de enrollamiento y la barra

Por otro lado, la teoría de formación de brazos espirales por medio de tubos múltiples *manifolds* predice una relación entre las barras y el ángulo de enrollamiento  $\phi$  (e.g. Romero-Gómez et al. 2006 [67], 2007 [66]; Patsis 2006 [59]; Voglis et al. 2006 [93]; Athanassoula et al. 2009a [5]). A partir de simulaciones numéricas se ha concluido que el material galáctico se confina en *tubos* (manifolds invariantes) que se extienden de los dos puntos inestables de Lagrange (L1 & L2) al final de la barra. Por lo que esta teoría tiene como consecuencia relacionar el ángulo de enrollamiento con la *fuerza* de la barra (Athanassoula et al. 2009b [4]).

La fuerza de la barra es definida como el cociente de la amplitud del segundo término y el término cero de la descomposición de Fourier de la densidad superficial de la galaxia Rosas-Guevara et al. (2021) [68]

$$A_2(R) = \frac{|\sum_j m_j e^{2i\theta_j}|}{\sum_j m_j}, \quad (3.7)$$

Donde  $m_j$  es la masa de la  $j$ -ésima partícula y  $\theta_j$  es su coordenada angular en el plano galáctico.

Recientemente, Díaz-García et al. (2019) [24] estudiaron la relación entre el ángulo de enrollamiento y la fuerza de las barras en el catálogo S4G (Sheth et al. 2010 [83]), la muestra consiste de 2352 galaxias cercanas (a una distancia de 40 Mpc) observadas en las bandas de  $3.6\mu\text{m}$  y  $4.5\mu\text{m}$  de la cámara IRAC (InfraRed Array Camera; Fazio et al. 2004 [35]).

Díaz-García et al. (2019) [24] encontraron que no hay una correlación evidente entre el

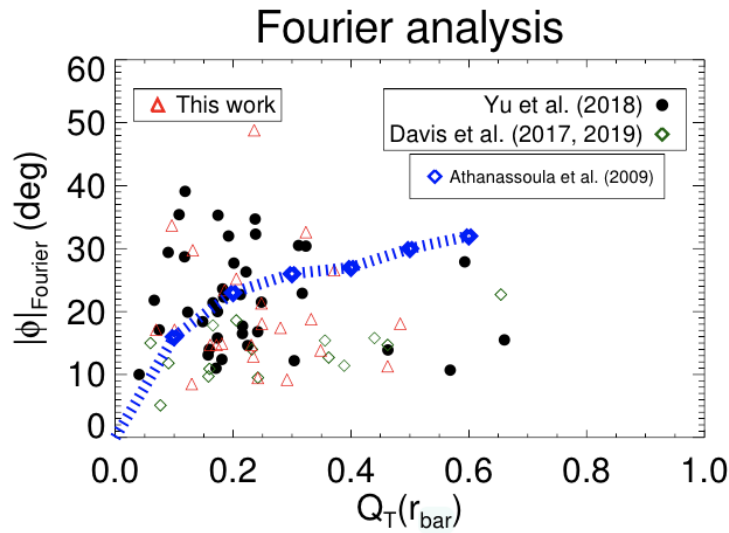


Figura 3.6: Relación entre la prominencia de la barra y el ángulo de enrollamiento. Los ángulos de enrollamiento son obtenidos vía un análisis de Fourier 2D; Panel inferior de la figura 13 de Díaz-García et al. (2019) [24]

tamaño de la barra y el ángulo de enrollamiento como se muestra en los triángulos rojos de la figura 3.6. Más aún, Lingard et al. 2021 [49] encontraron que no hay una relación estadísticamente significativa entre la prominencia de la barra y el ángulo de enrollamiento (ver panel derecho de la figura 3.5).

Por otro lado, Díaz-García et al. (2019) [24] confirmaron que la fuerza de las barras sí está relacionada con los ángulos de enrollamiento (ver figura 3.6), sugiriendo que las barras pueden propiciar la formación de los patrones espirales (ver también Sanders & Huntley 1976 [72]). Alternativamente sugieren que los discos que propician la formación de las barras más prominentes, podrían formar espirales con amplitudes grandes (Salo et al. 2010 [69]). Además, ellos confirman que las galaxias cuyas barras son más largas (en relación al tamaño de los discos) tienden a presentar patrones espirales más prominentes.

### 3.4. La evolución del ángulo de enrollamiento

Es importante para la validez de cualquier relación derivada del ángulo de enrollamiento, y para la forma en que las relaciones propuestas se conectan con la evolución más amplia de las galaxias, que los patrones espirales no sean características transitorias.

Las observaciones de la ubicuidad de las galaxias espirales, que representan el 56 % de las galaxias de nuestro Universo local (Loveday 1996 [50]), parecen favorecer la longevidad de la estructura espiral. A lo largo de los años, la teoría y las simulaciones numéricas de las galaxias espirales han aportado numerosos resultados. Por ejemplo, Julian & Toomre (1966) [41] demuestran que las espirales pueden ser un fenómeno transitorio provocado por perturbaciones en el disco de una galaxia. Por otro lado, D’Onghia, Vogelsberger & Hernquist (2013) [20] encuentran que la estructura espiral puede sobrevivir mucho tiempo después de que la influencia perturbadora original haya desaparecido.

Sellwood & Carlberg 2014) [80] además, afirman que la estructura espiral de larga duración es el resultado de la superposición de varios modos espirales transitorios.

### 3.5. Dependencia del ángulo de enrollamiento con la distancia galactocéntrica

Con respecto a la variación del ángulo de enrollamiento con la distancia galactocéntrica, Savchenko y Reshetnikov (2013) [73] concluyen que la mayoría de las galaxias no pueden ser caracterizadas por un único ángulo de enrollamiento. Ellos encuentran que el valor absoluto del ángulo de enrollamiento disminuye con el radio galactocéntrico. Este resultado está de acuerdo con el trabajo de Davis et al. (2015) [15], en el que predicen una tendencia natural a la disminución del ángulo de enrollamiento con el radio inherente a la teoría de onda de densidad. En particular, a medida que aumenta el radio aumenta la masa contenida en la esfera interior pero la densidad de gas en el disco suele disminuir, y ambos efectos tienden a reforzar el patrón espiral en los brazos de las galaxias. Sin embargo esta

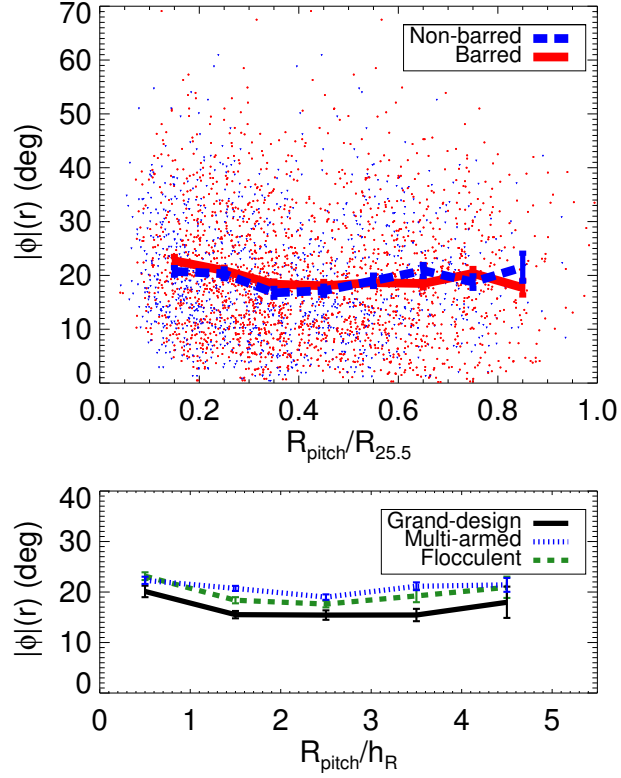


Figura 3.7: Distribución de  $\phi$  para galaxias barradas y no barradas (panel superior) así como para galaxias de *Gran Diseño*, *Seccionadas* y *Multi-brazo* (panel inferior) con respecto al radio para las galaxias estudiadas en Díaz-García et al. (2019) [24]; figura 12 de Díaz-García et al. (2019) [24].  $R_{\text{pitch}}$  corresponde al radio galactocéntrico a partir del cual se está midiendo  $\phi$ ,  $R_{25.5}$  corresponde al radio galactocéntrico que contiene una magnitud de  $25.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$  mientras que  $h_R$  es la longitud de escala del disco.

predicción se contrasta con los hallazgos de Davis y Hayes (2014) [16], cuyas observaciones indican que el patrón espiral observado se conserva con el radio galactocéntrico.

Para las galaxias espirales individuales, los ángulos de enrollamiento no son necesariamente constantes con respecto al radio galactocéntrico (ver por ejemplo, Kennicutt 1981 [42]) además de que los brazos espirales son a menudo asimétricos (ver Elmegreen et al. 2011 [27]). Podemos observar en la figura 3.7 diferentes mediciones del ángulo de enrollamiento usando secciones de espirales logarítmicas en diferentes secciones radiales como se muestra en Díaz-García et al. (2019) [24]. Estos autores reportan que en promedio, la distribución de ángulos de enrollamiento apenas cambia con el radio (ver figura 3.7), independientemente de la clase de espiral (panel inferior) y de si las galaxias son o no barradas (panel superior).

# Capítulo 4

## Simulación Illustris TNG

### 4.1. Introducción

IllustrisTNG es un conjunto de simulaciones cosmológicas magneto-hidrodinámicas con el objetivo de modelar la estructura a gran escala de nuestro Universo observable. Ha sido bastante exitosa al poder replicar diferentes propiedades físicas del universo observable como: la bimodalidad del color de las galaxias (Nelson et al. 2018 [58]), la función de correlación de las galaxias (Springel et al. 2018 [87]), el contenido estelar de grupos y cúmulos de galaxias (Pillepich et al. 2018 [60]), la emisión en radiofrecuencia y su relación con campos magnéticos en halos (Marinacci et al. 2018 [53]) o el enriquecimiento químico debido a supernovas y fusiones de estrellas de neutrones (Naiman 2018.[56]).

El conjunto de simulaciones TNG se divide en tres sets de simulaciones. TNG300 consta a su vez de tres simulaciones con una caja periódica de lado  $L = 250h^{-1}$  Mpc = 302.6 Mpc  $\sim$  300 Mpc (con  $h = 0.6774$  correspondiente a  $z = 0$ ), las cuales tienen tres diferentes resoluciones en masa bariónica de  $11 \times 10^6 M_{\odot}$ ,  $88 \times 10^6 M_{\odot}$ , y  $703 \times 10^6 M_{\odot}$  respectivamente.

Análogamente TNG100 corresponde a una serie de tres simulaciones dentro de una caja periódica al igual que TNG300, pero con un lado de  $L = 75h^{-1}$  Mpc = 110.7 Mpc  $\sim$  100 Mpc. Las tres diferentes resoluciones en el caso de TNG100 son  $1.4 \times 10^6 M_{\odot}$ ,  $11.2 \times 10^6 M_{\odot}$ , y  $89.2 \times 10^6 M_{\odot}$  respectivamente.



los *mini-snaps* aunque contienen todas las partículas de la simulación al igual que los *full-snaps*, contienen solamente información básica de las partículas.

Además de la información dada en las instantáneas, se han realizado distintos análisis como post-procesamiento dando lugar a catálogos de datos suplementarios a la simulación. Ejemplos de estos catálogos serían: circularidades estelares, momento angular y cociente de ejes (Shy Genel 2015 [36]), fotometría del SDSS (Sloan Digital Sky Survey) y colores sintéticos (Nelson et al. 2018 [57]), fracciones de masa estelar para galaxias de disco correspondientes a estructuras identificadas cinemáticamente (Du et al. 2019 [23], Du et al. 2020 [22], etc.).

En la figura 4.1 podemos observar diversas simulaciones cosmológicas y su comparación con respecto al número de galaxias resueltas y la resolución de masa bariónica. Se puede observar claramente que la simulación IllustrisTNG-50 es una de las que más se destaca en ambos aspectos.

## 4.2. Selección de Galaxias tipo Vía Láctea / M31

Dentro de la simulación TNG-50 existe un total de 198 galaxias análogas en masa a la Vía Láctea y M31 (VL/M31). Estas galaxias, como se menciona en Engler et al. (2021) [32] se seleccionan con base en su masa y morfología (comunicación privada con A. Pillepich). Las galaxias consideradas como tipo VL/M31 contienen una masa estelar de  $M_* = 10^{10.5} - 10^{11.2} M_\odot$  con una extensión de 30 kpc y forma de disco. Además se aplicó un criterio de aislamiento para todas estas galaxias para  $z = 0$ , y es que no haya galaxias con  $M_* > 10^{10.5} M_\odot$  a una distancia de 500 kpc a la redonda. Un ejemplo de la muestra de las galaxias tipo VL/M31 se ve en la figura 4.2.

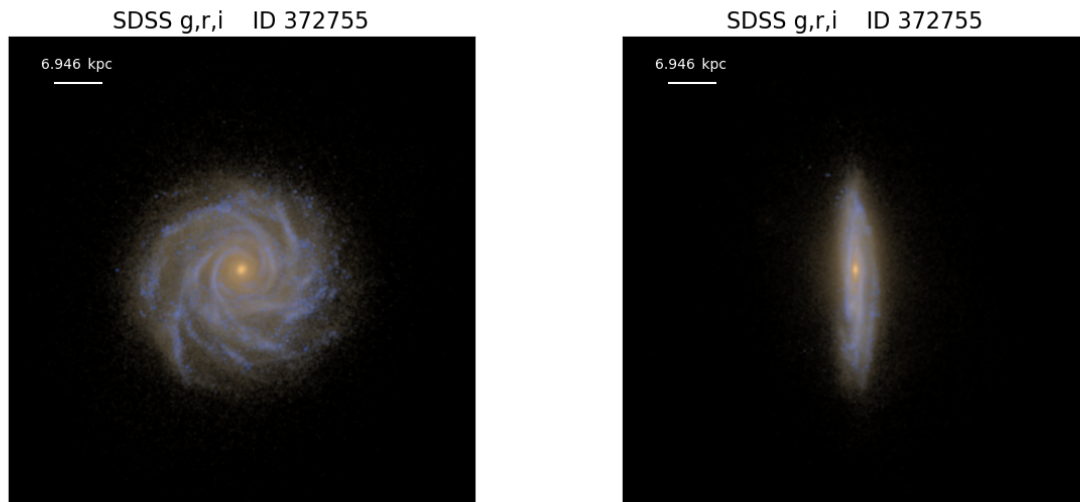


Figura 4.2: Ejemplo de galaxia tipo VL/M31 (ID 372755) de TNG-50. En el panel izquierdo se observa la proyección “de cara” de la galaxia, y en el panel derecho se ve la proyección “de canto” de la galaxia. Las imágenes son una composición  $g,r,i$  de los filtros del SDSS. En la región superior izquierda en ambos paneles se encuentra la escala de la imagen.



# Capítulo 5

## Metodología

### 5.1. Cálculo de fotometría del SDSS

Una de las ventajas que ofrece Illustris TNG es la oportunidad de comparar el resultado de la simulación con las observaciones por medio de las magnitudes predichas en distintos filtros del SDSS. Estas magnitudes son calculadas usando los modelos de síntesis de evolución estelar presentados en Bruzual & Charlot (2003) [11]. Dicha información se encuentra disponible en los suplementos de los datos de TNG solo para los `full-snaps`, por lo tanto la primera tarea de esta tesis fue calcularlas para todas las instantáneas.

Para calcular las propiedades fotométricas de las partículas estelares de la simulación TNG50 se utilizó el código `pyGALAXEV` (Bruzual 2021, comunicación privada). Este código permite utilizar tanto los modelos descritos por Bruzual y Charlot (2003 [11], modelos BC03 en lo sucesivo), como los modelos descritos en Plat et al. (2019 [63], modelos C&B en lo sucesivo). Los modelos C&B utilizan las trazas evolutivas de PARSEC (2013) [10] para 16 valores de la metalicidad, mientras que los modelos BC03 utilizan las trazas de Padova 1994 (Fagotto et. al 1994 [34]) para 6 valores de la metalicidad. `pyGALAXEV` permite utilizar las mismas bibliotecas estelares y funciones de masa inicial (IMF por sus siglas en inglés) para ambos conjuntos de modelos.

El primer paso es filtrar las partículas estelares con edades estrictamente positivas. Esto

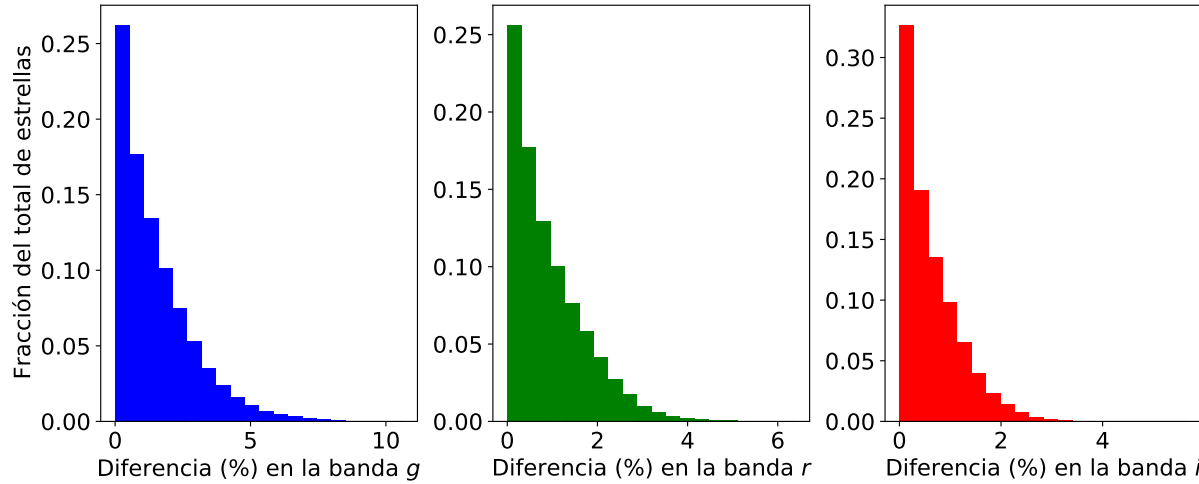


Figura 5.1: Histograma de las diferencias entre las magnitudes calculadas y las magnitudes reportadas en el `full-snap 99` de las partículas estelares (SSP no resueltas) para la galaxia con ID=499704 en IllustrisTNG-50.

debido a que las partículas estelares con edades negativas dentro de la simulación corresponden a vientos estelares, no a estrellas ya formadas.

Cada partícula estelar dentro de la simulación corresponde a una población estelar simple (SSP por sus siglas en inglés) no resuelta, en donde se conoce la edad, la masa y la metalicidad asociadas. Usando los modelos C&B con la librería estelar MILES (P. Sánchez-Blázquez 2006 [70]) y suponiendo una IMF tipo Chabrier (con límite de masas entre  $0.1 - 100 M_{\odot}$ ), se generó una tabla de interpolación entre la metalicidad y la edad de la población estelar para cada una de las magnitudes en las bandas  $g$ ,  $r$ ,  $i$  del SDSS. Siempre teniendo en cuenta que ésta es la magnitud correspondiente a una población estelar de  $1 M_{\odot}$  por construcción.

Usando estas tablas se implementó un algoritmo de interpolación bilineal (ver A en el Apéndice) para obtener la magnitud absoluta en las bandas  $g$ ,  $r$ ,  $i$  con esa metalicidad y edad para una población de  $1 M_{\odot}$ ,  $m_1$ . Así entonces, podemos calcular la magnitud correspondiente a una población estelar con esas características pero con una masa  $M_i$  por medio de  $m = m_1 - 2.5 \log_{10}(M_i/M_{\odot})$ . Es importante resaltar que se excluyeron las partículas que contenían una metalicidad fuera del rango de la tabla de interpolación

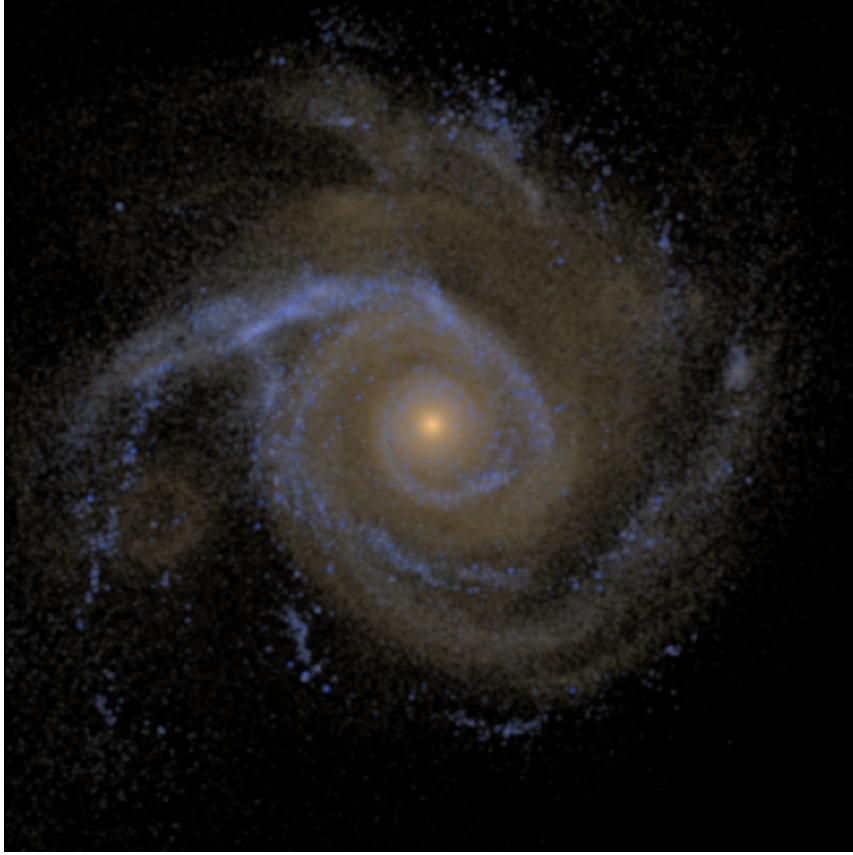


Figura 5.2: Imagen sintética compuesta de la galaxia con ID=526478 en Illustris TNG-50 para el snapshot 99 ( $z = 0$ ) usando los filtros g, r, i calculados del SDSS.

$$1 \times 10^{-4} Z_{\odot} \leq Z \leq 0.05 Z_{\odot}.$$

De esta forma fue posible reproducir las magnitudes reportadas en la simulación Illustris. Como ejemplo tomando la galaxia con ID=499704 en el snapshot 99 podemos ver en la Figura 5.1 que la diferencia entre las magnitudes calculadas no supera el 10 % en cualquiera de los tres filtros usados. Esta diferencia puede deberse tanto a la implementación del algoritmo de interpolación usado y la mejora de resolución entre los modelos BC03 y C&B.

Las galaxias dentro de la simulación pueden tener una orientación arbitraria. Así una vez obtenida la fotometría se calculó el vector de momento angular total de las partículas estelares para posteriormente proyectar la galaxia “de cara”. Esta proyección se realizó generando una matriz de rotación en 3 dimensiones y multiplicando la posición de cada

partícula estelar por esta matriz (ver B en el Apéndice). La imagen sintética fue generada de una composición de las magnitudes absolutas en las bandas  $g$ ,  $r$ ,  $i$  calculadas que corresponden a los canales R, G y B respectivamente.

Todos los campos de visión correspondientes a las galaxias se limitaron a contener 7.5 veces el radio a media masa ( $R_h$ ) de la galaxia en específico, esto con fines de que la escala de la imagen no afecte en las mediciones de los ángulos de enrollamiento. En la Figura 5.2 podemos observar la imagen sintética obtenida de la composición  $g$ ,  $r$ ,  $i$  para la galaxia con ID=526478 usando el proceso antes descrito.

## 5.2. Transformada de Wavelets

Una forma de minimizar la influencia de las fuentes puntuales en la medición automática de los ángulos de enrollamiento, y a la vez resaltar las secciones conexas es usando la transformada de *wavelets*. Dependiendo de lo que se quiera resaltar es el tipo de *kernel* (núcleo) usado para hacer la convolución. En este estudio se encontró empíricamente que el *kernel de Ricker* mostrado en la Figura 5.3 (también conocido como de sombrero mexicano) definido como

$$\psi(x, y) = \frac{1}{\pi\sigma^4} \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{x^2 + y^2}{\sigma^2} \right) \right] e^{-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}}, \quad (5.1)$$

influyó positivamente en la medición automática del ángulo de enrollamiento haciendo el método más estable (ver C en el Apéndice para una comparación).

Como en este estudio solamente nos interesa la morfología de los brazos espirales, una vez obtenidas las imágenes compuestas se convirtieron a escala de grises y posteriormente se utilizó la transformada de wavelets antes mencionada como se muestra en la Figura 5.4.

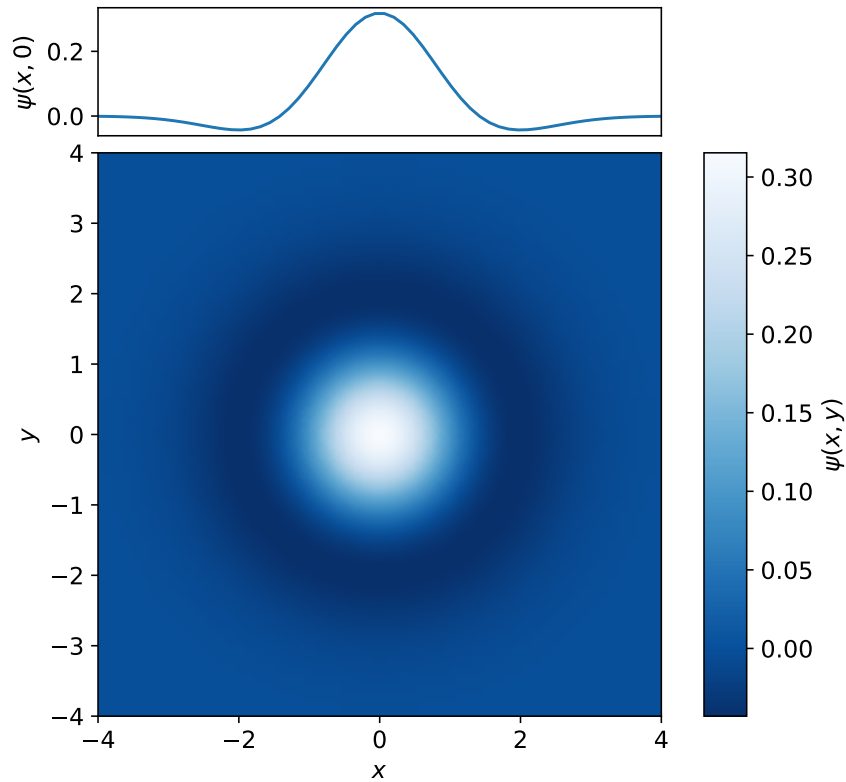


Figura 5.3: Kernel de Ricker definido en la ecuación 5.1 para  $\sigma = 1$ .

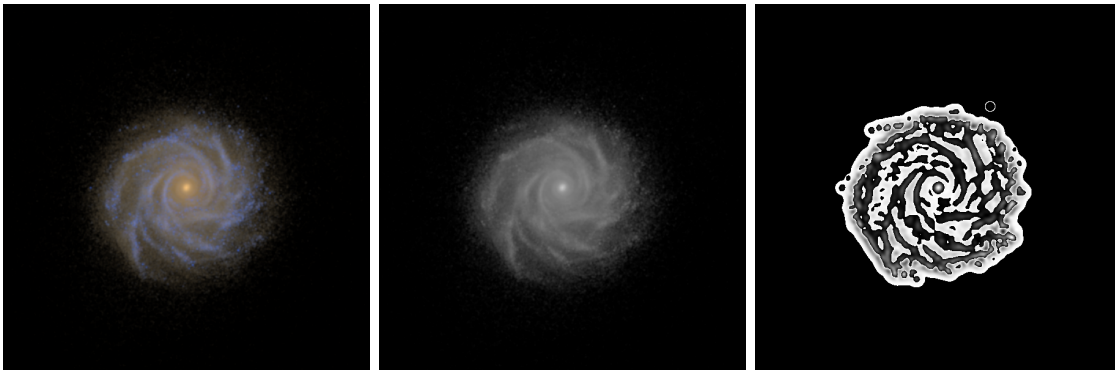


Figura 5.4: Proceso de aplicación de la transformada de wavelets para resaltar estructura de la imagen original.

### 5.3. El Programa P2DFFT

Para poder medir los ángulos de enrollamiento de forma semi-automatizada se usó el programa P2DFFT (Hewitt & Truthardt 2020 [38]; Mutlu-Pakdil et al. 2018 [55]; Davis et al. 2012 [12]). Este programa está pensado para analizar galaxias orientadas “de cara” o

deproyectadas. La descomposición es modelada usando espirales logarítmicas definidas en coordenadas polares  $(r, \theta)$  como

$$r = r_0 e^{\theta \tan \phi} \quad (5.2)$$

en donde  $r_0$  sería el radio inicial donde comienza la espiral, y  $\phi$  sería el ángulo de enrollamiento de la espiral.

Este programa no supone que las estructuras espirales observadas son logarítmicas. Solamente descompone las distribuciones observadas en una superposición de espirales logarítmicas de diferentes ángulos de enrollamiento y número de brazos, que pueden pensarse como los “bloques de construcción” del modelo. Esto es análogo al método de Fourier usual de descomponer señales en una superposición de funciones sinusoidales de diferentes frecuencias (Davis et al. 2012 [12]).

La amplitud de cada componente de Fourier está dada por

$$A(p, m) = \frac{1}{D} \int_{-\pi}^{+\pi} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} I(u, \theta) e^{-i(m\theta + pu)} du d\theta \quad (5.3)$$

en donde  $u \equiv \ln(r)$ , con  $r$  el radio,  $\theta$  el ángulo central, ambos base del sistema de coordenadas polares,  $r_{\min}$  y  $r_{\max}$  son los radios internos y externos usados en el cálculo, y  $D$  es el factor de normalización definido como

$$D = \int_{-\pi}^{+\pi} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} I(u, \theta) du d\theta \quad (5.4)$$

siendo  $I(u, \theta)$  en ambas ecuaciones la distribución de luz de la galaxia deproyectada, en un plano  $(u, \theta)$ ,  $m$  representa el número de brazos o los modos armónicos, y  $p$  es la variable asociada al ángulo de enrollamiento, definido como

$$\tan \phi = \frac{-m}{p_{\max}} \quad (5.5)$$

con  $p_{\max}$  siendo el valor de  $p$  con la amplitud más grande dado un modo armónico y un

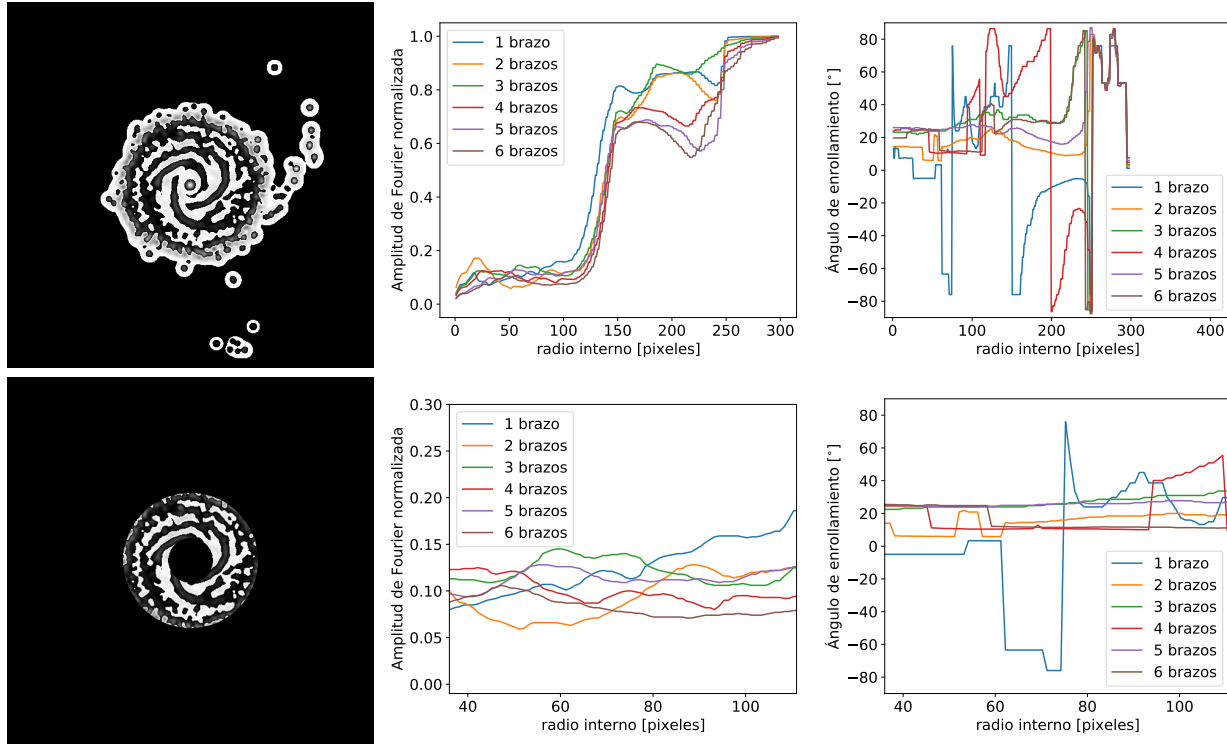


Figura 5.5: Ejemplo de la influencia en la elección del radio inicial y final para la galaxia con ID=421295 en el snapshot 81 de la simulación IllustrisTNG transformada usando el kernel de Ricker. En la primera columna podemos observar la imagen procesada con la transformada de wavelets dentro de los 7.5 radios a media masa más internos (arriba) y la región confinada entre 1 y 3 radios a media masa (abajo). En la segunda columna podemos observar las amplitudes normalizadas de los modos de Fourier para cada radio de la imagen tanto de la región completa (arriba) como de 1 a 3 radios a media masa (abajo). En la tercera columna tenemos el ángulo de enrollamiento correspondiente a los modos de Fourier para diferentes radios de toda la imagen (arriba) y la región delimitada por 1 y 3 radios a media masa (abajo).

intervalo de radio. El código es capaz de calcular las amplitudes de Fourier mostradas en la Ecuación 5.3 para  $0 \leq m \leq 6$ .

Uno de los puntos más importantes a tener en cuenta, como podemos ver en la Figura 5.5 es la sensibilidad que tiene la medición del ángulo de enrollamiento a la elección del radio inicial y final para la descomposición. Una forma de estandarizar el proceso y además hacerlo automatizado es tomar un múltiplo del radio a media masa para cada una de las galaxias empleadas. En este trabajo usamos la región delimitada desde 1 radio a media masa hasta 3 radios a media masa esto con el objetivo de que las mediciones del ángulo

de enrollamiento no se vean afectadas ni por el bulbo o la barra ni por las regiones más externas (y generalmente más distorsionadas) de la galaxia.

Cabe mencionar que al ser galaxias simuladas y tener el completo control de la orientación de la galaxia no existen efectos debidos a la deproyección de la galaxia ni efectos debidos a fuentes puntuales externas a la galaxia observada.



# Capítulo 6

## Resultados

### 6.1. Relación entre las propiedades físicas de las galaxias y su ángulo de enrollamiento

#### 6.1.1. SMBH - ángulo de enrollamiento

Una de las propiedades más intrigantes de las galaxias es la masa de su hoyo negro supermasivo central. Sin duda el SMBH más extensivamente estudiado es SgrA\* en el centro de nuestra galaxia. A través de las observaciones multiépoca de las estrellas más cercanas al centro galáctico se han podido determinar sus órbitas y por consiguiente conocer la masa del objeto central: SgrA\* con una masa de  $4 \times 10^6 M_{\odot}$ . Sin embargo, no todas las masas de los SMBH en el centro de las galaxias pueden ser determinadas usando este método. Por lo que se vuelve necesario el uso de otro tipo de técnicas como la correlación del SMBH con alguna propiedad galáctica.

A lo largo de este trabajo se realizó un análisis de Spearman para comprobar la significancia estadística de las relaciones. El coeficiente de correlación de Spearman es una medida no paramétrica (esto es que no supone ninguna distribución de probabilidad inicial) de la correlación entre dos variables aleatorias. Este coeficiente es un indicador de la monotonicidad de una variable aleatoria respecto a otra. Este coeficiente puede tener valores entre

-1 y 1 (implicando una correlación monótonica exacta) donde 0 sugiere que no existe dicha correlación. Además la función `spearmanr` de la librería de Python `scipy` nos arroja el valor  $P \in [0, 1]$  correspondiente a la prueba de hipótesis estadística cuya hipótesis nula es que los dos conjuntos de datos no están correlacionados. Entonces el índice  $P$  nos dice la probabilidad de que los datos no estén correlacionados (0 implicaría una correlación exacta y 1 una no correlación exacta).

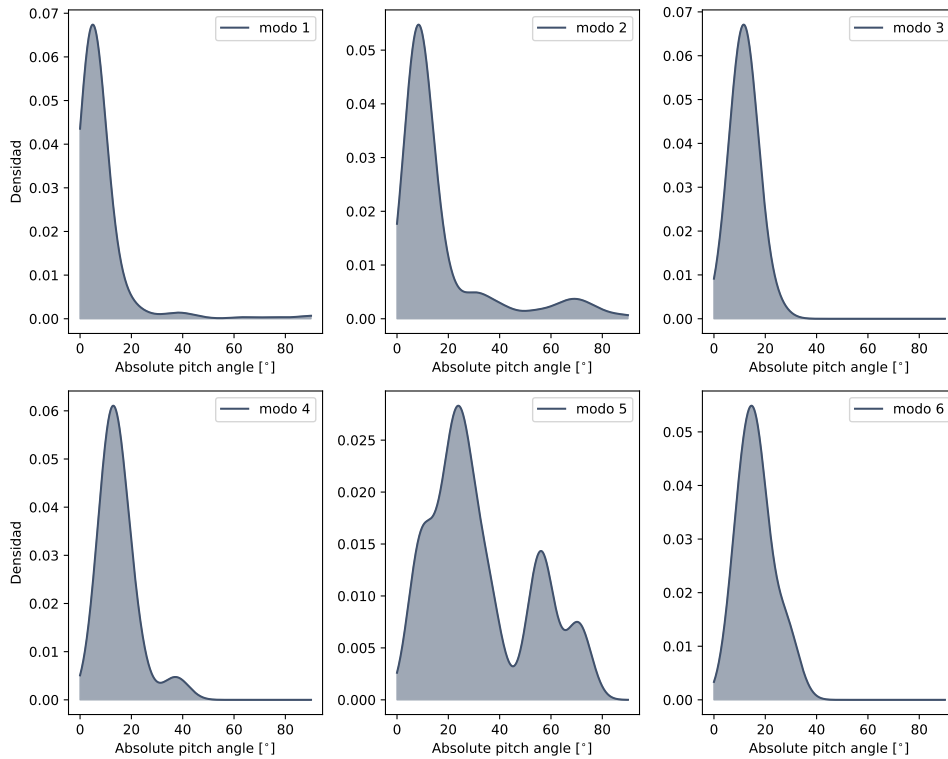


Figura 6.1: Distribución de los ángulos de enrollamiento con los modos de Fourier (No. de brazos) para las galaxias de disco en la instantánea 99 ( $z = 0$ ) de la simulación.

En la Figura 6.1 podemos observar que mientras que existen un mayor número de galaxias con 1 o 2 brazos, el promedio de todas las distribuciones es menor a  $30^\circ$ . Esto implica que el ángulo de enrollamiento no está relacionado con el número de brazos.

En la Figura 6.2 observamos que tanto para la muestra de galaxias tipo VL/M31 como para la muestra de galaxias de disco en general los ángulos de enrollamiento del grueso de

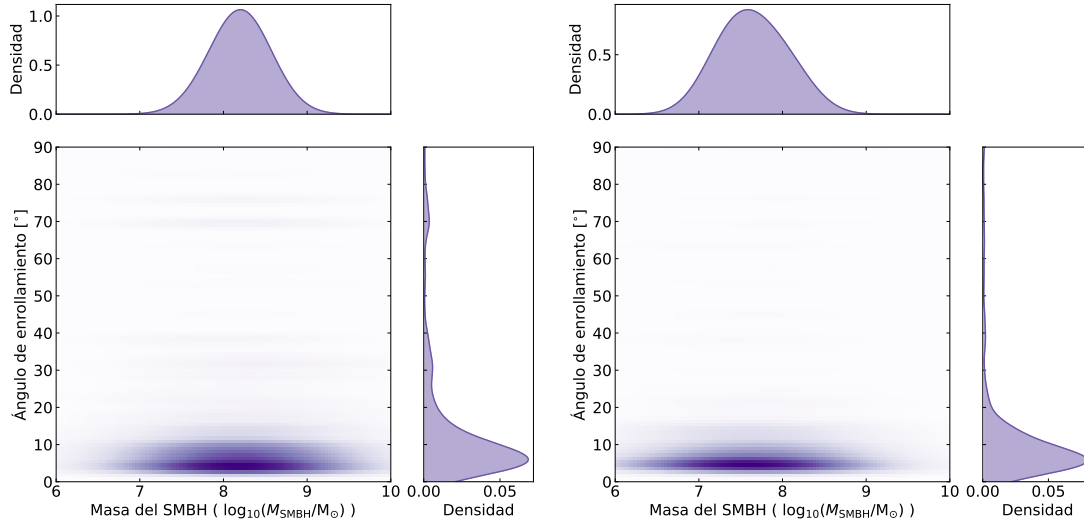


Figura 6.2: Histograma bidimensional entre el ángulo de enrollamiento calculado y la masa del SMBH reportado por la simulación IllustrisTNG-50 en  $z = 0$  para las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco en general (derecha).

la distribución son menores de  $20^\circ$ . Se observa además que la distribución de las masas de los SMBH para las galaxias tipo VL/M31 tiene menos dispersión que para el caso de las galaxias de disco en general. Además podemos notar que en promedio las masas de los SMBH correspondientes a las galaxias tipo VL/M31 tienen una masa mayor que la de las galaxias de disco.

En la Figura 6.3 mostramos a las galaxias con un ángulo de enrollamiento calculado menor que  $20^\circ$  en valor absoluto tanto para las galaxias tipo VL/M31 como para las galaxias de disco en general. Haciendo un análisis estadístico de Spearman se obtuvieron los índices de correlación de  $-0.01$  y  $-0.03$  (sugiriendo una débil correlación negativa) y unos índices  $P$  de  $0.90$  y  $0.58$  respectivamente para la muestra de galaxias tipo VL/M31 y galaxias de disco en general (0 indicando que existe una correlación exacta y 1 indicando que la correlación no es estadísticamente significativa).

### 6.1.2. Masa del bulbo - ángulo de enrollamiento

Como se mencionó en secciones pasadas, se ha reportado que existe una relación entre la masa del bulbo estelar y el ángulo de enrollamiento para las galaxias espirales (Davis et

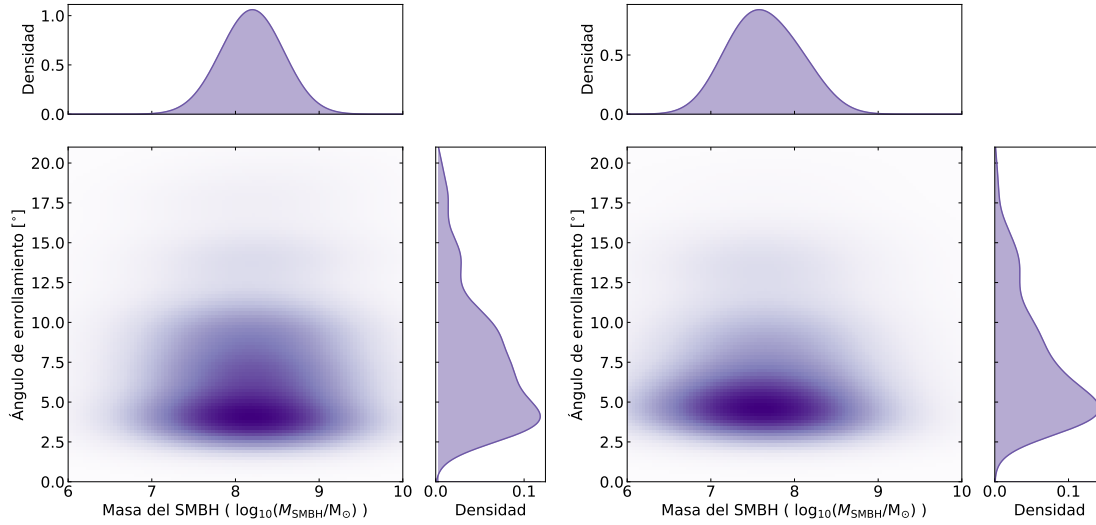


Figura 6.3: Histograma bidimensional entre el ángulo de enrollamiento calculado y la masa del SMBH reportado por la simulación IllustrisTNG-50 en  $z = 0$  para las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco en general (derecha) tomando en cuenta solo galaxias con  $\phi < 20^\circ$ .

al. 2019 [13]).

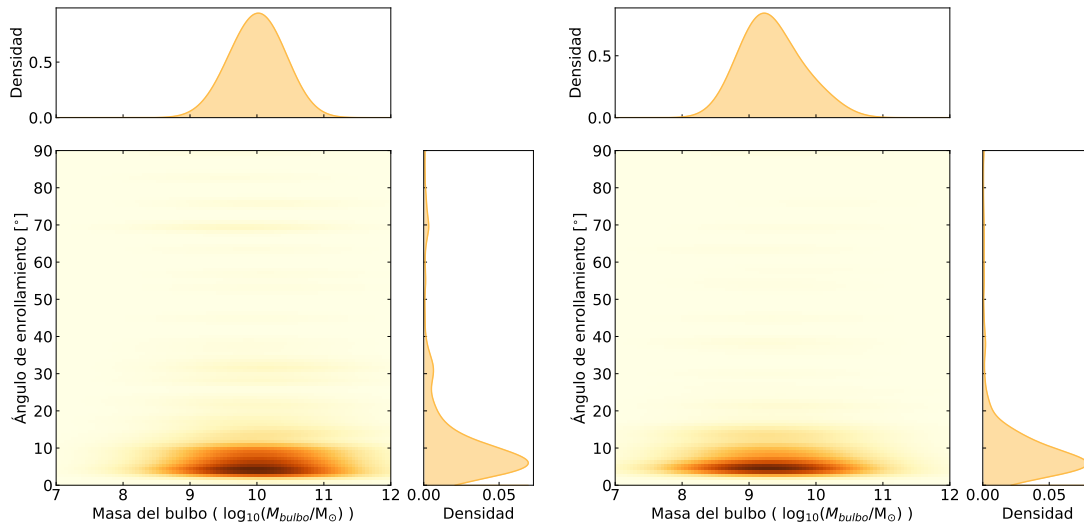


Figura 6.4: Relación entre el ángulo de enrollamiento calculado y la masa del bulbo estelar usando las fracciones de masa reportadas en Du et al. (2019) [23] y Du et al. (2020) [22] para las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco en general (derecha).

De manera similar, podemos observar en la Figura 6.4 que en promedio la masa corres-

pendiente al bulbo para las galaxias tipo VL/M31 es mayor que la de las galaxias de disco en general. En este caso la diferencia entre los promedios es de un orden de magnitud. Se puede apreciar además que la masa del bulbo para las galaxias de disco en general tiene una menor dispersión que para la relación de la masa del SMBH.

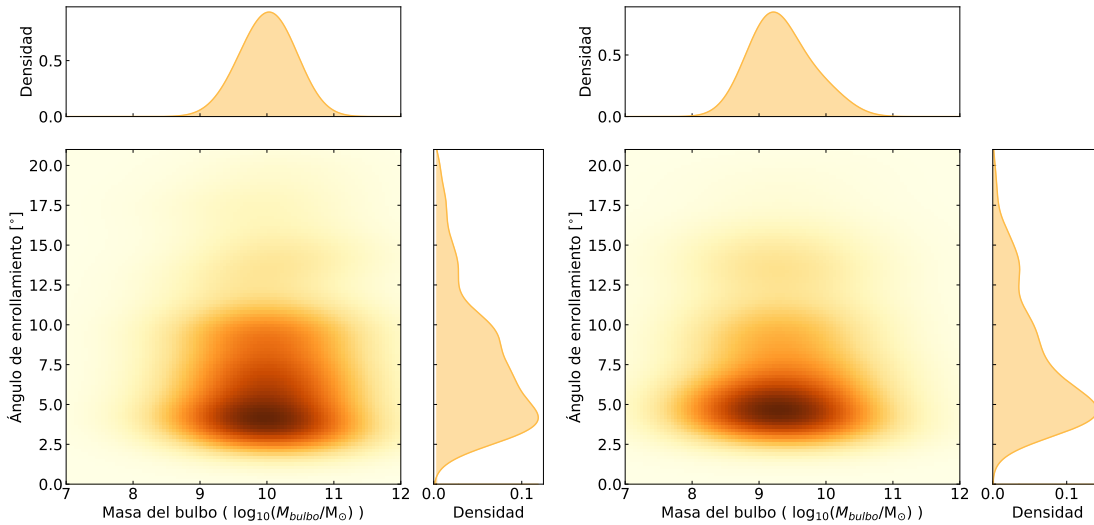


Figura 6.5: Relación entre el ángulo de enrollamiento calculado y la masa del bulbo estelar usando las fracciones de masa reportadas en Du et al. (2019) [23] y Du et al. (2020) [22] para las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco en general (derecha) tomando en cuenta solo galaxias con  $\phi < 20^\circ$ .

De forma análoga, en la Figura 6.5 podemos ver la distribución de galaxias con un ángulo de enrollamiento menor a  $20^\circ$ . Del análisis estadístico de Spearman obtenemos unos índices de correlación de  $-0.03$  y  $-0.04$  (indicando una débil correlación negativa) con unos índices  $P$  de  $0.72$  y  $0.51$  respectivamente para la muestra de galaxias tipo VL/M31 y galaxias de disco en general (0 indicando que existe una correlación exacta y 1 indicando que la correlación no es estadísticamente significativa).

### 6.1.3. Fuerza de la barra - ángulo de enrollamiento

De las galaxias analizadas (tanto las tipo VL/M31 como las de disco en general) se eligió una submuestra, las cuales contenían barra de acuerdo con el análisis realizado por Rosas-Guevara et al. (2021) [68].

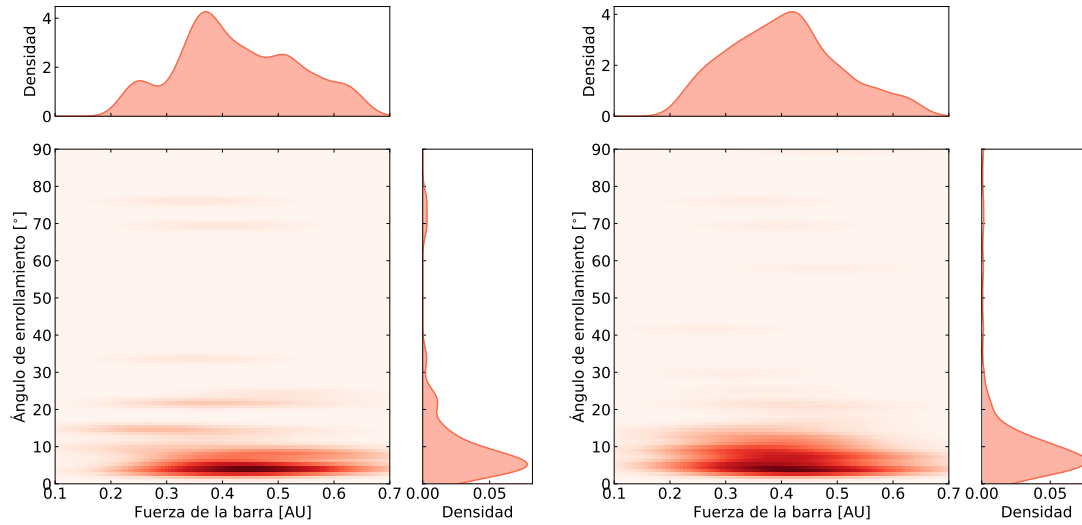


Figura 6.6: Relación entre el ángulo de enrollamiento calculado y la fuerza de la barra reportada en Rosas-Guevara et al. (2021) [68] para  $z = 0$  usando las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco en general (derecha) que contienen barra. Se han mantenido las unidades de la fuerza de la barra AU (Arbitrary Units) como son mostradas en el artículo de Rosas-Guevara et al. (2021) [68].

En este caso podemos observar que ambas distribuciones de la fuerza de la barra, tanto para las galaxias tipo VL/M31 como para las de disco en general son similares con promedios cercanos a 0.4 en unidades de prominencia de la barra normalizadas (amplitud normalizada de Fourier).

En la Figura 6.7 podemos observar una ampliación de la distribución mostrada en la Figura 6.6 solamente tomando en cuenta las galaxias que tienen un ángulo de enrollamiento menor que  $20^\circ$ . Realizamos un análisis estadístico de Spearman para comprobar si existe una correlación entre la fuerza de la barra y el ángulo de enrollamiento. El análisis mostró un índice de correlación de -0.18 y -0.16 (sugiriendo una correlación negativa) y unos índices  $P$  de 0.25 y 0.11 respectivamente para la muestra de galaxias tipo VL/M31 y galaxias de disco en general (0 indicando que existe una correlación exacta y 1 indicando que la correlación no es estadísticamente significativa).

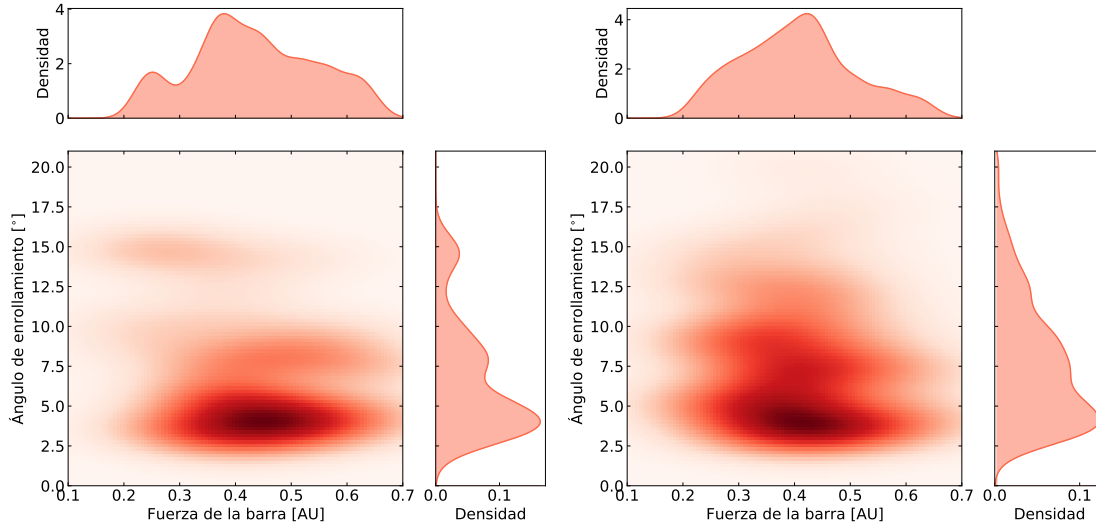


Figura 6.7: Relación entre el ángulo de enrollamiento calculado y la fuerza de la barra reportada en Rosas-Guevara et al. (2021) [68] para  $z = 0$  usando las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco en general (derecha) que contienen barra. Solo tomando en cuenta galaxias con  $\phi < 20^\circ$ . Se han mantenido las unidades de la fuerza de la barra AU (Arbitrary Units) como son mostradas en el artículo de Rosas-Guevara et al. (2021) [68].

#### 6.1.4. Tamaño de la barra - ángulo de enrollamiento

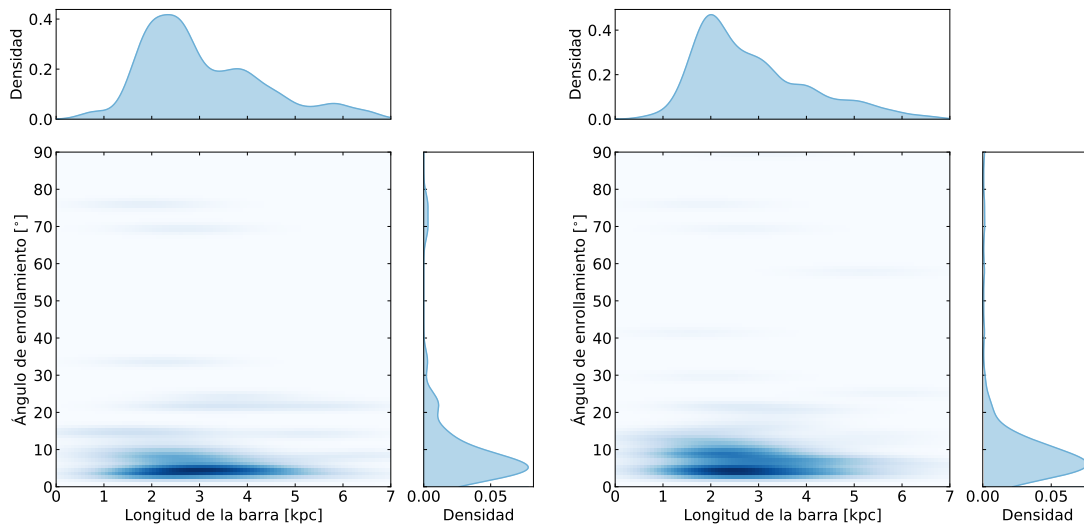


Figura 6.8: Relación entre el ángulo de enrollamiento calculado y el tamaño de la barra reportada en Rosas-Guevara et al. (2021) [68] para  $z = 0$  usando las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco (derecha) que contienen barra.

En el caso de las galaxias de disco barradas el promedio de la longitud de la barra es de

2.86 kpc, mientras que para las galaxias tipo VL/M31 este promedio de la barra es de 3.05 kpc. Se puede observar en la Figura 6.8 que la dispersión del tamaño de la barra es menor en el caso de las galaxias de disco en comparación con las tipo VL/M31.

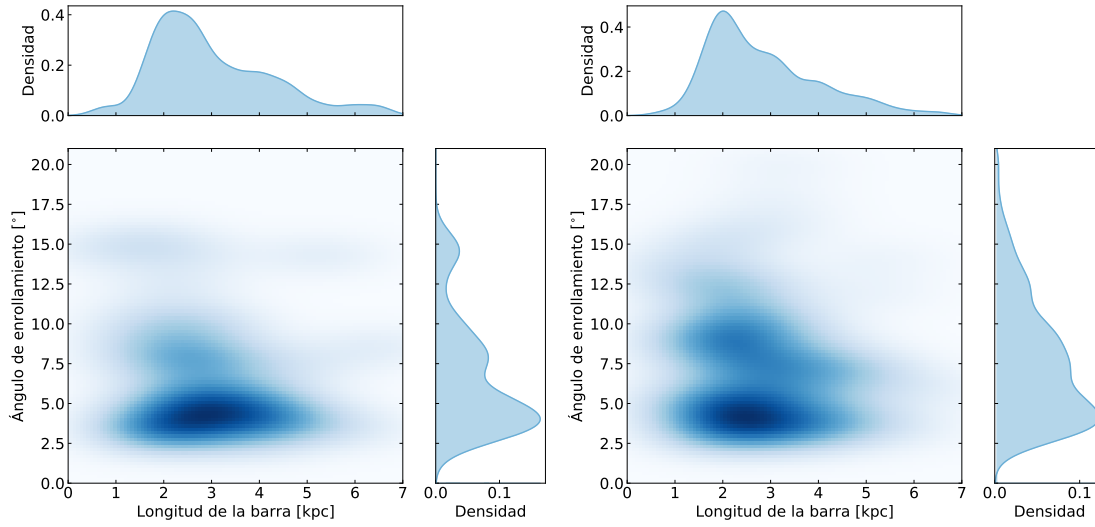


Figura 6.9: Relación entre el ángulo de enrollamiento calculado y el tamaño de la barra reportada en Rosas-Guevara et al. (2021) [68] para  $z = 0$  usando las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y galaxias de disco (derecha) que contienen barra. Solo tomando en cuenta galaxias con  $\phi < 20^\circ$ .

En la Figura 6.9 al igual que con la fuerza de la barra, podemos observar una correlación inversa entre el ángulo de enrollamiento y la longitud de la barra para las galaxias que tienen menos de  $20^\circ$ . Esta correlación inversa es similar a la encontrada para la fuerza de la barra. Realizando un análisis estadístico de Spearman se obtuvieron los índices de correlación -0.17 y -0.18 (sugiriendo una correlación negativa) con unos índices  $P$  de 0.28 y 0.07 respectivamente para la muestra de galaxias tipo VL/M31 y galaxias de disco en general (0 indicando que existe una correlación exacta y 1 indicando que la correlación no es estadísticamente significativa).



## 6.2. Evolución del ángulo de enrollamiento con el corrimiento al rojo

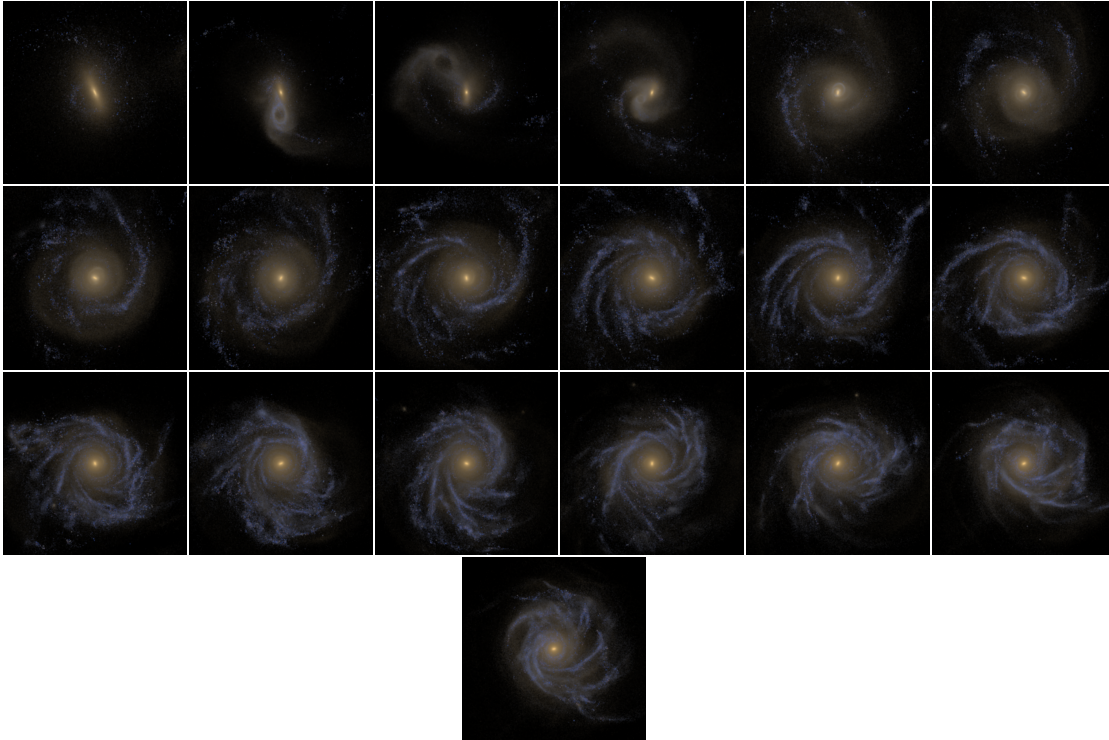


Figura 6.10: Imágenes sintéticas desde hace 3 Gyr hasta ahora (izquierda a derecha y de arriba a abajo) para la galaxia con ID=427211 a  $z = 0$ .

Podemos ver en la Figura 6.2 las imágenes sintéticas para una misma galaxia durante los últimos 3 Gyr ( $z = 0.2435$ ) de evolución.

En la Figura 6.11 podemos ver ejemplos de la evolución temporal de los ángulos de enrollamiento para las galaxias tipo VL/M31 en el intervalo  $z \in (0, 0.2435)$ . Es importante resaltar que todas las mediciones fotométricas y de  $\phi$  se hacen desde el sistema en reposo de las galaxias, es decir no se hacen correcciones fotométricas basadas en el  $z$ .

Existen situaciones en las cuales el comportamiento del ángulo de enrollamiento es muy inestable como para las galaxias con ID=358609 y ID=372754 en la instantánea 99. En el primer caso la medición del ángulo de enrollamiento no es fiable, esto puede deberse a que la galaxia no se encuentra completa dentro de los 7.5 radios a media masa usados. En el

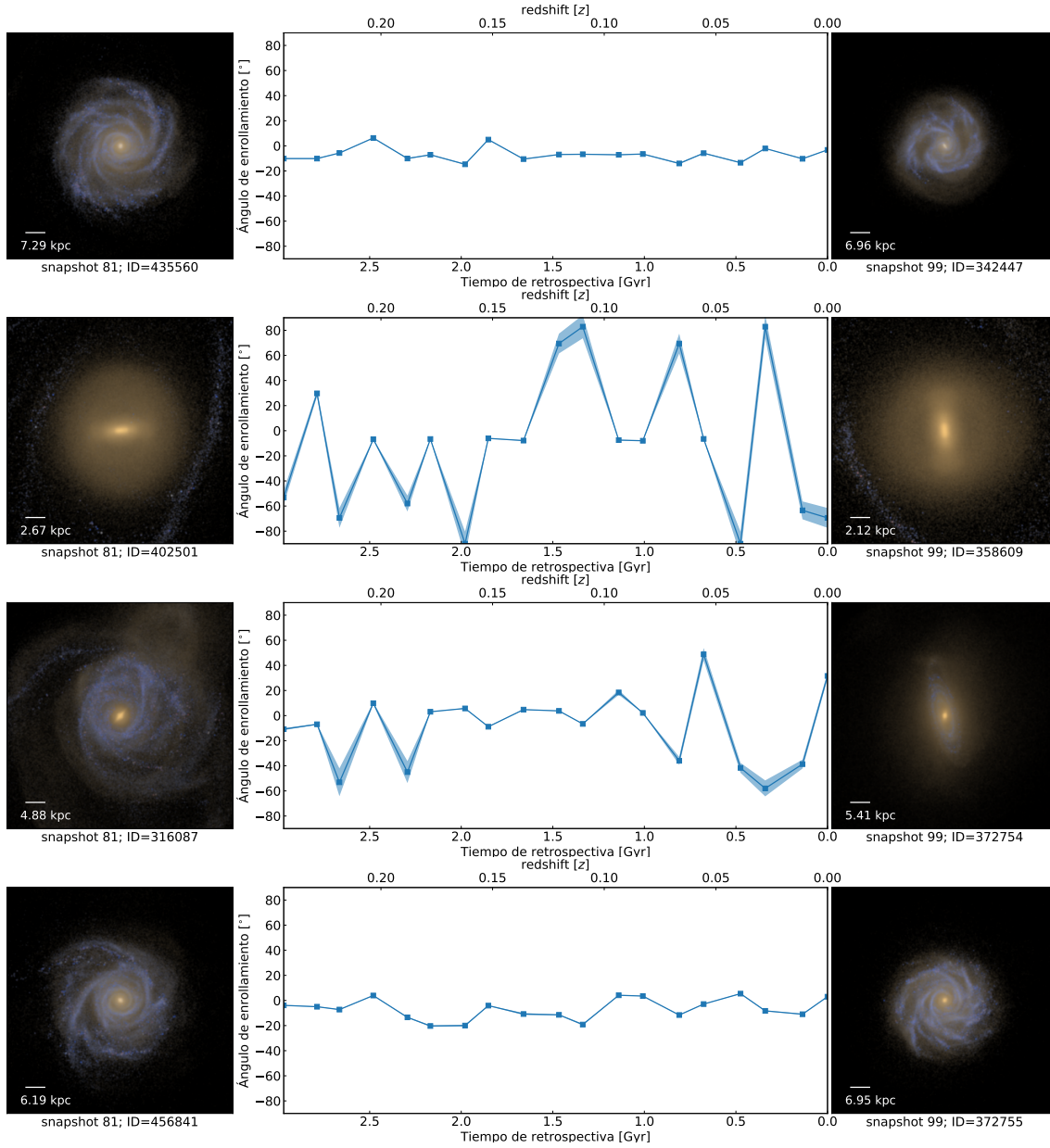


Figura 6.11: Evolución del ángulo de enrollamiento con el corrimiento al rojo para diferentes galaxias tipo VL/M31.

segundo caso podemos observar que hay un cambio bastante importante en la contribución de la componente  $g$  (el filtro azul en la imagen RGB) y un cambio en la morfología de la galaxia. Esto puede haberse debido principalmente a alguna interacción con otra galaxia.

Podemos ver en la Figura 6.12 que la galaxia con ID=400973 para la instantánea 99 tiene un intervalo de inestabilidad en la evolución de su ángulo de enrollamiento aproximada-

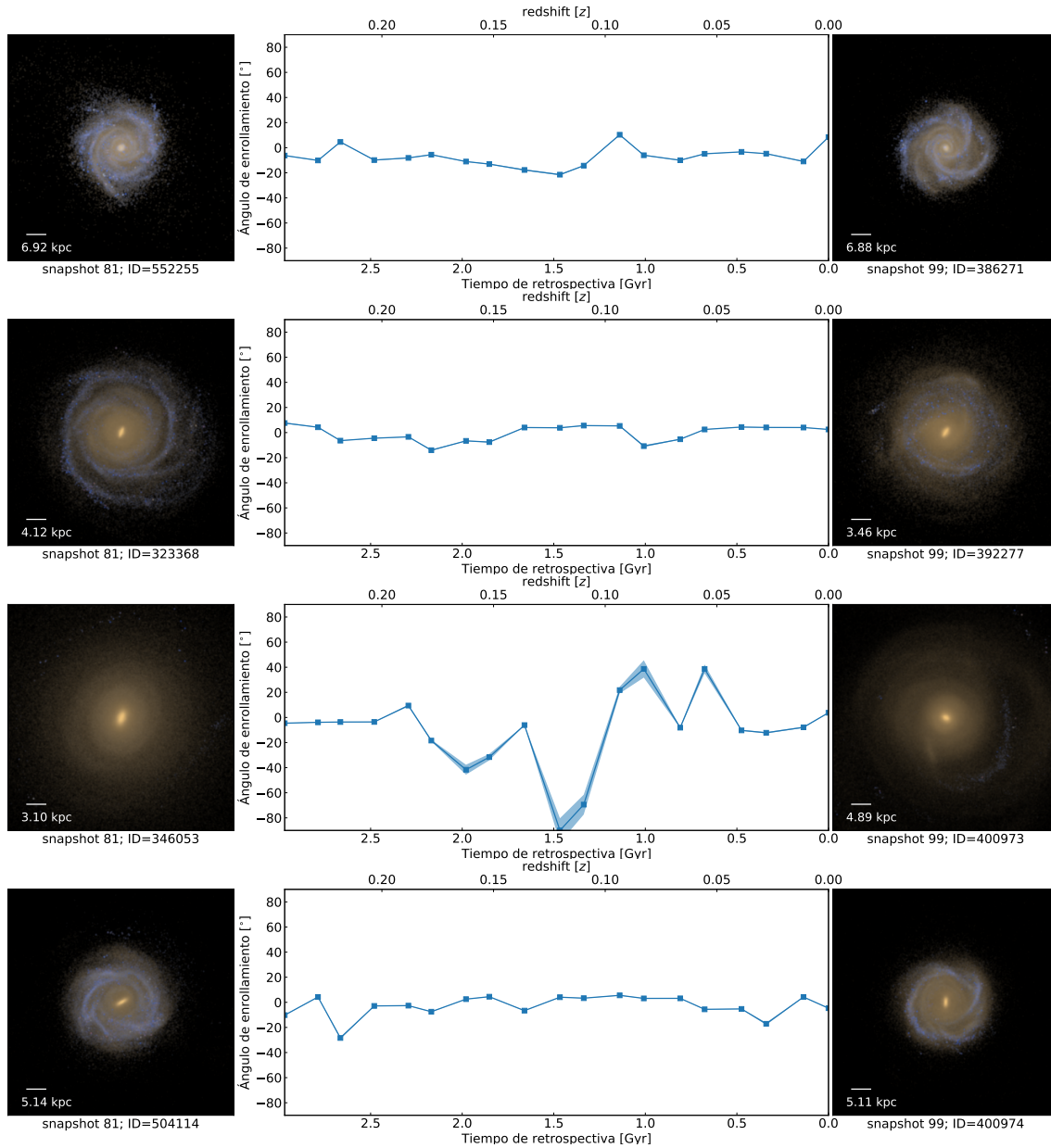


Figura 6.12: Evolución del ángulo de enrollamiento con el corrimiento al rojo para diferentes galaxias tipo VL/M31.

mente de las instantáneas 90 a la 95. Podemos notar también que para  $z = 0$  la galaxia cuenta con una estela de color azul correspondiente a una mayor magnitud en el filtro  $g$  del SDSS calculado, y por consiguiente una mayor actividad de formación estelar. Este intervalo de inestabilidad puede deberse a un proceso de fusión de galaxias menor (es decir una fusión en la cual la masa de la galaxia menor es de menos del 30% de la galaxia mayor), pudiendo explicar tanto el cambio abrupto en el ángulo de enrollamiento como el

mayor flujo en el filtro  $g$  de la imagen.

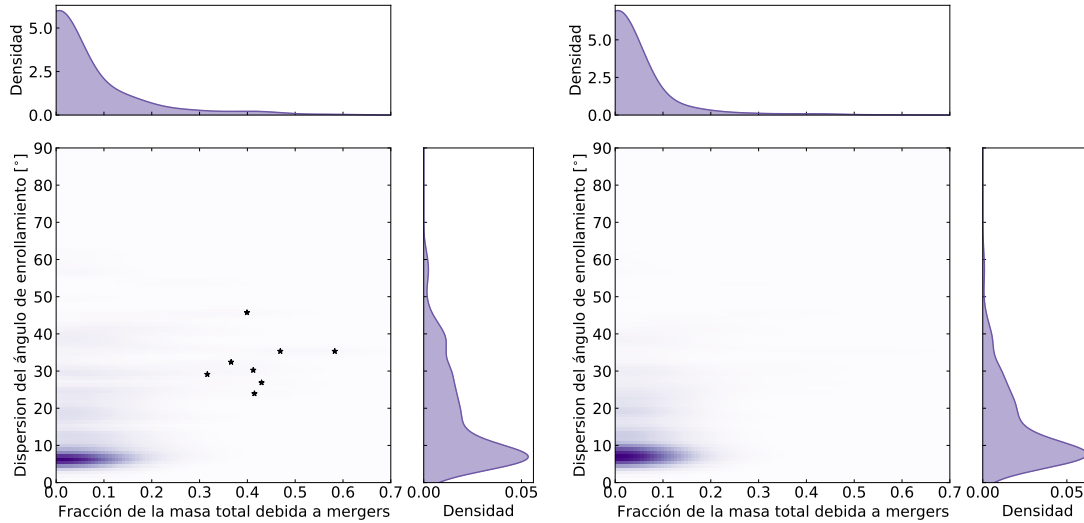


Figura 6.13: Histograma bidimensional de la desviación estándar del ángulo de enrollamiento para las galaxias tipo VL/M31 (izquierda) y de disco en general (derecha) con la fracción de masa debida a procesos de fusión de galaxias entre las instantáneas 81 y 99. La fracción de masa fue tomada del módulo de ensamblaje estelar mostrado en Rodríguez-Gomez et al (2016) [65]. En estrellas negras (izquierda) podemos ver las únicas ocho galaxias que tienen una fracción de masa acretaada mayor que 0.3.

Para las demás galaxias puede verse que el ángulo de enrollamiento se mantiene relativamente estable con el tiempo, notándose cambios principalmente en la componente  $g$ . Este tipo de galaxias pueden explicarse como galaxias aisladas en este intervalo de corrimiento al rojo y se encuentran evolucionando de forma quiescente (quiescent evolution).

Podemos observar en la Figura 6.13 que en general para las galaxias que tienen una fracción de masa acretaada debida a fusiones elevada, se tiene una dispersión mayor en el ángulo de enrollamiento (ver estrellas negras en la imagen mencionada). Esto es respaldado por los índices de correlación de Spearman 0.26 y 0.20 (implicando una correlación positiva) y los correspondientes índices  $P$  de  $2 \times 10^{-4}$  y  $9 \times 10^{-6}$  respectivamente para la muestra de galaxias tipo VL/M31 y para las galaxias de disco en general (indicando un resultado estadísticamente significativo).

Las galaxias que cuentan con una dispersión en el ángulo de enrollamiento pero con una tasa de fusiones muy pequeña pueden explicarse usando de ejemplo a la galaxia con ID=358609 mostrada en la Figura 6.11. La extensión de masa de esta galaxia es mayor que los 7.5 radios a media masa usados en el análisis de las imágenes sintéticas y por lo tanto la medición de su ángulo de enrollamiento está sesgada.

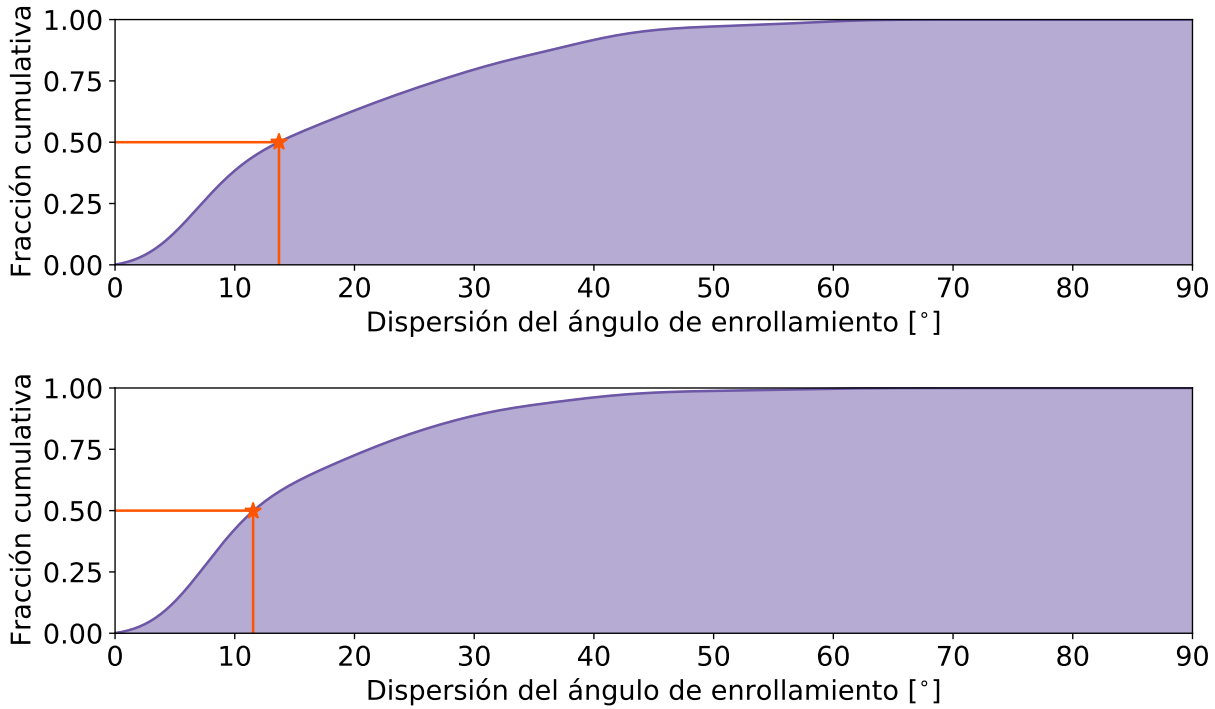


Figura 6.14: Distribución acumulativa de la desviación estándar de los ángulos de enrollamiento para las galaxias tipo VL/M31 (arriba) y galaxias de disco en general (abajo). Se indica en la misma figura el punto en el cual se encuentra la mitad de las galaxias a  $13.69^\circ$  y  $11.53^\circ$  respectivamente.

En la Figura 6.14 podemos observar la distribución acumulativa para la dispersión del ángulo de enrollamiento para las galaxias tipo VL/M31 y el total de galaxias de disco. Podemos observar que la mitad de las galaxias tienen un ángulo de dispersión menor que  $13.69^\circ$  y  $11.53^\circ$  respectivamente para las galaxias VL/M31 y las galaxias de disco en general.

En la Figura 6.15 podemos observar el cambio del ángulo de enrollamiento para todas las galaxias de disco usadas con respecto a su valor en  $z = 0$ . La región delimitada por la línea



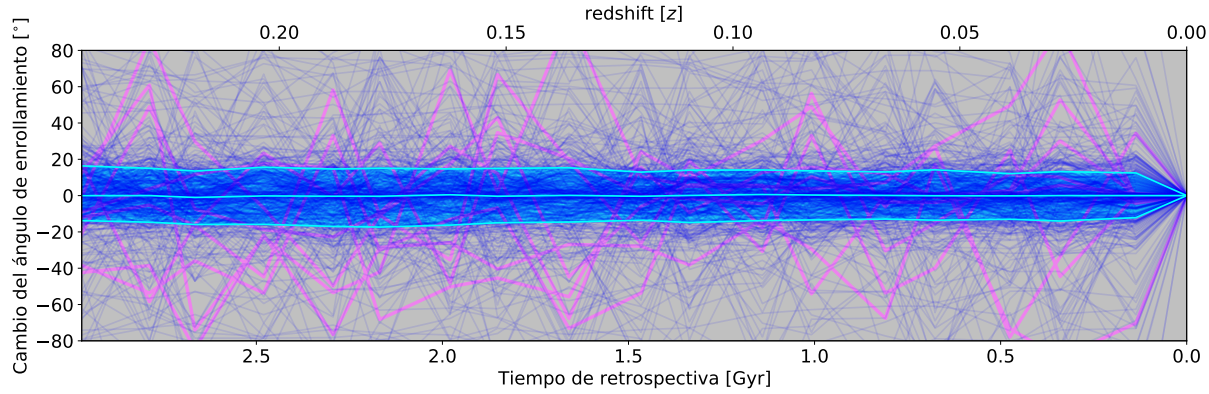


Figura 6.15: Cambio del ángulo de enrollamiento respecto al valor de enrollamiento calculado en  $z = 0$ . En líneas cian podemos ver la región delimitada entre el percentil 16 y el percentil 84 con la mediana en el centro de igual color. En rosa podemos observar las ocho galaxias que sufrieron un aumento de su masa debida a fusiones mayor al 30 % (mayor mergers).

El cian superior e inferior corresponde a los percentiles 16 y 84 de la distribución, correspondiendo a la región delimitada por  $\pm\sigma$ . En rosa se muestran ocho galaxias, las cuales tienen una fracción de masa acreta debida a fusiones mayor al 30 % en el intervalo de tiempo analizado. Podemos observar que sistemáticamente estas galaxias tienen un cambio en el ángulo de enrollamiento fuera de la región cian promedio.

En las Figuras 6.16 y 6.17 podemos observar el cambio en el ángulo de enrollamiento respecto a su valor en  $z = 0$  y el cambio en la fracción de masa de la galaxia, tanto de todas las estrellas cumulativamente (línea azul) e instantánea (línea magenta) como para las estrellas ex situ en el disco (nacidas en otra galaxia y añadidas por un proceso de fusión). Las estrellas pertenecientes al disco fueron elegidas de tal forma que la circularidad de la órbita en la galaxia fuera mayor a 0.7. Notamos que para estas ocho galaxias no existe un aumento mayor al 40 % de la masa relativa del disco durante este intervalo.

Lo que podemos observar también en las Figuras 6.16 y 6.17 es que la acreción de masa estelar en el disco es más bien un proceso suave que no parece estar correlacionado con el cambio del ángulo de enrollamiento. Mientras tanto vemos que cambios abruptos en la fracción cumulativa instantánea de masa estelar (la fracción de masa acreta entre el snapshot

anterior y el actual con respecto a la masa total en ese snapshot) parecen coincidir con cambios abruptos en el ángulo de enrollamiento. Es importante resaltar que aunque ambos cambios abruptos puedan aparecer en el mismo snapshot, no necesariamente implica causalidad. Esto ya que debe existir un tiempo de respuesta entre la acreción de masa y el cambio del ángulo de enrollamiento.

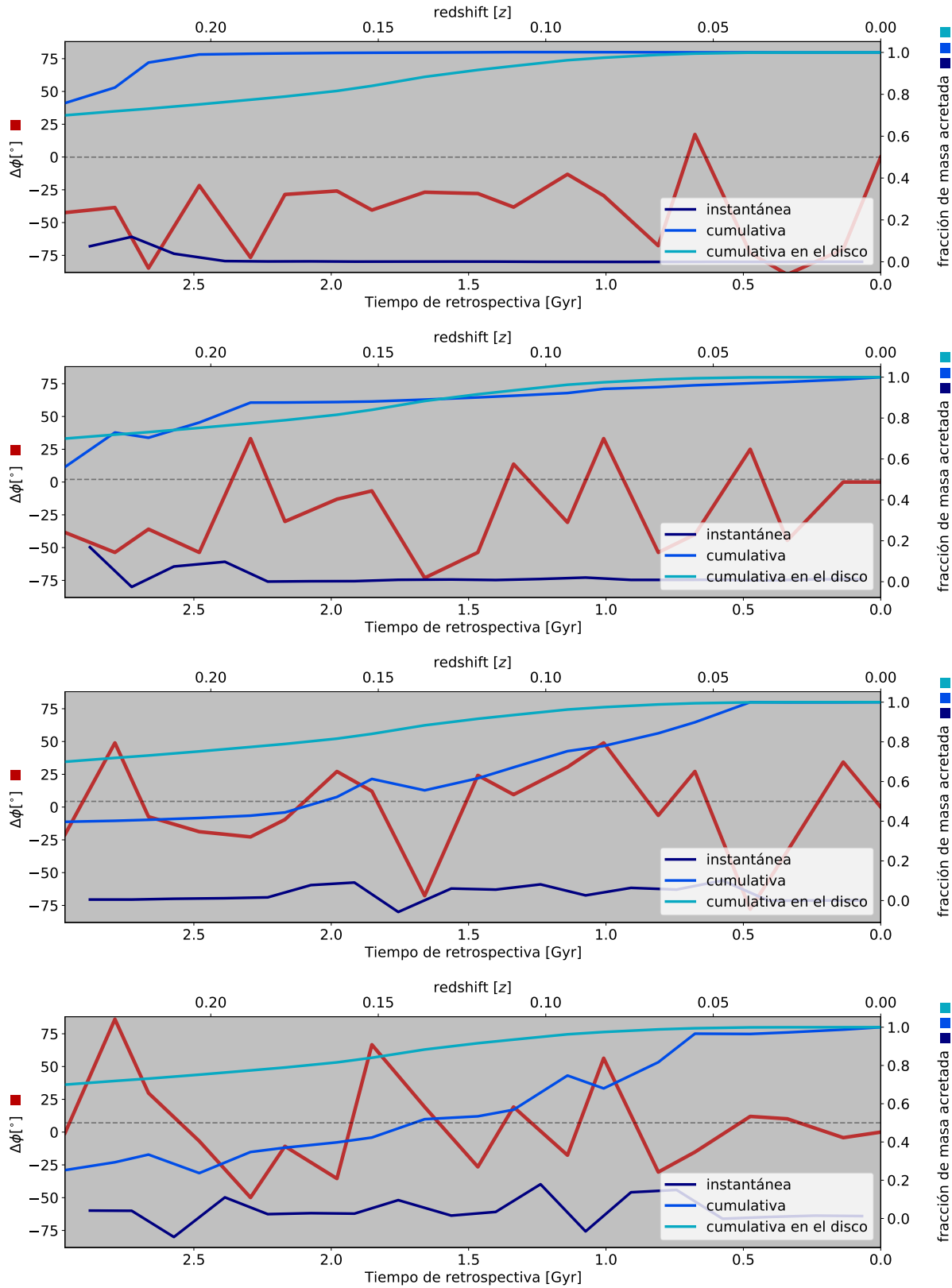


Figura 6.16: Cambio del ángulo de enrollamiento respecto al valor en  $z = 0$  (línea roja) para 4 galaxias con alta dispersión y la fracción de masa acretaada debida a fusiones instantánea y cumulativa (en general y en el disco). En línea punteada gris marcamos la fracción de masa al 50 % para las galaxias.



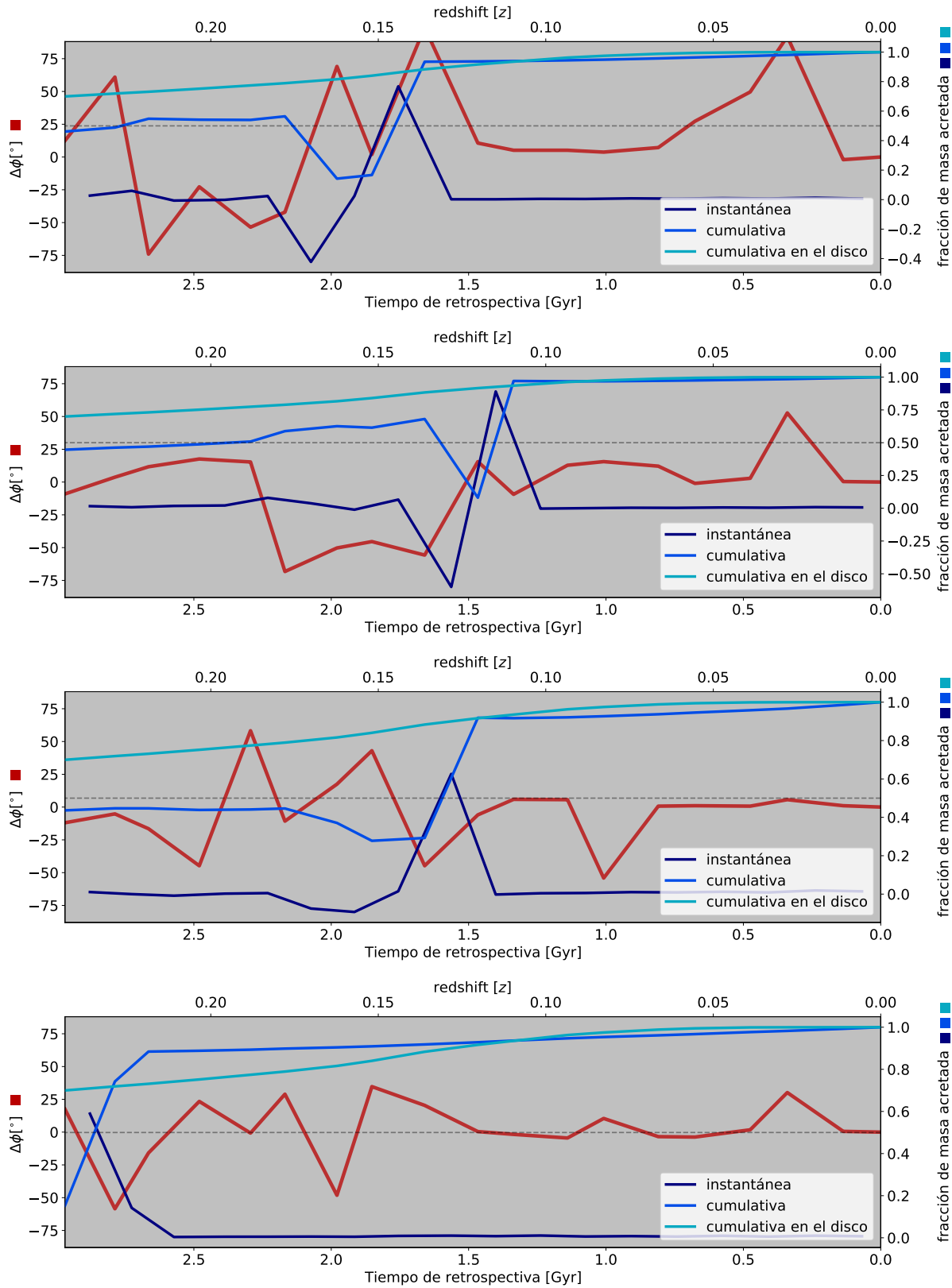


Figura 6.17: Cambio del ángulo de enrollamiento respecto al valor en  $z = 0$  (línea roja) para 4 galaxias con alta dispersión y la fracción de masa acretaada debida a fusiones instantánea y cumulativa (en general y en el disco). En línea punteada gris marcamos la fracción de masa al 50 % para las galaxias.

# Capítulo 7

## Discusión y Conclusiones

En esta tesis calculamos los ángulos de enrollamiento de una muestra de galaxias de disco dentro de la simulación Illustris TNG-50 y los utilizamos para estudiar la relación que tienen con diferentes propiedades físicas de las galaxias. Además se analizó el comportamiento temporal de estos ángulos de enrollamiento.

El cálculo de los ángulos de enrollamiento es un tema en si mismo, a lo largo de los años se han propuesto diferentes técnicas para su cálculo siendo el P2DFFT una de las herramientas más populares al día de hoy. En esta tesis se utilizó dicha técnica modificada usando la transformada de wavelets, utilizando el kernel de Ricker.

Anteriormente se ha sugerido que los ángulos de enrollamiento pueden cambiar dependiendo de la distancia galactocéntrica. En esta tesis analizamos la dependencia radial del ángulo de enrollamiento y encontramos que no hay un cambio sustancial cuando se calcula el ángulo de enrollamiento en el rango de 1 a 3 radios a media masa.

Más aún, se ha sugerido que los ángulos de enrollamiento podrían cambiar con el tiempo. En esta tesis calculamos los ángulos de enrollamiento desde un tiempo hace 3 Gyr (look-back time), hasta el día de hoy (desde  $z = 0.2435$  hasta  $z = 0$ ). Lo que encontramos es que el ángulo de enrollamiento no depende de  $z$ , por lo menos en el rango de tiempo analizado. Hay que remarcar que las muestras de galaxias utilizadas no presentan en general

un evento de fusión mayor en dicho intervalo de tiempo.

Se ha sugerido que existen relaciones entre las diferentes propiedades físicas de las galaxias y su  $\phi$ . En esta tesis analizamos las relaciones del  $\phi$  con 4 propiedades físicas de las galaxias: la masa del SMBH, la masa del bulbo estelar, la fuerza de la barra y el tamaño de la barra. Encontramos que no existe una relación estadísticamente significativa entre el  $\phi$  y la masa del SMBH ni la masa del bulbo. Por otro lado el análisis de la fuerza y del tamaño de la barra nos arrojan una correlación inversa entre estas cantidades y  $\phi$ . Esto sugiere que para una barra más “dura” (prominente) el perfil tiende a seguir una trayectoria tangente a la barra, produciendo ángulos de enrollamiento menores.

Realizamos un análisis estadístico equivalente para la desviación estándar del ángulo de enrollamiento y la fracción de masa acretada debida a fusiones. El análisis de Spearman arrojó que existe una correlación positiva entre la dispersión del ángulo de enrollamiento y la fracción de masa acretada, la cual es estadísticamente significativa.

Debido a que las galaxias estudiadas son las que tienen una estructura de disco más prominente, la fracción de masa acretada debida a fusiones es relativamente menor en comparación con las galaxias elípticas. Encontramos que el cambio del ángulo de enrollamiento cambia principalmente en las galaxias que tuvieron una fusión reciente, mientras que para las demás galaxias el ángulo permaneció prácticamente constante.

Analizando las galaxias que tuvieron una fusión mayor dentro del rango de tiempo estudiado, encontramos que la acreción de masa directamente en el disco no tiene correlación estadísticamente significativa con la dispersión del ángulo de enrollamiento.

Aunque el origen de la formación de los brazos espirales es aún desconocido, los resultados obtenidos en esta tesis nos dan indicios sobre el siguiente paso a dar con respecto a la formación de estas estructuras morfológicas. Además se extenderá el análisis a corrimientos al rojo mayores que  $z = 0.2435$  permitiéndonos tener una visión mayor de la evolución de

estas galaxias.

# Apéndice A

## Interpolación Bilineal

Uno de los algoritmos más simples para la interpolación en un dominio en dos dimensiones es la interpolación bilineal (mostrada por ejemplo en [2]). Definimos el dominio bi-unitario en dos dimensiones como el producto cartesiano de las variables  $\xi \in [-1, 1]$  y  $\eta \in [-1, 1]$  mostrado en la Figura A.1.

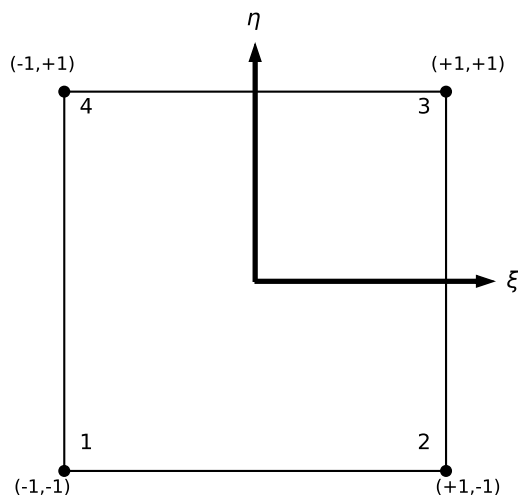


Figura A.1: Definición del dominio bi-unitario en dos dimensiones. La enumeración de nodos se tomó contra las manecillas del reloj y tomando como primer nodo el punto  $(-1,-1)$ .

Para cada uno de los nodos en el dominio definimos una función bilineal  $N^A(\xi, \eta)$  llamada función base, con  $A = 1, 2, 3, 4$  siendo el número de nodo tal que

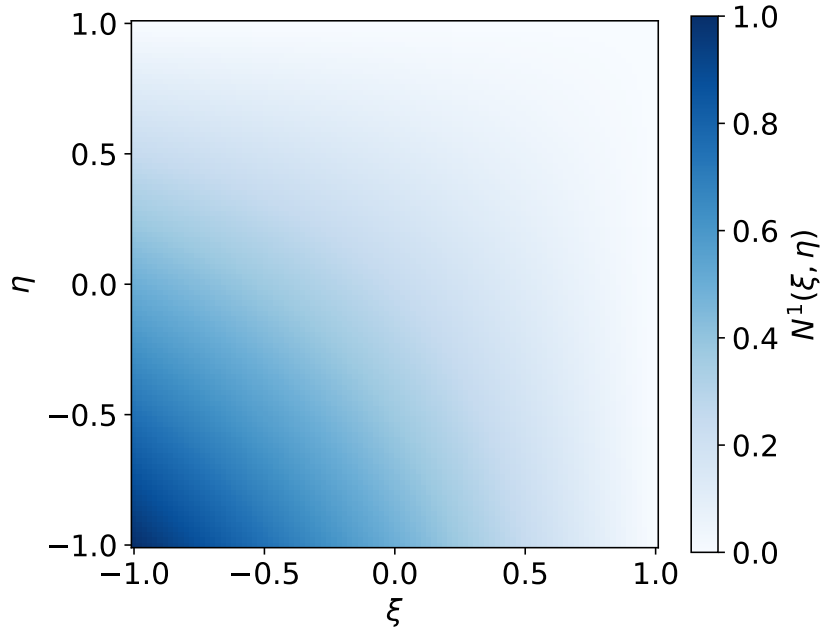


Figura A.2: Evaluación de la función base correspondiente al primer nodo  $N^1(\xi, \eta)$  en el dominio bi-unitario en dos dimensiones. Es importante notar que los valores en los nodos son cero a excepción del 1.

$$N^A(\xi^B, \eta^B) = \delta^{AB} \quad (\text{A.1})$$

donde  $(\xi^B, \eta^B)$ ,  $B = 1, 2, 3, 4$  corresponden a las coordenadas de cada uno de los nodos. Es decir la función base correspondiente al nodo 1 evaluada en cualquier otro nodo tendrá valor 0. Dicho esto definimos las funciones base para cada uno de los nodos de la siguiente manera

$$\begin{aligned} N^1 &= \frac{1}{4}(1 - \xi)(1 - \eta) \\ N^2 &= \frac{1}{4}(1 + \xi)(1 - \eta) \\ N^3 &= \frac{1}{4}(1 + \xi)(1 + \eta) \\ N^4 &= \frac{1}{4}(1 - \xi)(1 + \eta) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Además de tener la propiedad de delta de kronecker (Ecuación A.1) las funciones base tienen la propiedad de que la combinación lineal de todas las funciones base dentro del

dominio suman 1, es decir

$$\sum_{A=1}^4 N^A(\xi, \eta) = 1 \quad (\text{A.3})$$

Una vez definidas las funciones base para este dominio bi-unitario en dos dimensiones es necesario definir una transformación de coordenadas entre las variables de interés, digamos  $x, y$  y las variables  $\xi, \eta$ . Haciendo uso de las funciones base antes definidas tenemos

$$\begin{aligned} x(\xi, \eta) &= \sum_{A=1}^4 N^A(\xi, \eta) x^A \\ y(\xi, \eta) &= \sum_{A=1}^4 N^A(\xi, \eta) y^A \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

en donde  $x^A$  e  $y^A$  corresponden a las coordenadas  $x$  e  $y$  del nodo  $A$ . Para el caso especial en el que tenemos un dominio físico cuadrado perfecto (como es el caso de las tablas de interpolación de los modelos C&B), es decir

$$\begin{aligned} x^1 &= x^4, \quad x^2 = x^3 \\ y^1 &= y^4, \quad y^2 = y^3 \end{aligned}$$

entonces las representaciones mostradas en la ecuación A.4 simplifican a

$$\begin{aligned} x(\xi) &= \frac{1-\xi}{2}x^1 + \frac{1+\xi}{2}x^2 \quad \Rightarrow \quad \xi(x) = \frac{2x - (x^1 + x^2)}{x^2 - x^1} \\ y(\eta) &= \frac{1-\eta}{2}y^1 + \frac{1+\eta}{2}y^2 \quad \Rightarrow \quad \eta(y) = \frac{2y - (y^1 + y^2)}{y^2 - y^1} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

De esta forma teniendo una función  $f(x, y)$  evaluada en los 4 nodos podemos generar una representación usando las funciones base definidas anteriormente como una combinación lineal

$$f(x, y) = \sum_{A=1}^4 N^A(\xi(x), \eta(y)) f^A \quad (\text{A.6})$$

con  $f^A$  siendo la función a interpolar evaluada en el nodo  $A$ .

# Apéndice B

## Proyección de cara para las galaxias

Dado el vector de momento angular total de la componente estelar de las galaxias obtenemos el vector unitario correspondiente (en lo sucesivo se asume que los vectores son vectores columna),

$$\mathbf{j} \equiv \frac{\mathbf{J}}{|\mathbf{J}|} \quad (\text{B.1})$$

el cual corresponderá con el nuevo eje  $z$  de la proyección. Para generar la nueva base ortonormal procedemos obteniendo los nuevos vectores unitarios por medio del producto cruz entre los vectores unitarios

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_3 &= \mathbf{j} \\ \mathbf{e}_1 &= \mathbf{e}_3 \times [0, 0, 1]^T \\ \mathbf{e}_2 &= \mathbf{e}_3 \times \mathbf{e}_1 \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Y usando estos vectores podemos generar una matriz de proyección

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \mathbf{e}_1^T \\ \mathbf{e}_2^T \\ \mathbf{e}_3^T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{e}_1^1 & \mathbf{e}_1^2 & \mathbf{e}_1^3 \\ \mathbf{e}_2^1 & \mathbf{e}_2^2 & \mathbf{e}_2^3 \\ \mathbf{e}_3^1 & \mathbf{e}_3^2 & \mathbf{e}_3^3 \end{bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

donde cada uno de los superíndices indica el elemento del vector correspondiente. Para cada una de los vectores de posición de las estrellas podemos obtener su coordenada proyectada



simplemente multiplicando

$$\mathbf{x}' = \mathbf{M}\mathbf{x} \tag{B.4}$$

donde  $\mathbf{x}'$  son las coordenadas proyectadas,  $\mathbf{M}$  la matriz de transformación y  $\mathbf{x}$  las coordenadas originales.

# Apéndice C

## Pruebas de Kernels

Con el objetivo de resaltar las estructuras ligadas en la imagen y minimizar la contribución de las fuentes puntuales se probaron diferentes kernels

### C.1. Unsharp mask filter

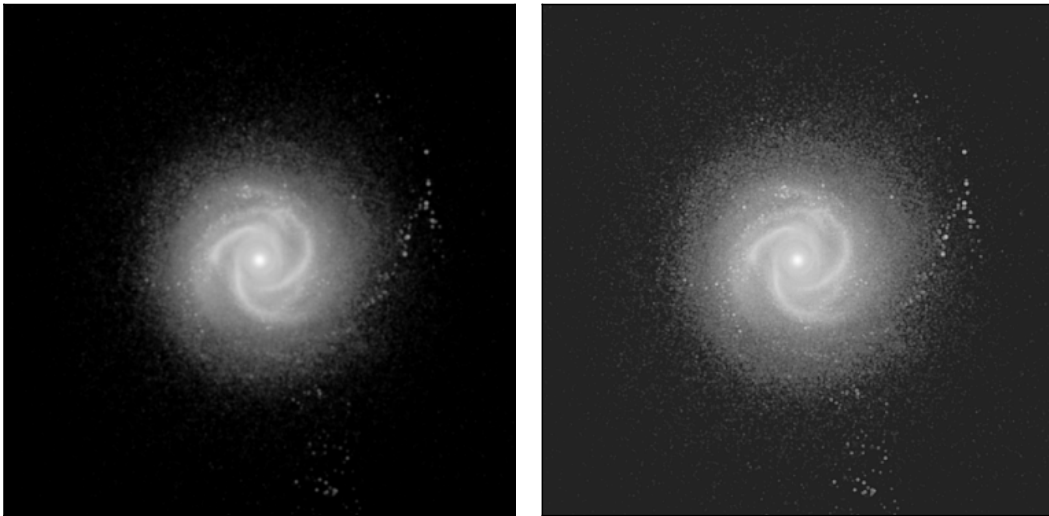


Figura C.1: Aplicación del Unsharp mask filter a una imagen de la galaxia con ID=441709 en  $z = 0$ . En el pánel izquierdo podemos ver la imagen original mientras que en el derecho podemos observar la im gen con el filtro aplicado con  $n = 3$ .

Este kernel nos ayuda a resaltar los contrastes de las imágenes al restar una versión suavizada de la misma. Este kernel está definido como

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + \left( \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \frac{1}{5} \right) n = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{n}{5} & 0 \\ -\frac{n}{5} & \frac{4n+5}{5} & -\frac{n}{5} \\ 0 & -\frac{n}{5} & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{C.1})$$

en donde  $n$  es un multiplicador para modular el efecto del filtro. En la Figura C.1 podemos observar el efecto de aplicar este kernel a la imagen.

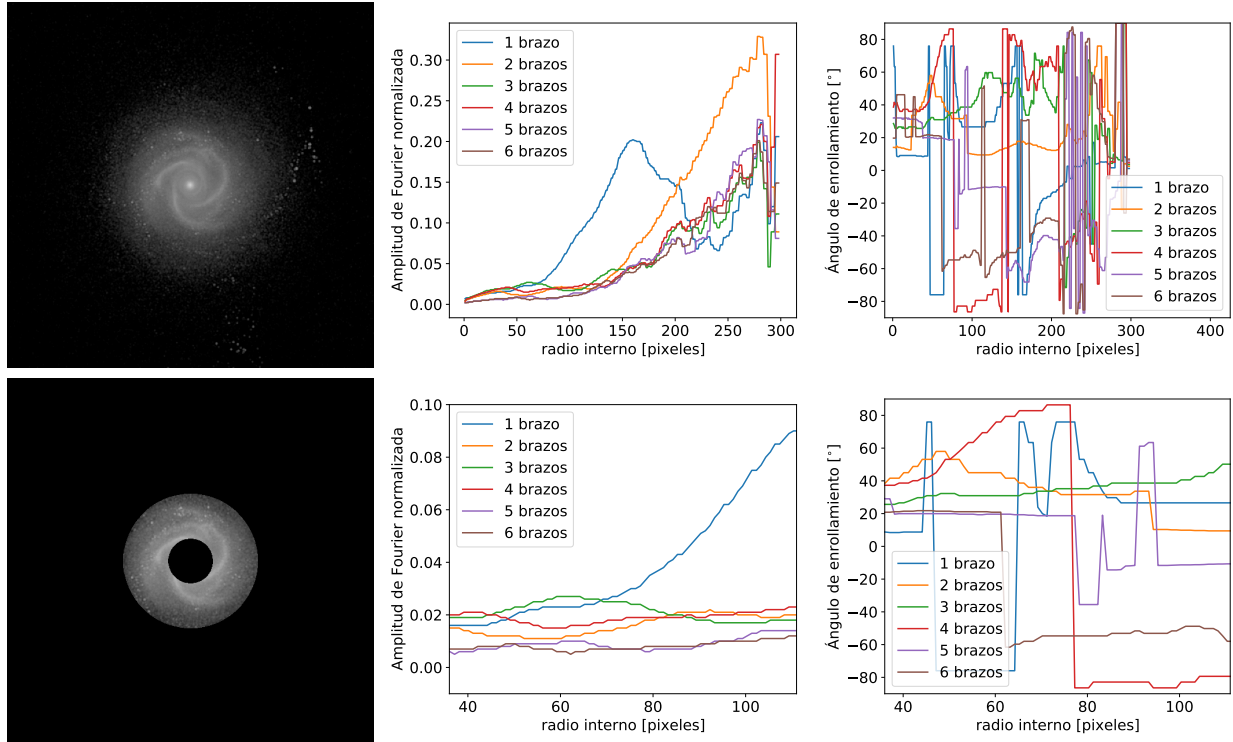


Figura C.2: Ejemplo de la influencia en la elección del radio inicial y final para la galaxia con ID=421295 en el snapshot 81 de la simulación IllustrisTNG transformada usando el kernel Unsharp mask (con  $n = 3$ ). En la primera columna podemos observar la imagen procesada dentro de los 7.5 radios a media masa más internos (arriba) y la región confinada entre 1 y 3 radios a media masa (abajo). En la segunda columna podemos observar las amplitudes normalizadas de los modos de Fourier para cada radio de la imagen tanto de la región completa (arriba) como de 1 a 3 radios a media masa (abajo). En la tercera columna tenemos el ángulo de enrollamiento correspondiente a los modos de Fourier para diferentes radios de toda la imagen (arriba) y la región delimitada por 1 y 3 radios a media masa (abajo).

# Bibliografía

- [1] *Active galactic nuclei: proceedings of the 134th Symposium of the International Astronomical Union, held in Santa Cruz, California, August 15-19, 1988.*, volume 134, January 1989.
- [2] *Approximations of Trial Solutions, Weight Functions and Gauss Quadrature for Multidimensional Problems*, chapter 7, pages 151–188. John Wiley & Sons, Ltd, 2007.
- [3] E. Athanassoula. What determines the strength and the slowdown rate of bars? *MNRAS*, 341(4):1179–1198, June 2003.
- [4] E. Athanassoula, M. Romero-Gómez, A. Bosma, and J. J. Masdemont. Rings and spirals in barred galaxies - II. Ring and spiral morphology. *MNRAS*, 400(4):1706–1720, December 2009.
- [5] E. Athanassoula, M. Romero-Gómez, and J. J. Masdemont. Rings and spirals in barred galaxies - I. Building blocks. *MNRAS*, 394(1):67–81, March 2009.
- [6] E. Athanassoula, M. Romero-Gómez, A. Bosma, and J. J. Masdemont. Rings and spirals in barred galaxies – III. Further comparisons and links to observations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 407(3):1433–1448, 09 2010.
- [7] A. Baillard, E. Bertin, V. de Lapparent, P. Fouqué, S. Arnouts, Y. Mellier, R. Pelló, J. F. Leborgne, P. Prugniel, D. Makarov, L. Makarova, H. J. McCracken, A. Bijaoui, and L. Tasca. The FIGI catalogue of 4458 nearby galaxies with detailed morphology. *A&A*, 532:A74, August 2011.
- [8] James Binney and Scott Tremaine. *Galactic dynamics*. 1987.

- [9] F. Bournaud and F. Combes. Gas accretion on spiral galaxies: Bar formation and renewal. *A&A*, 392:83–102, September 2002.
- [10] Alessandro Bressan, Paola Marigo, Léo. Girardi, Bernardo Salasnich, Claudia Dal Cero, Stefano Rubele, and Ambra Nanni. PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code. *MNRAS*, 427(1):127–145, November 2012.
- [11] G. Bruzual and S. Charlot. Stellar population synthesis at the resolution of 2003. *MNRAS*, 344(4):1000–1028, October 2003.
- [12] Benjamin L. Davis, Joel C. Berrier, Douglas W. Shields, Julia Kennefick, Daniel Kennefick, Marc S. Seigar, Claud H. S. Lacy, and Ivânio Puerari. MEASUREMENT OF GALACTIC LOGARITHMIC SPIRAL ARM PITCH ANGLE USING TWO-DIMENSIONAL FAST FOURIER TRANSFORM DECOMPOSITION. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 199(2):33, mar 2012.
- [13] Benjamin L. Davis, Alister W. Graham, and Ewan Cameron. Black Hole Mass Scaling Relations for Spiral Galaxies. I.  $M_{BH}-M_{*,sph}$ . *ApJ*, 873(1):85, March 2019.
- [14] Benjamin L. Davis, Alister W. Graham, and Marc S. Seigar. Updating the (supermassive black hole mass)–(spiral arm pitch angle) relation: a strong correlation for galaxies with pseudobulges. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 471(2):2187–2203, 07 2017.
- [15] Benjamin L. Davis, Daniel Kennefick, Julia Kennefick, Kyle B. Westfall, Douglas W. Shields, Russell Flatman, Matthew T. Hartley, Joel C. Berrier, Thomas P. K. Martinsson, and Rob A. Swaters. A Fundamental Plane of Spiral Structure in Disk Galaxies. *ApJ*, 802(1):L13, March 2015.
- [16] Darren R. Davis and Wayne B. Hayes. SpArcFiRe: Scalable Automated Detection of Spiral Galaxy Arm Segments. *ApJ*, 790(2):87, August 2014.

- [17] Gerard de Vaucouleurs, Antoinette de Vaucouleurs, Jr. Corwin, Herold G., Ronald J. Buta, Georges Paturel, and Pascal Fouque. *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*. 1991.
- [18] Benedikt Diemer, Adam R. H. Stevens, John C. Forbes, Federico Marinacci, Lars Hernquist, Claudia del P. Lagos, Amiel Sternberg, Annalisa Pillepich, Dylan Nelson, Gergö Popping, Francisco Villaescusa-Navarro, Paul Torrey, and Mark Vogelsberger. Modeling the Atomic-to-molecular Transition in Cosmological Simulations of Galaxy Formation. *ApJS*, 238(2):33, October 2018.
- [19] Benedikt Diemer, Adam R. H. Stevens, Claudia del P. Lagos, A. R. Calette, Sandro Tacchella, Lars Hernquist, Federico Marinacci, Dylan Nelson, Annalisa Pillepich, Vicente Rodriguez-Gomez, Francisco Villaescusa-Navarro, and Mark Vogelsberger. Atomic and molecular gas in IllustrisTNG galaxies at low redshift. *MNRAS*, 487(2):1529–1550, August 2019.
- [20] Elena D’Onghia, Mark Vogelsberger, and Lars Hernquist. Self-perpetuating Spiral Arms in Disk Galaxies. *ApJ*, 766(1):34, March 2013.
- [21] Martina Donnari, Annalisa Pillepich, Dylan Nelson, Mark Vogelsberger, Shy Genel, Rainer Weinberger, Federico Marinacci, Volker Springel, and Lars Hernquist. The star formation activity of IllustrisTNG galaxies: main sequence, UVJ diagram, quenched fractions, and systematics. *MNRAS*, 485(4):4817–4840, June 2019.
- [22] Min Du, Luis C. Ho, Victor P. Debattista, Annalisa Pillepich, Dylan Nelson, Dongyao Zhao, and Lars Hernquist. Kinematic Decomposition of IllustrisTNG Disk Galaxies: Morphology and Relation with Morphological Structures. *ApJ*, 895(2):139, June 2020.
- [23] Min Du, Luis C. Ho, Dongyao Zhao, Jingjing Shi, Victor P. Debattista, Lars Hernquist, and Dylan Nelson. Identifying Kinematic Structures in Simulated Galaxies Using Unsupervised Machine Learning. *ApJ*, 884(2):129, October 2019.

- [24] S. Díaz-García, H. Salo, J. H. Knapen, and M. Herrera-Endoqui. The shapes of spiral arms in the S<sup>4</sup>G survey and their connection with stellar bars. *A&A*, 631:A94, November 2019.
- [25] F. Eisenhauer, R. Genzel, T. Alexander, R. Abuter, T. Paumard, T. Ott, A. Gilbert, S. Gillessen, M. Horrobin, S. Trippe, H. Bonnet, C. Dumas, N. Hubin, A. Kaufer, M. Kissler-Patig, G. Monnet, S. Ströbele, T. Szeifert, A. Eckart, R. Schödel, and S. Zucker. SINFONI in the Galactic Center: Young Stars and Infrared Flares in the Central Light-Month. *ApJ*, 628(1):246–259, July 2005.
- [26] B. G. Elmegreen. Grand design, multiple arm, and flocculent spiral galaxies. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 596:40–52, June 1990.
- [27] B. G. Elmegreen. Star Formation in Spiral Arms. In Corinne Charbonnel and Thierry Montmerle, editors, *EAS Publications Series*, volume 51 of *EAS Publications Series*, pages 19–30, November 2011.
- [28] B. G. Elmegreen and D. M. Elmegreen. Properties of barred spiral galaxies. *ApJ*, 288:438–455, January 1985.
- [29] B. G. Elmegreen, D. M. Elmegreen, P. E. Seiden, S. A. Lowe, and C. C. Lin. Evidence for Spiral Modes and Identification of Spiral Arm Resonances from Analysis of Color Images of Four Galaxies. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 21, page 1128, September 1989.
- [30] D. M. Elmegreen. A near-infrared atlas of spiral galaxies. *ApJS*, 47:229–233, November 1981.
- [31] D. M. Elmegreen and B. G. Elmegreen. Flocculent and grand design spiral structure in field, binary and group galaxies. *MNRAS*, 201:1021–1034, December 1982.
- [32] Christoph Engler, Annalisa Pillepich, Anna Pasquali, Dylan Nelson, Vicente Rodriguez-Gomez, Kun Ting Eddie Chua, Eva K Grebel, Volker Springel, Federico Marinacci, Rainer Weinberger, Mark Vogelsberger, and Lars Hernquist. The abundance of satellites around Milky Way- and M31-like galaxies with the TNG50 simulation:

- a matter of diversity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 507(3):4211–4240, 08 2021.
- [33] Paul B. Eskridge, Jay A. Frogel, Richard W. Pogge, Alice C. Quillen, Andreas A. Berlind, Roger L. Davies, D. L. DePoy, Karoline M. Gilbert, Mark L. Houdashelt, Leslie E. Kuchinski, Solange V. Ramírez, K. Sellgren, Amelia Stutz, Donald M. Terndrup, and Glenn P. Tiede. Near-Infrared and Optical Morphology of Spiral Galaxies. *ApJS*, 143(1):73–111, November 2002.
- [34] F. Fagotto, A. Bressan, G. Bertelli, and C. Chiosi. Evolutionary sequences of stellar models with new radiative opacities. IV.  $Z=0.004$  and  $Z=0.008$ . *A&AS*, 105:29–38, May 1994.
- [35] G. G. Fazio, J. L. Hora, L. E. Allen, M. L. N. Ashby, P. Barmby, L. K. Deutsch, J. S. Huang, S. Kleiner, M. Marengo, S. T. Megeath, G. J. Melnick, M. A. Pahre, B. M. Patten, J. Polizotti, H. A. Smith, R. S. Taylor, Z. Wang, S. P. Willner, W. F. Hoffmann, J. L. Pipher, W. J. Forrest, C. W. McMurty, C. R. McCreight, M. E. McKelvey, R. E. McMurray, D. G. Koch, S. H. Moseley, R. G. Arendt, J. E. Mentzell, C. T. Marx, P. Losch, P. Mayman, W. Eichhorn, D. Krebs, M. Jhabvala, D. Y. Gezari, D. J. Fixsen, J. Flores, K. Shakoorzadeh, R. Jungo, C. Hakun, L. Workman, G. Karpati, R. Kichak, R. Whitley, S. Mann, E. V. Tollestrup, P. Eisenhardt, D. Stern, V. Gorjian, B. Bhattacharya, S. Carey, B. O. Nelson, W. J. Glaccum, M. Lacy, P. J. Lowrance, S. Laine, W. T. Reach, J. A. Stauffer, J. A. Surace, G. Wilson, E. L. Wright, A. Hoffman, G. Domingo, and M. Cohen. The Infrared Array Camera (IRAC) for the Spitzer Space Telescope. *ApJS*, 154(1):10–17, September 2004.
- [36] Shy Genel, S. Michael Fall, Lars Hernquist, Mark Vogelsberger, Gregory F. Snyder, Vicente Rodriguez-Gomez, Debora Sijacki, and Volker Springel. Galactic Angular Momentum in the Illustris Simulation: Feedback and the Hubble Sequence. *ApJ*, 804(2):L40, May 2015.
- [37] R. J. J. Grand, D. Kawata, and M. Cropper. Spiral arm pitch angle and galactic shear rate in N-body simulations of disc galaxies. *A&A*, 553:A77, May 2013.



- [38] Ian B. Hewitt and Patrick Treuthardt. Comparison of galaxy spiral arm pitch angle measurements using manual and automated techniques. *MNRAS*, 493(3):3854–3865, April 2020.
- [39] E. P. Hubble. Extragalactic nebulae. *ApJ*, 64:321–369, December 1926.
- [40] Mark H. Jones, Robert J. A. Lambourne, and Stephen Serjeant. *An Introduction to Galaxies and Cosmology (2nd ed)*. Cambridge University Press/Open University, Cambridge, January 2015.
- [41] William H. Julian and Alar Toomre. Non-Axisymmetric Responses of Differentially Rotating Disks of Stars. *ApJ*, 146:810, December 1966.
- [42] Jr. Kennicutt, R. and P. Hodge. A comparison of measured spiral arm properties with model predictions. *ApJ*, 253:101–107, February 1982.
- [43] J. H. Knapen and J. E. Beckman. Global morphology and physical relations between the stars, gas and dust in the disc and arms of M100. *MNRAS*, 283(1):251–262, November 1996.
- [44] John Kormendy and Douglas Richstone. Inward Bound—The Search For Supermassive Black Holes In Galactic Nuclei. *ARA&A*, 33:581, January 1995.
- [45] C. C. Lin and Frank H. Shu. On the Spiral Structure of Disk Galaxies. *ApJ*, 140:646, August 1964.
- [46] C. C. Lin and Frank H. Shu. On the Spiral Structure of Disk Galaxies, II. Outline of a Theory of Density Waves. *Proceedings of the National Academy of Science*, 55(2):229–234, February 1966.
- [47] Bertil Lindblad. On the Dynamics of Stellar Systems (George Darwin Lecture). *MNRAS*, 108:214, January 1948.
- [48] Per Olof Lindblad. The development of spiral structure in a galaxy approached by numerical computations. *Stockholms Observatoriums Annaler*, 4:4, January 1960.

- [49] Timothy Lingard, Karen L. Masters, Coleman Krawczyk, Chris Lintott, Sandor Kruk, Brooke Simmons, William Keel, Robert C. Nichol, and Elisabeth Baeten. Galaxy zoo builder: Morphological dependence of spiral galaxy pitch angle. *MNRAS*, 504(3):3364–3374, July 2021.
- [50] Jon Loveday. The APM Bright Galaxy Catalogue. *MNRAS*, 278(4):1025–1048, February 1996.
- [51] John Magorrian, Scott Tremaine, Douglas Richstone, Ralf Bender, Gary Bower, Alan Dressler, S. M. Faber, Karl Gebhardt, Richard Green, Carl Grillmair, John Kormendy, and Tod Lauer. The Demography of Massive Dark Objects in Galaxy Centers. *AJ*, 115(6):2285–2305, June 1998.
- [52] Alessandro Marconi and Leslie K. Hunt. The Relation between Black Hole Mass, Bulge Mass, and Near-Infrared Luminosity. *ApJ*, 589(1):L21–L24, May 2003.
- [53] Federico Marinacci, Mark Vogelsberger, Rüdiger Pakmor, Paul Torrey, Volker Springel, Lars Hernquist, Dylan Nelson, Rainer Weinberger, Annalisa Pillepich, Jill Naiman, and Shy Genel. First results from the IllustrisTNG simulations: radio haloes and magnetic fields. *MNRAS*, 480(4):5113–5139, November 2018.
- [54] Karen L. Masters, Chris J. Lintott, Ross E. Hart, Sandor J. Kruk, Rebecca J. Smethurst, Kevin V. Casteels, William C. Keel, Brooke D. Simmons, Dennis O. Stancescu, Jean Tate, and Satoshi Tomi. Galaxy Zoo: unwinding the winding problem - observations of spiral bulge prominence and arm pitch angles suggest local spiral galaxies are winding. *MNRAS*, 487(2):1808–1820, August 2019.
- [55] Burçin Mutlu-Pakdil, Marc S. Seigar, Ian B. Hewitt, Patrick Treuhardt, Joel C. Berrier, and Lauren E. Koval. The Illustris simulation: supermassive black hole-galaxy connection beyond the bulge. *MNRAS*, 474(2):2594–2606, February 2018.
- [56] Jill P. Naiman, Annalisa Pillepich, Volker Springel, Enrico Ramirez-Ruiz, Paul Torrey, Mark Vogelsberger, Rüdiger Pakmor, Dylan Nelson, Federico Marinacci, Lars Hernquist, Rainer Weinberger, and Shy Genel. First results from the IllustrisTNG

- simulations: a tale of two elements - chemical evolution of magnesium and europium. *MNRAS*, 477(1):1206–1224, June 2018.
- [57] Dylan Nelson, Annalisa Pillepich, Volker Springel, Rainer Weinberger, Lars Hernquist, Rüdiger Pakmor, Shy Genel, Paul Torrey, Mark Vogelsberger, Guinevere Kauffmann, Federico Marinacci, and Jill Naiman. First results from the IllustrisTNG simulations: the galaxy colour bimodality. *MNRAS*, 475(1):624–647, March 2018.
- [58] Dylan Nelson, Annalisa Pillepich, Volker Springel, Rainer Weinberger, Lars Hernquist, Rüdiger Pakmor, Shy Genel, Paul Torrey, Mark Vogelsberger, Guinevere Kauffmann, Federico Marinacci, and Jill Naiman. First results from the IllustrisTNG simulations: the galaxy colour bimodality. *MNRAS*, 475(1):624–647, March 2018.
- [59] P. A. Patsis. The stellar dynamics of spiral arms in barred spiral galaxies. *MNRAS*, 369(1):L56–L60, June 2006.
- [60] Annalisa Pillepich, Dylan Nelson, Lars Hernquist, Volker Springel, Rüdiger Pakmor, Paul Torrey, Rainer Weinberger, Shy Genel, Jill P. Naiman, Federico Marinacci, and Mark Vogelsberger. First results from the IllustrisTNG simulations: the stellar mass content of groups and clusters of galaxies. *MNRAS*, 475(1):648–675, March 2018.
- [61] Annalisa Pillepich, Dylan Nelson, Volker Springel, Rüdiger Pakmor, Paul Torrey, Rainer Weinberger, Mark Vogelsberger, Federico Marinacci, Shy Genel, Arjen van der Wel, and Lars Hernquist. First results from the TNG50 simulation: the evolution of stellar and gaseous discs across cosmic time. *MNRAS*, 490(3):3196–3233, December 2019.
- [62] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, N. Bartolo, E. Battaner, R. Battye, K. Benabed, A. Benoît, A. Benoit-Lévy, J. P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, A. Bonaldi, L. Bonavera, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, M. Bucher, C. Burigana, R. C. Butler, E. Calabrese, J. F. Cardoso, A. Catalano, A. Challinor, A. Chamballu, R. R. Chary, H. C. Chiang, J. Chluba, P. R.

Christensen, S. Church, D. L. Clements, S. Colombi, L. P. L. Colombo, C. Combet, A. Coulais, B. P. Crill, A. Curto, F. Cuttaia, L. Danese, R. D. Davies, R. J. Davis, P. de Bernardis, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, F. X. Désert, E. Di Valentino, C. Dickinson, J. M. Diego, K. Dolag, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, J. Dunkley, X. Dupac, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, M. Farhang, J. Fergusson, F. Finelli, O. Forni, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, A. Frejsel, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, C. Gauthier, M. Gerbino, T. Ghosh, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, E. Giusarma, E. Gjerlow, J. González-Nuevo, K. M. Górski, S. Gratton, A. Gregorio, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, J. Hamann, F. K. Hansen, D. Hanson, D. L. Harrison, G. Helou, S. Henrot-Versillé, C. Hernández-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, M. Hobson, W. A. Holmes, A. Hornstrup, W. Hovest, Z. Huang, K. M. Huffenberger, G. Hurier, A. H. Jaffe, T. R. Jaffe, W. C. Jones, M. Juvela, E. Keihänen, R. Keskitalo, T. S. Kisner, R. Kneissl, J. Knoche, L. Knox, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, A. Lähteenmäki, J. M. Lamarre, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, J. P. Leahy, R. Leonardi, J. Lesgourgues, F. Levrier, A. Lewis, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Linden-Vornle, M. López-Caniego, P. M. Lubin, J. F. Macías-Pérez, G. Maggio, D. Maino, N. Mandolesi, A. Mangilli, A. Marchini, M. Maris, P. G. Martin, M. Martinelli, E. Martínez-González, S. Masi, S. Matarrese, P. McGehee, P. R. Meinhold, A. Melchiorri, J. B. Melin, L. Mendes, A. Mennella, M. Migliaccio, M. Millea, S. Mitra, M. A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, A. Moss, D. Munshi, J. A. Murphy, P. Naselsky, F. Nati, P. Natoli, C. B. Netterfield, H. U. Nørgaard-Nielsen, F. Noviello, D. Novikov, I. Novikov, C. A. Oxborrow, F. Paci, L. Pagano, F. Pajot, R. Paladini, D. Paoletti, B. Partridge, F. Pasian, G. Patanchon, T. J. Pearson, O. Perdereau, L. Perotto, F. Perrotta, V. Pettorino, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, D. Pietrobon, S. Plaszczynski, E. Pointecouteau, G. Polenta, L. Popa, G. W. Pratt, G. Prézeau, S. Prunet, J. L. Puget, J. P. Rachen, W. T. Reach, R. Rebolo, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, A. Renzi, I. Ristorcelli, G. Rocha, C. Rosset, M. Rossetti, G. Roudier, B. Rouillé d'Orfeuil, M. Rowan-Robinson, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, N. Said, V. Salvatelli, L. Salvati, M. Sandri, D. Santos,

- M. Savelainen, G. Savini, D. Scott, M. D. Seiffert, P. Serra, E. P. S. Shellard, L. D. Spencer, M. Spinelli, V. Stolyarov, R. Stompor, R. Sudiwala, R. Sunyaev, D. Sutton, A. S. Suur-Uski, J. F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, T. Trombetti, M. Tucci, J. Tuovinen, M. Türlér, G. Umama, L. Valenziano, J. Valiviita, F. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, L. A. Wade, B. D. Wandelt, I. K. Wehus, M. White, S. D. M. White, A. Wilkinson, D. Yvon, A. Zacchei, and A. Zonca. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *A&A*, 594:A13, September 2016.
- [63] A. Plat, S. Charlot, G. Bruzual, A. Feltre, A. Vidal-García, C. Morisset, J. Chevallard, and H. Todt. Constraints on the production and escape of ionizing radiation from the emission-line spectra of metal-poor star-forming galaxies. *MNRAS*, 490(1):978–1009, November 2019.
- [64] Hamed Pour-Imani, Daniel Kennefick, Julia Kennefick, Benjamin L. Davis, Douglas W. Shields, and Mohamed Shameer Abdeen. STRONG EVIDENCE FOR THE DENSITY-WAVE THEORY OF SPIRAL STRUCTURE IN DISK GALAXIES. *The Astrophysical Journal*, 827(1):L2, aug 2016.
- [65] Vicente Rodriguez-Gomez, Annalisa Pillepich, Laura V. Sales, Shy Genel, Mark Vogelsberger, Qirong Zhu, Sarah Wellons, Dylan Nelson, Paul Torrey, Volker Springel, Chung-Pei Ma, and Lars Hernquist. The stellar mass assembly of galaxies in the Illustris simulation: growth by mergers and the spatial distribution of accreted stars. *MNRAS*, 458(3):2371–2390, May 2016.
- [66] M. Romero-Gómez, E. Athanassoula, J. J. Masdemont, and C. García-Gómez. The formation of spiral arms and rings in barred galaxies. *A&A*, 472(1):63–75, September 2007.
- [67] M. Romero-Gómez, J. J. Masdemont, E. Athanassoula, and C. García-Gómez. The origin of  $rR_1$  ring structures in barred galaxies. *A&A*, 453(1):39–45, July 2006.
- [68] Yetli Rosas-Guevara, Silvia Bonoli, Massimo Dotti, David Izquierdo-Villalba, Alessandro Lupi, Tommaso Zana, Matteo Bonetti, Dylan Nelson, Volker Springel, Lars

- Hernquist, and Mark Vogelsberger. The evolution of the barred galaxy population in the TNG50 simulation. *arXiv e-prints*, page arXiv:2110.04537, October 2021.
- [69] H. Salo, E. Laurikainen, R. Buta, and J. H. Knapen. Bars do Drive Spiral Density Waves. *ApJ*, 715(1):L56–L61, May 2010.
- [70] P. Sánchez-Blázquez, R. F. Peletier, J. Jiménez-Vicente, N. Cardiel, A. J. Cenarro, J. Falcón-Barroso, J. Gorgas, S. Selam, and A. Vazdekis. Medium-resolution Isaac Newton Telescope library of empirical spectra. *MNRAS*, 371(2):703–718, September 2006.
- [71] Allan Sandage. *The Hubble Atlas of Galaxies*. 1961.
- [72] R. H. Sanders and J. M. Huntley. Gas response to oval distortions in disk galaxies. *ApJ*, 209:53–65, October 1976.
- [73] S. S. Savchenko and V. P. Reshetnikov. Pitch angle variations in spiral galaxies. *MNRAS*, 436(2):1074–1083, December 2013.
- [74] Peter Schneider. *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*. 2015.
- [75] Ralph Schönrich and James Binney. Origin and structure of the Galactic disc(s). *MNRAS*, 399(3):1145–1156, November 2009.
- [76] F. Schweizer. Photometric studies of spiral structure. I. The disks and arms of six Sb I and Sc I galaxies. *ApJS*, 31:313–332, July 1976.
- [77] M. S. Seigar, D. L. Block, I. Puerari, N. E. Chorney, and P. A. James. Dust-penetrated arm classes: insights from rising and falling rotation curves. *MNRAS*, 359(3):1065–1076, May 2005.
- [78] Marc S. Seigar, James S. Bullock, Aaron J. Barth, and Luis C. Ho. Constraining Dark Matter Halo Profiles and Galaxy Formation Models Using Spiral Arm Morphology. I. Method Outline. *ApJ*, 645(2):1012–1023, July 2006.

- [79] Marc S. Seigar, Daniel Kennefick, Julia Kennefick, and Claud H. S. Lacy. Discovery of a relationship between spiral arm morphology and supermassive black hole mass in disk galaxies. *The Astrophysical Journal*, 678(2):L93–L96, apr 2008.
- [80] J. A. Sellwood and R. G. Carlberg. Transient Spirals as Superposed Instabilities. *ApJ*, 785(2):137, April 2014.
- [81] J. A. Sellwood and Victor P. Debattista. Bar-halo friction in galaxies. II. metastability. *The Astrophysical Journal*, 639(2):868–878, mar 2006.
- [82] Kartik Sheth, Debra Meloy Elmegreen, Bruce G. Elmegreen, Peter Capak, Roberto G. Abraham, E. Athanassoula, Richard S. Ellis, Bahram Mobasher, Mara Salvato, Eva Schinnerer, Nicholas Z. Scoville, Lori Spalsbury, Linda Strubbe, Marcella Carollo, Michael Rich, and Andrew A. West. Evolution of the Bar Fraction in COSMOS: Quantifying the Assembly of the Hubble Sequence. *ApJ*, 675(2):1141–1155, March 2008.
- [83] Kartik Sheth, Michael Regan, Joannah L. Hinz, Armando Gil de Paz, Karín Menéndez-Delmestre, Juan-Carlos Muñoz-Mateos, Mark Seibert, Taehyun Kim, Eija Laurikainen, Heikki Salo, Dimitri A. Gadotti, Jarkko Laine, Trisha Mizusawa, Lee Armus, E. Athanassoula, Albert Bosma, Ronald J. Buta, Peter Capak, Thomas H. Jarrett, Debra M. Elmegreen, Bruce G. Elmegreen, Johan H. Knapen, Jin Koda, George Helou, Luis C. Ho, Barry F. Madore, Karen L. Masters, Bahram Mobasher, Patrick Ogle, Chien Y. Peng, Eva Schinnerer, Jason A. Surace, Dennis Zaritsky, Sébastien Comerón, Bonita de Swardt, Sharon E. Meidt, Mansi Kasliwal, and Manuel Aravena. The Spitzer Survey of Stellar Structure in Galaxies (S4G). *PASP*, 122(898):1397, December 2010.
- [84] Isaac Shlosman, Mitchell C. Begelman, and Julian Frank. The fuelling of active galactic nuclei. *Nature*, 345(6277):679–686, June 1990.
- [85] Frank H. Shu. Six Decades of Spiral Density Wave Theory. *ARA&A*, 54:667–724, September 2016.

- [86] Volker Springel, Rüdiger Pakmor, Annalisa Pillepich, Rainer Weinberger, Dylan Nelson, Lars Hernquist, Mark Vogelsberger, Shy Genel, Paul Torrey, Federico Marinacci, and Jill Naiman. First results from the IllustrisTNG simulations: matter and galaxy clustering. *MNRAS*, 475(1):676–698, March 2018.
- [87] Volker Springel, Rüdiger Pakmor, Annalisa Pillepich, Rainer Weinberger, Dylan Nelson, Lars Hernquist, Mark Vogelsberger, Shy Genel, Paul Torrey, Federico Marinacci, and Jill Naiman. First results from the IllustrisTNG simulations: matter and galaxy clustering. *MNRAS*, 475(1):676–698, March 2018.
- [88] Volker Springel, Simon D. M. White, Adrian Jenkins, Carlos S. Frenk, Naoki Yoshida, Liang Gao, Julio Navarro, Robert Thacker, Darren Croton, John Helly, John A. Peacock, Shaun Cole, Peter Thomas, Hugh Couchman, August Evrard, Jörg Colberg, and Frazer Pearce. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, 435(7042):629–636, June 2005.
- [89] James E. Taylor. Dark matter halos from the inside out. *Advances in Astronomy*, 2011:1–17, 2011.
- [90] The GRAVITY Collaboration, Abuter, R., Amorim, A., Bauböck, M., Berger, J. P., Bonnet, H., Brandner, W., Clénet, Y., Coudé du Foresto, V., de Zeeuw, P. T., Dexter, J., Duvert, G., Eckart, A., Eisenhauer, F., Förster Schreiber, N. M., Garcia, P., Gao, F., Gendron, E., Genzel, R., Gerhard, O., Gillessen, S., Habibi, M., Haubois, X., Henning, T., Hippler, S., Horrobin, M., Jiménez-Rosales, A., Jocou, L., Kervella, P., Lacour, S., Lapeyrère, V., Le Bouquin, J.-B., Léna, P., Ott, T., Paumard, T., Perraut, K., Perrin, G., Pfuhl, O., Rabien, S., Rodriguez Coira, G., Rousset, G., Scheithauer, S., Sternberg, A., Straub, O., Straubmeier, C., Sturm, E., Tacconi, L. J., Vincent, F., von Fellenberg, S., Waisberg, I., Widmann, F., Wieprecht, E., Wierzorrek, E., Woillez, J., and Yazici, S. A geometric distance measurement to the galactic center black hole with 0.3% uncertainty. *A&A*, 625:L10, 2019.



- [91] Valenti, E., Zoccali, M., Gonzalez, O. A., Minniti, D., Alonso-García, J., Marchetti, E., Hempel, M., Renzini, A., and Rejkuba, M. Stellar density profile and mass of the milky way bulge from vvv data. *A&A*, 587:L6, 2016.
- [92] M. Vogelsberger, S. Genel, V. Springel, P. Torrey, D. Sijacki, D. Xu, G. Snyder, S. Bird, D. Nelson, and L. Hernquist. Properties of galaxies reproduced by a hydrodynamic simulation. *Nature*, 509(7499):177–182, May 2014.
- [93] N. Voglis, P. Tsoutsis, and C. Efthymiopoulos. Invariant manifolds, phase correlations of chaotic orbits and the spiral structure of galaxies. *MNRAS*, 373(1):280–294, November 2006.
- [94] M. D. Weinberg. Evolution of barred galaxies by dynamical friction. *MNRAS*, 213:451–471, March 1985.
- [95] Kyle W. Willett, Chris J. Lintott, Steven P. Bamford, Karen L. Masters, Brooke D. Simmons, Kevin R. V. Casteels, Edward M. Edmondson, Lucy F. Fortson, Sugata Kaviraj, William C. Keel, Thomas Melvin, Robert C. Nichol, M. Jordan Raddick, Kevin Schawinski, Robert J. Simpson, Ramin A. Skibba, Arfon M. Smith, and Daniel Thomas. Galaxy Zoo 2: detailed morphological classifications for 304 122 galaxies from the Sloan Digital Sky Survey. *MNRAS*, 435(4):2835–2860, November 2013.
- [96] M. Yoshizawa and K. Wakamatsu. On the Relative Importance of the Bulge to the Disk of Spiral and SO Galaxies. *A&A*, 44:363, November 1975.