

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS



TESIS DOCTORAL

**Las relaciones de la formación estelar en galaxias luminosas
en el infrarrojo**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

María Sánchez García

Directores

Santiago García Burillo
Miguel Pereira Santaella

Madrid

© María Sánchez García, 2022

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física de la Tierra y Astrofísica



TESIS DOCTORAL

**Las relaciones de la formación estelar en galaxias
luminosas en el infrarrojo**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADO POR

María Sánchez García

Directores

Santiago García Burillo

Miguel Pereira Santaella

© María Sánchez García, 2021

Las relaciones de la formación estelar en galaxias luminosas en el infrarrojo

María Sánchez García

CENTRO DE ASTROBIOLOGÍA

(CSIC/INTA)

OBSERVATORIO ASTRONÓMICO NACIONAL

(OAN-IGN)

2 de diciembre de 2021

*A mi familia,
que siempre ha estado ahí.*

Agradecimientos

Quiero agradecer a todas las personas que me han apoyado durante este tiempo y que han hecho posible la realización de esta tesis. En primer lugar, quería dar las gracias a mis directores de tesis, Santiago García Burillo y Miguel Pereira Santaella, por haber confiado en mi, así como por todo el interés mostrado y dedicación durante toda esta etapa. También me gustaría agradecer la ayuda y consejos recibidos de todas las personas que han colaborado conmigo (en especial, Luis Colina, Santiago Arribas, Almudena Alonso Herrero, Antonio Usero, Asunción Fuente, Enrica Bellocchi y Álvaro Labiano).

Durante este tiempo en el Observatorio Astronómico Nacional y el Centro de Astrobiología, he conocido a muchas personas que han estado dispuestas a echar una mano con lo que sea, siempre con una sonrisa, y se lo agradezco (entre ellas, María Sánchez, Pablo Rivière, Rebeca Soria, Mario Tafalla, Miguel Querejeta, Jesús Martín Pintado, Álvaro Hacar y Juan Luis Verbena). A mis compañeros de despacho, Axel y David, gracias por hacer más amena esta etapa. Gracias a Camilo y a las demás personas que he tenido el placer de conocer en los congresos y escuelas, que han convertido estas experiencias en buenos recuerdos.

En este tiempo he tenido la oportunidad de ir a Oxford de estancia de la que guardo buenos momentos. En particular, me gustaría agradecer a Ian Heywood y Boon Kok Tan por aquellas conversaciones que tuvimos en los *pubs* de la ciudad. También a Paul y a los amigos que hice allí (Sergio, Javi, Bea y Marius).

Aparte de la gente que he conocido en estos últimos cuatro años, me gustaría agradecer a mis amigos de Mora (incluyendo a Marife y Araceli) que me han apoyado y han seguido de cerca todo lo que he hecho a lo largo de mi vida, al igual que han hecho las amigas que hice en la residencia universitaria Presentación de María: Cris, Andrea, Elena, Eva, y en especial a Ana, que siempre la recordaré. Gracias a mi amiga del alma, Zuriñe, por estar a mi lado en todo momento y a sus amigos, Alberto y Fer, por mostrarme diferentes perspectivas de la vida. También a los amigos que conocí en la Facultad de Ciencias Físicas, y en especial a Elena, Rodri y Jorge y, además, a Vini, por apoyarme desde el primer momento. Gracias a mis profesores de la facultad que me han guiado y apoyado en todo momento, principalmente a Elena Navarro, Juan Pedro García Villaluenga, Ángel Gómez Nicola, y en especial a Elisa de Castro, y a mi supervisora del trabajo de fin de

máster, Mercedes Mollá.

Quiero dar las gracias a mi familia: a mi madre, Carmen, a mi padre, Miguel y a mi hermano, Roberto. Gracias por vuestro apoyo incondicional.

Por último, pero no menos importante, esta tesis se ha podido realizar gracias al apoyo económico de los proyectos ESP2017-83197-P y PID2019-106280GB-100, y al contrato predoctoral de Formación de Personal Investigador BES-2016-078922.

Abstract

Star formation takes place inside dense and cold clouds composed mainly of molecular gas and known as giant molecular clouds. Its study in galaxies is currently of great interest since we still do not understand the detailed physical mechanisms that drive the formation of stars. Progress in this area is key to understanding how galaxies form and evolve.

The first studies of star formation found that the relation between the molecular gas traced by the CO molecule and the rate at which stars form remained constant across different populations of galaxies. More recent studies, however, cast doubt on the existence of a “universal” or “unimodal” relation valid at all spatial scales. In addition, the use of alternative tracers of molecular gas, such as HCN and HCO⁺, reveals stronger relations between the gas and the star formation rate than those found using CO. Also, observations carried out at smaller spatial scales show that differences in the gas properties depending on the internal structure of the galaxies (center, bar, disk) are correlated with variations in the star-formation efficiency. These recent studies suggest that the dynamical environment of the clouds in galaxies could determine the efficiency of star formation, a result that supports turbulent models.

With the aim of improving our understanding of the star formation process in galaxies, in this thesis we have obtained observations of a sample of galaxies characterized by their high infrared luminosities. These are the so-called luminous infrared galaxies (LIRGs). We began by studying the nearby Seyfert 2 barred galaxy NGC 1068, which combines an active galactic nucleus (AGN) and a ring-like starburst. We then focused on a sample of 16 local LIRGs that feature different morphologies: from isolated objects to mergers. Throughout this work we have studied each galaxy using interferometric observations at high angular resolution of different molecular lines at millimeter wavelengths. In addition, we have complemented these observations with images of the Pa α line emission in the near infrared.

Our work focuses mainly on the study of the star formation laws, covering a wide range of molecular gas densities. To carry out this study, we have performed the necessary observations and analysis to obtain the physical quantities with which determine the gas properties and the rate of recent star formation. From the study of the star formation

relations in NGC 1068, we determine a critical spatial scale below which there is no correlation between the gas and the star formation rate. At higher scales, however, the correlation is recovered. In the sample of LIRGs, we find that some of the objects present a dual behavior in the star-formation relation at ~ 90 pc scales. As the spatial scales increase, the duality disappears and the correlation tends to a unimodal law.

An alternative prescription of the star formation relations correlates the star formation efficiency with the boundedness of the gas. This prescription, together with similar ones based on physical quantities such as the velocity dispersion and the dense gas fraction, shows the importance of the dynamical environment of the gas when it comes to forming stars. In the case of NGC 1068, we find that the bar–ring interface region boosts star formation in this region. At longer distances from this region, the star formation decreases in the ring. For the sample of LIRGs, we find that the central regions of the galaxies with a dual behavior are more efficient with increasing velocity dispersion and boundedness of the gas, in contrast with the more external regions of these galaxies. These results suggest that galactic dynamics plays an important role in the efficiency of converting the gas into stars. Our work, therefore, shows that threshold models of star formation are not able to explain the spatially resolved star formation relations that we have obtained for the galaxies in this study

Resumen

La formación estelar tiene lugar en el interior de densas y frías nubes compuestas principalmente de gas molecular, denominadas nubes moleculares gigantes. Su estudio en galaxias es en la actualidad objeto de gran interés, pues seguimos sin comprender en detalle cuáles son los mecanismos físicos que impulsan la formación de estrellas. Profundizar en este estudio es primordial para entender cómo se forman y evolucionan las galaxias.

Los primeros estudios sobre la formación estelar en galaxias encontraron que la relación entre el gas molecular trazado por la molécula de CO y el ritmo al que se forman las estrellas se mantenía constante a lo largo de diferentes poblaciones de galaxias. Estudios más recientes, sin embargo, ponen en duda la existencia de una relación “universal” o “unimodal” válida a todas las escalas espaciales. Sin embargo, el uso de trazadores alternativos del gas molecular, como el HCN y el HCO⁺, revela relaciones entre el gas y la tasa de formación estelar más fuertes que las que se obtienen usando CO. Por otro lado, observaciones realizadas a escalas espaciales más pequeñas muestran que diferencias en las propiedades del gas dependiendo de la estructura interna de las galaxias (centro, barra, disco) están relacionadas con variaciones en la eficiencia de la formación de estrellas. Estos estudios recientes sugieren que el entorno dinámico de las nubes en las galaxias puede determinar la eficiencia de la formación estelar, resultado que apoya a los modelos turbulentos de formación estelar.

Con el objetivo de comprender el proceso de la formación estelar en galaxias, en esta tesis hemos obtenido observaciones de varias galaxias caracterizadas por sus altas luminosidades infrarrojas. Estas galaxias son las denominadas galaxias luminosas en el infrarrojo (LIRGs). Comenzamos estudiando la cercana galaxia barrada Seyfert 2 NGC 1068, que se caracteriza por tener un núcleo activo (AGN) y brotes intensos de formación estelar dispuestos en su anillo. Después nos centramos en una muestra de 16 LIRGs locales que engloban diferentes morfologías: desde objetos aislados hasta objetos formados a partir de fusiones de galaxias. En todo el trabajo hemos estudiado cada galaxia usando observaciones interferométricas a gran resolución angular de diferentes líneas moleculares en el rango de longitud de onda milimétrica. Además, hemos complementado estas observaciones con imágenes de la emisión de la línea Pa α en el infrarrojo cercano.

Nuestro trabajo ha estado enfocado principalmente al estudio de las leyes de la formación estelar, cubriendo un amplio rango de densidades del gas molecular. Para realizar este estudio, hemos llevado a cabo las observaciones y el análisis necesario para obtener las cantidades físicas con las que determinar las propiedades del gas y la tasa de formación de estrellas jóvenes. A partir del estudio de las relaciones de formación estelar, observamos la existencia de una cierta escala espacial crítica en NGC 1068, por debajo de la cual no se encuentra una correlación entre el gas y la tasa de formación estelar. A escalas mayores, sin embargo, se recupera la correlación. En la muestra de LIRGs encontramos que en algunos objetos de la muestra existe un comportamiento dual en la relación de formación estelar a escalas de ~ 90 pc. A medida que las escalas espaciales van aumentando, esta dualidad desaparece y la correlación tiende a una ley unimodal.

Una prescripción alternativa de las relaciones de formación estelar es la que relaciona la eficiencia de la formación estelar con la autogravedad del gas. Esta prescripción, junto con otras basadas en cantidades físicas como la dispersión de velocidad y la fracción de gas denso, muestra la importancia del entorno dinámico del gas a la hora de formar estrellas. En el caso de NGC 1068, observamos que la interfaz barra–anillo potencia la formación estelar en esa zona. A distancias cada vez mayores de dicha región, la formación de estrellas disminuye en el anillo. En el caso de la muestra de LIRGs encontramos que las regiones centrales de las galaxias con comportamiento dual son más eficientes con el aumento de la dispersión de velocidad y la autogravedad del gas, en comparación con las regiones más externas de estas galaxias. Estos resultados sugieren que la dinámica galáctica desempeña un papel clave en la eficiencia de la conversión del gas a estrellas. Nuestro trabajo, por tanto, indica que los modelos de formación estelar de umbral de densidad no son capaces de explicar las relaciones de formación estelar espacialmente resueltas como las que hemos obtenido para las galaxias de este estudio.

Índice general

Agradecimientos	VII
Abstract	IX
Resumen	XI
Lista de acrónimos	XXIII
1. Introducción	1
1.1. Estudio de la formación estelar	1
1.1.1. Gas molecular	1
1.1.1.1. La molécula de H ₂	2
1.1.1.2. La molécula de CO	3
1.1.1.3. El gas molecular denso	5
1.1.2. Tasa de formación estelar	7
1.1.2.1. Emisión ultravioleta (UV)	8
1.1.2.2. Emisión infrarroja (IR)	9
1.1.2.3. Líneas de recombinación	10
1.1.2.4. Trazadores mixtos o híbridos	11
1.1.3. Relaciones de formación estelar observadas	11
1.1.3.1. Ley de formación estelar global	11
1.1.3.2. Ley de formación estelar resuelta espacialmente	13
1.1.3.3. Ley de formación estelar resuelta espacialmente a partir del gas denso	15
1.2. Galaxias luminosas en el infrarrojo (LIRGs)	17
1.2.1. Descubrimiento y clasificación	17
1.2.2. Interacciones galácticas	20
1.2.3. Actividad nuclear	21
1.3. Motivación de la tesis	24
2. NGC 1068 y muestra de LIRGs, observaciones y metodología	27
2.1. Descripción de los objetos de estudio	27
2.1.1. NGC 1068	27
2.1.2. Muestra de LIRGs locales	29
2.1.2.1. Estimación de la inclinación	31
2.2. Observaciones interferométricas y análisis	32
2.2.1. Reducción de datos de ALMA de NGC 1068	32
2.2.1.1. Mapas de HCN(1–0) y HCO ⁺ (1–0)	33

2.2.1.2.	Distribución de la emisión de gas molecular denso en NGC 1068 a partir de los datos de ALMA	36
2.2.1.3.	Factor de conversión: mapas de densidad superficial de gas molecular denso	38
2.2.2.	Datos previos de ALMA y PdBI de NGC 1068	39
2.2.2.1.	Datos de ALMA	39
2.2.2.2.	Datos de PdBI	40
2.2.2.3.	Factor de conversión: mapa de la densidad superficial del gas molecular	42
2.2.3.	Reducción de datos de ALMA de la muestra de LIRGs	42
2.2.3.1.	Mapas de CO(2–1)	44
2.2.3.2.	Factor de conversión del CO(2–1): mapas del gas molecular	45
2.3.	Observaciones del HST/NICMOS y análisis	47
2.3.1.	Observaciones del HST/NICMOS y análisis en NGC 1068	48
2.3.1.1.	Reducción de los datos del HST/NICMOS	48
2.3.1.2.	Imágen del HST/NICMOS	48
2.3.1.3.	Conversión del mapa de Pa α a SFR	50
2.3.1.4.	Análisis de la extinción de Pa α	51
2.3.2.	Observaciones del HST/NICMOS y análisis de la muestra de LIRGs	52
2.3.2.1.	Reducción de los datos del HST/NICMOS	53
2.3.2.2.	Imágenes del HST/NICMOS	53
2.3.2.3.	Conversión del mapa de Pa α a SFR	55
2.3.2.4.	Corrección de la extinción	58
2.4.	Regiones de la muestra de LIRGs	59
2.4.1.	Regiones de CO(2–1)	60
2.4.1.1.	Incertidumbres del flujo integrado de CO(2–1)	61
2.4.2.	Regiones de Pa α	62
2.4.2.1.	Incertidumbres del flujo integrado de Pa α	63
3.	Relaciones de la formación estelar espacialmente resueltas del gas molecular denso en NGC 1068	65
3.1.	Relaciones de formación estelar en NGC 1068	65
3.1.1.	La ley de Kennicutt-Schmidt en NGC 1068	65
3.1.2.	La ley de Kennicutt-Schmidt en NGC 1068 en contexto	70
3.1.3.	Dependencia del entorno en la eficiencia de la formación estelar del gas denso.	72
3.2.	Eficiencia de la formación estelar y fracción de gas denso	74
3.2.1.	Tendencias en función de la autogravedad (<i>boundedness</i>) del gas	75
3.2.2.	Tendencias en función de la fracción de gas denso	79
3.2.3.	Tendencias en función de la densidad superficial de la masa estelar	82
3.2.4.	Tendencias en función de la dispersión de velocidad del gas	84
3.2.5.	Relación entre la tasa de formación estelar y la fracción de gas denso	87
3.3.	Un escenario para la formación estelar en el anillo SB	88
4.	Relaciones de formación estelar espacialmente resueltas en la muestra de LIRGs locales	91
4.1.	Relaciones de formación estelar en la muestra de LIRGs	91
4.1.1.	La ley de Kennicutt-Schmidt para galaxias individuales	91

4.1.2. La ley de Kennicutt-Schmidt a través de la muestra	93
4.1.3. Distribución radial de los dos regímenes	94
4.2. Eficiencia de la formación estelar	95
4.2.1. Tendencias en función de la autogravedad del gas	95
4.2.2. Tendencias en función de la dispersión de velocidad del gas	97
5. Resumen y conclusiones finales	101
A. Material extra del capítulo 2	105
A.1. Estimación de la inclinación de la muestra	105
A.2. Mapas de CO(2-1) de la muestra	110
A.3. Mapas de CO(2-1) a diferentes resoluciones de la muestra de LIRGs	118
A.4. Imágenes obtenidas por el HST de la muestra de LIRGs	123
A.5. Posición de la línea de Pa α en los filtros estrechos de la muestra de LIRGs	127
A.6. Regiones de CO(2-1) y Pa α de la muestra de LIRGs	132
B. Material extra del capítulo 3	139
B.1. Formulación alternativa del promedio ponderado por la intensidad del parámetro b en NGC 1068	139
C. Material extra del capítulo 4	141
C.1. La relación de la formación estelar en la muestra de LIRGs	141
D. Publicaciones	149
Bibliografía	151

Índice de figuras

1.1. Niveles vibracionales y rotacionales de H_2	3
1.2. Niveles rotacionales de CO	4
1.3. Subestructura de una nube molecular gigante	6
1.4. Niveles rotacionales de HCN y HCO^+	7
1.5. Ley de Kennicutt-Schmidt global	13
1.6. Dualidad en la ley de Kennicutt-Schmidt	14
1.7. Relación entre el gas denso y la emisión infrarroja.	16
1.8. Bimodalidad en la relación de formación estelar	17
1.9. Eficiencia de formación de estrellas del gas denso frente a la fracción del gas denso	18
1.10. Eficiencia de formación de estrellas del gas denso frente a la dispersión de velocidad local del HCN(1-0)	19
1.11. Distribución de interacciones galácticas en una muestra de LIRGs	21
1.12. Espectro óptico de los diferentes tipos de galaxias infrarrojas	22
1.13. Distribución de la actividad nuclear en una muestra de (U)LIRGs	23
2.1. Imagen de NGC 1068	28
2.2. Estimación de la inclinación de ESO320-G030	32
2.3. Estudio de la pérdida de flujo de la línea de HCN(1-0) en NGC 1068	34
2.4. Comparación de espectros de HCN(1-0) en NGC 1068	35
2.5. Mapas de HCN(1-0) y $HCO^+(1-0)$ de NGC 1068	36
2.6. Razón de la temperatura de brillo HCN(1-0)/ $HCO^+(1-0)$ en NGC 1068	38
2.7. Estudio de la pérdida de flujo de la línea de CO(1-0) en NGC 1068	40
2.8. Comparación de espectros de CO(1-0) en NGC 1068	41
2.9. Mapas de los momentos de CO(2-1) de ESO320-G030	46
2.10. Mapas del momento 0 de CO(2-1) a las diferentes resoluciones espaciales de ESO320-G030	47
2.11. Mapa de la línea de recombinación $P\alpha$ de NGC 068	49
2.12. Superposición de trazadores en NGC 1068	50
2.13. Mapa de $P\alpha$ para estudiar la extinción en NGC 1068	52
2.14. Imágenes de $P\alpha$ y de los filtros de banda ancha de ESO320-G030	53
2.15. Posiciones de las longitudes de onda de $P\alpha$ de ESO320-G030 en los filtros estrechos	56
2.16. Relación entre la densidad de columna y la extinción	60
2.17. Regiones consideradas de la galaxia ESO320-G030	61
2.18. Variación de la desviación estándar en un canal con el tamaño de la región	62
3.1. Relaciones de formación estelar a diferentes resoluciones en NGC 1068	66

3.2.	Coeficientes de correlación de las relaciones de formación estelar en NGC 1068	68
3.3.	Índices de la ley de potencia de las relaciones de formación estelar en NGC 1068	69
3.4.	Relaciones de formación estelar a partir de HCN(1–0) de NGC 1068 y trabajos previos	71
3.5.	Dependencia del entorno dinámico a partir de HCN(1–0) en NGC 1068	72
3.6.	Dependencia del entorno dinámico a partir de HCO ⁺ (1–0) en NGC 1068	74
3.7.	Tiempo de depleción del gas molecular denso frente a la autogravedad del gas en NGC 1068	76
3.8.	Mapas del tiempo de depleción del gas denso y autogravedad del gas de NGC 1068	77
3.9.	Mapa de la razón HCN(1–0)/CO(1–0) de NGC 1068	80
3.10.	Mapa de la razón CO(3–2)/CO(1–0) de NGC 1068	80
3.11.	Eficiencia de formación estelar del gas denso frente a la fracción de gas denso en NGC 1068	81
3.12.	Superposición del mapa de HCN(1–0) de ALMA sobre la imagen de HST/NICMOS F190N en NGC 1068	83
3.13.	Eficiencia de formación estelar del gas denso frente a la densidad superficial de la masa estelar en NGC 1068	84
3.14.	Fracción de gas denso frente a la densidad superficial de la masa estelar en NGC 1068	84
3.15.	Fracción de gas denso frente a la dispersión de velocidad en NGC 1068	85
3.16.	Comparación de los datos de NGC 1068 con el modelo de Meidt et al. 2020	86
3.17.	Fracción de gas denso frente a la dispersión de velocidad en NGC 1068	87
3.18.	Densidad superficial de la tasa de formación estelar en función de la fracción de gas denso en NGC 1068	88
3.19.	Mapa de la velocidad de dispersión de NGC 1068	89
4.1.	Relación de formación estelar y localización de las regiones en NGC 7130	92
4.2.	La relación de la formación estelar a través de la muestra de LIRGs	95
4.3.	Relación de la formación estelar a diferentes resoluciones espaciales en la muestra de LIRGs	96
4.4.	Influencia de la corrección de la extinción en las relaciones de la formación estelar en la muestra de LIRGs.	97
4.5.	Distribución acumulativa de la masa molecular en las galaxias duales en función de la distancia radial	98
4.6.	Tiempo de depleción del gas molecular frío frente a la autogravedad en la muestra de LIRGs	99
4.7.	Eficiencia de formación estelar del gas molecular en función de la dispersión de la velocidad del gas en la muestra de LIRGs	100
A.1.	Estimación de la inclinación de la muestra de LIRGs	105
A.2.	Mapas de los momentos de la línea de CO(2–1) de la muestra de LIRGs	110
A.3.	Mapas del momento 0 de la línea de CO(2–1) a las diferentes resoluciones espaciales de la muestra de LIRGs	118
A.4.	Imágenes de Pa α y de los filtros de banda ancha de la muestra de LIRGs	123
A.5.	Posiciones de las longitudes de onda de Pa α de la muestra de LIRGs en los filtros estrechos	127

A.6. Regiones consideradas de las galaxias de la muestra	132
B.1. Versión alternativa del tiempo de depleción del gas molecular denso en función de la utogravedad del gas en NGC 1068	139
C.1. Relaciones de formación estelar y localización de las regiones de las gala- xias de la muestra	141
C.2. Relación de formación estelar y localización de las regiones en NGC 7130 .	147

Índice de tablas

1.1. Definiciones adoptadas de luminosidad infrarroja y galaxias luminosas en el infrarrojo	19
2.1. Propiedades de NGC 1068	29
2.2. Muestra de LIRGs locales	30
2.3. Observaciones de la línea de CO(2-1) de la muestra	43
2.4. Razones de líneas observadas y parámetros de extinción derivados para ciertas posiciones en el anillo SB de NGC 1068	52
2.5. Velocidades, longitudes de onda y factores de conversión de la línea de Pa α de la muestra de LIRGs	57
3.1. Parámetros de correlación obtenidos para las leyes de KS derivadas para diferentes trazadores y escalas espaciales utilizados en NGC 1068.	67
3.2. Trabajos publicados sobre las relaciones de la formación estelar a partir del gas denso	71
3.3. Coeficientes de correlación de Spearman para varias relaciones de escala en NGC 1068.	75
4.1. Parámetros estadísticos de las galaxias duales.	93
4.2. Parámetros estadísticos de las galaxias no duales.	94
4.3. Coeficientes de correlación de Spearman para las relaciones de escala utilizadas en la muestra de LIRGs	98

Lista de acrónimos

2MASS	<i>Two Micron All Sky Survey</i>
AGN	<i>Active Galactic Nucleus</i>
ALMA	<i>Atacama Large Millimeter/submillimeter Array</i>
APOD	<i>Astronomy Picture of the Day</i>
BCD	<i>Basic Calibrated Data</i>
BIMA	<i>Berkeley-Illinois-Maryland-Association</i>
BLR	<i>Broad-line Region</i>
CND	<i>Circumnuclear Disk</i>
FIR	<i>Far Infrared</i>
FoV	<i>Field of View</i>
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i>
GILDAS	<i>Grenoble Image and Line Data Analysis System</i>
GMC	<i>Giant Molecular Cloud</i>
HLA	<i>Hubble Legacy Archive</i>
HST	<i>Hubble Space Telescope</i>
HyLIRG	<i>Hyperluminous Infrared Galaxy</i>
ILR	<i>Inner Lindblad Resonance</i>
IMF	<i>Initial Mass Function</i>
IR	<i>Infrared</i>
IRAM	<i>Instituto de Radioastronomía Milimétrica</i>
IRAS	<i>Infrared Astronomical Satellite</i>
LAS	<i>Largest Angular Scale</i>
LINER	<i>Low-Ionization Nuclear Emission-line Regions</i>
LIRG	<i>Luminous Infrared Galaxy</i>
MAD	<i>Mean Absolute Deviation</i>
MIR	<i>Mid-Infrared</i>
NED	<i>NASA/IPAC Extragalactic Database</i>
NIC2	<i>Near Infrared Camera 2</i>
NIC3	<i>Near Infrared Camera 3</i>
NICMOS	<i>Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer</i>
NIR	<i>Near Infrared</i>
NLR	<i>Narrow-Line Region</i>

ODR	<i>Orthogonal Distance Regression</i>
PAH	<i>Polycyclic Aromatic Hydrocarbon</i>
PdBI	<i>Plateau de Bure Interferometer</i>
PDR	<i>Photon-Dominated Region / Photodissociation Region</i>
PSF	<i>Point Spread Function</i>
SB	<i>Starburst</i>
SSC	<i>Super Star Cluster</i>
SFE	<i>Star Formation Efficiency</i>
SFG	<i>Star Forming Galaxies</i>
SFR	<i>Star Formation Rate</i>
SHA	<i>Spitzer Heritage Archive</i>
SIMBAD	<i>Set of Identifications, Measurements and Bibliography for Astronomical Data</i>
SINFONI	<i>Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared</i>
SMG	<i>Submillimeter Galaxy</i>
ULIRG	<i>UltraLuminous Infrared Galaxy</i>
UV	<i>Ultraviolet</i>
VLT	<i>Very Large Telescope</i>

Capítulo 1

Introducción

Este capítulo pretende poner en contexto esta tesis, un estudio detallado de la formación estelar en galaxias luminosas en el infrarrojo que se encuentran en el universo local. Comenzamos presentando una breve introducción sobre el estudio de la formación estelar en galaxias. En la segunda parte de este capítulo describimos las galaxias luminosas en el infrarrojo (LIRGs del inglés *Luminous infrared galaxies*) y para terminar, presentamos los objetivos de este trabajo.

1.1. Estudio de la formación estelar

1.1.1. Gas molecular

Las moléculas nos proporcionan, a través de sus líneas de emisión y absorción, información sobre las condiciones físicas del medio interestelar. El medio molecular se encuentra principalmente en forma de acumulaciones denominadas *nubes moleculares gigantes* (GMCs del inglés *Giant molecular clouds*) en las galaxias. Estas regiones de gas molecular son estructuras densas con valores de 10^2 a 10^6 partículas por centímetro cúbico e inhomogéneas con un tamaño variable de entre ~ 10 –150 pc (por ejemplo, [Solomon & Rivolo 1987](#)), con una masa mayor de $10^4 M_{\odot}$ y temperatura cinética (T_K) de 10 a 40 K ([Solomon et al. 1979](#); [Solomon & Sanders 1980](#)). Las nubes moleculares son especialmente importantes porque la formación estelar ocurre dentro de ellas ([Myers et al. 1986](#); [Scoville & Good 1989](#); [Lada & Lada 2003](#); [Draine 2011](#)). Por ello, para tener información sobre el proceso de la formación estelar, estudiamos la emisión de las moléculas contenidas en ellas ([Dyson & Williams 1980](#); [Tielens 2005](#); [Lequeux 2005](#)).

1.1.1.1. La molécula de H₂

La molécula más abundante del medio interestelar es el hidrógeno molecular (H₂). Sin embargo, esta molécula al ser homonuclear y simétrica, carece de momento dipolar eléctrico y no tiene transiciones dipolares ($\Delta J = \pm 1$) permitidas. Las únicas transiciones rotacionales puras del H₂ son las transiciones cuadrupolares ($\Delta J = 0$, rama Q y $\Delta J = \pm 2$, rama O y S). Todo esto implica que H₂ tiene dos estados independientes, uno con J impar (orto-H₂) y otro con J par (para-H₂). Además, la baja probabilidad de transición (coeficiente A de Einstein) de las transiciones cuadrupolares da lugar a densidades críticas relativamente bajas ($n_{crit} \approx 10^3 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$) para las transiciones rotacionales.

Otro inconveniente de esta molécula es que las energías de los niveles rotacionales son muy elevadas; para el estado para-H₂ con J = 2, la energía rotacional es $E(J = 2)/k = 526 \text{ K}$ y para el estado orto-H₂ con J = 3, es $E(J = 3)/k = 105 \text{ K}$, donde k es la constante de Boltzmann. Las frecuencias de estas transiciones caen en el rango espectral del infrarrojo medio (MIR del inglés *Mid-infrared*), dificultando su observación desde tierra debido a la absorción producida por la atmósfera. A partir de la llegada de los telescopios espaciales (ejemplo, *Spitzer*) pudo facilitarse su detección (por ejemplo, [Roussel et al. 2007](#); [Hewitt et al. 2009](#)). La Figura 1.1 representa los niveles vibracionales y rotacionales más bajos de la molécula de H₂, y sus transiciones.

La razón por la que se requieren energías tan altas para excitar la molécula de H₂ es su pequeño momento de inercia ($I_{H_2} = 4.7 \times 10^{-41} \text{ g cm}^2$). Esto hace que los niveles rotacionales de H₂ estén muy espaciados en comparación con los niveles de otras moléculas diatómicas como por ejemplo CO, O₂ o N₂ ($I \approx 10^{-39} \text{ g cm}^2$)¹. Las temperaturas en éstos niveles son mucho mayores que las temperaturas de las GMCs. Esto hace que en el gas molecular frío ($T < 100 \text{ K}$) la mayor parte de H₂ se encuentre en el estado fundamental y no hay líneas de emisión de H₂ producidas. Solo en entornos muy calientes, $300 \text{ K} < T < 1000 \text{ K}$, (por ejemplo, emisión producida por un núcleo activo (AGN del inglés *Active Galactic Nucleus*), choques y/o en las partes externas de las regiones dominadas por fotodisociación (PDRs, *Photon Dominated Regions*) es posible observar directamente la emisión de las transiciones rotacionales puras y vibro-rotacionales de la molécula de H₂ (ejemplo, [Draine et al. 1983](#); [Tielens et al. 1993](#); [Higdon et al. 2006](#)). Así pues, para estudiar las GMCs se utilizan observaciones de otras moléculas que tengan momento dipolar permanente y que puedan observarse con mayor facilidad que el H₂.

¹El momento de inercia se define como $I = \sum m_i r_i^2$, donde m_i es la masa del átomo i y r_i es la distancia desde el átomo i al centro de masas.

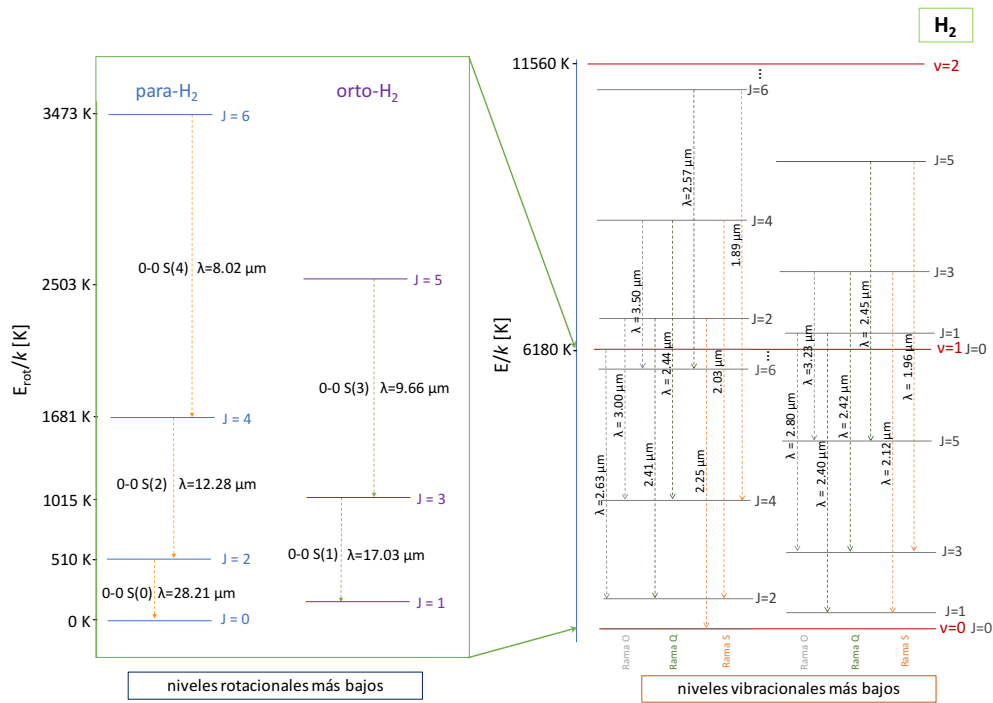


Figura 1.1. Representación de los niveles vibracionales y rotacionales más bajos de la molécula de H₂, con sus transiciones. La energía de los niveles se da en kelvin (K), la longitud de onda en μm de cada transición y aparece el nombre de la línea (en las transiciones rotacionales).

1.1.1.2. La molécula de CO

El gas molecular no está compuesto únicamente de H₂, sino que también contiene elementos más pesados. Los más abundantes son el oxígeno y el carbono, que se combinan para formar CO bajo las condiciones que prevalecen en las nubes moleculares. Esto hace que la segunda molécula más abundante en el medio interestelar sea el monóxido de carbono (CO). A diferencia del H₂, al ser heteronuclear presenta momento dipolar eléctrico permanente. La Figura 1.2 representa los niveles rotacionales más bajos y la frecuencia de las transiciones de la molécula de CO. En comparación con el H₂, el momento de inercia del CO es mayor. Esta diferencia hace que los niveles rotacionales del CO estén más próximos. Las longitudes de onda de las transiciones rotacionales de esta molécula caen en los rangos espectrales milimétrico y submilimétrico, donde la atmósfera terrestre es parcialmente transparente, siendo observable desde tierra a partir de las técnicas de radioastronomía.

Además, el CO al tener un momento dipolar eléctrico pequeño ($\mu \sim 0.11$ D, Schöier et al. 2005), es más fácil de excitar y saturar ($n_{crit,CO(1-0)} \sim 9 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ y $n_{crit,CO(2-1)} \sim 7 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ a $T \simeq 10$ K, Krumholz 2011) en comparación con otras moléculas del medio interestelar. Esto es debido a la relación existente entre la densidad crítica y el momento dipolar eléctrico dada como $n_{crit} \propto \mu^2 \nu_{J+1,J}^3$, donde $\nu_{J+1,J}$ es la frecuencia para una línea dada. Puesto que estas densidades se cumplen en la mayor parte del gas que forma

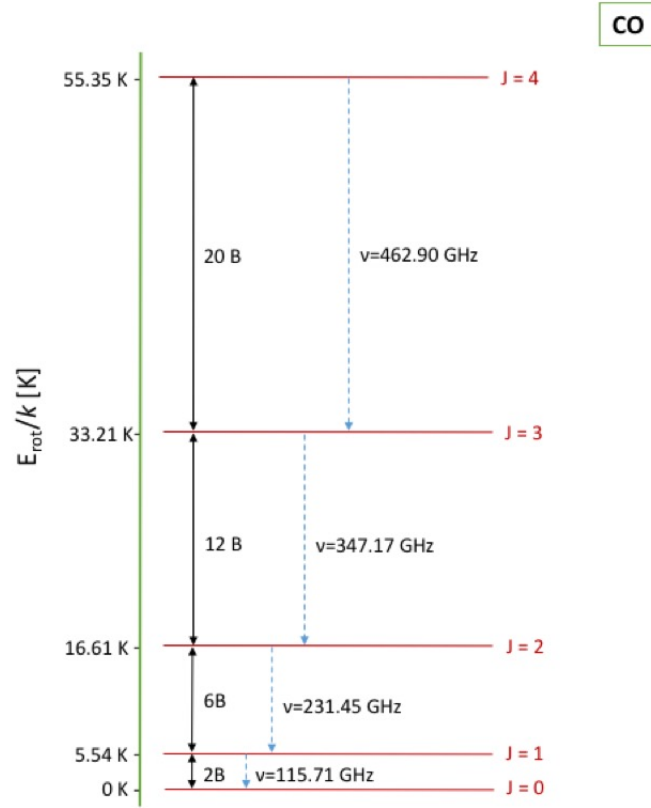


Figura 1.2. Representación de los niveles rotacionales más bajos de la molécula de CO, con sus transiciones radiativas. Se muestra la separación entre niveles dada por la constante rotacional B , $B = 1.931 \text{ cm}^{-1}$ en el estado vibracional fundamental (*NIST webbook*). Para cada nivel se da la energía en K y la frecuencia de cada transición en GHz.

el medio interestelar, esto hace que sea utilizado como trazador de la distribución general del gas molecular (Wilson et al. 1970; Bolatto et al. 2013; Klessen & Glover 2016).

■ Medición de la masa molecular del gas

A partir de la línea de CO se puede estimar la masa total de gas molecular (M_{mol}), utilizando un factor de conversión, α_{CO} (Bolatto et al. 2013):

$$M_{mol} = \alpha_{CO} L'_{CO} \quad (1.1)$$

donde M_{mol} , en unidades de M_{\odot} , incluye la contribución del Helio a la masa total del gas molecular y $L'_{CO(1-0)}$ es la luminosidad de la línea CO(1-0) en $\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2$. El valor de la luminosidad se obtiene a partir de la siguiente expresión (Solomon et al. 1997):

$$L'_{CO} [\text{K km/s pc}^2] = 3,25 \times 10^7 F_{CO} \nu^{-2} D^2 (1+z)^{-3} \quad (1.2)$$

donde F_{CO} es el flujo de CO en Jy km/s , ν es la frecuencia de la transición de la

línea de CO (en reposo) en GHz, D es la distancia luminosa en Mpc y z el redshift. En el entorno local de la Vía Láctea, el factor de conversión tiene un valor de $\alpha_{CO} = 4.36 \text{ M}_{\odot} \text{pc}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$, que tiene en cuenta la presencia de Helio coexistiendo con el hidrógeno molecular. La consideración de la presencia del Helio corresponde a una corrección de aproximadamente el 36 % (Bolatto et al. 2013). La existencia y el valor relativamente constante de dicho factor de conversión se ha demostrado para las nubes moleculares de nuestra galaxia (por ejemplo, Sanders et al. 1984; Bloemen et al. 1986; Solomon & Rivolo 1987; Strong & Mattox 1996; Dame et al. 2001). En las observaciones extragalácticas (excepto algunas galaxias cercanas) no es posible detectar nubes individuales. En este caso se promedia su emisión a la escala del kiloparsec. Los valores calculados en los discos de galaxias cercanas concuerdan en gran medida con el valor galáctico (Sandstrom et al. 2013; Cormier et al. 2018).

Sin embargo, la utilización de un único factor de conversión para todas las galaxias puede que no se cumpla (ejemplo, Maloney & Black 1988), esperando que este factor dependa de las propiedades de la nube molecular tales como la densidad, temperatura, turbulencia o metalicidad (por ejemplo, Wolfire 2010; Shetty et al. 2011), variando así el valor de galaxia a galaxia y dentro de una misma galaxia, como puede ocurrir en el caso de los centros de las galaxias o en galaxias extremas como las LIRGs (Papadopoulos et al. 2012; Genzel et al. 2015). Para el caso de las galaxias ultraluminosas (ULIRGs del inglés *Ultraluminous infrared galaxies*), Downes & Solomon (1998) encontraron un factor 5 veces más bajo que el valor estándar, $\alpha_{CO} \simeq 0.8 \pm 0.3 \text{ M}_{\odot} \text{pc}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$.

Aparte de la transición $J=1-0$ de CO, también se suele utilizar la transición $J=2-1$. Ambas transiciones describen la distribución total del gas en las galaxias. Ahora bien, las transiciones de CO no nos permiten trazar la componente de más alta densidad del medio interestelar ($n_{H_2} \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$), que es la que encontramos en las regiones más próximas a la formación estelar. Para estudiar estas regiones se suele recurrir a otras moléculas que requieren densidades de gas mayores para ser excitadas.

1.1.1.3. El gas molecular denso

La formación estelar ocurre dentro de las nubes moleculares gigantes (Wong & Blitz 2002; Kennicutt et al. 2007; Blanc et al. 2009; Krumholz 2014). La Figura 1.3 ilustra la estructura de una GMC. La emisión producida por estrellas masivas formadas recientemente suele coincidir con las zonas más densas de las nubes. Por ello, la mejor forma de estudiar las regiones más próximas a la formación de estrellas es observando las transiciones rotacionales de otras moléculas diferentes al CO, con mayores momentos dipolares eléctricos, como por ejemplo la transición $J=1-0$ de HCN con $\mu_{HCN} \sim 2.98 D$

y HCO^+ con $\mu_{\text{HCO}^+} \sim 3.92 \text{ D}$ (Schöier et al. 2005). Estas transiciones muestran densidades críticas mayores que el CO (Lada et al. 2012), para HCO^+ la $n_{\text{crit}} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y HCN la $n_{\text{crit}} \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (Shirley 2015). Esto hace que las líneas de HCN y HCO^+ tracen $\approx 100\text{-}500$ veces el gas más denso que las correspondientes transiciones de CO. La Figura 1.4 representa los niveles rotacionales más bajos del HCN y HCO^+ , con sus energías y la frecuencia de las transiciones.

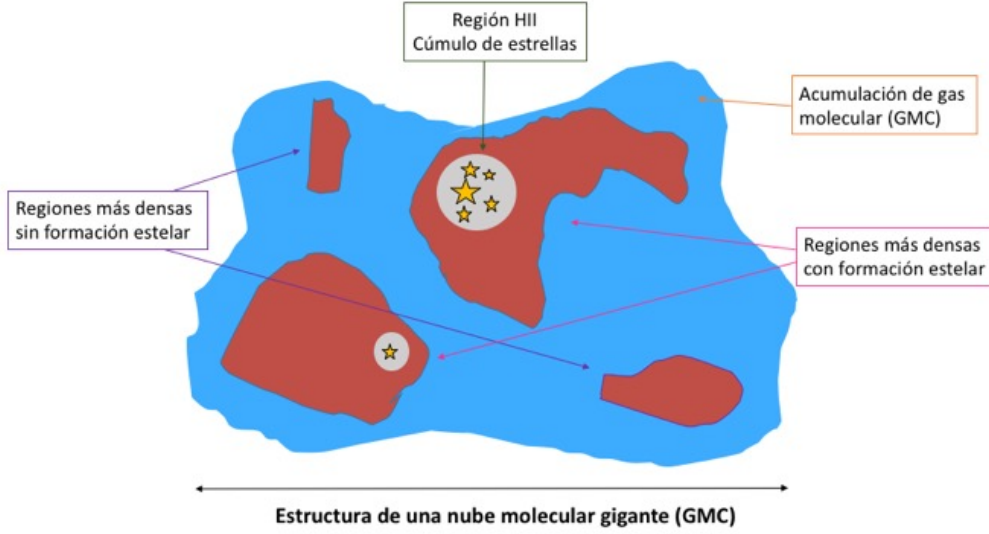


Figura 1.3. Representación de la subestructura de una nube molecular gigante según se infiere de las diferentes moléculas utilizadas como trazadores para sondear los regímenes de densidad donde tiene lugar la formación estelar. Figura basada en la representación realizada para la memoria de tesis de María Jesús Jiménez Donaire.

■ Medida de la masa de gas molecular denso

Se puede estimar la cantidad de gas molecular denso, M_{denso} , a partir de la luminosidad de la línea de $\text{HCN}(1-0)$, $L_{\text{HCN}(1-0)}$:

$$M_{\text{denso}} = \alpha_{\text{HCN}} L_{\text{HCN}} \quad (1.3)$$

donde M_{denso} está en unidades de M_{\odot} y $\alpha_{\text{HCN}} = 10 M_{\odot} \text{pc}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ como el factor de conversión típico para discos de galaxias normales (Gao & Solomon 2004b). Sin embargo, al igual que ocurría en α_{CO} , el valor de este factor puede verse afectado por los procesos físicos y químicos de cada galaxia (Shimajiri et al. 2017), como ocurre en el caso de las (U)LIRGs (Gao & Solomon 2004b; Graciá-Carpio et al. 2008; García-Burillo et al. 2012). El factor α_{HCN} tendría que reducirse ≈ 3 veces en galaxias con gran L_{IR} . Un factor α_{HCN} más bajo en este tipo de galaxias puede estar relacionado con el particular entorno químico del gas molecular denso en estas fuentes (Graciá-Carpio et al. 2008; García-Burillo et al. 2012).

En el caso de $\text{HCO}^+(1-0)$, la razón entre las temperaturas de brillo de HCN y HCO^+ es aproximadamente la unidad ($\text{HCN}(1-0)/\text{HCO}^+(1-0) \sim 1$) en los discos

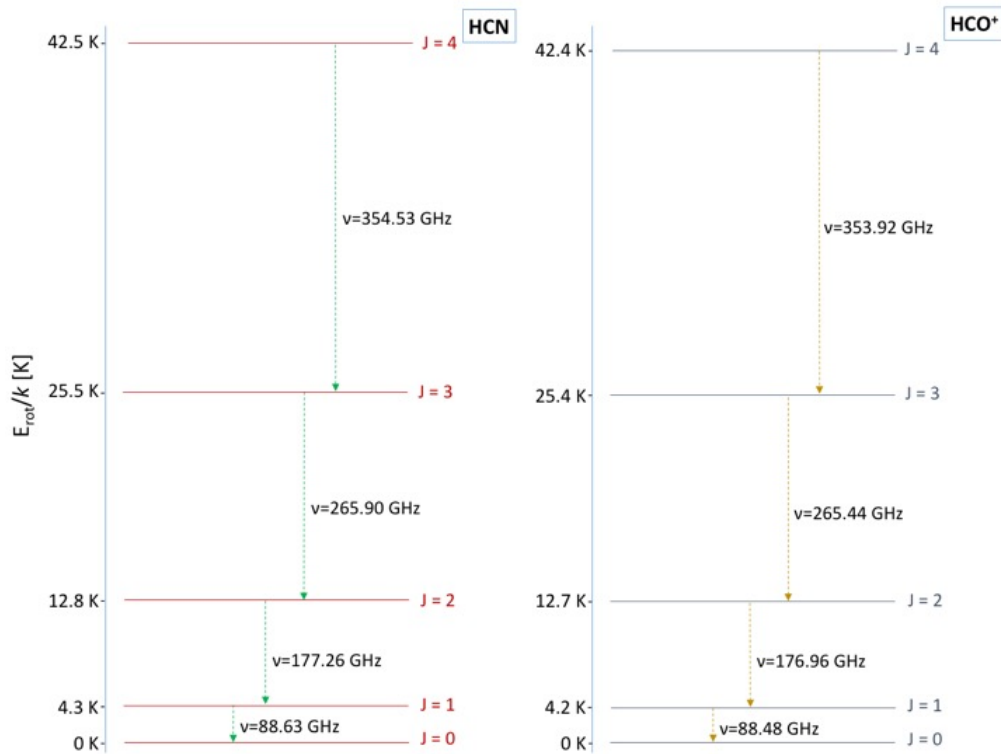


Figura 1.4. Representación de los niveles rotacionales más bajos de las moléculas de HCN (izquierda) y HCO⁺ (derecha), con sus transiciones radiativas. Para cada nivel se da la energía en K y las frecuencias de las transiciones en GHz.

de las galaxias. Esta razón permite estimar el factor de HCO⁺ como $\alpha_{\text{HCO}^+} \approx \alpha_{\text{HCN}}$ en estas regiones (ejemplo, Jiménez-Donaire et al. 2019). Sin embargo, en las regiones centrales de las galaxias la razón puede variar ($\text{HCN}(1-0)/\text{HCO}^+(1-0) \gtrsim 1.5$) (Kohno 2005; Kohno et al. 2008).

1.1.2. Tasa de formación estelar

A lo largo de las últimas décadas, se ha intentado obtener la tasa de formación estelar (SFR del inglés *Star Formation Rate*) en las galaxias en todo el espectro electromagnético (Kennicutt & Evans 2012). A partir de medidas de luminosidad, se puede estimar la tasa de formación estelar en las galaxias. La conversión de la luminosidad a SFR se realiza asumiendo: que la formación estelar es aproximadamente constante en la escala de tiempo sondeada por la emisión específica utilizada y que la función inicial de masas (IMF del inglés *Initial Mass Function*) es conocida.

Las estimaciones de la SFR generalmente solo se aplican a la población de estrellas jóvenes masivas y, a partir de la extrapolación, usando la IMF se puede cubrir todo el rango de masas, ya que las menos masivas son más difíciles de distinguir de las poblaciones de estrellas viejas. La calibración de la SFR en términos de una longitud de

onda o rango de longitudes de onda viene dada como:

$$SFR(\lambda) = C_\lambda L(\lambda) \quad (1.4)$$

donde $SFR(\lambda)$ en $M_\odot a^{-1}$ es la tasa de formación estelar en el rango del espectro de estudio, C_λ corresponde al factor de conversión que varía dependiendo de la IMF utilizada y $L(\lambda)$ es la luminosidad.

Las estrellas jóvenes recién formadas en las galaxias emiten principalmente en el rango ultravioleta (UV). Esta emisión es en parte absorbida por el polvo interestelar, que la reemite en forma de radiación infrarroja (IR). Además, las estrellas jóvenes más masivas emiten radiación ($\lambda < 912 \text{ \AA}$, $E > 13.6 \text{ eV}$) capaz de ionizar el hidrógeno atómico en el gas circundante, que debido a los procesos de recombinación, crean cascadas de emisión de líneas en las series del hidrógeno.

Esto hace que los trazadores de formación estelar más utilizados sean la emisión UV, la emisión IR y las líneas de recombinación (por ejemplo, [Donas & Deharveng 1984](#); [Kewley et al. 2002](#); [Calzetti et al. 2005](#); [Schmitt et al. 2006](#); [Alonso-Herrero et al. 2006](#); [Moustakas et al. 2006](#); [Calzetti et al. 2007](#); [Salim et al. 2007](#); [Kennicutt et al. 2007, 2009](#); [Rieke et al. 2009](#); [Calzetti et al. 2010](#); [Lawton et al. 2010](#); [Boquien et al. 2010](#); [Li et al. 2010](#); [Treyer et al. 2010](#); [Hao et al. 2011](#); [Leroy et al. 2012](#); [Catalán-Torrecilla et al. 2017](#); [Tomičić et al. 2019](#); [Calzetti 2020](#)). Además, otros trazadores como la emisión de rayos X y radio (por ejemplo, [Haarsma et al. 2000](#); [Ranalli et al. 2003](#); [Persic & Rephaeli 2007](#); [Rosa-González et al. 2007](#); [Heesen et al. 2019](#)) han sido utilizados para determinar la SFR.

1.1.2.1. Emisión ultravioleta (UV)

La emisión ultravioleta ($\sim 0.1\text{--}0.3 \mu\text{m}$) de las galaxias traza directamente la emisión proveniente de la fotosfera de las estrellas jóvenes con masas mayores de $5 M_\odot$ (ejemplo, [Kennicutt 1998a](#)) y, por lo tanto, es uno de los trazadores más directos de la SFR. Esta emisión permite estudiar la formación estelar de estrellas formadas durante los últimos $\approx 100\text{--}200 \text{ Ma}$.

El principal problema de este trazador es su sensibilidad a la atenuación por polvo, que puede variar dentro de una galaxia dada y entre diferentes poblaciones de galaxias. La atenuación por polvo es más alta en las longitudes de onda de los rayos ultravioleta, provocando una disminución en la magnitud de $A_{UV} = 0\text{--}5 \text{ mag}$ en discos de galaxias locales (ejemplo, [Buat & Xu 1996](#)). Un caso extremo son los sistemas más activos y luminosos, que contienen más polvo, por lo que se ven afectados por mayores efectos de atenuación ([Wang & Heckman 1996](#); [Calzetti 2001](#); [Hopkins et al. 2001](#); [Sullivan et al. 2001](#); [Buat et al. 2002](#); [Calzetti et al. 2007](#)) con valores de $A_{UV}/A_V \sim 2.5$ ([Draine 2003](#)). Estudios previos encontraron una distribución del polvo en este tipo de sistemas

a escalas de sub-kpc, donde se encontraron regiones casi transparentes, $A_V \sim 0$, pero también a regiones muy oscurecidas con valores de hasta $A_V \sim 20$ mag (Colina et al. 2000; García-Marín et al. 2006; Bedregal et al. 2009; Piqueras López et al. 2013). Este rango de valores de A_V dan lugar a $A_{UV} \sim 0 - 50$ mag. Esto dificulta la detección en este rango (ejemplo, Wilkins et al. 2011). Por ello, la mejor forma de estimar la formación estelar en galaxias activas en el universo local es a partir de observaciones en otros rangos espectrales, que puedan estar mucho menos afectados por la absorción del polvo, o una combinación de observaciones para contrarrestar este efecto.

1.1.2.2. Emisión infrarroja (IR)

Parte de la emisión UV procedente de las estrellas recién formadas es absorbida por el polvo interestelar, y reemitida en el rango infrarrojo ($\sim 5-1000 \mu\text{m}$). En el caso de galaxias con bajo oscurecimiento, una fracción significativa de los fotones de las estrellas jóvenes no es absorbida por el polvo (por ejemplo, Hirashita et al. 2001). Esto hace que la SFR obtenida a partir del rango infrarrojo pueda subestimar la SFR real (por ejemplo, Calzetti et al. 2010). Este problema se puede solucionar al combinar información sobre las emisiones del UV e IR. En el caso del límite de alto oscurecimiento, esencialmente toda la luz ultravioleta de las estrellas jóvenes es absorbida y reemitida en el infrarrojo. Esto hace que la emisión infrarroja sea mejor trazador de SFR en esas situaciones, como es el caso de galaxias infrarrojas o con brotes intensos de formación estelar (*starburst*).

Sin embargo, no toda la emisión en IR proviene de estrellas recién formadas. En la mayoría de las galaxias, las estrellas evolucionadas (mayores de $\approx 100 - 200$ Ma) contribuyen significativamente al calentamiento del polvo, que tiende a hacer que la luminosidad IR sobreestime la formación estelar. La fracción de polvo que se calienta debido a las estrellas jóvenes varía entre galaxias; en galaxias *starburst* o en regiones individuales de formación de estrellas, casi todo el calentamiento del polvo surge de estrellas jóvenes, mientras que en galaxias evolucionadas con baja formación estelar, la fracción puede ser baja (llegando a contribuir $\sim 10\%$) siendo esta contribución no despreciable (ejemplo, Sauvage & Thuan 1992; Smith & Harvey 1996; Kennicutt et al. 2009; Calzetti et al. 2010). En el caso de galaxias con núcleos activos (AGN), la emisión del AGN también puede calentar el polvo, y por tanto, emitir un exceso de emisión en el infrarrojo medio (ejemplo, Farrah et al. 2003). Esto hace que la SFR inferida por emisión infrarroja sobreestime la SFR real si no se resta la emisión del AGN. En el caso de los AGNs oscurecidos, este problema se soluciona identificando líneas atómicas, junto con bandas de absorción y emisión de los silicatos y los PAHs (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons), los cuales se suelen utilizar para identificar la presencia de estos AGNs en el interior de las galaxias (por ejemplo, Imanishi et al. 2007; Alonso-Herrero et al. 2012).

1.1.2.3. Líneas de recombinación

Las estrellas jóvenes ($\sim 3 - 10$ Ma) y más masivas ($\gtrsim 20 M_{\odot}$) emiten grandes cantidades de fotones Lyman ($\lambda < 912 \text{ \AA}$) que ionizan el gas circundante, compuesto principalmente por átomos de hidrógeno. Dentro de estas regiones ionizadas, se producen emisiones de las líneas de hidrógeno cuando los átomos se recombinan en estados excitados. Desde los estados excitados de los átomos de hidrógeno tienen lugar transiciones en cascada hacia el estado fundamental, produciendo líneas de recombinación que se emiten en las series del hidrógeno (como la serie de Balmer, Paschen y Brackett). Las líneas más conocidas son las de la serie de Balmer, como $H\alpha$ ($\lambda_{H\alpha} = 0.656 \mu\text{m}$), que por ser emisiones fácilmente detectables (intensas y situadas en el óptico) constituyen los trazadores de SFR más utilizados (Kennicutt & Evans 2012).

Para considerar estas líneas de recombinación como trazadores de la formación estelar reciente, asumimos que nos encontramos en el caso B de recombinación, es decir, en el que los fotones ionizantes son absorbidos totalmente por átomos de hidrógeno neutro (Osterbrock & Ferland 2006). Una vez considerado eso, se puede obtener la luminosidad de la línea de emisión $H\alpha$ a partir de la tasa de fotones ionizantes:

$$L(H\alpha) = \frac{\alpha_{H\alpha}^{eff}}{\alpha_B} h\nu_{H\alpha} Q(H^o) \quad (1.5)$$

donde $\alpha_{H\alpha}^{eff}$ es el coeficiente de recombinación efectivo en $H\alpha$, α_B es el coeficiente de recombinación del caso B y $Q(H^o)$ es la tasa de fotones ionizantes. A partir de las razones de líneas ($H\alpha$ con otra línea de recombinación, por ejemplo, la razón intrínseca de $\text{Pa}\alpha/H\alpha$) se puede obtener relaciones directamente equivalentes de otras líneas de recombinación (por ejemplo, $\text{Pa}\alpha$) en términos de luminosidades.

El problema de las líneas de la serie de Balmer es que al estar en el rango del óptico son sensibles a los efectos de la atenuación por polvo, haciendo que el flujo observado de $H\alpha$ esté sesgado a la baja (Calzetti et al. 2007). Para este caso se puede corregir la extinción por polvo a partir de las líneas de recombinación de Balmer (decremento de Balmer) (ejemplo, Kewley et al. 2002; Brinchmann et al. 2004; Moustakas et al. 2006). El decremento de Balmer es la razón entre las intensidades de las líneas $H\alpha$ y $H\beta$. El valor teórico de esta razón, considerando el caso B de recombinación con $T = 10^4 \text{ K}$ y $n_e = 10^2 \text{ cm}^{-3}$ (Osterbrock 1989), es $(H\alpha/H\beta)_{teo} = 2.86$. Cualquier diferencia entre el valor teórico y el observado se atribuye a la extinción. Esta corrección se suele realizar en galaxias locales con formación estelar, que tienden a tener un rango de valor de atenuación de $A_{H\alpha} \sim 0 - 2.5 \text{ mag}$ (Kennicutt 1983; Kennicutt et al. 2009), y para *starburst* brillantes en el UV. En el caso de galaxias más extremas (como Seyfert y (U)LIRGs) estas líneas de recombinación no solo describen la formación estelar reciente, sino que pueden mostrar la presencia de choques ionizantes o incluso AGNs. Sin embargo, galaxias como las (U)LIRGs, sufren graves efectos de extinción (Rodríguez-Zaurín et al.

2011). Esto hace que la SFR derivada a partir de la línea $H\alpha$ generalmente subestime la SFR real, incluso después de corregirse. En estos casos, la mejor forma de estimar la SFR es utilizando trazadores en longitudes de onda que no estén tan afectados por la extinción.

Una buena alternativa a $H\alpha$ es la línea $Pa\alpha$ ($\lambda_{Pa\alpha} = 1.875 \mu\text{m}$). Esta línea al estar en el rango del IR cercano tiene la ventaja de estar menos afectada por la atenuación por polvo (Calzetti et al. 1996; Beck et al. 1984). La extinción se reduce por un factor ~ 5 ($A_{Pa\alpha} \simeq 0.18 A_{H\alpha}$, ver Alonso-Herrero et al. 2006). A pesar de que las líneas de infrarrojo cercano tienen la ventaja de verse menos afectadas por la atenuación del polvo, también son progresivamente más débiles ($Pa\alpha$ es ~ 8 veces más débil que $H\alpha$ para el caso B de recombinación a $T=10^4$ K y $n_e=10^2 \text{ cm}^{-3}$, Osterbrock 1989).

1.1.2.4. Trazadores mixtos o híbridos

Una forma común de mejorar la estimación de la SFR en la emisión UV, que traza la formación estelar no oscurecida por el polvo, e IR, que traza la formación estelar oscurecida por polvo, es combinar estos dos rangos. Suele expresarse como:

$$SFR(\lambda_1, \lambda_2) = C(\lambda_1)[L(\lambda_1)_{obs} + a_{\lambda_2}L(\lambda_2)_{obs}] \quad (1.6)$$

con $SFR(\lambda_1, \lambda_2)$ en $M_{\odot} \text{a}^{-1}$, λ_1 es la longitud de onda del trazador de luz estelar directa (ejemplo: FUV) o de gas ionizado (ejemplo: $H\alpha$), y λ_2 es una longitud o rango de longitudes donde la emisión del polvo domina (ejemplo: $24\mu\text{m}$). La constante $C(\lambda_1)$ es la calibración para el primer trazador, a menudo derivado de modelos, y a_{λ_2} es otra constante que proporciona la fracción de luz procesada por el polvo en λ_2 . Las luminosidades son luminosidades observadas, es decir, no corregidas por ningún efecto.

1.1.3. Relaciones de formación estelar observadas

El conocimiento de los procesos físicos que controlan la conversión del material interestelar en estrellas es fundamental para lograr entender la formación estelar a escalas galácticas y extragalácticas, y a su vez, la evolución de las galaxias. Desde el punto de vista observacional, para lograr entenderlo es necesario encontrar relaciones entre la actividad de la formación estelar y alguna propiedad física de la nube molecular progenitora en la cual se forman estrellas.

1.1.3.1. Ley de formación estelar global

Schmidt en 1959 fue el primero en proponer la existencia de una relación entre la SFR y la cantidad de gas disponible para formar estrellas. Esta relación tendría la forma de

ley de potencias (Schmidt 1959):

$$\rho_{SFR} \propto \rho_{gas}^n \quad (1.7)$$

donde ρ_{SFR} y ρ_{gas} son las densidades volumétricas de la tasa de formación estelar y del gas interestelar, respectivamente. Esta relación es conocida como “Ley de Schmidt de la formación estelar”. Schmidt respaldó su afirmación con datos de la vecindad solar, obteniendo que la SFR varía como una potencia n de la densidad de gas. Esta relación tendría un valor del índice n de aproximadamente 2, es decir, una relación no lineal. Suponiendo que la altura del gas es constante entre las galaxias, la ley anterior se puede expresar en términos de las correspondientes densidades superficiales Σ_{SFR} y Σ_{gas} . Esto facilita el estudio de las propiedades de la formación estelar a la escala de los discos galácticos:

$$\Sigma_{SFR} \propto \Sigma_{gas}^N \quad (1.8)$$

Esta relación fue estudiada globalmente por Kennicutt (1998b) en una muestra de 61 galaxias normales con formación estelar y 36 galaxias *starburst* cercanas. Para ello, utilizó la luminosidad de la línea H α y la luminosidad infrarroja de las galaxias para determinar Σ_{SFR} , y la emisión de la línea CO(1–0) y de la línea de 21 cm del hidrógeno atómico para calcular Σ_{gas} . En este estudio Kennicutt obtuvo una ley de potencias superlineal con un índice $N = 1.40 \pm 0.15$ (ver Figura 1.5). La relación entre estos dos parámetros físicos ajustaba simultáneamente las distribuciones entre las diferentes poblaciones de galaxias.

A partir de entonces esta relación es conocida como “Ley de la formación estelar” o “Ley de Kennicutt-Schmidt”. Según esta ley, los procesos que regulan la formación estelar pueden ser los mismos entre las diferentes poblaciones de galaxias, o, si son distintos, su dependencia con Σ_{gas} parece ser similar. La única diferencia entre poblaciones es el contenido en gas, lo que hace que las galaxias con mayor Σ_{gas} (*starburst*) muestren mayor eficiencia de formación estelar. Esta ley de la formación estelar no solo describe las propiedades globales de las galaxias cercanas ($z < 0.03$), sino que también describe las distribuciones de densidad superficial en observaciones con resoluciones del kiloparsec (Wong & Blitz 2002; Kennicutt et al. 2007).

Los procesos físicos que conducen a este valor del índice N aún no están bien establecidos, aunque los modelos teóricos sugieren que las variaciones del tiempo de caída libre para el colapso de las nubes (escala de tiempo local) y el tiempo dinámico orbital (escala global) podrían definir la relación observada (ver McKee & Ostriker 2007).

Otros trabajos utilizaron la línea de CO para trazar el gas molecular y poder estudiar la relación de formación estelar entre los parámetros físicos Σ_{SFR} y Σ_{mol} . Yao et al. (2003) encontraron un índice $N = 1.40 \pm 0.30$ en galaxias luminosas en el infrarrojo. Bouché et al. (2007) incluyeron galaxias submilimétricas (SMGs del inglés *submillimeter galaxies*) y usando un bajo factor de conversión de CO en ULIRGs, determinaron un

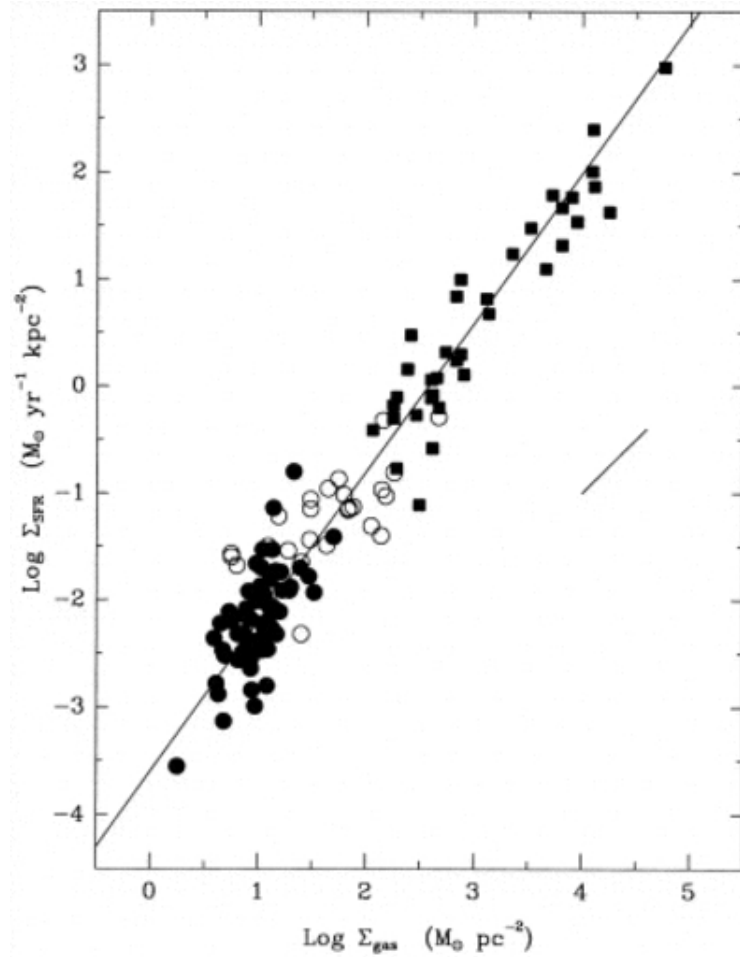


Figura 1.5. Ley de Kennicutt-Schmidt de la formación estelar obtenida por Kennicutt (1998) para los discos de galaxias normales (círculos rellenos) y *starburst* (cuadrados). Los círculos abiertos corresponden a los centros de las galaxias normales. La línea continua representa el mejor ajuste de los datos con índice $N = 1.40$.

índice de la ley de Kennicutt-Schmidt más alto, $N \sim 1.7$.

1.1.3.2. Ley de formación estelar resuelta espacialmente

En los años posteriores, numerosos autores analizaron esta relación en diferentes galaxias y resoluciones espaciales \lesssim kpc (Wong & Blitz 2002; Boissier et al. 2003; Komugi et al. 2005; Schuster et al. 2007; Leroy et al. 2008; Gratier et al. 2010; Schruba et al. 2011) a partir de diferentes trazadores de la formación estelar (UV+H α , IR, etc) y gas (CO(1-0) y CO(2-1)). En casi todos los casos se observa una fuerte correlación entre las densidades superficiales de SFR y gas molecular, con una pendiente de $N = 0.8 - 1.4$. Algunas de las diferencias entre estos resultados pueden atribuirse a la elección de diferentes trazadores de gas o SFR, diferentes métodos de ajuste, etc. A pesar de estas diferencias, no se puede descartar una variación física real en la relación a estas escalas.

Bigiel et al. (2008) estudiaron la relación entre Σ_{gas} y Σ_{SFR} en 7 galaxias espirales cercanas a una resolución espacial de 750 pc. Encontraron una relación de formación estelar lineal por encima de un umbral de densidad superficial del gas de $\sim 10 M_{\odot}pc^{-2}$, que determina la transición de gas atómico a gas molecular, trazado por la línea de CO (ver Figura 1.6). Por debajo de ese umbral, el medio interestelar está dominado por gas atómico (HI) (columna de gas baja); mientras que por encima de ese umbral, el gas molecular (H_2) domina (alta columna de gas), donde las estrellas se forman con una eficiencia ($SFE = \Sigma_{SFR}/\Sigma_{H_2}$) constante (Leroy et al. 2008; Schruba et al. 2011). Observaciones de la línea de CO más recientes de Daddi et al. (2010) y Genzel et al. (2010) mostraron evidencias de que las galaxias normales y objetos considerados como fusiones de galaxias (*mergers*) (LIRGs, ULIRGs y SMGs) ocupan diferentes regiones en el diagrama de Kennicutt-Schmidt. Estos resultados sugieren la existencia de una bimodalidad en las leyes de formación estelar, donde las galaxias normales muestran escalas de tiempo de depleción ($t_{dep} = M_{H_2}/SFR$) entre 4 – 10 veces mayores comparados con los mergers.

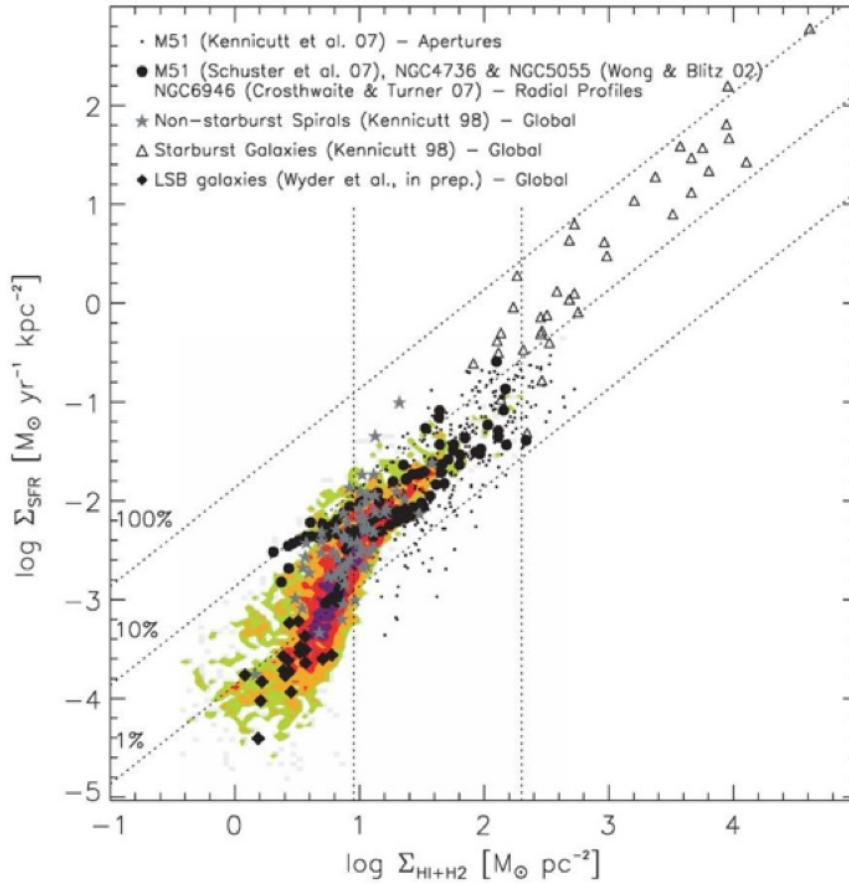


Figura 1.6. Ley de la formación estelar obtenida por Bigiel et al. (2008) combinando el gas atómico y molecular (gas total) para diferentes poblaciones de galaxias. Combina medidas de galaxias resueltas espacialmente y medidas de galaxias integradas. Las líneas punteadas diagonales muestran líneas de tiempo de depleción (SFE^{-1}) constante. Las líneas verticales punteadas muestran el valor de Σ_{gas} donde satura el HI (izquierda) y el gas total (derecha).

Con la mejora de las técnicas observacionales en los últimos años, ha sido posible el

estudio de la ley de Kennicutt-Schmidt (KS) a escalas de sub-kpc, es decir, tamaños de GMCs ($\sim 10 - 150$ pc). Los estudios realizados a estas escalas (Bigiel et al. 2008, 2010, 2011; Leroy et al. 2008; Blanc et al. 2009; Liu et al. 2011; Schrubba et al. 2011; Viaene et al. 2014) encontraron una amplia dispersión en el valor del índice de la relación ($N \approx 0.6 - 3$) tanto dentro como entre las galaxias. A estas resoluciones, se espera que las leyes de escala se rompan, ya que la emisión de las estrellas recién formadas y del gas molecular pueden surgir de regiones distintas (Onodera et al. 2010).

Los estudios realizados en estos últimos años sobre la relación de formación estelar resuelta espacialmente muestran la presencia de un umbral de densidad para el gas y un aumento de la dispersión a medida que la escala espacial utilizada se encuentra por debajo de $100 - 200$ pc.

1.1.3.3. Ley de formación estelar resuelta espacialmente a partir del gas denso

Se han utilizado observaciones de la línea de HCN(1–0) para estudiar las propiedades del gas molecular en galaxias (por ejemplo, Gao & Solomon 2004a,b; Solomon & Vanden Bout 2005; Graciá-Carpio et al. 2006, 2008). En contraste con las observaciones de la línea de CO, que son sensibles al contenido global de gas molecular, la línea de HCN es un buen trazador del gas molecular denso, que parece estar más directamente relacionado con la formación de estrellas. Gao & Solomon (2004a,b) encontraron una estrecha correlación entre las luminosidades infrarroja y HCN(1–0). La linealidad en la relación de KS obtenida con este trazador de gas denso a escalas de kpc implica que la eficiencia de formación de estrellas medida con respecto al contenido de gas denso ($SFE_{denso} \propto L_{IR}/L_{HCN}$) sería constante en todas las galaxias, independientemente de L_{IR} (ver Figura 1.7). Sin embargo, resultados más recientes han cuestionado en parte este resultado. Graciá-Carpio et al. (2008) analizó una muestra de (U)LIRGs basada en observaciones del infrarrojo lejano (FIR del inglés *Far Infrared*) y HCN, como una estimación de SFE_{denso} , encontrando que las LIRGs son un factor $\sim 2 - 3$ más eficientes que las galaxias normales.

También se encontró una dualidad en la relación de formación estelar, similar a la mencionada anteriormente utilizando CO(1–0) como trazador del gas molecular, a partir de observaciones de diferentes tipos de galaxias utilizando HCN(1–0) (ver Figura 1.8; García-Burillo et al. 2012). De hecho, observaciones de GMCs en galaxias externas (por ejemplo, Murphy et al. 2015; Bigiel et al. 2015; Chen et al. 2017; Viaene et al. 2018; Querejeta et al. 2019) sugieren que el entorno dinámico puede cambiar la eficiencia de la formación de estrellas dentro de las galaxias (Figuras 1.9 y 1.10). Esto indicaría que las leyes de formación estelar a escalas galácticas y subgalácticas no son las mismas.

Las teorías que explican las relaciones existentes entre CO, SFR reciente y HCN se

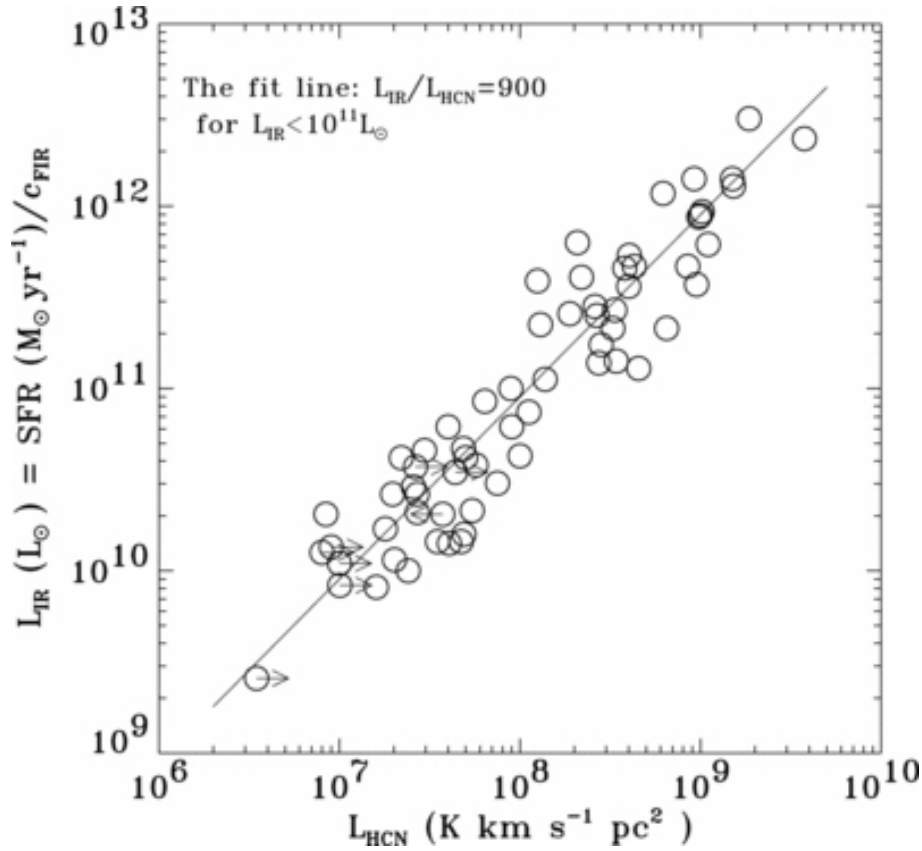


Figura 1.7. Luminosidad infrarroja (\propto SFR) frente a la luminosidad de la línea HCN(1-0) (\propto M_{denso}) para un muestra de 65 galaxias (U)LIRGs y galaxias espirales normales). Los límites de la luminosidad de HCN vienen indicados con flechas. Una única pendiente ajusta los datos de HCN tanto en alta como en baja luminosidad infrarroja. Figura tomada de [Gao & Solomon \(2004b\)](#).

pueden agrupar en dos clases. Un grupo de teorías, comúnmente conocidas como modelos de umbral de densidad (*density threshold models*), apoyan que la SFR está determinada por la masa de gas molecular que se encuentra por encima de un cierto umbral de densidad. El gas que se encuentra por encima de dicha densidad límite forma estrellas a una velocidad aproximadamente constante o universal en cualquier entorno, es decir, SFR/M_{denso} sería aproximadamente constante. Algunos estudios observacionales tanto a nivel galáctico como extragaláctico (por ejemplo, [Gao & Solomon 2004b](#); [Wu et al. 2005](#); [Lada et al. 2010, 2012](#); [Evans et al. 2014](#)) defienden este punto de vista. Por otro lado, la otra clase de modelos son denominados modelos regulados por turbulencia (*turbulent models*), que afirman que las propiedades globales de la nube (densidad promedio de la nube, fracción de gas denso, dispersión de velocidad, etc.) que forma estrellas afecta a la eficiencia de la formación estelar. Estas propiedades establecen el umbral local para la formación de nuevas estrellas dentro de la nube. Los resultados de los estudios observacionales más recientes dan más peso a esta última clase de modelos ([Usero et al. 2015](#); [Gallagher et al. 2018](#); [Querejeta et al. 2019](#)). Sin embargo, observaciones más detalladas de galaxias pueden ayudar a distinguir estos modelos.

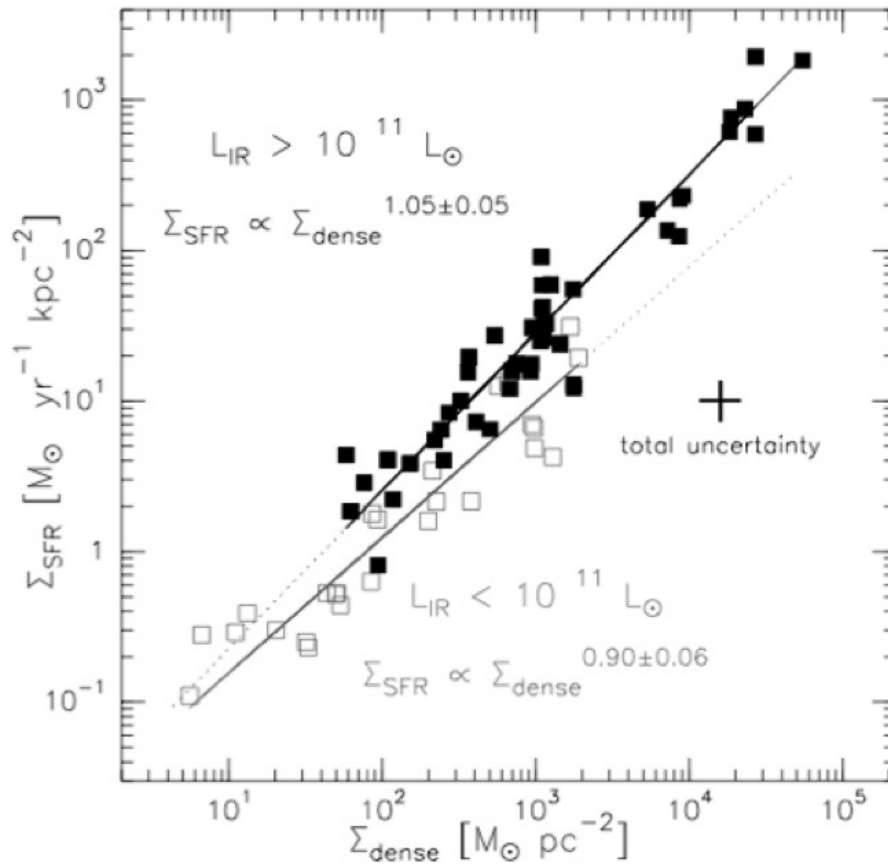


Figura 1.8. Relación de formación estelar utilizando el HCN(1–0) como trazador del gas denso en diferentes poblaciones de galaxias. Las líneas muestran los ajustes para las galaxias normales (gris) y galaxias luminosas en el IR (negro). Los cuadrados vacíos representan las galaxias normales ($L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$) y los cuadrados rellenos en negro las galaxias luminosas en el IR ($L_{\text{IR}} > 10^{11} L_{\odot}$). Figura obtenida por [García-Burillo et al. \(2012\)](#).

1.2. Galaxias luminosas en el infrarrojo (LIRGs)

1.2.1. Descubrimiento y clasificación

A partir del lanzamiento del satélite espacial IRAS (*Infrared Astronomical Satellite*; [Neugebauer et al. 1984](#)) fue posible realizar la primera exploración del cielo en el infrarrojo ([Sanders et al. 2003](#)). Este satélite observó el cielo en 4 bandas infrarrojas centradas en 12, 25, 60 y 100 μm , detectando por primera vez objetos que la mayoría de ellos eran demasiado débiles en el óptico, debido a la gran cantidad de polvo que oscurece sus regiones centrales en este rango.

Algunos de los objetos detectados con este telescopio mostraban luminosidades en la banda del infrarrojo (de 8 a 1000 μm) por encima de 10^{11} luminosidades solares ($L_{\odot} = 3.826 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$). A partir de la luminosidad infrarroja de estos objetos brillantes, se

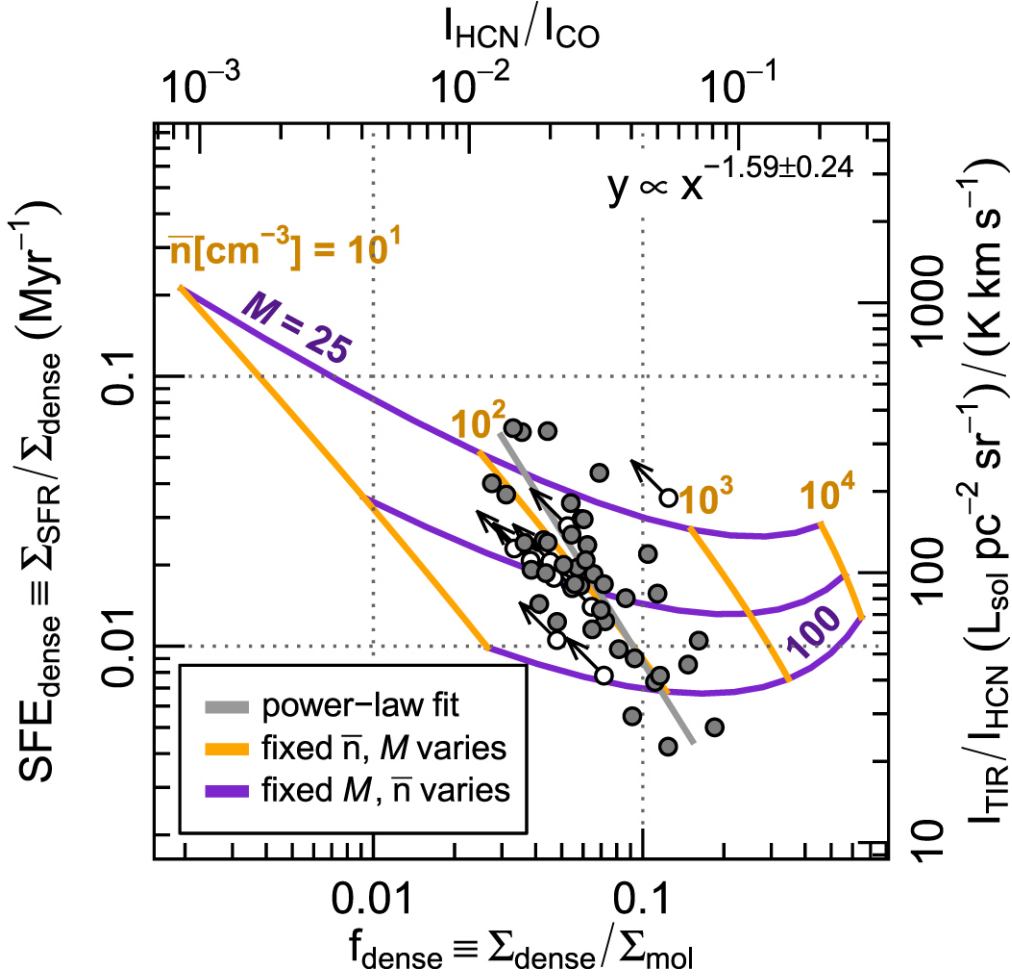


Figura 1.9. Eficiencia de formación de estrellas del gas denso ($SFE_{denso} = \Sigma_{SFR}/\Sigma_{denso}$) en función de la fracción del gas denso ($f_{denso} = \Sigma_{denso}/\Sigma_{mol}$) en una muestra de galaxias. Las predicciones del modelo de formación estelar de [Krumholz & McKee \(2005\)](#) están representadas por líneas de colores. Los círculos rellenos y vacíos corresponden a detecciones y no detecciones, respectivamente. Figura obtenida por [Usero et al. \(2015\)](#).

clasifican en galaxias luminosas en el infrarrojo (LIRGs) cuando tienen luminosidades infrarrojas comprendidas entre $L_{IR} = 10^{11} - 10^{12} L_{\odot}$; galaxias ultraluminosas en el infrarrojo (ULIRGs) cuando muestran luminosidades infrarrojas entre $L_{IR} = 10^{12} - 10^{13} L_{\odot}$ que representan un caso más extremo de galaxias infrarrojas y son menos abundantes en el Universo local (ejemplo, [Kim & Sanders 1998](#)). Aún más extremas que las ULIRGs y mucho menos comunes son las galaxias hiperluminosas en el infrarrojo (HyLIRGs del inglés *Hyperluminous infrared galaxies*), caracterizadas por poseer luminosidades infrarrojas por encima de $L_{IR} = 10^{13} L_{\odot}$ y por no encontrarse en el Universo local ($z < 0.1$; [Sanders et al. 2003](#)). En conjunto, las galaxias infrarrojas son todas aquellas galaxias con $L_{IR} \geq 10^{11} L_{\odot}$.

Esta clasificación se basa en las definiciones de la Tabla 1.1, obteniendo L_{IR} a partir de las densidades de flujo IRAS a 12, 25, 60 y 100 μm ([Sanders & Mirabel 1996](#)). La mayor parte de la luminosidad bolométrica de estas galaxias proviene de esta banda. El

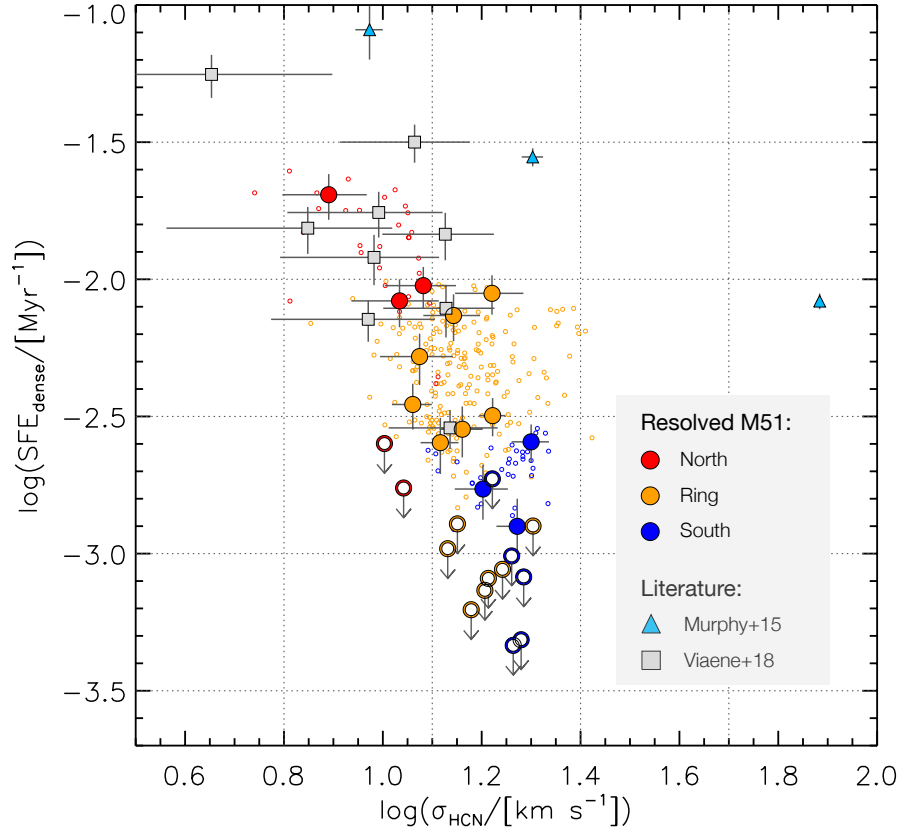


Figura 1.10. Eficiencia de formación de estrellas del gas denso en función de la dispersión de velocidad local del HCN (σ_{HCN}) en M51. Los círculos rellenos corresponden a aperturas de $3''$ (~ 100 pc) centrados en picos de HCN, mientras que los círculos abiertos más pequeños representan todas las detecciones (por encima de 3σ para SFE_{denso} y σ_{HCN}). Los círculos abiertos con una flecha hacia abajo indican los límites superiores. Los triángulos azules y los cuadrados grises corresponden a medidas de trabajos previos a escalas comparables. Figura obtenida por [Querejeta et al. \(2019\)](#).

Tabla 1.1. Definiciones adoptadas de luminosidad infrarroja y galaxias luminosas en el infrarrojo

F_{IR}	$F(8-1000 \mu m) = 1.8 \times 10^{-14} \{13.48f_{12\mu m} + 5.16f_{25\mu m} + 2.58f_{60\mu m} + f_{100\mu m}\} [W m^{-2}]$
L_{IR}	$L(8-1000 \mu m) = 4\pi D_L^2 F_{IR} [L_\odot]$
LIRG	Galaxia luminosa en el infrarrojo, $10^{11} L_\odot$
ULIRG	Galaxia ultraluminosa en el infrarrojo, $10^{12} L_\odot$
HyLIRG	Galaxia hiperluminosa en el infrarrojo, $10^{13} L_\odot$

Notas: $f_{12\mu m}$, $f_{25\mu m}$, $f_{60\mu m}$ y $f_{100\mu m}$ son las densidades de flujo IRAS a 12, 25, 60 y $100 \mu m$ expresadas en Jy. D_L es la distancia luminosa de la galaxia en Mpc.

origen de estas enormes cantidades de emisión infrarroja es debido a la emisión óptica y ultravioleta procedente de la formación estelar y/o un AGN (ejemplo, [Rieke & Lebofsky 1979](#); [Telesco & Harper 1980](#); [Scoville et al. 2000](#); [Alonso-Herrero et al. 2006](#); [Kartaltepe et al. 2010](#)). Esta emisión es absorbida por los granos de polvo y reemitida a longitudes de onda infrarrojas.

1.2.2. Interacciones galácticas

Desde los primeros estudios de LIRGs y ULIRGs en el óptico e infrarrojo cercano, se vio que un porcentaje importante de estas galaxias mostraban signos de interacciones presentes y/o pasadas y fusiones entre dos o más galaxias espirales (Armus et al. 1987; Lawrence et al. 1989; Melnick & Mirabel 1990; Clements & Baker 1996; Bushouse et al. 2002). Los estudios más recientes indican que en torno al 50 % de las LIRGs son galaxias en interacción y que la proporción aumenta a mayores luminosidades infrarrojas (ejemplo, Ishida 2004; Alonso-Herrero et al. 2006). Las LIRGs menos luminosas suelen ser galaxias espirales aisladas que muestran intensa formación estelar. Además, a través de observaciones milimétricas de la emisión rotacional de CO y HCN se ha comprobado que estas galaxias poseen grandes cantidades de gas molecular en su interior (Solomon et al. 1997), concentrados principalmente en los kiloparsecs centrales de las galaxias (Downes & Solomon 1998; Bryant & Scoville 1999).

A partir de simulaciones se observa que la gran concentración de gas en esas regiones es debida a las interacciones galácticas (ejemplo, Cox et al. 2006). El polvo y el gas molecular se distribuyen inicialmente en los discos de las galaxias, que van perdiendo momento angular debido a interacciones y caen hacia las regiones centrales, produciendo así intensos brotes de formación estelar o incluso la concentración de gas en los núcleos, que puede llegar a producir la activación de un agujero negro supermasivo a través de la caída de gas molecular en su disco de acreción.

Sin embargo, sólo las interacciones entre galaxias espirales de masas parecidas (razones de masa entre 1:1 y 3:1) son lo suficientemente eficientes como para producir luminosidades bolométricas mayores de $10^{12} L_{\odot}$ (Barnes & Hernquist 1991; Mihos & Hernquist 1994, 1996; Naab & Burkert 2003; Cox et al. 2008). En la Figura 1.11 se muestra la relación entre la fracción de sistemas interactuantes con respecto a su rango de luminosidad infrarroja. Además, se supone que la mayor parte de L_{IR} proviene de la formación estelar, por lo que al menos una de las dos galaxias debe tener reservas abundantes de gas molecular como para formar grandes cantidades de estrellas.

Debido a que el porcentaje de galaxias con luminosidades altas es muy pequeño en el universo local. La contribución de estas galaxias a la densidad de formación estelar en el universo local es mucho menor que las galaxias con menores luminosidades (Brinchmann et al. 2004). Sin embargo, las galaxias infrarrojas fueron más abundantes a edades más tempranas del universo (Smail et al. 1997; Blain et al. 1999; Le Floc'h et al. 2005; Reddy et al. 2008; Magnelli et al. 2011). Por lo que el estudio de las propiedades de estas galaxias no solo nos permite comprender los casos más extremos de la formación estelar y actividad nuclear del universo local, sino que además sirve para entender la formación y evolución de las galaxias en el universo joven.

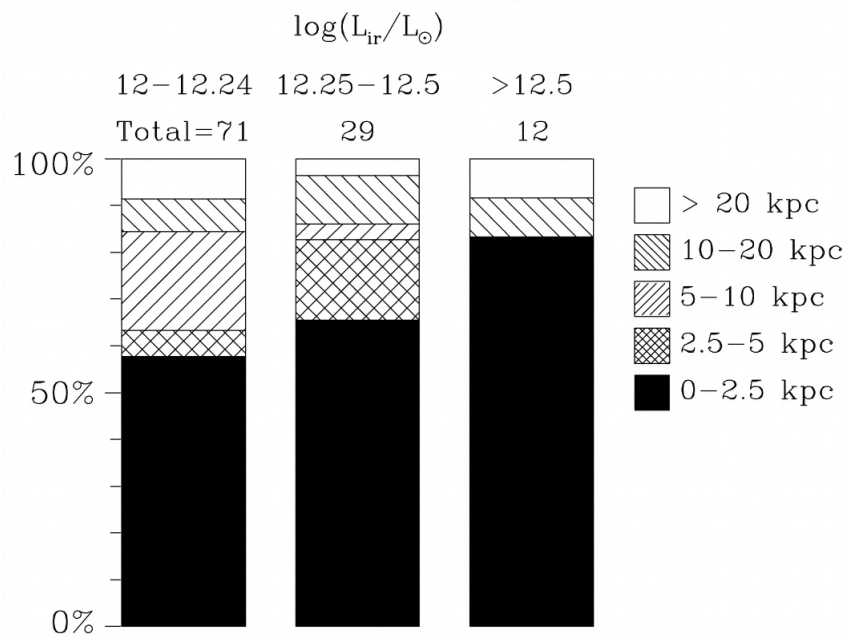


Figura 1.11. Aparente separación nuclear como función de L_{IR} . La gran mayoría de ULIRGs con $L_{IR} > 10^{12.5} L_{\odot}$ son sistemas de un solo núcleo y, por tanto, muestran una separación nuclear menor de 2.5 kpc. Figura de [Veilleux et al. \(2002\)](#).

1.2.3. Actividad nuclear

Desde el descubrimiento de las galaxias brillantes en el infrarrojo, ha habido una gran cantidad de estudios que han intentado determinar cuál es la fuente de energía responsable de la gran luminosidad infrarroja que las caracteriza. La luminosidad procedente del núcleo puede deberse a varios factores, o bien una formación estelar intensa (HII) o algún otro proceso no térmico al que denominamos AGN.

■ Clasificación

A partir de la espectroscopía en el óptico se han clasificado a las galaxias luminosas en el infrarrojo a partir de la luminosidad nuclear en cuatro grupos: galaxias Seyfert, LINER, HII y compuestas.

Las galaxias Seyfert son galaxias con espectros ópticos muy característicos, mostrando fuertes líneas de emisión de alta ionización en el núcleo. Se distinguen dos tipos de galaxias Seyfert, que se diferencian por la presencia o ausencia de líneas anchas permitidas ([Khachikian & Weedman 1974](#)). Las galaxias Seyfert de tipo 1 (Seyfert 1) se caracterizan por poseer dos conjuntos de líneas de emisión. Un conjunto corresponde a las líneas anchas permitidas, con anchuras de $\Delta V \sim 6000 \text{ km s}^{-1}$ e incluso algo mayores. El otro conjunto corresponde a líneas estrechas tanto permitidas como prohibidas, con anchuras de $\Delta V \sim 300 - 1000 \text{ km s}^{-1}$. Estos dos tipos de líneas se generan en regiones con condiciones físicas diferentes ([Netzer 1990](#)). Las líneas anchas se producen en un gas de alta densidad ($n_e \gtrsim 10^8 \text{ cm}^{-3}$) provenientes de la zona conocida como región de líneas anchas (BLR del inglés)

Broad Line Region), mientras que las líneas estrechas surgen de la zona denominada como región de líneas estrechas (NLR del inglés *Narrow Line Region*), donde se encuentra gas ionizado de baja densidad ($n_e \sim 10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$). El espectro óptico de las galaxias Seyfert de tipo 2 (Seyfert 2) es similar al de las galaxias Seyfert de tipo 1, excepto en que todas sus líneas son estrechas. La fuente de ionización dominante en este grupo de galaxias es un núcleo galáctico activo o AGN.

Otro tipo de objetos es el denominado LINER (*low-ionization nuclear emission-line regions*). Espectroscópicamente, se parecen a las galaxias Seyfert 2, excepto que las regiones nucleares muestran líneas de baja ionización (por ejemplo, $[\text{OI}]\lambda 6300$ y $[\text{NII}]\lambda\lambda 6548, 6583$), que son relativamente intensas. Suelen ser galaxias con AGNs, aunque en algunos casos su espectro óptico de emisión se puede explicar igualmente por ionización debido a choques asociados a la formación estelar (Dopita & Sutherland 1995).

Por último, las galaxias HII tienen espectros ópticos similares a los de las regiones HII de nuestra galaxia y algunas galaxias cercanas, por lo que el origen de sus líneas es principalmente estelar (ionización por fotones ultravioleta procedentes de estrellas jóvenes masivas de tipo OB). Sin embargo, no se puede descartar que algunas de las LIRGs (también ocurre en las ULIRGs) clasificadas en el óptico como de los tipos HII o LINER tengan en su interior un AGN altamente oscurecido contribuyendo de manera significativa a la luminosidad infrarroja total de la galaxia. Un ejemplo de espectro óptico de los diferentes tipos de galaxias a partir de su actividad nuclear se muestra en la Figura 1.12.

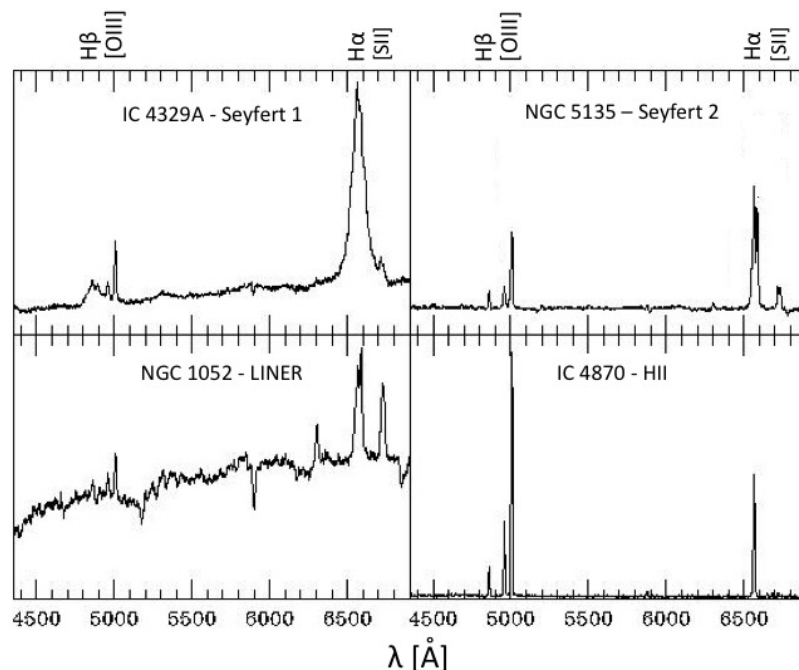


Figura 1.12. Espectro óptico de una galaxia Seyfert 1 (IC 4329A) y una galaxia Seyfert 2 (NGC 5135), una LINER (NGC 1052) y una HII (IC 4870) a partir del telescopio de 1.5m de ESO. El flujo está en unidades arbitrarias y la longitud de onda en Å. Imagen obtenida a partir de Véron-Cetty & Véron (2000).

Se encontró además una pequeña clase de galaxias que muestran espectros ópticos dominados por las características de galaxias HII pero que presentan indicios de propiedades de galaxias Seyfert (Moorwood & Oliva 1988). Debido a los espectros ópticos compuestos que muestran, se les denomina galaxias compuestas. Las galaxias compuestas son probablemente una combinación de actividad de AGN y formación de estrellas. También hay que tener en cuenta que la detección de un AGN en el núcleo de una galaxia no implica necesariamente que la luminosidad bolométrica de dicha galaxia esté dominada por el AGN.

■ **Actividad nuclear de las (U)LIRGs en función de su L_{IR}**

Numerosos trabajos se han centrado en el estudio de la espectroscopía óptica en muestras de galaxias infrarrojas (ejemplo, Elston et al. 1985; Sanders et al. 1988; Leech et al. 1989; Armus et al. 1989; Kim et al. 1998; Kewley et al. 2001), encontrando que las LIRGs de menor luminosidad están alimentadas principalmente por la formación de estrellas. Además, la fracción de galaxias dominadas por un AGN aumenta con el valor de L_{IR} (Figura 1.13). Aproximadamente el 40 % de las

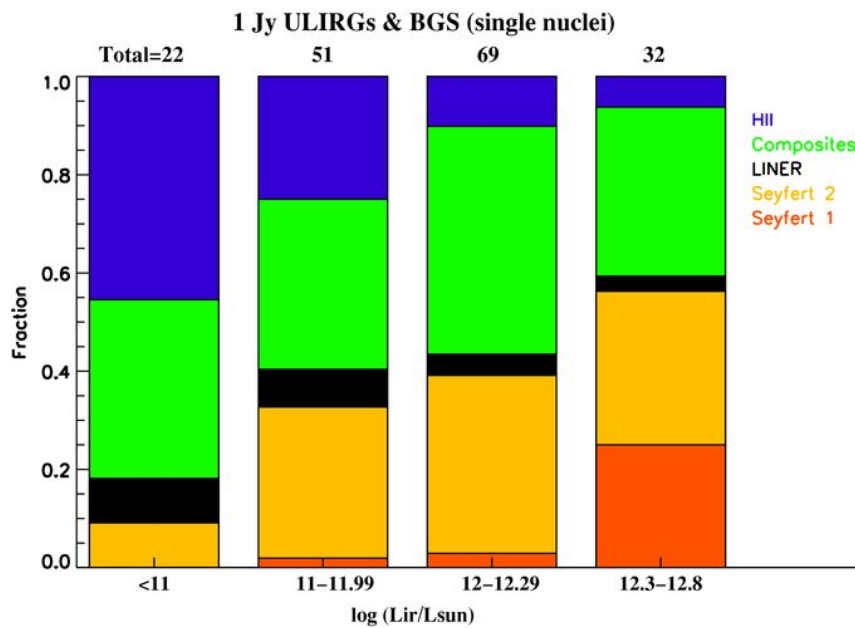


Figura 1.13. Actividad nuclear a partir de la espectroscopía óptica como función de L_{IR} en unas 200 (U)LIRGs. Se excluyeron los objetos con dos núcleos. Figura obtenida de Yuan et al. (2010).

ULIRGs locales se clasifican como galaxias Seyfert (Veilleux et al. 1995; Kewley et al. 2001; Yuan et al. 2010). Yuan et al. (2010) estudiaron la actividad nuclear de unas 500 galaxias infrarrojas. Los resultados de este estudio muestran que la mayoría de las fuentes son galaxias compuestas y Seyfert, con una fracción de $\sim 45\%$ cada una, mientras que menos del 5% son LINERs. En ULIRGs, las galaxias compuestas dominan en las etapas intermedias-tempranas de la fusión de galaxias, mientras que las galaxias con AGN dominan durante las etapas finales de la fusión. Para galaxias con L_{IR} algo más bajas ($L_{IR} < 10^{12} L_{\odot}$), se ha encontrado una mayor

fracción de galaxias HII (26 %) mientras que la fracción de galaxias compuestas es 42 % y la de galaxias Seyfert es 25 %.

1.3. Motivación de la tesis

Comprender cómo ocurre la formación estelar es esencial para entender cómo las galaxias se forman y evolucionan. A pesar de todos los estudios realizados para entender qué procesos rigen la formación estelar dentro de una galaxia, aún se sigue sin comprender éstos completamente.

Los primeros trabajos estaban limitados a la escala global de galaxias enteras, donde se encontró una de las relaciones más importantes de la astrofísica extragaláctica, la *ley de Kennicutt-Schmidt* o *relación de formación estelar*. Las mejoras técnicas de los instrumentos astronómicos, principalmente en la resolución espacial y sensibilidad, ayudó a profundizar más en las propiedades del gas en las galaxias del universo local. Sin embargo, los estudios de las galaxias más extremas (como las galaxias luminosas en el infrarrojo) siguen siendo escasos. El estudio de la formación estelar en estas galaxias, además, nos puede ayudar a comprender la formación estelar sobre las galaxias extremas a alto z .

La observación de las líneas de CO(1–0) y HCN(1–0) en LIRGs y ULIRGs ha permitido comprobar que estas galaxias tienen grandes cantidades de gas molecular en su interior, concentradas generalmente en sus kiloparsecs centrales. Además, a partir del estudio en el IR y las líneas de recombinación se ha podido determinar la tasa de formación estelar en este tipo de galaxias. La combinación de las observaciones mencionadas ha permitido comparar estas galaxias con las consideradas normales, que son aquellas que no muestran una emisión total dominada por brotes intensos de formación estelar y/o AGNs. Además, algunos trabajos han encontrado una dualidad en las relaciones de formación estelar entre galaxias normales y extremas, mostrando estas últimas una mayor eficiencia en formar estrellas.

Aún quedan preguntas sin responder, algunas de ellas son las siguientes: ¿Las relaciones de formación estelar son las mismas en todas las galaxias luminosas en el infrarrojo?. ¿La estructura interna de las galaxias es relevante a la hora de producir la formación de nuevas estrellas?, y si es así, ¿cómo influye?. Desde un punto de vista teórico, ¿qué modelos son los que describen mejor la formación estelar observada en las LIRGs?

Las preguntas anteriores sólo se puede responder mediante observaciones con elevada resolución angular, que separan y resuelven la emisión procedente de diferentes regiones dentro de una galaxia. Por ello, a partir de observaciones realizadas con gran resolución espacial, esta tesis doctoral intenta dar respuesta a dichas preguntas a través del estudio de las propiedades del gas molecular y su relación con el ritmo al que se forman las

estrellas en las LIRGs del universo local.

En el Capítulo 2 presentamos a una de las LIRGs más cercanas a nosotros, NGC 1068 y describimos las observaciones de varias líneas para trazar el gas molecular y la línea de recombinación Pa α , que traza la formación estelar reciente. También describimos la metodología utilizada en esta galaxia. Además, presentamos la muestra de LIRGs locales, que consta de 16 objetos, observada con el interferómetro ALMA, con una resolución de 70 – 90 pc capaz de resolver las GMCs que se encuentran en las galaxias. En los Capítulos 3 y 4 mostramos los resultados de los estudios realizados en NGC 1068 y en la muestra de LIRGs, respectivamente, y en el Capítulo 5 enumeramos las conclusiones más importantes extraídas de este trabajo de tesis.

Capítulo 2

NGC 1068 y muestra de LIRGs, observaciones y metodología

Esta tesis está centrada en el estudio de formación estelar en la galaxia NGC 1068, que alberga un AGN y actividad *starburst*, y en una muestra representativa de LIRGs. En este capítulo comenzamos presentando la galaxia Seyfert 2 NGC 1068 y la muestra de LIRGs locales estudiadas en este trabajo. Continuamos describiendo las observaciones obtenidas con el interferómetro ALMA (*Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*) y el telescopio espacial *Hubble* (HST). Por último, explicamos en detalle el análisis de los datos realizado. La primera parte de cada sección se centrará en la galaxia NGC 1068 y la segunda parte en la muestra de LIRGs.

2.1. Descripción de los objetos de estudio

2.1.1. NGC 1068

NGC 1068 es una galaxia espiral barrada cercana ($D \simeq 14$ Mpc; 70 pc $''$, [Bland-Hawthorn et al. 1997](#)) con una luminosidad de $L_{IR} = 3 \times 10^{11} L_{\odot}$ ([Telesco & Harper 1980](#)). Debido a su cercanía, esta galaxia es muy favorable para estudiar en detalle las propiedades del gas y la formación estelar reciente (ver Figura 2.1). Esta galaxia se clasificó primero como una galaxia Seyfert 2, debido a la identificación de líneas con anchuras estrechas en el espectro ([Khachikian & Weedman 1974](#)). Más tarde, se comprobó que las líneas espectrales tenían anchuras típicas de regiones de línea ancha, lo que indica que NGC 1068 tiene un núcleo oculto de tipo 1 ([Antonucci & Miller 1985](#)).

A partir de todos los estudios realizados en esta galaxia, se ha podido conocer su estructura central ($r \sim 2$ kpc). Alrededor del núcleo, [Thatte et al. \(1997\)](#) identificaron un cúmulo de estrellas con un diámetro de 43 pc, localizado dentro del disco circumnuclear



Figura 2.1. Galaxia NGC 1068. Fuente de la imagen: *Astronomy Picture of the Day* (APOD). Créditos de la imagen: NASA, ESA, André van der Hoeven.

(CND del inglés *Circumnuclear Disk*). Además, las emisiones de diferentes líneas moleculares y del continuo detectadas en esta región (por ejemplo, Schinnerer et al. 2000; Krips et al. 2011; García-Burillo et al. 2014) muestran que esta estructura tiene forma de anillo elíptico de 350 pc de diámetro, descentrado en relación con el AGN. En la vecindad del CND, la emisión de CO(3–2) se detecta en una componente en forma de arco (denominado como arco de choque o *bow-shock arc*) en el lado noreste del disco a $r \sim 400$ pc del AGN. Las velocidades anómalas medidas tanto en el arco característico y el CND revelan fuertes vientos de material (*outflow*) impulsados por el AGN y chorros de emisión en radio (*radio-jets*) bipolares que interactúan fuertemente con el medio interestelar (García-Burillo et al. 2014; García-Burillo et al. 2019). A escalas mayores aparece una barra estelar de 2.3 kpc de largo, detectada por primera vez en el infrarrojo cercano (Scoville et al. 1988; Thronson et al. 1989). Esta barra a su vez está rodeada por un anillo conocido como anillo *starburst* (SB), que es una espiral de dos brazos con forma de un pseudo-anillo de gas molecular a $r \sim 1.3$ kpc. El anillo SB concentra la mayor parte de la formación de estrellas masivas en la galaxia.

García-Burillo et al. (2014) y Viti et al. (2014) analizaron la emisión molecular del CND y anillo SB, encontrando diferencias significativas en las proporciones de líneas moleculares (CO, HCO⁺, HCN y CS). Estas diferencias entre las dos subestructuras indican que la retroalimentación (*feedback*) radiativa y mecánica del AGN ha cambiado las condiciones físicas y químicas de algunas especies moleculares en el CND. El anillo SB es más frío y menos denso que el CND. Schinnerer et al. (2000) analizaron las estructuras y curva de rotación trazadas por el gas molecular, y estimaron la proximidad del anillo SB con la resonancia interna de Lindblad (ILR, *inner Lindblad resonance*) de la barra estelar

(primaria) y la resonancia de corrotación de una barra más externa (secundaria). La resonancia de corrotación de la barra secundaria se encuentra a $r \approx 2.2 - 2.3$ kpc, es decir, mucho más allá del final de la barra primaria ($r \approx 1.1$ kpc). También mostraron que la barra secundaria produce cambios en la cinemática estelar, y que esta estructura podría conducir una cantidad significativa de gas hasta los 300 pc centrales. La Tabla 2.1 resume algunas de las propiedades de NGC 1068.

Tabla 2.1. Propiedades de NGC 1068

Propiedades	NGC 1068
Ascensión recta (J2000).....	02 ^h 42 ^m 40 ^s .771
Declinación (J2000).....	-00°00'47".84
Clasificación.....	(R)SA(rs)b
Inclinación.....	40°
Tipo de AGN.....	Seyfert 2
Velocidad sistémica.....	1120 km s ⁻¹
Distancia.....	14 Mpc

Notas: Coordenadas del centro de NGC 1068 a partir de la base de datos SIMBAD (del inglés Set of Identifications, Measurements and Bibliography for Astronomical Data) tomado del Two Micron All Sky Survey-2MASS, (Skrutskie et al. 2006). La clasificación es de de Vaucouleurs et al. (1991). La inclinación y la distancia consideradas son de Bland-Hawthorn et al. (1997). La velocidad sistémica fue determinada por García-Burillo et al. (2014); García-Burillo et al. (2019).

2.1.2. Muestra de LIRGs locales

Nuestra muestra de galaxias LIRGs se basa en la muestra limitada en volumen de LIRGs locales ($40 \text{ Mpc} < D < 75 \text{ Mpc}$) definida por Alonso-Herrero et al. (2006). Alonso-Herrero et al. (2006) definió la muestra con las siguientes condiciones: la velocidad de recesión cubre un rango de $v_{hel} = 2750 - 5200 \text{ km s}^{-1}$, provocando que la línea de emisión Pa α ($\lambda_{rest} = 1.876 \mu\text{m}$) caiga dentro del filtro de banda estrecha F190N de HST/NICMOS. El logaritmo de la luminosidad infrarroja total cubre el rango $11.05 < \log(L_{IR}/L_{\odot}) < 11.88$. Nuestra muestra contiene el 85 % de los objetos situados al sur ($\text{Dec} < 9^{\circ}$) de la muestra de Alonso-Herrero et al. (2006). Este límite de declinación permite que las galaxias sean observadas con ALMA.

La muestra se compone de 16 objetos, de los cuales 6 son galaxias aisladas, 6 sistemas pre-coalescentes (galaxias interactuantes y pares de galaxias) y 4 objetos considerados como fusiones de galaxias (*galaxy mergers*). La clasificación morfológica de estas galaxias viene dada por Bellocchi et al. (2013), excepto IC 4734 y NGC 7469, cuya clasificación proviene de los estudios realizados por Rich et al. (2012) y Yuan et al. (2010), respectivamente. Ocho objetos de la muestra (50 %) contienen AGN, observados en el óptico y/o muestran evidencias de actividad de AGN a partir de diagnósticos de infrarrojo medio. La contribución bolométrica a las luminosidades IR del AGN de las galaxias es de $L_{bol}[\text{AGN}]/L_{IR} \sim 0.05 - 0.26$ (Alonso-Herrero et al. 2012). En la Tabla 2.2 se presenta la muestra de galaxias y sus propiedades principales.

Tabla 2.2. La muestra limitada en volumen de LIRGs locales

Objeto		α	δ	z	D_L	i	$\log L_{IR}$	Morf.	Clasificación nuclear	Ref.
Nombre de la galaxia	Nombre IRAS	J2000.0	J2000.0		[Mpc]	[°]	[L_{\odot}]			
(1)	(2)	[h m s]	[° ' '']	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
ESO 297-G011.....	IRAS F01341-3735 N	01 36 23.40	-37 19 17.6	0.0168	73.4	38 ± 11	11.13	1	HII	1,2
NGC 1614.....	IRAS F04315-0840	04 33 59.85	-08 34 44.0	0.0159	69.7	48 ± 2	11.61	2	composite	3
NGC 2369.....	IRAS F07160-6215	07 16 37.73	-62 20 37.4	0.0111	49.7	66 ± 6	11.18	0	composite	4
NGC 3110.....	IRAS F10015-0614	10 04 02.11	-06 28 29.2	0.0163	79.8	57 ± 3	11.37	0	HII	2,3
NGC 3256.....	IRAS F10257-4339	10 27 51.27	-43 54 13.5	0.0093	45.7	-	11.72	2	HII	5
ESO 320-G030.....	IRAS F11506-3851	11 53 11.72	-39 07 48.9	0.0102	52.2	56 ± 4	11.36	0	HII	4,6
MCG-02-33-098 W...	IRAS F12596-1529	13 02 20.00	-15 46 03.7	0.0156	75.2	54 ± 6	11.19	1	composite	2
MCG-02-33-098 E....	IRAS F12596-1529	13 02 20.38	-15 45 59.7	0.0159	75.2	39 ± 1	11.11	1	HII	2,3,7
NGC 5135.....	IRAS F13229-2934	13 25 44.06	-29 50 01.2	0.0136	64.8	53 ± 9	11.33	0	Sy2	1,2,3,9,10
IC 4518 W.....	IRAS F14544-4255	14 57 41.18	-43 07 55.6	0.0160	74.6	50 ± 4	11.16	1	Sy2	2,8
IC 4518 E.....	IRAS F14544-4255	14 57 44.46	-43 07 52.9	0.0154	71.2	75 ± 2	11.12	1	-	4
.....	IRAS F17138-1017	17 16 35.79	-10 20 39.4	0.0172	76.7	50 ± 1	11.39	2	composite/HII	2
IC 4734.....	IRAS F18341-5732	18 38 25.70	-57 29 25.6	0.0154	68.5	58 ± 10	11.28	0	HII	2
NGC 7130.....	IRAS F21453-3511	21 48 19.52	-34 57 04.5	0.0160	67.6	50 ± 9	11.33	2	Sy2	3,8,9,10
IC 5179.....	IRAS F22132-3705	22 16 09.10	-36 50 37.4	0.0112	46.7	62 ± 5	11.13	0	HII	3,7
NGC 7469.....	IRAS F23007+0836	23 03 15.62	+08 52 26.4	0.0160	66.7	39 ± 5	11.54	1	Sy1	8,9,10,11

Notas: Col. (1): nombre de la galaxia. Col. (2): nombre de la galaxia en el *Infrared Astronomical Satellite (IRAS) Faint Source Catalog (FSC)*. Col. (3) y (4): ascensión recta (horas, minutos, segundos) y declinación (grados, arcominutos, arcosegundos) obtenido de *NASA Extragalactic Database (NED)*, respectivamente. Col. (5): redshift. Col. (6): distancia luminosa a partir de NED. Col. (7): inclinación de la galaxia (Sección 2.1.2.1). Col. (8): luminosidad infrarroja $L_{IR}(8 - 1000 \mu\text{m})$ calculada de las densidades de flujo f_{12} , f_{25} , f_{60} and f_{100} de IRAS (Sanders et al. 2003), a partir de la expresión: $F_{IR}(8 - 1000 \mu\text{m}) = 5.61 \times 10^5 D_L(\text{Mpc})^2 (13.48f_{12} + 5.16f_{25} + 2.58f_{60} + f_{100})L_{\odot}$ (ver Sanders & Mirabel 1996). Col. (9): clase morfológica definida como sigue: 0 corresponde a objetos *aislados*, 1 a sistemas *pre-coalescentes* y 2 a objetos *merger*. Col. (10): Clasificación óptica: HII = galaxias HII, L = LINER, Sy2 = Seyfert 2 y Sy1 = Seyfert 1. Col. (11): Referencias de las observaciones y clasificaciones de la columna anterior: 1: Kewley et al. (2001); 2: Corbett et al. (2003); 3: Yuan et al. (2010); 4: Pereira-Santaella et al. (2011); 5: Lípari et al. (2000); 6: van den Broek et al. (1991); 7: Veilleux et al. (1995); 8: Pereira-Santaella et al. (2010); 9: Alonso-Herrero et al. (2012); 10: Alonso-Herrero et al. (2009), 11: Petric et al. (2011).

2.1.2.1. Estimación de la inclinación

Uno de los problemas que nos encontramos es que no todas las galaxias se observan de cara (*face-on*), sino que muestran una cierta inclinación que es la existente entre la galaxia y el plano del cielo. Esta inclinación hace que el flujo observado se vea afectado. Para poder comparar las galaxias de la muestra, es necesario considerar la inclinación de cada una de ellas. La corrección de la inclinación nos permite obtener medidas de cada galaxia vistas de cara.

Para ello, utilizamos las imágenes obtenidas con el instrumento IRAC de *Spitzer* a $3.6 \mu\text{m}$ de la muestra de galaxias. *Spitzer* fue un telescopio espacial de infrarrojo lanzado en agosto de 2003 y retirado el 30 de enero de 2020 (Werner et al. 2004). Uno de los instrumentos instalados en este telescopio es la cámara de infrarrojo IRAC (*Infrared Array Camera*, Fazio et al. 2004). Esta cámara trabajó en el rango de longitud de onda más corta, $3.6 - 8.0 \mu\text{m}$, cubriendo 4 bandas centradas en 3.6 , 4.5 , 5.8 y $8.0 \mu\text{m}$.

Usamos las imágenes obtenidas de la banda de $3.6 \mu\text{m}$, ya que traza la distribución de las estrellas. Esta banda prácticamente no se ve afectada por el polvo, revelando así la distribución de masa estelar en toda la extensión de las galaxias. Otro trazador de la distribución de estrellas es la banda de $4.5 \mu\text{m}$, pero tiene la desventaja de que contiene mayor contribución de polvo caliente ($T_d > 500 \text{ K}$, donde T_d es la temperatura del polvo), que procede de regiones cercanas al AGN y/o brotes intensos de formación estelar. Las bandas de 5.8 y $8.0 \mu\text{m}$ están dominadas por emisión debida a bandas de Hidrocarburos Aromáticos Policíclicos (PAHs, *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*) que trazan propiedades del polvo.

Usamos las imágenes de *Spitzer* presentadas en Pereira-Santaella et al. (2011). Estas imágenes de *Spitzer* fueron descargadas del archivo de *Spitzer* (SHA, *Spitzer Heritage Archive*). La reducción de datos de las imágenes fue realizada a partir del protocolo estándar (*pipeline*) de los datos básicos calibrados (BCD, del inglés *Basic Calibrated Data*). Las imágenes BCD se combinaron en mosaicos usando los softwares MOsaicker y el extractor de fuente puntual (MOPEX, Makovoz et al. 2006) (ver Pereira-Santaella et al. 2015). La función de dispersión de punto (PSF, del inglés *Point Spread Function*) de estas imágenes muestra una anchura a media altura (FWHM, del inglés *Full Width at Half Maximum*) de $\sim 1.7''$.

Definimos la inclinación de una galaxia como

$$i = \cos^{-1}(smb/sma) \quad (2.1)$$

donde *smb* y *sma* son la longitud de los semiejes menor y mayor del objeto, respectivamente. Usamos el ajuste de isofotas elípticas del paquete *isophote* de Python. Este ajuste proporciona el valor de la longitud de los semiejes mayor y menor de cada elipse ajustada, ver Figuras 2.2 y A.1.

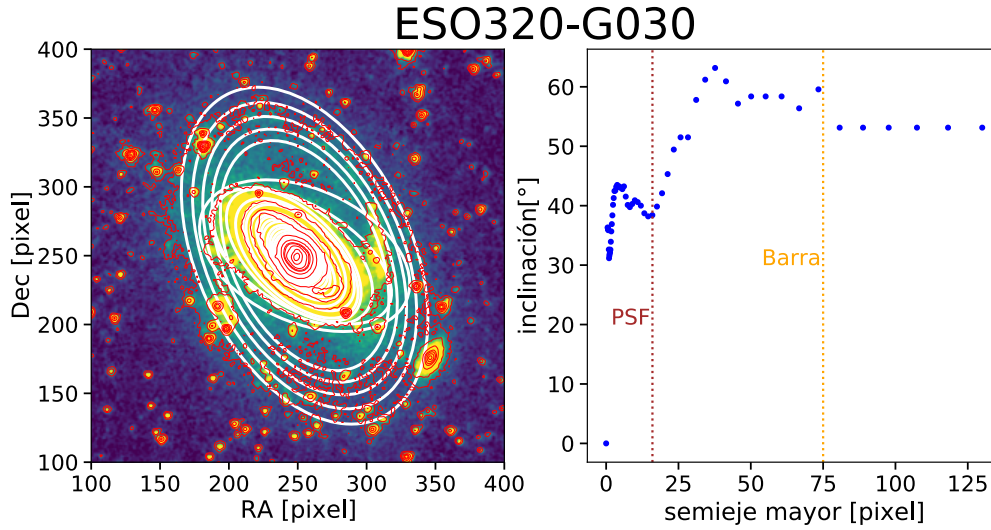


Figura 2.2. Panel izquierdo: Mapa de *Spitzer*/IRAC en la banda centrada a $3.6 \mu\text{m}$ de la galaxia ESO320-G030. En color rojo se muestra los contornos de la galaxia. Las elipses de color blanco corresponden a las elipses ajustadas con el paquete *isophote* de *Python*. Orientación del mapa: norte–derecha y este–arriba. Panel derecho: Variación de la inclinación dada por las isofotas desde las regiones centrales hasta las más externas de la galaxia.

Finalmente, obtenemos el valor de la inclinación que corresponde al valor medio de la inclinación de las elipses ajustadas que no están perturbadas por la PSF de las imágenes o por la estructura de la galaxia. La incertidumbre de la inclinación viene dada por la desviación estándar de la inclinación de las elipses consideradas. La Columna (7) de la Tabla 2.2 muestra la inclinación y la incertidumbre para cada galaxia de la muestra.

2.2. Observaciones interferométricas y análisis

El *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array* (ALMA) es un interferómetro compuesto por 66 antenas, que observa radiación electromagnética a longitudes de onda milimétricas y submilimétricas, desde 0.3 a 3.6 mm. Para capturar estas longitudes de onda de fuentes lejanas, cada una de las antenas de ALMA está equipada de un gran número de detectores, que son receptores de radio de alta sensibilidad. Cada tipo de receptor es sensible a un cierto rango de longitudes de onda del espectro electromagnético. Estas bandas van desde la banda 3, comenzando en longitudes de onda de 3.6 mm (83 GHz), hasta la banda 10, terminando en 0.3 mm (1000 GHz). Este telescopio fue construido en el desierto chileno de Atacama a una altitud de unos 5000 m, favoreciendo la detección de estas señales provenientes del espacio.

2.2.1. Reducción de datos de ALMA de NGC 1068

Utilizamos ALMA para trazar la emisión de HCN(1–0) y HCO⁺(1–0) en los $r \sim 2.5$ kpc centrales del disco de NGC 1068. Las observaciones se realizaron en agosto de 2015

con el proyecto 2013.1.00055.S (PI: Santiago Garcia-Burillo), usando la Banda 3 (2.6 – 3.6 mm; 88 – 115 GHz) y un único apuntado con un campo de visión (FoV del inglés *Field of View*) de $\sim 70''$ (~ 5 kpc), cubriendo el CND y el anillo SB de la galaxia. Se utilizaron 34 antenas con líneas de base proyectadas que van desde los 12 m hasta los 1430 m. El centro de seguimiento de la fase de la señal fue establecido en el centro de la galaxia con coordenadas $\alpha_{2000} = 02^h42^m40^s.77$, $\delta_{2000} = -00^\circ00'47''.84$, ver Tabla 2.1 para más información. Esta posición está desplazada en $\leq 1''$ respecto a la posición del AGN: $\alpha_{2000} = 02^h42^m40^s.71$, $\delta_{2000} = -00^\circ00'47''.94$ (Gallimore et al. 1996, 2004; García-Burillo et al. 2014; García-Burillo et al. 2016; Gallimore et al. 2016; Imanishi et al. 2016). La galaxia tiene una velocidad sistémica de $v_{sis}(\text{Hel}) \sim 1120 \text{ km s}^{-1}$ (García-Burillo et al. 2014; García-Burillo et al. 2019).

Se colocaron cuatro ventanas espectrales, dos en la banda lateral inferior (LSB; *lower sideband*) y dos en la banda lateral superior (USB; *upper sideband*), cada una con un ancho de 1.875 GHz. Esta configuración nos permitió observar simultáneamente las transiciones HCN(J=1–0) (88.632 GHz en reposo) y HCO⁺ (J=1–0) (89.189 GHz en reposo) en la parte superior de la banda LSB, así como H¹³CN(J=1–0) (86.340 GHz en reposo) y H¹³CO⁺(J=1–0) (86.754 GHz en reposo) en la parte inferior de la misma banda. Las dos ventanas espectrales en la banda USB se centraron alrededor de la línea CS(J=2–1) (97.981 GHz en reposo) y de la emisión del continuo alrededor de 100 GHz. El mapa de la transición CS(2–1) ha sido publicado por Scourfield et al. (2020).

Calibramos los datos utilizando la reducción de ALMA a partir del software CASA¹ (McMullin et al. 2007). La limpieza de los datos se realizó con CLIC del software GILDAS² (Guiloteau & Lucas 2000), utilizando el pesado natural. Este pesado proporciona una resolución espacial de 70 pc×42 pc ($1''.0 \times 0''.6$) con un ángulo de posición (P.A. de *position angle*) de 69°. Estimamos que la precisión absoluta del flujo es de alrededor del 10 %, estando en concordancia con las observaciones estándar de ALMA en estas frecuencias. Los cubos de datos finales tienen una resolución en frecuencia de $\simeq 2.92$ MHz ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$) y tamaño de pixel de $0.13''$. Estimamos un valor del ruido en cada canal de $\sigma_{canal} = 0.4 \text{ mJy haz}^{-1}$. El factor de conversión entre Jy haz⁻¹ y K es de 247.6 K Jy⁻¹ por haz (*beam*) en ambas líneas de emisión. Los mapas de las líneas se obtuvieron después de restar la emisión del continuo en el plano *uv* utilizando las tareas `uv_continuum` y `uv_subtract` de GILDAS.

2.2.1.1. Mapas de HCN(1–0) y HCO⁺(1–0)

A partir de la tarea `immoments` obtenemos los momentos 0 (intensidad integrada), 1 (campo de velocidad) y 2 (dispersión de velocidad) de HCN(1–0) y HCO⁺(1–0), adoptando una ventana de velocidad $|v - v_{sys}| = 250 \text{ km s}^{-1}$, que es suficiente para cubrir el

¹<http://casa.nrao.edu/>

²<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

rango de velocidades debida a la rotación del disco de la galaxia (García-Burillo et al. 2014). La incertidumbre en los mapas del momento cero, ΔI , se derivó como:

$$\Delta I = \sigma_{canal} \times \delta V \times \sqrt{N_{canales}} \quad (2.2)$$

donde δV es la anchura del canal en km s^{-1} y $N_{canales} = 50$ es el número de canales usados en la ventana de integración. Este número de canales cubre la emisión de la galaxia en cada cubo de datos.

- **Determinación de la pérdida de flujo en los datos de ALMA**

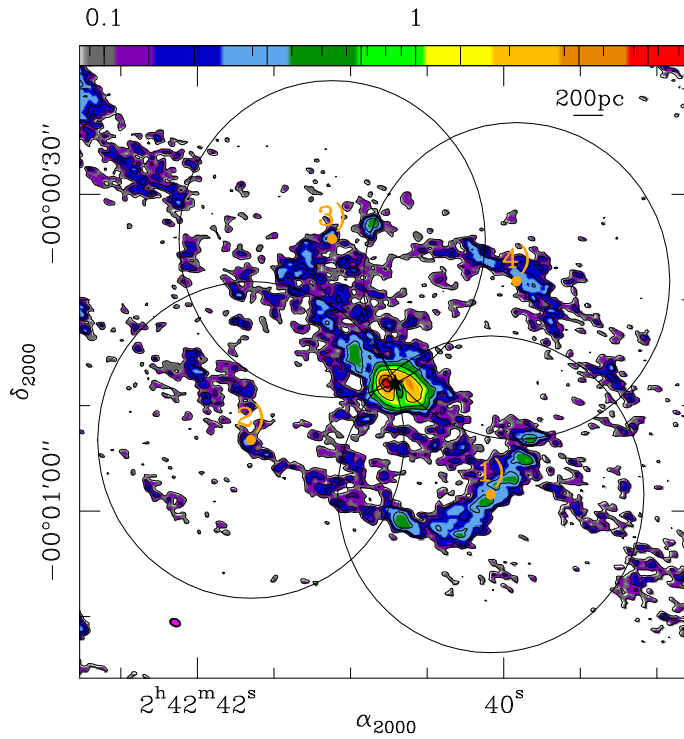


Figura 2.3. Mapa del momento 0 de HCN a la resolución inicial. Los cuatro círculos blancos corresponden a las aperturas seleccionadas para cubrir el anillo SB de NGC 1068 con radio $\sim 15''$, para analizar la pérdida de flujo. La escala de colores viene dada en unidades de $\text{Jy km s}^{-1} \text{haz}^{-1}$. El número de las regiones identifica la posición central de cada una de ellas. La posición del AGN se identifica por el marcador en forma de estrella. La elipse rellena de color magenta en la parte inferior izquierda representa el tamaño del haz de ALMA.

Una de las desventajas de los datos interferométricos es la pérdida de flujo. Esto es debido a la baja sensibilidad del interferómetro a la emisión más extendida. Una estimación de esta pérdida de flujo se puede realizar a partir de la escala máxima recuperable (LAS del inglés *Largest Angular Scale*) de nuestras observaciones. La LAS de unos datos corresponde a la estructura coherente más grande de la que se puede crear una imagen en una fuente. En nuestro caso, la LAS de nuestras observaciones es de $\sim 4''$ (~ 280 pc), por lo que el flujo puede empezar a filtrarse a escalas mayores que la LAS. Se espera que la emisión de HCN, y muy probablemente también la de HCO^+ , surja de un medio muy aglomerado formado por un conjunto

de nubes densas. Esta jerarquía particular del gas denso trazado por la emisión de HCN y HCO^+ , ayudada por la estructura de velocidades observada en el disco molecular de NGC 1068 (por ejemplo, ver [García-Burillo et al. 2014](#)) nos permite prever que la cantidad de flujo filtrado en las escalas espaciales relevantes para este trabajo es baja.

Para validar esta hipótesis estimamos el porcentaje máximo de la pérdida de flujo en la imagen de HCN de NGC 1068 comparando los flujos medidos en nuestros datos interferométricos con los datos de antena única (*single-dish*) (Usero et al. comunicación privada) obtenidos por el radiotelescopio de 30 metros del Instituto de Radioastronomía Milimétrica (IRAM). Los datos tienen diferente resolución angular: los datos de ALMA tienen un haz de $\sim 1''.0 \times 0''.6$ y los de antena única es de $30''$ (~ 2 kpc).

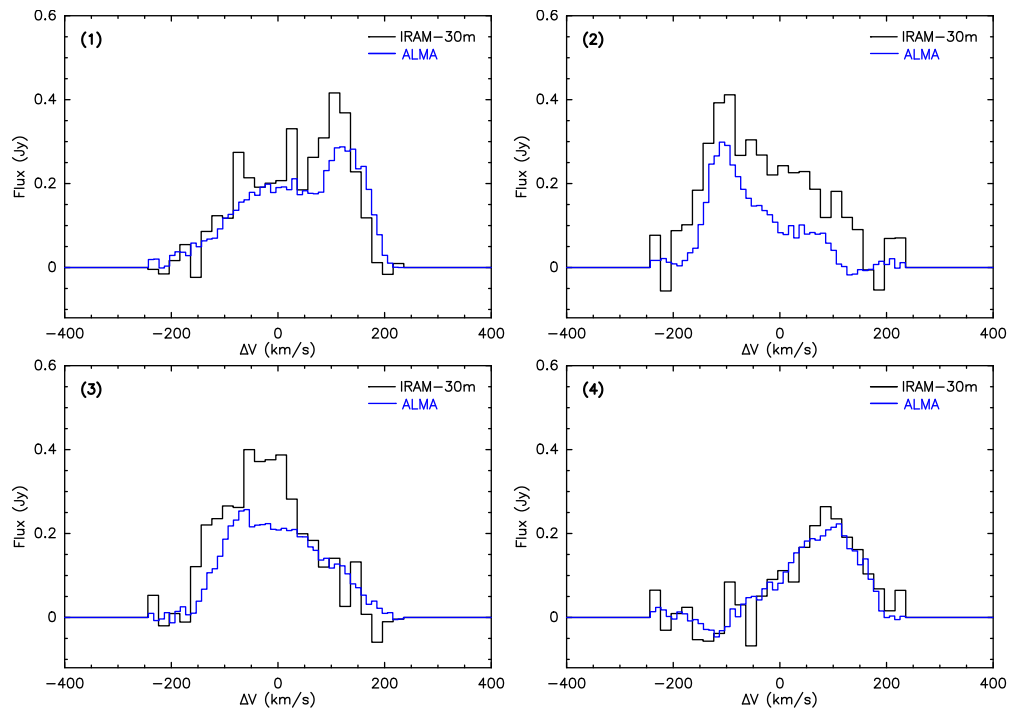


Figura 2.4. Espectros de HCN(1–0) en cuatro posiciones seleccionadas del disco de NGC 1068. En cada panel, el espectro de color negro corresponde a la línea observada con el radiotelescopio de 30 m y el espectro de color azul corresponde a los datos de ALMA en la misma posición. El número de cada panel indica la región seleccionada en la galaxia, ver Figura 2.3.

Seleccionamos un conjunto de cuatro aperturas situadas en la misma posición en ambos mapas de NGC 1068, cubriendo la región ocupada por el anillo SB de NGC 1068, para medir los flujos integrados. La Figura 2.3 ilustra el número de aperturas y posiciones seleccionadas. Para poder comparar estas observaciones con diferente resolución angular, definimos las aperturas como regiones circulares con radio igual a la mitad de la resolución de los datos de antena única ($r \sim 15''$) en la imagen interferométrica. Una vez hecho esto, calculamos el flujo integrado en esas regiones de los datos de ALMA y el flujo de las posiciones seleccionadas en las observaciones de antena única. Comparamos esta información a partir de los

espectros obtenidos con las tareas `spectrum_sum` y `spectrum`. La Figura 2.4 muestra los espectros obtenidos en las 4 regiones seleccionadas. El resultado de esta comparación indica que el porcentaje máximo de flujo perdido en el mapa de HCN obtenido con ALMA es de aproximadamente el 25 % a escalas de ~ 2 kpc. Como las escalas espaciales relevantes para este trabajo son mucho más pequeñas (50 – 700 pc), podemos concluir que la estimación $\simeq 25$ % es un límite superior bastante conservador de la pérdida de flujo para HCN (y muy probablemente también para HCO^+).

2.2.1.2. Distribución de la emisión de gas molecular denso en NGC 1068 a partir de los datos de ALMA

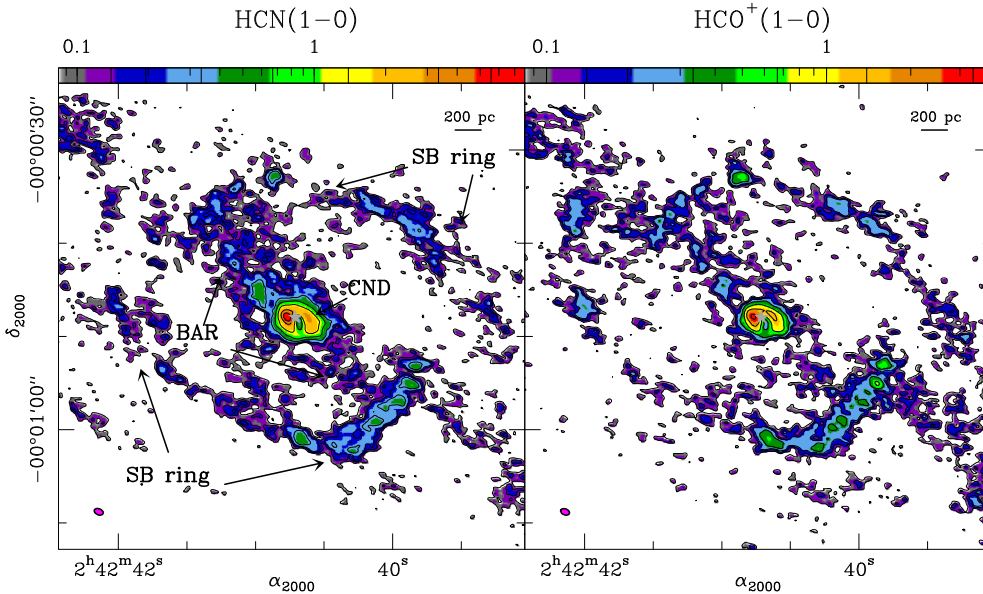


Figura 2.5. Panel izquierdo: el mapa de intensidad integrada en velocidades de $\text{HCN}(1-0)$ de NGC 1068 obtenido con ALMA. El mapa se muestra en una escala de colores logarítmica con niveles de contorno: 3σ , 5σ , 7σ , 12σ , 24σ , 50σ , 120σ y 200σ donde $1\sigma = 0.028 \text{ Jy haz}^{-1} \text{ km s}^{-1}$. Destacamos la localización de varias regiones representativas de la emisión: el CND, la barra y el anillo SB. Panel derecho: igual que el panel izquierdo pero para la línea $\text{HCO}^+(1-0)$, con la misma lista de niveles de contorno pero aquí truncada en 120σ . La posición del AGN se identifica con una estrella de color gris oscuro. La barra negra en la esquina superior derecha de cada panel muestra la escala espacial en pc. Las elipses (magenta) rellenas en las esquinas inferiores izquierda de los paneles representan el tamaño del haz de ALMA ($1''.0 \times 0''.6$ con P.A. = 69°).

La Figura 2.5 muestra los mapas de intensidad integrada de $\text{HCN}(1-0)$ y $\text{HCO}^+(1-0)$ obtenidos con ALMA en la zona central del disco ($r \sim 2.5$ kpc centrales). En general, la distribución de gas molecular denso es similar a la mostrada por otros trazadores de gas como se ve en imágenes interferométricas anteriores de la galaxia (Schinnerer et al. 2000; Krips et al. 2011; Tsai et al. 2012; García-Burillo et al. 2014; Viti et al. 2014; García-Burillo et al. 2019; Scourfield et al. 2020). En particular, la mayor parte de la emisión de $\text{HCN}(1-0)$ y $\text{HCO}^+(1-0)$ proviene de tres regiones principales:

1. *El disco circumnuclear (CND)*

Descrito como un anillo elíptico asimétrico de $6'' \times 4''$ de tamaño ($r \sim 200$ pc), el CND muestra dos nódulos de emisión localizados $\sim 1''$ al este y $\sim 1.5''$ al oeste del AGN. El anillo del CND está notablemente descentrado en relación con la localización del AGN. Los dos nódulos de emisión están conectados por una emisión más débil al norte y al sur del AGN. La morfología de los mapas de HCN y HCO^+ del CND es en gran medida similar al de los mapas realizados con ALMA de CO y CS (García-Burillo et al. 2014; García-Burillo et al. 2019; Scourfield et al. 2020).

2. *La barra*

Hay emisión de HCN y HCO^+ en la región ocupada por la barra estelar de ~ 2.6 kpc de diámetro, que está orientada a lo largo del P.A. = $46^\circ \pm 2^\circ$ (Scoville et al. 1988; Schinnerer et al. 2000). Como muestran otros trazadores de gas molecular, la emisión de esta región en ambas líneas (especialmente en HCN), tiende a acumularse a lo largo de dos arcos situados paralelamente al eje mayor de la barra. También detectamos una emisión significativa en el arco de choque identificado en los mapas de emisión de CO(3–2) y del continuo del polvo publicados por García-Burillo et al. (2014) a una distancia radial $r \sim 4'' - 7''$ (300 pc – 500 pc) en el lado noreste del disco.

3. *El anillo SB*

La mayor parte del gas molecular denso del disco se concentra en un anillo de $r \sim 8''$ (1.3 kpc) formado por dos brazos pseudo-espaciales, que se despliegan más de $\sim 180^\circ$ en azimut en el disco desde los extremos de la barra estelar. El anillo SB concentra también la mayoría de los complejos de formación de estrellas masivas en el disco identificados en la imagen de Pa α (ver Sección 2.3.1.2). La emisión de HCN y HCO^+ está distribuida de forma desigual en azimut sobre el anillo SB: en ambas líneas la emisión es más intensa alrededor de dos regiones, localizadas a $r \sim 18''$ y P.A. $\sim 15^\circ - 75^\circ$ ($\pm 180^\circ$), donde el anillo se conecta con los extremos de la barra estelar. La emisión de HCN y HCO^+ en el anillo SB es gruesa y parece estar organizada como si procediera de asociaciones de nubes moleculares de ≥ 50 pc de tamaño. A radios más extendidos, el anillo SB está conectado a dos estructuras elongadas de emisión situadas en el borde de los mapas de HCN y HCO^+ que se muestran en la Figura 2.5 a lo largo de P.A. $\sim 50^\circ \pm 180^\circ$.

– Razón HCN/ HCO^+

Estudiamos la razón entre estas dos líneas, para poder ver posibles diferencias o similitudes en NGC 1068. La Figura 2.6 muestra la razón de temperatura de brillo entre las líneas HCN y HCO^+ (R_{denso}) en el disco de la galaxia. El mapa de R_{denso} se obtuvo asumiendo un umbral común de 3σ en las intensidades integradas de ambas líneas. La relación R_{denso} cambia significativamente en las diferentes regiones del disco identificadas anteriormente. En particular, $R_{denso} \sim 1.5 - 3.5$ en el CND y en la región del arco, para los que estimamos un valor medio de $\langle R_{denso} \rangle \simeq 2.2$. Por otro lado, en el anillo SB

$R_{denso} \simeq 0.5 - 1.5$ con un valor medio de $\langle R_{denso} \rangle \simeq 1.1$.

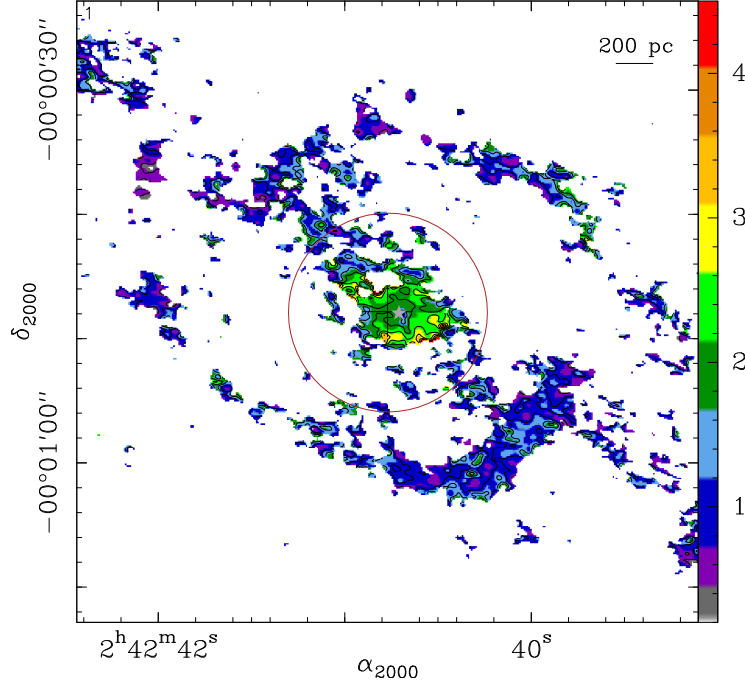


Figura 2.6. Mapa de la razón de la temperatura de brillo HCN(1-0)/HCO⁺(1-0) (R_{denso}) derivado a la resolución espacial común de $\simeq 56$ pc. El círculo marrón de $8''$ de radio ($\simeq 560$ pc) engloba la región interna del disco de la galaxia donde se ha indentificado el *outflow* molecular a partir de la cinemática del gas molecular (García-Burillo et al. 2014; García-Burillo et al. 2019). Esta región, excluida a propósito de nuestro análisis de las relaciones de formación estelar, muestra valores de la razón entre líneas significativamente mayores ($R_{denso} \simeq 1.5 - 3.5$) en comparación con el anillo SB ($R_{denso} \simeq 0.5 - 1.5$). El resto de símbolos son como los de la Figura 2.5.

Los altos valores de R_{denso} medidos en el CND y en el arco de choque están relacionados con el *outflow* molecular indentificado en la cinemática del gas molecular en estas regiones (García-Burillo et al. 2014; García-Burillo et al. 2019). Se cree que el *outflow* está impulsado por la interacción del viento del AGN y el *radio-jet* con el gas molecular del disco en una geometría cuasi-coplanar. Además de dejar una cinemática distintiva en el CND y el arco de choque, el *outflow* ha dejado su huella en la excitación y la química del gas molecular, que se encuentra bajo la influencia de choques a gran escala y una intensa radiación UV en estas regiones (Viti et al. 2014; García-Burillo et al. 2017). Por todo esto, excluimos a propósito la región central de la galaxia en nuestro análisis de las leyes de formación estelar. Definimos esa región a excluir por un círculo de radio $8''$ (~ 560 pc) centrado en el AGN.

2.2.1.3. Factor de conversión: mapas de densidad superficial de gas molecular denso

A partir de las líneas de HCN y HCO⁺, queremos obtener la densidad superficial de gas molecular denso. Tenemos la intensidad integrada que viene dada por el momento

0, con unidades de $\text{Jy haz}^{-1}\text{km s}^{-1}$. Podemos obtener la luminosidad (L'_{HCN}) a partir de la ecuación 1.2 en la Sección 1.1.1.2. Una vez obtenida la luminosidad, derivamos la distribución de masa del gas molecular denso (M_{denso}) a partir de la ecuación 1.3 definida en la Sección 1.1.1.3.

Asumimos un factor de conversión estándar $\alpha_{HCN} = 10 M_{\odot} \text{pc}^{-2}(\text{K km s}^{-1})^{-1}$ para HCN (Gao & Solomon 2004a), que incluye la contribución del Helio. En la literatura se suele adoptar un factor de conversión canónico “constante” para ambas líneas (HCN y HCO^+), que se consideran trazadores fiables de la fase del gas molecular denso por encima de densidades $n \approx 10^4 \text{cm}^{-3}$ (ver, sin embargo, García-Burillo et al. 2012; Evans et al. 2020).

Obtenemos los valores *face-on* de la densidad superficial del gas molecular denso (Σ_{denso} en unidades de $M_{\odot} \text{pc}^{-2}$) como:

$$\Sigma_{denso} = \frac{M_{denso}}{A} \times \cos(i) \quad (2.3)$$

donde A es el área de la apertura en pc^2 . Tenemos en cuenta la inclinación de la galaxia con el factor $\cos(i)$, donde i corresponde al ángulo de inclinación (ver Tabla 2.1).

2.2.2. Datos previos de ALMA y PdBI de NGC 1068

2.2.2.1. Datos de ALMA

Utilizamos las imágenes de la línea de $\text{CO}(3-2)$ y de la emisión del continuo a 349 GHz ($859 \mu\text{m}$) en NGC 1068 obtenidas por García-Burillo et al. (2014) con ALMA en la Banda 7 del proyecto 2011.0.00083.S (IP: Santiago Garcia-Burillo). La resolución angular de estos datos es de $\sim 0''.6 \times 0''.5$ ($42 \times 35 \text{pc}$) con P.A. = 60° . Para una descripción detallada de los pasos seguidos para la reducción de estos datos ver García-Burillo et al. (2014).

■ Pérdida de flujo en los datos de ALMA

Como en el caso de HCN y HCO^+ , esperamos que una cantidad no despreciable de flujo pueda empezar a filtrarse a escalas más allá de la LAS. En este caso la LAS es $\geq 6''$ ($\sim 420 \text{pc}$) para las imágenes del $\text{CO}(3-2)$ y continuo. Basándose en una comparación entre los flujos medidos por ALMA y diferentes telescopios de antena única utilizando un conjunto de aperturas, García-Burillo et al. (2014) estimaron que sus imágenes interferométricas pueden estar filtrando hasta un 20 – 30 % y un 65 % del flujo total en escalas espaciales de aproximadamente 1 kpc para la emisión del $\text{CO}(3-2)$ y del continuo, respectivamente. Sin embargo, se espera que la distribución grumosa del gas y también (en el caso de la línea de CO) la estructura de velocidades de la emisión favorezca la recuperación de la mayor parte

del flujo en los mapas de la línea y el continuo en aperturas más pequeñas ($\leq 6''$, ~ 420 pc) centradas en los puntos de emisión más brillantes del anillo SB.

2.2.2.2. Datos de PdBI

También utilizamos observaciones del interferómetro de Plateau de Bure (PdBI del inglés *Plateau de Bure Interferometer*, [Guilloteau et al. 1992](#)). Este interferómetro se encuentra situado a 2550 m de altitud en los Alpes Franceses, y está constituido por 7 antenas, cubriendo las bandas de observación de 3 a 0.8 mm.

El mapa de CO(1-0) de NGC 1068 fue obtenido por este interferómetro y fue publicado por [Schinnerer et al. \(2000\)](#). La emisión de esta línea nos permite estudiar la distribución general de la mayor parte del gas molecular frío en el disco de NGC 1068. La resolución angular de los datos corresponde a $1''.8 \times 1''.0$ (126×70 pc) con P.A. = 24° , para más detalle ver [Schinnerer et al. \(2000\)](#).

▪ Determinación de la pérdida de flujo en los datos de PdBI

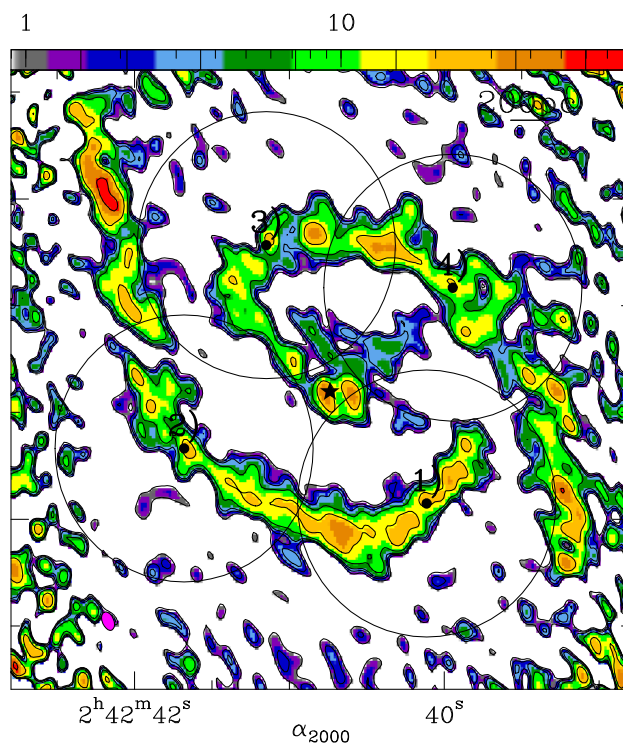


Figura 2.7. Mapa del momento 0 de CO a la resolución inicial. Los cuatro círculos corresponden a las aperturas seleccionadas con radio $r \sim 12.5''$, para analizar la pérdida de flujo. La escala de colores viene dada en unidades de $\text{Jy km s}^{-1} \text{haz}^{-1}$. El número de las regiones identifica la posición central de cada una de ellas.

[Schinnerer et al. \(2000\)](#) estimaron que el mapa de CO de PdBI filtra alrededor del 25 – 30 % del flujo total a escalas de $\sim 55''$ (3.8 kpc), basándose en la comparación

entre el flujo de CO medido de los datos de PdBI y el flujo derivado de los mapas de CO obtenidos mediante la combinación del conjunto de antenas *Berkeley-Illinois-Maryland-Association* (BIMA) y los datos de antena única del telescopio Kitt Peak de 12 m publicados por Helfer & Blitz (1995).

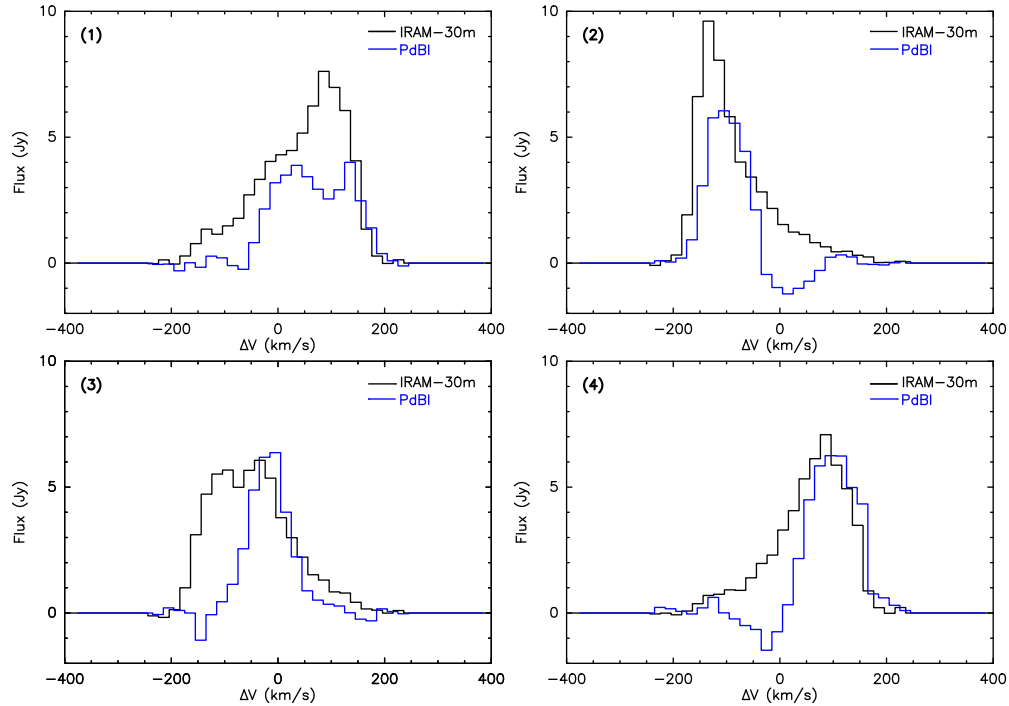


Figura 2.8. Espectros de CO(1–0) en cuatro posiciones seleccionadas en NGC 1068. En cada panel, el espectro de color negro corresponde a la línea observada con el radiotelescopio de 30 m y el espectro de color azul corresponde a los datos de PdBI en la misma posición. El número de cada panel indica la región seleccionada en la galaxia, ver Figura 2.7.

Hemos derivado un nuevo límite superior de la pérdida de flujo en el mapa de CO(1–0), como se explica a continuación. Al igual que en el la línea de HCN, usamos observaciones de antena única obtenidas por el radiotelescopio de 30 m de IRAM (Usero et al. comunicación privada). Los datos tienen diferente resolución angular: los datos de PdBI tienen un haz de $1''.8 \times 1''.0$ y los de antena única de $\sim 25''$.

Seleccionamos varias aperturas situadas en las mismas posiciones en los dos mapas para obtener el flujo. En la Figura 2.7 se muestra el número de aperturas y posiciones seleccionadas. Las aperturas son regiones circulares de radio igual a la mitad de la resolución de los datos de antena única ($r \sim 12.5''$) en los datos interferométricos. Después, calculamos el flujo integrado en las aperturas de los datos de ALMA y el flujo de las posiciones seleccionadas en las observaciones de antena única, y comparamos los datos a partir de los espectros obtenidos. La Figura 2.8 muestra el espectro de las 4 regiones seleccionadas para la línea de CO. El flujo promedio perdido en las diferentes regiones es del 40 – 45 % para esta línea a escalas de $\sim 25''$ (~ 1.8 kpc).

En este caso, aunque no tenemos información de la LAS de los datos de PdBI, no

llegamos a escalas espaciales tan grandes como los datos de antena única, y por tanto en el peor de los casos la pérdida de flujo sería del 40 – 45 % en las diferentes versiones de los mapas interferométricos usados en este trabajo.

2.2.2.3. Factor de conversión: mapa de la densidad superficial del gas molecular

Para convertir las intensidades medidas por la línea de CO(1–0) a densidad superficial de gas molecular, seguimos los mismos pasos que los realizados para el caso de HCN y HCO⁺ (ver Sección 2.2.1.3). Usamos la prescripción de Bolatto et al. (2013), que asume un factor de conversión Galáctico estándar de $\alpha_{CO} = 4.36 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{pc}^{-2})^{-1}$, que incluye la contribución del Helio.

2.2.3. Reducción de datos de ALMA de la muestra de LIRGs

La línea de emisión de CO(2–1) de nuestra muestra de LIRGs locales fue observada con ALMA entre el 29 de agosto de 2014 y el 12 de agosto de 2018, usando la Banda 6 (1.1 – 1.4 mm; 214 – 273 GHz) del proyecto 2017.1.00255.S (IP: Miguel Pereira-Santaella). Este proyecto contiene 11 galaxias de la muestra, que fue completada con 5 galaxias más pertenecientes a cuatro proyectos diferentes: 2013.1.00271.S (IP: Luis Colina), 2013.1.00243.S (IP: Luis Colina), 2015.1.00714.S (IP: Kazimierz Sliwa) y 2017.1.00395.S (IP: Tanio Díaz-Santos), ver Tabla 2.3. Las observaciones se obtuvieron utilizando una combinación de configuraciones extendida y compacta de la red de antenas, excepto en el caso de las dos galaxias que forman parte del proyecto 2017.1.00395.S, en el que solo se utilizó la configuración extendida de las antenas. El tiempo de integración de las fuentes oscila entre ~ 7 a ~ 34 min.

Calibramos los datos utilizando la reducción estándar de ALMA a partir del software CASA (McMullin et al. 2007). Separamos y sustraemos la emisión del continuo en el plano uv utilizando una línea de base de orden 0. Para la limpieza de los datos de CO, utilizamos el pesado de Briggs con un valor del parámetro de “robustez” de 0.5 (Briggs 1995). Este pesado proporciona una resolución espacial de la muestra de 48 – 106 pc (0.19” – 0.37”). Las LAS de los datos de configuración compacta+extendida oscilan entre $\sim 8''$ y $\sim 11''$ (1.7 – 2.3 kpc). En el caso de las únicas observaciones de configuración extendida, la LAS es $\sim 3''$ (1.1 kpc). En este trabajo, estudiamos las escalas espaciales entre 90 y 500 pc, que son de 2 a 25 veces más pequeñas que la LAS, por lo que esperamos que la pérdida de flujo en estos datos interferométricos sea bajo en estas escalas. Además, para dos LIRGs locales, una de ellas es uno de los objetos de la muestra, se comprobó a partir de observaciones de antena única que los flujos integrados de ALMA y de antena única coinciden dentro de una incertidumbre del 15 % (Pereira-Santaella et al. 2016a,b).

Tabla 2.3. Observaciones de la línea de CO(2–1) de la muestra.

Objeto		$\theta_{maj} \times \theta_{min}$	θ_m	P.A.	Sensibilidad	Proyecto	Mosaicos	LAS	SINFONI
Nombre de la galaxia	Nombre IRAS	[""]	["", pc]	[°]	[mJy haz ⁻¹]	IP		[""]	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	
ESO 297-G011.....	IRAS F01341-3735	0.21×0.16	0.19, 67	-72	0.53	MPS		9.4	
NGC 1614.....	IRAS F04315-0840	0.22×0.15	0.19, 62	-74	0.43	MPS		10.8	
NGC 2369.....	IRAS F07160-6215	0.24×0.21	0.22, 53	88	0.51	MPS		8.8	✓
NGC 3110.....	IRAS F10015-0614	0.26×0.21	0.23, 89	-83	0.35	MPS		8.8	✓
NGC 3256.....	IRAS F10257-4339	0.23×0.21	0.22, 48	63	0.43	KS	✓	5.4	✓
ESO 320-G030.....	IRAS F11506-3851	0.30×0.24	0.27, 68	63	0.89	LC1		8.7	✓
MCG-02-33-098 W...	IRAS F12596-1529	0.23×0.17	0.20, 73	89	0.48	MPS	✓	9.4	
MCG-02-33-098 E....	IRAS F12596-1529	0.23×0.17	0.20, 72	89	0.48	MPS	✓	9.4	
NGC 5135.....	IRAS F13229-2934	0.31×0.22	0.26, 82	63	0.21	LC2		9.4	✓
IC 4518 W.....	IRAS F14544-4255	0.23×0.20	0.21, 75	-86	0.46	MPS		10.3	
IC 4518 E.....	IRAS F14544-4255	0.23×0.20	0.21, 73	-87	0.47	MPS		10.3	
.....	IRAS F17138-1017	0.26×0.22	0.24, 87	-62	0.75	MPS		7.6	✓
IC 4734.....	IRAS F18341-5732	0.25×0.21	0.23, 75	-73	0.77	TDS		2.7	
NGC 7130.....	IRAS F21453-3511	0.36×0.29	0.32, 105	69	0.29	MPS		9.9	✓
IC 5179.....	IRAS F22132-3705	0.40×0.34	0.37, 82	44	0.45	MPS		9.8	✓
NGC 7469.....	IRAS F23007+0836	0.23×0.18	0.21, 65	-39	0.29	TDS	✓	2.8	

Notas: Col. (1): nombre de la galaxia. Col. (2): nombre de la galaxia en el catálogo IRAS a partir de Sanders et al. (2003). Col. (3): tamaño del haz FWHM mayor (θ_{maj}) y menor (θ_{min}). Col. (4): Tamaño medio del haz FWHM (θ_m) en arcsegundos y parsecs, respectivamente. Col. (5): ángulo de posición (P.A.) en grados. Col. (6): Sensibilidad de la línea 1σ por canal de las observaciones de CO(2–1). Col. (7): Investigador principal del proyecto de ALMA: MPS: Miguel Pereira-Santaella (2017.1.00255.S), KS: Kazimierz Sliwa (2015.1.00714.S), LC1: Luis Colina (2013.1.00271.S), LC2: Luis Colina (2013.1.00243.S) y TDS: Tanio Díaz-Santos (2017.1.00395.S). Col. (8): ✓galaxias con datos de mosaicos. Col. (9): mayor escala angular. Col. (10): ✓galaxias con datos de SINFONI.

Los cubos de datos de CO(2–1) finales tienen un rango de canales de 4 – 23 MHz ($\sim 5 - 30 \text{ km s}^{-1}$) y tamaños del pixel de $0.025'' - 0.06''$. El FoV de los datos de apuntado único tiene un diámetro de $\sim 24''$ ($\sim 5 - 8 \text{ kpc}$). Los tres mosaicos (MCG-02-33-098, NGC 3256 y NGC 7469) tienen un diámetro entre $\sim 38''$ y $\sim 48''$ ($\sim 11 - 17 \text{ kpc}$). Aplicamos la corrección del haz primario a los cubos de datos. En la Tabla 2.3 se detallan las observaciones de cada galaxia.

2.2.3.1. Mapas de CO(2–1)

Utilizamos la línea de emisión de CO(2–1) para trazar la distribución del gas molecular frío en la muestra de galaxias.

Las observaciones con ALMA de nuestra muestra tienen un rango de resolución espacial de 48 – 106 pc. Definimos una escala espacial común de 70 – 90 pc para tener un conjunto de datos homogéneo. Convolucionamos a 80 pc los cubos de datos de las galaxias con resoluciones espaciales entre 48 y 68 pc (ESO297-G011, NGC 1614, NGC 2369, NGC 3256, ESO320-G030 y NGC 7469). Para el resto de los objetos, utilizamos directamente los cubos de datos limpios con resoluciones espaciales que van desde 72 pc hasta 89 pc. En el caso de NGC 7130, la resolución espacial es de $\sim 110 \text{ pc}$, un 20 % mayor que el resto de la muestra. Utilizamos esta escala espacial ligeramente mayor para estudiar la relación de formación estelar en esta galaxia. Después de esto, obtenemos los mapas de CO(2–1) a partir de los siguientes pasos:

1. Umbral de emisión

Para identificar la emisión de CO(2–1) en cada canal de los cubos de datos, seleccionamos los píxeles con flujo $> 5\sigma$. Usamos los cubos de datos sin la corrección del haz primario para estimar el nivel del ruido (σ) de cada canal, donde el ruido de fondo es espacialmente uniforme.

2. Eliminación de píxeles con ruido

Aplicamos la corrección del haz primario a nuestros cubos de datos. A parte del criterio de 5σ , y para asegurarnos que la emisión de los cubos de datos no incluye ruido, no consideramos la señal de píxeles que tienen emisión procedente de uno o dos canales.

3. Emisión débil

Finalmente, para cada pixel con emisión que cumpla los criterios anteriores, consideramos como emisión de las galaxias la que proviene de los canales anterior y posterior en cada pixel con emisión.

Una vez que tenemos los cubos finales, donde el ruido de cada pixel ha sido enmascarado, obtenemos los momentos -1, 0, 1 y 2 a partir de sus definiciones:

Momento -1: corresponde al pico de emisión. Obtenemos este momento a partir del valor máximo del flujo de un canal aislado en cada posición espacial.

Momento 0: obtenemos este momento teniendo en cuenta la anchura del canal y la suma de todos los canales con emisión en cada pixel.

$$M_0 = \Delta v \Sigma I_i \quad (2.4)$$

donde Δv es la anchura (en km s^{-1}) de un canal e I_i es la intensidad del canal i .

Momento 1: lo obtenemos a partir de

$$M_1 = \frac{\Sigma I_i v_i}{\Sigma I_i} \quad (2.5)$$

donde v_i es el eje espectral (velocidad) en el canal i .

Momento 2: obtenemos el momento como:

$$M_2 = \sqrt{\frac{\Sigma I_i (v_i - M_1)^2}{\Sigma I_i}} \quad (2.6)$$

La Figura 2.9 muestra los momentos de la galaxia ESO320-G030. Los mapas del resto de galaxias de la muestra se encuentra en el Apéndice A, Figura A.2. Para estudiar la influencia de la resolución espacial, consideramos tres escalas espaciales diferentes: 90 (resolución inicial), 240 y 500 pc. Obtenemos estas escalas espaciales degradando los datos de ALMA de la resolución inicial a partir de la tarea `imsmooth` de `CASA`. La Figura 2.2.3.1 ilustra los mapas de la intensidad integrada a las diferentes resoluciones espaciales utilizada en este estudio (90, 240 y 500 pc) para ESO320-G030 y la Figura A.3 para el resto de galaxia.

2.2.3.2. Factor de conversión del CO(2-1): mapas del gas molecular

Al igual que en NGC 1068, queremos obtener la densidad superficial de gas molecular frío, pero en este caso, a partir de la línea de CO(2-1). Obtenemos la luminosidad a partir de la ecuación 1.2 en la Sección.1.1.1.2. Esta luminosidad nos permite obtener la masa del gas molecular frío (M_{mol}) como:

$$M_{mol}[M_\odot] = \frac{\alpha_{CO}^{1-0}}{R_{21}} L'_{CO} \quad (2.7)$$

con un factor de conversión $\alpha_{CO}^{1-0} = 4.36 M_\odot (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$ (Bolatto et al. 2013) y R_{21} es la razón CO(2-1)/CO(1-0). Esta puede variar tomando valores desde 0.5 a 1 (Carilli & Walter 2013), dependiendo de cada galaxia. Se realizaron medidas de esta razón en una muestra de galaxias a partir de los datos de antena única de la línea CO

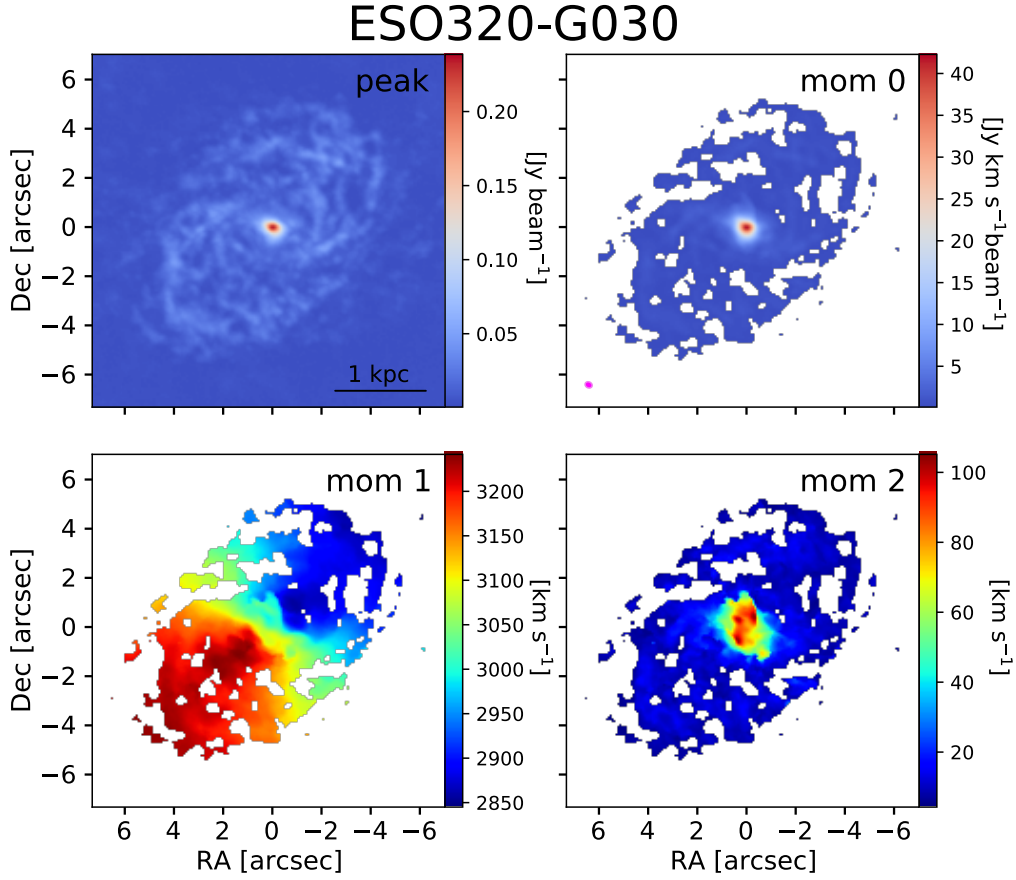


Figura 2.9. Mapas de los momentos -1 (arriba izquierda), 0 (arriba derecha), 1 (abajo izquierda) y 2 (abajo derecha) obtenidos del cubo de datos de la galaxia ESO320-G030.

obtenidos por el telescopio de 30 m de IRAM, dando un valor de $R_{21} = 0.7$ para la LIRG local IC 4687 (Albrecht et al. 2007). Asumimos este valor en nuestra muestra, que se encuentra dentro del rango encontrado por Garay et al. (1993) en este tipo de galaxias.

Finalmente, calculamos la densidad superficial de la masa de gas molecular (Σ_{H_2}) a partir de la masa del gas molecular frío:

$$\Sigma_{H_2}[M_{\odot}pc^{-2}] = \frac{M_{mol}}{A[pc^2]} \cos(i) \quad (2.8)$$

donde A es el área de la región seleccionada y $\cos(i)$ tiene en cuenta la inclinación de cada galaxia (ver Columna (7) de la Tabla 2.2).

- **Los efectos del factor de conversión α_{CO}**

Las masas de gas frío obtenidas dependen del factor de conversión (α_{CO}) utilizado. En este trabajo asumimos un factor de conversión α_{CO} galáctico para derivar las masas de gas molecular. Como se argumenta a continuación, no esperamos que un factor de conversión más bajo, típico de las ULIRGs (Papadopoulos et al. 2012)

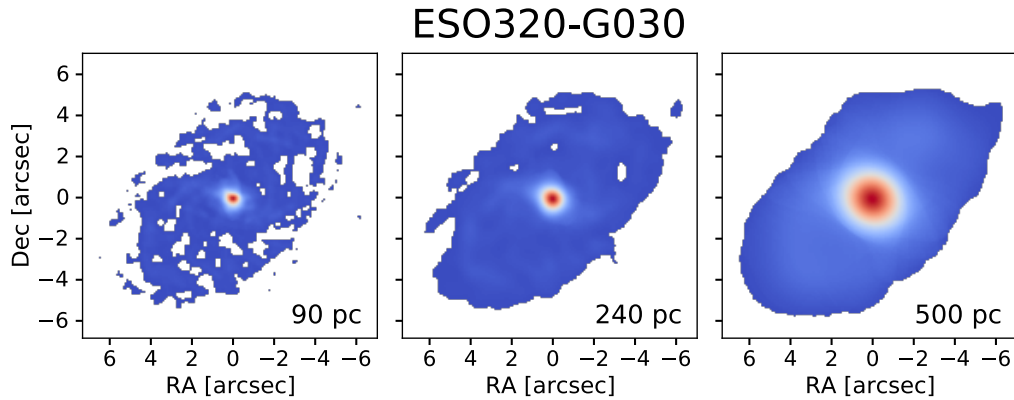


Figura 2.10. Mapas del momento 0 de la línea de CO(2–1) de la galaxia ESO320-G030 a las resoluciones espaciales utilizadas en este trabajo: 90 pc (panel izquierdo), 240 pc (panel central y 500 pc (panel derecho).

sea apropiado para nuestra muestra.

Nuestra muestra no contiene objetos de fuerte interacción ni fusiones compactas como las que presentan la mayoría de las ULIRGs locales. Las galaxias de nuestra muestra tienen una luminosidad infrarroja media de $\log(L_{IR}/L_{\odot}) = 11.30$ y un radio efectivo medio de la componente molecular (R_{CO}^{ef}) de 740 pc (Bellocchi et al. en prep.). En cambio, las ULIRGs locales muestran un valor medio de $R_{CO}^{ef} = 340$ pc (Pereira-Santaella et al. 2021). Por lo tanto, es probable que el α_{CO} de nuestra muestra difiera del factor utilizado en las ULIRGs locales.

El factor de conversión puede verse afectado por la metalicidad de las galaxias, mostrando valores más altos con la disminución de la metalicidad ($\alpha_{CO} = 4.35 (Z/Z_{\odot})^{-1.6} M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)^{-1}$, Accurso et al. 2017). Rich et al. (2012) estudiaron la metalicidad en algunas (U)LIRGs locales, encontrando una disminución de la abundancia con el aumento del radio. En el caso de la metalicidad en discos locales, Sánchez et al. (2014) observaron un comportamiento similar. Basándonos en estos trabajos, obtenemos que la variación esperada del factor de conversión debido a los gradientes de metalicidad en $r < 4$ kpc es pequeña, 20 – 30 %.

2.3. Observaciones del HST/NICMOS y análisis

El telescopio espacial *Hubble* (HST) fue lanzado y colocado en una órbita terrestre baja en abril de 1990. El HST es un telescopio reflector de tipo Ritchey-Chrétien, con un espejo primario de 2.4 metros de diámetro, capaz de realizar observaciones en el visible, ultravioleta cercano e infrarrojo cercano (0.12 a 2.50 μm).

Uno de los instrumentos instalados en el HST es la cámara de infrarrojo cercano y el espectrómetro de objetos múltiples (NICMOS del inglés *Near Infrared Camera and*

Multi-Object Spectrometer; Thompson et al. 1998). Este instrumento proporcionó imágenes infrarrojas y observaciones espectroscópicas de objetos astronómicos en el rango de longitud de onda de $0.8 - 2.5 \mu\text{m}$.

2.3.1. Observaciones del HST/NICMOS y análisis en NGC 1068

Utilizamos la emisión de la línea de recombinación del hidrógeno Pa α a $1.875 \mu\text{m}$ para derivar la distribución de la formación estelar reciente en el disco de NGC 1068. Esta línea traza el gas ionizado producido por asociaciones de estrellas masivas ($\gtrsim 30 M_{\odot}$) y jóvenes ($\lesssim 8 - 10 \text{ Ma}$). Esto nos permite estudiar la formación estelar reciente. La principal ventaja de la línea de recombinación en el infrarrojo cercano en comparación con su homóloga en el óptico, H α , reside en que la extinción por polvo de Pa α es significativamente menor (Kennicutt 1998b; Calzetti et al. 2007). Por tanto, podemos despreciar cualquier corrección por extinción debida al polvo cuando derivamos la SFR a partir del flujo de Pa α . La validez de esta hipótesis se examina después (ver Sección 2.3.1.4), donde comparamos los flujos de Pa α medidos por el HST en una serie de regiones del anillo SB con los medidos en H α utilizando la imagen terrestre de NGC 1068 publicada por Díaz et al. (2000).

2.3.1.1. Reducción de los datos del HST/NICMOS

Utilizamos las imágenes de los filtros de banda estrecha (F187N, F190N) del HST/NICMOS (NIC3) de la galaxia recuperadas del archivo de datos de *Hubble*³ (HDA, del inglés *Hubble Data Archive*) para derivar el mapa de Pa α , y seguimos los pasos de calibración y sustracción del continuo detallado en la Sección 2.2 de García-Burillo et al. (2014). El tamaño del pixel de las imágenes del HLA es de $0''.1 \times 0''.1$. La resolución angular (FWHM) de la imagen de Pa α es $\sim 0''.26 \times 0''.26$ ($\sim 18 \text{ pc} \times 18 \text{ pc}$), determinado a partir del tamaño estimado de la PSF en las observaciones.

Para trabajar con esta línea de emisión convolucionamos la imagen utilizando la tarea `gauss_smooth` para obtener el mismo rango de resoluciones que en las imágenes de ALMA. Después, alineamos la imagen del HST al centro de referencia común a las imágenes de ALMA a partir de la tarea `reproject`.

2.3.1.2. Imágen del HST/NICMOS

La Figura 2.11 muestra la imagen de Pa α en NGC 1068 obtenida a la resolución inicial de la cámara HST/NICMOS: $0''.26 \times 0''.26$ ($\sim 18 \text{ pc} \times 18 \text{ pc}$). La región central de la imagen revela una fuerte emisión proveniente de una nebulosa bipolar asimétrica de

³<http://hla.stsci.edu/hlaview.html>

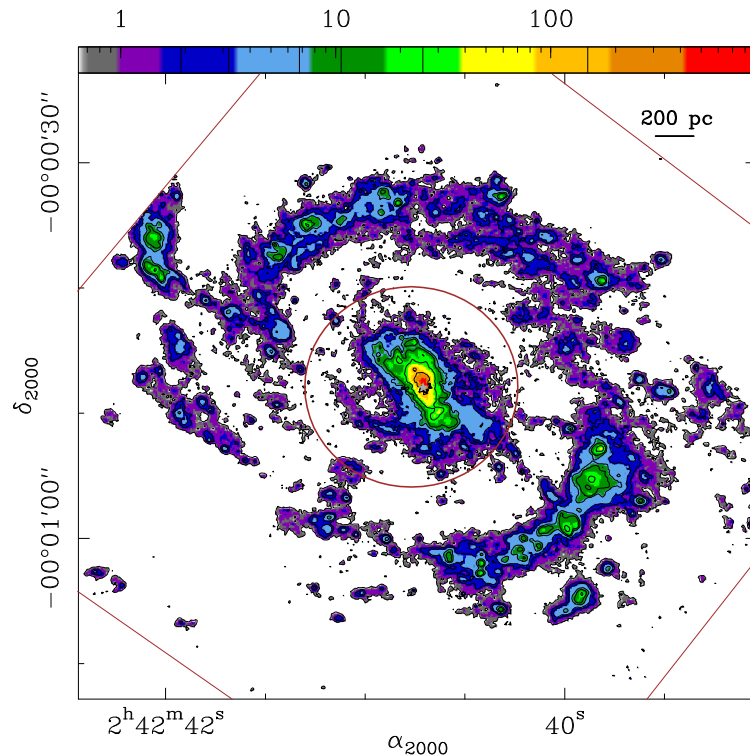


Figura 2.11. Imagen de HST/NICMOS de Pa α obtenida tras la sustracción del continuo de NGC 1068. El mapa se muestra en escala de colores con niveles de contorno: 3σ , 9σ , 15σ , 32σ , 50σ , 120σ y 700σ , donde $1\sigma = 0.212 \cdot 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ pixel}^{-1}$. El rango de la escala de colores se muestra en unidades de $10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ pixel}^{-1}$. La región cuadrada (truncada) identifica el borde exterior del campo de visión del HST/NICMOS. El círculo de color marrón muestra la región que está contaminada por el AGN. La resolución angular de la imagen es $0''.26 \times 0''.26$. El resto de símbolos son como los mostrados en la Figura 2.5.

gas ionizado. Tanto la morfología como la cinemática del gas en esta estructura se han modelizado en términos de un viento impulsado por el AGN (por ejemplo, [Crenshaw & Kraemer 2000](#); [Cecil et al. 2002](#); [Das et al. 2006](#); [Müller-Sánchez et al. 2011](#); [Barbosa et al. 2014](#); [Miyauchi & Kishimoto 2020](#)). El viento del AGN ocupa un bicono hueco que se extiende hasta un radio $r \sim 8''$ (550 pc) en su lado norte. El bicono está orientado a lo largo del P.A. $\sim 30^\circ$. Por otro lado, en nuestro análisis posterior de las relaciones de formación estelar, excluimos la región central $r \leq 8''$ de la galaxia, donde la emisión de la línea de Pa α no puede considerarse un trazador fiable de la formación estelar.

Fuera de la nebulosa bicónica situada entorno al AGN, la mayor parte de la emisión de Pa α proviene del anillo SB. Al igual que la distribución del gas molecular denso, la formación estelar trazada por Pa α no está distribuida uniformemente en el anillo SB. Los complejos de formación estelar más brillantes se encuentran en la sección noreste y, sobre todo, en la sección suroeste del anillo SB (en P.A. $\sim 195^\circ - 255^\circ$). En cualquier caso, se trata de las dos regiones en las que el anillo SB está conectado a los extremos de la barra estelar. [Rico-Villas et al. \(2021\)](#) estudiaron la emisión del radio continuo (*free-free*) a 145 GHz asociada a la formación estelar e identificaron una concentración similar de cúmulos de superestrellas masivas en la región de la interfaz barra-anillo.

La Figura 2.12 muestra la superposición de la imagen de la emisión de Pa α obtenida a partir del HST/NICMOS sobre los mapas de HCN(1–0), HCO⁺(1–0) y CO(1–0). Para una comparación adecuada, degradamos la imagen de Pa α a la resolución espacial común de HCN y HCO⁺ (~ 56 pc), y a la de CO (~ 100 pc). Una inspección visual de esta figura muestra que los máximos de Pa α no siempre coinciden con los picos de emisión más fuertes de HCN, HCO⁺ o CO localizados en todo el anillo SB.

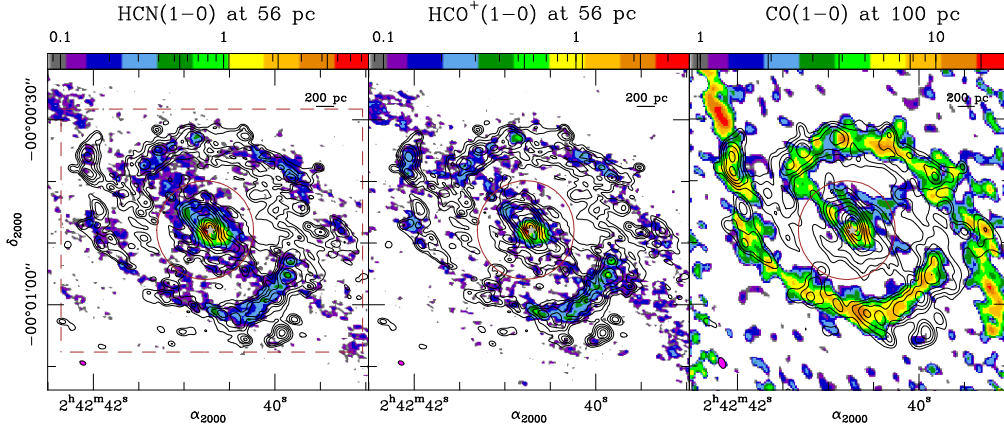


Figura 2.12. Panel izquierdo: superposición de la imagen de Pa α de HST/NICMOS (contornos) sobre el mapa de HCN(1–0) de ALMA (escala de colores). Los contornos con un espaciado logarítmico de 3σ a 1536σ , en pasos de 0.3 dex, donde $1\sigma = 0.180 \cdot 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ pixel}^{-1}$. La escala de colores se muestra en unidades de $\text{Jy haz}^{-1} \text{ km s}^{-1}$. Panel central: igual que el panel izquierdo pero mostrando la superposición de los contornos de Pa α del HST/NICMOS sobre el mapa de HCO⁺(1–0) de ALMA (escala de colores). Panel derecho: igual que el panel izquierdo pero mostrando la superposición de los contornos de Pa α del HST/NICMOS sobre el mapa de CO(1–0) de PdBI de Schinnerer et al. (2000) (escala de colores). El espaciado de los contornos es el mismo que en los paneles izquierdo y central, pero con $1\sigma = 0.162 \cdot 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ pixel}^{-1}$. Las elipses rellenas (magenta) en las esquinas inferiores izquierdas de todos los paneles representan los tamaños de los haces de los mapas de las líneas moleculares: $1''.0 \times 0''.6$ con P.A. = 69° (paneles izquierdo y central) y $1''.84 \times 1''.09$ con P.A. = 24° (panel derecho). Las imágenes de Pa α del HST/NICMOS de cada panel han sido degradadas a las resoluciones espaciales correspondientes de cada trazador del gas molecular utilizados en esta comparación. El resto de símbolos son como los mostrados en la Figura 2.5.

2.3.1.3. Conversión del mapa de Pa α a SFR

Para calcular el mapa de la SFR a partir de las luminosidades de la línea de Pa α , necesitamos convertir el flujo de Pa α al ritmo al que se forman estrellas en NGC 1068. Para ello, adoptamos la prescripción propuesta en Kennicutt & Evans (2012) respecto al factor de conversión utilizado para obtener el mapa de la SFR. En particular, asumimos la IMF de Kroupa (Kroupa 2001) así como una relación intrínseca para $\text{H}\alpha/\text{Pa}\alpha=7.81$ (Hummer & Storey 1987), que se aplica a la recombinación del Caso B con $T_e = 5.000 \text{ K}$ y $n_e = 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Estas condiciones del medio han sido encontradas en galaxias starbursts (ejemplo, Roy et al. 2008; Rieke et al. 2009). Obtenemos la SFR a partir de la expresión:

$$\text{SFR}[M_\odot \text{ a}^{-1}] = 4,15 \times 10^{-41} L_{\text{Pa}\alpha}[\text{ergs}^{-1}] \quad (2.9)$$

donde $L_{Pa\alpha} = F 4\pi D_L^2$ es la luminosidad de Pa α , F es el flujo en $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ y D_L es la distancia luminosa en cm.

A partir de la SFR derivamos las correspondientes densidades superficiales de SFR (Σ_{SFR}):

$$\Sigma_{SFR}[M_{\odot}a^{-1}kpc^{-2}] = \frac{SFR[M_{\odot}a^{-1}]}{A[kpc^2]} \times \cos(i), \quad (2.10)$$

2.3.1.4. Análisis de la extinción de Pa α

Para validar nuestra hipótesis de trabajo, es decir, que la imagen de Pa α utilizada en este trabajo para derivar la distribución de la formación estelar reciente en NGC 1068 no requiere de una corrección significativa por extinción debida al polvo, comparamos los flujos de Pa α medidos en la imagen del HST/NICMOS con los medidos desde tierra de H α en NGC 1068 utilizando la imagen de Díaz et al. (2000) en un número representativo de regiones del anillo SB. Tenemos en cuenta que la resolución de la imagen de H α viene determinada por el *seeing* ($\sim 2''.1$). Además, cada región de H α tiene un tamaño característico diferente. La Figura 2.13 muestra la posición de las ocho regiones consideradas en esta comparación seleccionadas de la Tabla 4 de Díaz et al. (2000). Obtuvimos los flujos de Pa α integrados espacialmente dentro de las ocho regiones seleccionadas utilizando los tamaños de las regiones de H α enumeradas en la Tabla 4 de Díaz et al. (2000) y calculamos las razón H α /Pa α para cada apertura (ver Tabla 2.4). Para estimar el exceso de color (E(B-V)) y la extinción ($A_{Pa\alpha}$) utilizamos la curva de extinción de Calzetti (2001) (ver también Calzetti et al. 1994, 2000), a partir de la expresión:

$$F_{obs}(\lambda) = F_{int}(\lambda)10^{-0.4k(\lambda)E(B-V)} \quad (2.11)$$

donde F_{obs} y F_{int} son los flujos observado e intrínseco para las líneas, respectivamente.

Suponemos que la extinción diferencial entre las dos líneas es de $k(H\alpha)-k(Pa\alpha) = 2.104$ (Calzetti 2001). La Tabla 2.4 enumera los valores de la razón H α /Pa α , así como los estimados para E(B-V) y $A_{Pa\alpha}$ para las ocho regiones seleccionadas. La mediana de los valores obtenidos de la razón H α /Pa α en las regiones enumeradas en la Tabla 2.4 es de ~ 6.8 . Este valor se aproxima al esperado, correspondiente a la recombinación canónica del caso B (~ 7.8). La mediana de la extinción a $1.875 \mu\text{m}$ es de $A_{Pa\alpha} = 0.03$ mag, lo que se traduce en opacidades de polvo muy bajas para el conjunto de regiones de formación estelar estudiados. Aunque en las regiones 18, 19 y 20, $A_{Pa\alpha}$ parece alcanzar valores de $\sim 0.1 - 0.2$, las opacidades implícitas siguen siendo compatibles con una emisión ópticamente delgada para Pa α . Además, asumiendo un $\pm 20\%$ de incertidumbre en las escalas de flujo debido a los errores de calibración absoluta, podemos concluir que la emisión de Pa α no está significativamente afectada por la extinción debida al polvo en el anillo SB de NGC 1068.

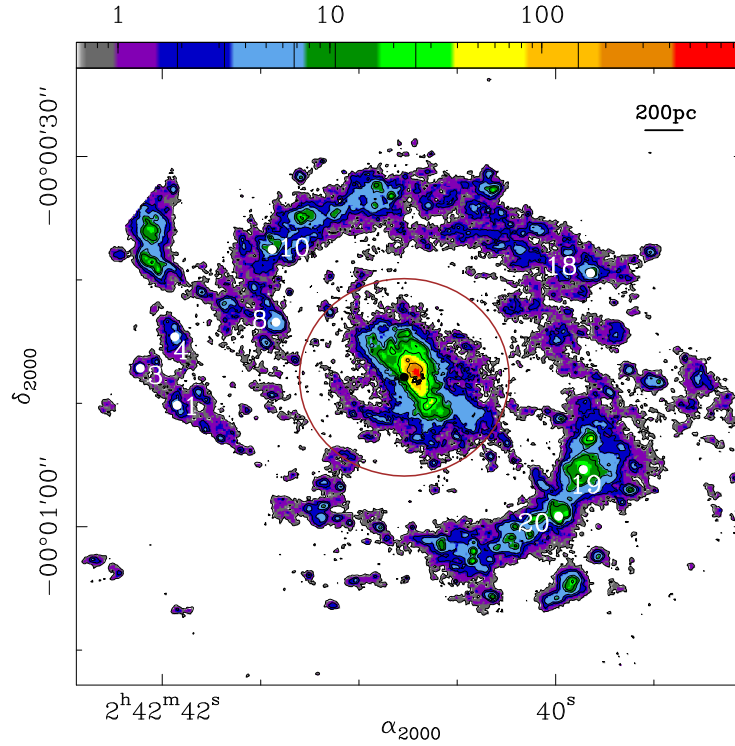


Figura 2.13. Imagen de la línea Pa α obtenida por el HST de NGC 1068. Los números corresponden a las regiones seleccionadas de los datos de H α en Díaz et al. (2000)

Tabla 2.4. Razones de líneas observadas y parámetros de extinción derivados para ciertas posiciones en el anillo SB de NGC 1068

Región	H α /Pa α	E(B-V) [mag]	A _{Paα} [mag]
1	7.7	0.01	≤ 0.01
3	9.9	-0.12	-0.05
4	7.7	0.01	≤ 0.01
8	9.0	-0.07	-0.03
10	5.9	0.15	0.05
18	3.8	0.37	0.14
19	2.1	0.67	0.24
20	3.5	0.41	0.15
mediana	6.8	0.08	0.03

Notas: Columna (1) enumera las posiciones del anillo SB según la convención utilizada en la Tabla 4 de Díaz et al. (2000). Columnas (2), (3) y (4) enumeran la razón H α /Pa α , el exceso de color (E(B-V)) y la extinción (A_{Pa α}) para cada región, respectivamente. La mediana de los valores de las Columnas (2), (3) y (4) aparecen en la última fila.

2.3.2. Observaciones del HST/NICMOS y análisis de la muestra de LIRGs

Las observaciones de nuestra muestra de LIRGs se llevaron a cabo utilizando la cámara NICMOS/NIC2. La mayoría de las galaxias (13 objetos) son parte del programa 10169 con IP Almudena Alonso-Herrero. Se completó la muestra con observaciones de cuatro programas diferentes con IP del programa 7219, Nicholas Scoville; del programa 11080,

Daniela Calzetti; del programa 7218, Marcia J. Rieke y del programa 7251, John H. Black.

Utilizamos los filtros de banda ancha F110W ($\lambda_{cen} = 1.13 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda_{FWHM} = 0.53 \mu\text{m}$ en la banda J) y F160W ($\lambda_{cen} = 1.60 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda_{FWHM} = 0.40 \mu\text{m}$ en la banda H), y los filtros de banda estrecha F187N ($\lambda_{cen} = 1.87 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda_{FWHM} = 0.02 \mu\text{m}$ en la banda H) y F190N ($\lambda_{cen} = 1.90 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda_{FWHM} = 0.02 \mu\text{m}$ en la banda H). Para nuestra muestra de LIRGs, el filtro F190N contiene la línea de emisión Pa α y estimamos la emisión de continuo subadyacente con el filtro F187N. Las imágenes de la línea de Pa α se obtuvieron restando la imagen F187N con F190N. En el caso de NGC 7469, las imágenes de F187N y F190N se obtuvieron con la cámara NIC3. El campo de visión de las imágenes es aproximadamente $19''.5 \times 19''.5$, que en la muestra cubre los 4.2 – 7.4 kpc centrales de las galaxias.

2.3.2.1. Reducción de los datos del HST/NICMOS

Las imágenes se descargaron del archivo de datos de *Hubble* (HDA). Los datos brutos se calibraron con la última versión del protocolo estándar. Las imágenes individuales fueron combinadas usando el paquete PyDrizzle con un tamaño de pixel final igual a la mitad del original para mejorar el muestreo espacial de los datos (Pereira-Santaella en prep.).

La Figura 2.14 muestra las imágenes de la línea de Pa α , el filtro F110W y el color F110W/F160W de ESO320-G030. Los mapas del resto de galaxias de la muestra se muestran en la Figura A.4, Apéndice A.4. Las galaxias NGC 1614 y NGC 3256 no se observaron con el filtro F110W.

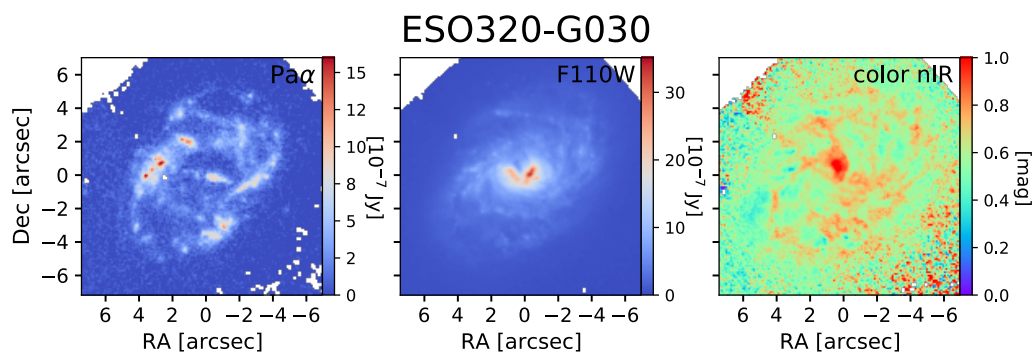


Figura 2.14. Imágenes obtenidas por el HST de la galaxia ESO320-G030: De izquierda a derecha se muestra la imagen de la línea de Pa α , del filtro F110W y el color obtenido a partir de F110W/F160W.

2.3.2.2. Imágenes del HST/NICMOS

Para obtener las imágenes finales, realizamos los siguientes pasos:

1. Sustracción del fondo

Para corregir la emisión del fondo, enmascaramos la emisión procedente de cada galaxia. Esto nos permite estimar el nivel de la emisión de fondo que restamos a las imágenes.

2. Corrección de la astrometría

La astrometría de estas imágenes de NICMOS no es exacta. Por lo tanto, para comparar con los mapas de ALMA, necesitamos corregirlas. Usamos el software *Aladin sky Atlas* (Bonnarel et al. 2000), que es un atlas interactivo del cielo que permite acceder a catálogos (por ejemplo, catálogo de GAIA) y visualizar imágenes astronómicas (ficheros FITS).

Usamos las imágenes de los filtros F110W o F160W (esta última cuando la imagen del filtro F110W no está disponible) y buscamos estrellas dentro del FoV de NICMOS a partir del catálogo de GAIA DR2. Gaia es una sonda espacial de la Agencia Espacial Europea (ESA), lanzada en 2013. Esta misión proporciona información sobre la astrometría, fotometría y espectroscopía de más de mil millones de estrellas en nuestra Galaxia. La información recopilada por Gaia se publica en etapas conocidas como *Gaia Data Release “#”* (DR#) donde # es el número de la etapa (Gaia Collaboration et al. 2016).

Tuvimos en cuenta el movimiento propio de las estrellas. Las componentes para el movimiento propio en el sistema de coordenadas ecuatoriales de una cierta época (en el catálogo de Gaia (DR2) corresponde a J2015.5) están dadas en la dirección de ascensión recta (μ_α) y declinación (μ_δ), con unidades de milisegundos de arco por año. Podemos obtener la posición de las estrellas en el momento en el que fueron observadas por el HST, como:

$$\alpha_{NICMOS} = \alpha_{Gaia} - \frac{\mu_\alpha}{\cos(\delta)} \Delta t; \quad (2.12)$$

$$\delta_{NICMOS} = \delta_{Gaia} - \mu_\delta \Delta t; \quad (2.13)$$

donde $(\alpha_{Gaia}, \delta_{Gaia})$ y $(\alpha_{NICMOS}, \delta_{NICMOS})$ son las coordenadas de una estrella dadas por Gaia y NICMOS y $\Delta t = t_{Gaia} - t_{NICMOS}$ es la diferencia de tiempo entre la época de Gaia DR2 y la observación de nuestros datos con NICMOS. Estas nuevas coordenadas dan la posición correcta de las estrellas en el cielo, que utilizamos para corregir la astrometría de las imágenes de NICMOS.

No podemos utilizar este método en toda la muestra porque las imágenes de cuatro galaxias (ESO297-G011, MCG-02-33-098 E, MCG-02-33-098 W y IC 4518 E) no incluyen estrellas del catálogo de Gaia DR2. Para alinear estas galaxias, comparamos regiones o estructuras de las galaxias que aparecen tanto en las imágenes de los filtros F110W o F160W como en el mapa del continuo de ALMA o de CO(2–1). Después, corregimos la astrometría de las imágenes de NICMOS para que coincida

con las coordenadas de ALMA.

3. Rotación

Una vez que tenemos la corrección de la astrometría, rotamos las imágenes del HST para tener la orientación estándar, donde el norte se encuentra hacia arriba y el este a la izquierda.

4. Convolución

El último paso que consideramos para estas imágenes es la convolución. La resolución espacial de los datos de ALMA es mayor que las imágenes del HST, por esa razón, degradamos las imágenes del HST a la resolución de ALMA. La resolución espacial de los datos de ALMA que consideramos en nuestro estudio es de ~ 80 pc. También degradamos a escalas de 240 y 500 pc las imágenes del HST, al igual que se hizo con las de ALMA.

2.3.2.3. Conversión del mapa de Pa α a SFR

Los mapas de la emisión de Pa α tienen unidades de densidad de flujo (Jy), y necesitamos convertirlas a unidades de flujo de la línea de Pa α (por ejemplo, $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$). Para hacerlo, debemos tener en cuenta que la línea de Pa α cae dentro del filtro de banda estrecha F190N de HST/NICMOS pero puede que no caiga en la longitud de onda central del filtro. Esto implica que el flujo de la línea necesita ser corregido por la curva de transmisión del filtro. Hacemos esta corrección usando el método de fotometría sintética.

Creamos un espectro con la línea de Pa α en la posición esperada para cada galaxia. Para hacer eso, comprobamos donde cae la línea de emisión de Pa α dentro del filtro F190N y calculamos su longitud de onda observada usando el momento 1 de CO(2-1). Este momento corresponde a la velocidad radio de las galaxias, que se define como:

$$v_{rad} = \frac{c(\lambda - \lambda_0)}{\lambda} \quad (2.14)$$

donde c es la velocidad de la luz, $\lambda_0 = 18756 \text{ \AA}$ es la longitud de onda en el vacío (no desplazada) y λ la longitud de onda desplazada de Pa α .

La Figura 2.15 muestra la posición de la longitud de onda en el vacío en color negro, máxima en rojo y mínima en azul para la galaxia ESO320-G030 dentro de la curva de transmisión de los filtros F187N y F190N, mostrando un desplazamiento con respecto a la posición central de los filtros (ver Figura A.5, para el resto de galaxias).

La anchura de la línea proviene de la dispersión de velocidad, que es dada por el momento 2 de CO(2-1), como

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda\Delta v}{v} \quad (2.15)$$

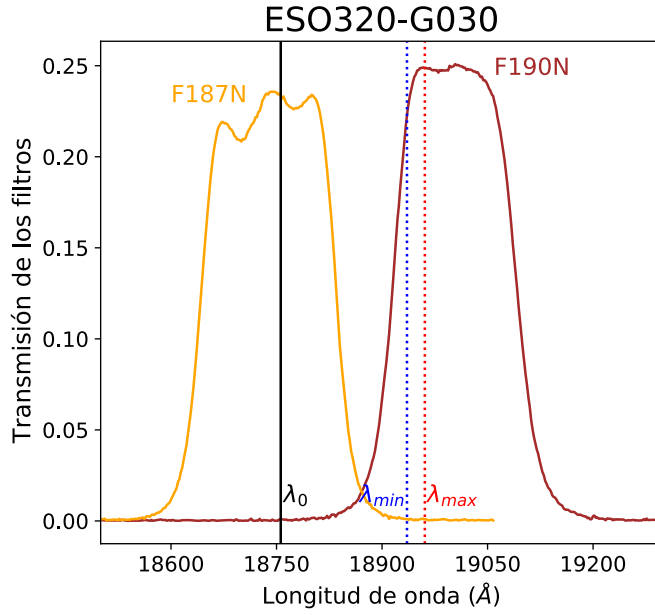


Figura 2.15. Representación de la posición de la longitud de onda de Pa α máxima (línea discontinua roja), mínima (azul) y en el vacío (línea sólida negra) de la galaxia ESO320-G030 en los filtros F187N (amarillo) y F190N (marrón).

donde $\Delta\lambda$ es la anchura de la línea y Δv es la mediana de la dispersión de velocidad.

Estas ecuaciones dan la posición central y la anchura de la longitud de onda máxima y mínima de la línea. Por tanto, el flujo se describe como:

$$F_{\lambda}[\text{ergs}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}] = \frac{\int f g(x) x dx}{\int g(x) x dx} \quad (2.16)$$

donde

$$f = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta\lambda^2} e^{-(x-\lambda)^2/2\Delta\lambda^2} \quad (2.17)$$

es el flujo de la línea en $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ y $g(x)$ es la curva de transmisión del filtro.

Convertimos esta densidad de flujo a las unidades de las imágenes de Pa α :

$$F_{\nu}[\text{Jy}] = \frac{F_{\lambda}\lambda^2}{c} \quad (2.18)$$

La densidad de flujo nos proporciona el factor de conversión entre unidades ($\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ y Jy). El factor de conversión final es la media del factor de conversión obtenido a la longitud de onda máxima y mínima en cada galaxia, ver Tabla 2.5. Finalmente, tenemos las imágenes de Pa α en $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$.

Tabla 2.5. Velocidades, longitudes de onda y factores de conversión de la línea de Pa α de la muestra de LIRGs

Galaxias	v_{max} [km s ⁻¹]	v_{min} [km s ⁻¹]	λ_{max} [Å]	λ_{min} [Å]	factor máximo [erg s ⁻¹ cm ⁻² /Jy]	factor mínimo [erg s ⁻¹ cm ⁻² /Jy]	factor promedio [erg s ⁻¹ cm ⁻² /Jy]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
ESO 297-G011.....	5169	4974	19085	19072	2.79e-11	2.48e-11	2.64e-11
NGC 1614.....	4863	4484	19065	19041	2.58e-11	2.31e-11	2.45e-11
NGC 2369.....	3506	2909	18978	18940	3.74e-11	3.95e-11	3.84e-11
NGC 3110.....	5248	4785	19090	19060	2.95e-11	2.28e-11	2.62e-11
NGC 3256.....	3033	2441	18948	18910	3.39e-11	3.83e-11	3.61e-11
ESO 320-G030.....	3238	2841	18961	18935	2.11e-11	2.48e-11	2.30e-11
MCG-02-33-098 W...	4926	4592	19069	19048	2.59e-11	2.30e-11	2.44e-11
MCG-02-33-098 E...	4926	4685	19069	19054	2.46e-11	2.22e-11	2.34e-11
NGC 5135.....	4171	3897	19021	19003	3.39e-11	3.37e-11	3.38e-11
IC 4518 W.....	4892	4367	19067	19033	2.74e-11	2.41e-11	2.58e-11
IC 4518 E.....	4877	4388	19066	19035	2.55e-11	2.22e-11	2.38e-11
IRAS F17138-1017...	5283	4858	19092	19065	3.08e-11	2.52e-11	2.80e-11
IC 4734.....	4782	4401	19060	19035	2.92e-11	2.73e-11	2.83e-11
NGC 7130.....	4880	4697	19066	19055	2.32e-11	2.14e-11	2.22e-11
IC 5179.....	3560	3182	18981	18957	1.93e-11	2.12e-11	2.02e-11
NGC 7469.....	5061	4678	19078	19053	2.75e-11	2.37e-11	2.60e-11

Notas: Columna (1): galaxias de la muestra. Columna (2) y (3): velocidades máxima y mínima, respectivamente, obtenidas a partir del momento 1 de la línea CO(2-1). Columna (4) y (5) : longitud de onda máxima y mínima, respectivamente, obtenidas a partir de la definición de velocidad radio. Columnas (6), (7) y (8): factor de conversión (máximo, mínimo y promedio) entre unidades.

Al igual que en el caso de NGC 1068, necesitamos convertir el flujo de Pa α a la magnitud que mide el ritmo al que se forman las estrellas en estas galaxias. Esta información es proporcionada por la tasa de formación estelar (SFR) por unidad de superficie (Σ_{SFR}), a partir de la expresión:

$$SFR[M_{\odot}a^{-1}] = 4,57 \times 10^{-41} L_{Pa\alpha}[ergs^{-1}] \quad (2.19)$$

Usamos la calibración de H α dada por Kennicutt & Evans (2012). En este caso consideramos una relación H α /Pa α = 8.6, asumiendo el caso B de recombinación a $T_e = 10.000$ K y $n_e = 10^4 cm^{-3}$ (Osterbrock & Ferland 2006). La variación de esta relación es $\sim 15\%$ debido a los cambios en las propiedades físicas del gas ionizado, es decir, $T_e = 5 - 20 \times 1000$ K y $n_e = 10^2 - 10^6 cm^{-3}$. Al igual que en NGC 1068, la expresión de SFR asume la IMF de Kroupa (2001). Una vez que tenemos la tasa de formación estelar, obtenemos la densidad superficial de tasa de formación estelar a partir de la ecuación 2.10.

2.3.2.4. Corrección de la extinción

La línea de emisión de Pa α se ve modestamente afectada por la atenuación debida al polvo (para más información, ver Sección 1.1.2.3). Para corregir la emisión de Pa α por extinción en nuestra muestra de galaxias, utilizamos otras líneas del infrarrojo cercano que tienen la ventaja de estar menos afectadas por la atenuación por polvo que Pa α . Estas son las líneas de emisión Brackett gamma (Br γ) y Brackett delta (Br δ) con $\lambda_{Br\gamma} = 2.166 \mu m$ y $\lambda_{Br\delta} = 1.945 \mu m$ obtenidas con SINFONI.

SINFONI es un espectrógrafo de campo integral en el infrarrojo cercano (1.1 – 2.45 μm) incorporado en el *Very Large Telescope* (VLT, Eisenhauer et al. (2003)). Las observaciones con SINFONI cubren parte de nuestra muestra de LIRGs: NGC 2369, NGC 3110, NGC 3256, ESO320-G030, NGC 5135, IRASF17138-1017, NGC 7130 y IC 5179 (Piqueras López et al. 2013). Los datos fueron obtenidos entre abril de 2006 y julio de 2008 en la banda K (1.95 – 2.45 μm) con una escala de placa de $0.125 \times 0.125''/pixel$. La resolución espectral de los datos es $R \sim 4000$. El campo de visión efectivo es entre $8'' \times 8''$ and $12'' \times 12''$. Usamos los cubos de datos y mapas de líneas presentados en Piqueras López et al. (2013). El proceso de reducción de datos se realizó a partir del protocolo estándar de ESO (ESOREX) y rutinas de IDL para la calibración del flujo. Después, los cubos fueron combinados para construir un mosaico final. Los mapas de las líneas fueron construidos ajustando un perfil gaussiano. Las imágenes de estas líneas tienen un FoV efectivo de $8'' \times 8''$ y $12'' \times 12''$ con una resolución angular de FWHM $\sim 0.63''$ y espacial de ~ 240 pc (Piqueras López et al. 2012).

En las imágenes finales, detectamos las líneas de emisión de Br δ y Br γ por encima de un umbral de señal-ruido (S/N) de 4. Definimos regiones circulares en las imágenes de Br δ con un diámetro de 240 pc, correspondiendo con el tamaño medio de la PSF.

Las posiciones centrales de estas regiones corresponden a los máximos locales del mapa dentro de cada región. Requerimos que estas regiones no se solapen, haciendo que la distancia mínima entre centros sea el doble del radio ($r = 120$ pc). Las regiones en las imágenes de Br γ se obtienen a partir de las coordenadas espaciales de las posiciones centrales de las regiones en las imágenes de Br δ . Elegimos las regiones en las imágenes de Br δ en lugar de Br γ porque la línea de emisión de Br δ es la más débil.

Obtenemos el cociente de las líneas Brackett (Br γ /Br δ) de las regiones y asumimos una razón intrínseca de Br γ /Br $\delta = 1.52$ a $T = 10000$ K y $n_e = 10^4$ cm $^{-3}$, en el caso B de recombinación. La extinción en unidades de magnitudes puede expresarse como

$$A_{Br\gamma} - A_{Br\delta} = -2,5 \log \left(\frac{(F_{Br\gamma}/F_{Br\delta})_{obs}}{(F_{Br\gamma}/F_{Br\delta})_{teo}} \right) \quad (2.20)$$

donde $F_{Br,obs}$ y $F_{Br,teo}$ son los flujos observado y teórico para una línea Brackett. Usamos la ley de extinción de [Fitzpatrick \(1999\)](#) y determinamos A_K ($A_K = 0.110 \times A_V$, $A_{Br\gamma} = 0.112 \times A_V$ y $A_{Br\delta} = 0.130 \times A_V$). Finalmente, obtenemos los valores de A_K en cada región de la muestra reducida.

Para saber si hay una relación entre los valores de A_K y la cantidad de gas molecular frío (y polvo) de estas regiones, degradamos las imágenes de CO(2–1) de ALMA a la resolución espacial de las imágenes de SINFONI (~ 240 pc). Calculamos la densidad de columna (N_{H_2}) en las mismas regiones circulares que en el caso de las imágenes Brackett y representamos A_K en función de N_{H_2} (ver Figura 2.16). Encontramos valores de A_K mayores con el incremento de la densidad de columna, es decir, las regiones con más gas molecular frío están más extinguidas. Esto nos permite estimar los valores de A_K a diferentes escalas espaciales (90 (110), 240 y 500 pc) para los objetos de nuestra muestra de galaxias. Con este objetivo, dividimos en cinco rangos igualmente espaciados las densidades de columna con límites $\log_{10}(N_{H_2}/cm^{-2}) = 22.55, 22.88, 32.22, 23.55$ y 23.88 . Para cada rango, estimamos los valores medios y la desviación estándar de A_K , obteniendo $1.12 \pm 0.69, 0.95 \pm 0.60, 1.12 \pm 0.55, 1.23 \pm 0.79$ y 1.98 ± 1.29 mag, respectivamente. Observamos que para el primer rango, hay pocos valores y dispersos, obteniendo un valor medio mayor que en los rangos contiguos. Después, calculamos los valores de N_{H_2} en las regiones circulares con un diámetro de 90 (110), 240 y 500 pc en cada resolución espacial respectiva y observamos en qué rango de la figura caen. Consideramos el A_K medio de cada rango como el valor de la extinción de las regiones a las diferentes resoluciones.

2.4. Regiones de la muestra de LIRGs

Para estudiar las relaciones de formación estelar a través de la muestra, seleccionamos regiones individuales de emisión en los mapas de CO(2–1).

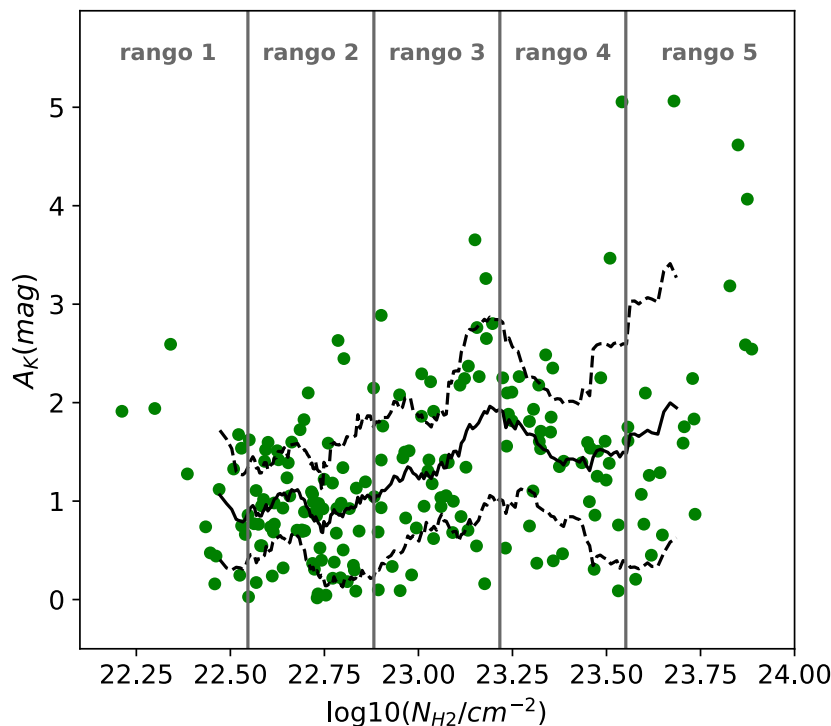


Figura 2.16. Relación entre la densidad de columna de H_2 (N_{H_2}) y la extinción (A_K) en la muestra reducida de SINFONI para regiones de 240 pc. Los círculos corresponden a las regiones de las galaxias que tienen datos de SINFONI. Las líneas verticales corresponden a los rangos en los que se divide la relación entre las cantidades representadas.

2.4.1. Regiones de CO(2–1)

Definimos las regiones circulares en los mapas de emisión de CO(2–1) con un diámetro de 90 (110), 240 y 500 pc, dependiendo de la resolución espacial de los mapas. Estos valores corresponden al tamaño medio de la apertura en cada escala espacial de nuestra muestra de galaxias. La posición central de estas regiones corresponde a los máximos locales del mapa. Requerimos que las regiones no solapen, donde la distancia mínima entre centros es dos veces el radio, por lo que pueden ser consideradas regiones independientes. Terminamos teniendo un conjunto de regiones circulares independientes de diámetro fijo (90, 240 o 500 pc) que cubren la emisión de cada galaxia. Después de eso, obtenemos el flujo total de las regiones utilizando la función `aperture_photometry` de Python. Excluimos las regiones en las que la emisión de la galaxia no se engloba por completo en ellas, como es el caso de las regiones que se encuentran en las zonas ms externas de las galaxias. El panel izquierdo de la Figura 2.17 muestra las regiones seleccionadas en este estudio para el caso de ESO320-G030 con regiones de diámetro de 90 pc. En total, definimos 4802 regiones para toda la muestra (ver Figura A.6).

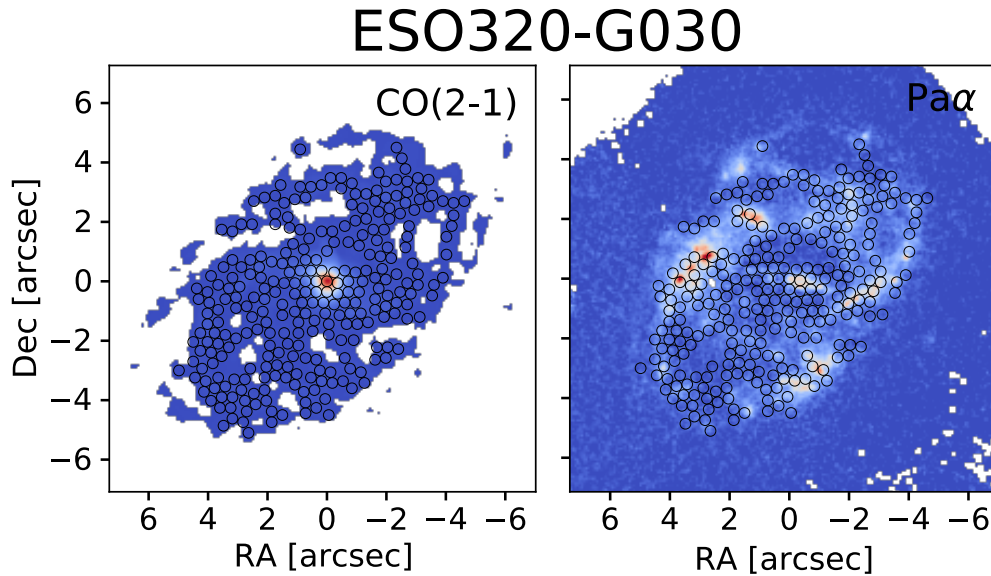


Figura 2.17. Regiones consideradas en los mapas de CO(2–1) y Pa α de la galaxia ESO320-G030.

2.4.1.1. Incertidumbres del flujo integrado de CO(2–1)

Para calcular las incertidumbres, tenemos en cuenta que los mapas de emisión de CO(2–1) integrados se obtuvieron de un cubo de datos. Los datos de ALMA están correlacionados espacialmente y el ruido de una apertura no escala como $\sigma \times \sqrt{N_{pix}}$.

Comprobamos si la desviación estándar en cada canal del cubo de datos depende del tamaño de la región o si es uniforme a través del canal. Para hacer eso, seleccionamos un canal del cubo de datos, donde la emisión de la galaxia no aparece. Consideramos cien regiones circulares y aleatorias, distribuidas uniformemente con un cierto radio común. Seleccionamos un rango de radios desde 5 a 100 píxeles y calculamos la desviación estándar (σ) de los valores dentro de las regiones circulares con un radio r . Para un radio dado, calculamos la desviación de las regiones como $\sigma_{region} = \sigma \sqrt{\pi} r$. Encontramos una dependencia entre el tamaño de la región y el valor de la desviación estándar. La Figura 2.18 muestra estas regiones con un radio de 5 píxeles en el canal sin emisión número 24 del cubo correspondiente a la galaxia ESO320-G030 (panel izquierdo). También se muestra la relación entre el tamaño de las regiones y la desviación estándar de estas (panel derecho). Esto significa que tenemos que tener en cuenta el tamaño de las regiones que utilizamos a la hora de calcular la desviación estándar (σ_{region}) en un canal. Por último, consideramos el número de canales promedio que usamos en cada región para estimar la desviación estándar final. Además de eso, los datos de ALMA se ven afectados por los errores de calibración del flujo. Suponemos una incertidumbre de alrededor del 10% (ver el Manual Técnico de ALMA, *ALMA technical Handbook*⁴), que es considerado en

⁴<http://almascience.eso.org/documents-and-tools/latest/documents-and-tools/cycle8/alma-technical-handbook>

nuestro análisis.

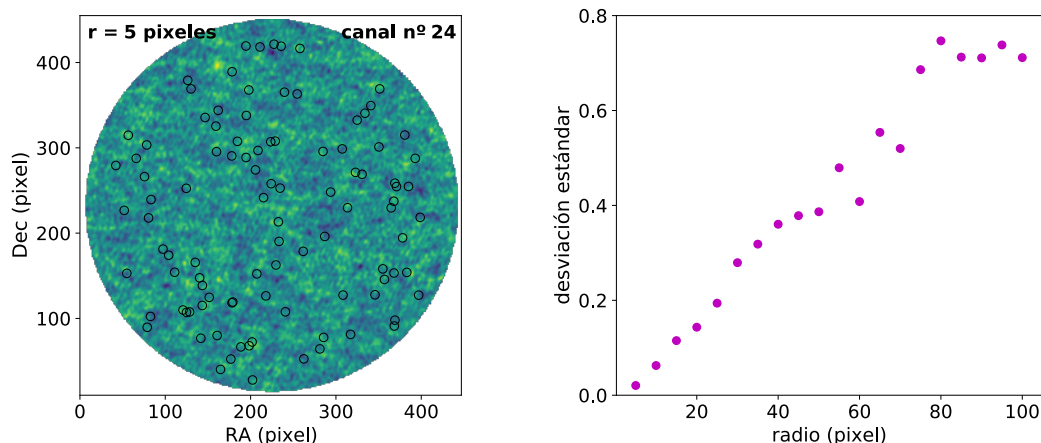


Figura 2.18. Panel izquierdo: Distribución de cien regiones circulares aleatorias con un radio de 5 píxeles en el mapa del canal número 24 del cubo de datos de la galaxia ESO320-G030. Panel derecho: Variación de la desviación estándar con el radio de las regiones.

Entonces, la incertidumbre en los flujos medidos es:

$$\sigma_{CO} = \sqrt{\left(\sigma_{region} \delta V \sqrt{N_{canales}}\right)^2 + (0,10 \times F_{CO,region})^2} \quad (2.21)$$

donde σ_{region} es la incertidumbre para una región de un radio concreto, δV es la anchura del canal (en km s^{-1}), $N_{canales}$ es el número medio de canales en cada región y F_{region} es el flujo.

2.4.2. Regiones de $\text{Pa}\alpha$

Una vez que tenemos las regiones en los mapas de emisión de $\text{CO}(2-1)$, obtenemos las regiones en los mapas de $\text{Pa}\alpha$. Estas regiones se encuentran localizadas en las mismas coordenadas espaciales que las de los mapas de CO . En este caso, consideramos emisión proveniente de las galaxias cuando la emisión de la línea de $\text{Pa}\alpha$ está por encima de 3σ . El σ en estas imágenes corresponde al valor del ruido de fondo, proporcionado por la función `MADStdBackgroundRMS` del paquete `photutils` de `Python`. Finalmente, obtenemos el flujo total de las regiones. Las regiones que se encuentran por debajo de 3σ corresponden a los límites superiores. La emisión de $\text{Pa}\alpha$ se detecta en 2783 regiones (58% del total). Las Figuras 2.17 y A.6 muestran las regiones seleccionadas en las imágenes de $\text{Pa}\alpha$ y $\text{CO}(2-1)$.

2.4.2.1. Incertidumbres del flujo integrado de Pa α

En el caso de las imágenes de Pa α , además de haber estimado $\sigma_{Pa\alpha}$ de las imágenes, consideramos un error de calibración del flujo alrededor del 15 – 20 % en estos datos (Böker et al. 1999; Alonso-Herrero et al. 2006). También tenemos en cuenta la incertidumbre en la extinción, que corresponde a la variación de A_K (σ_{ext}) descrita en la Sección 2.3.2.4. Por tanto, obtenemos la incertidumbre de cada región como:

$$\sigma_{Pa\alpha} = \sqrt{(\sigma_{Pa\alpha} \times \sqrt{n_{pix}})^2 + (0,20 \times F_{Pa\alpha,region})^2 + \sigma_{ext}^2} \quad (2.22)$$

donde n_{pix} corresponde al número de píxeles que hay en cada región.

Capítulo 3

Relaciones de la formación estelar espacialmente resueltas del gas molecular denso en NGC 1068

En este capítulo presentamos los resultados del estudio de las relaciones de formación estelar en el anillo SB de NGC 1068. Para ello, hacemos uso de las observaciones interferométricas de las líneas HCN(1–0), HCO⁺(1–0), CO(3–2) y CO(1–0) para trazar la componente gaseosa y la emisión del continuo subyacente a la línea CO(3–2) para trazar la componente de polvo de esta galaxia a escalas de GMCs. Además derivamos el ritmo al que se forman las estrellas a partir de la emisión de la línea de Pa α obtenida por el HST. Comenzamos este capítulo analizando la influencia del tamaño de la apertura y de la elección del trazador del gas molecular en las relaciones de la formación estelar. Una vez terminado este análisis, continuamos este trabajo utilizando una prescripción alternativa de estas relaciones, que incluye la dependencia de la eficiencia de formación estelar del gas denso con la combinación de la densidad superficial de gas denso y la dispersión de velocidad del gas. Por último, a partir de los resultados obtenidos de este trabajo, describimos un escenario para la formación estelar en el anillo SB de NGC 1068 posible.

3.1. Relaciones de formación estelar en NGC 1068

3.1.1. La ley de Kennicutt-Schmidt en NGC 1068

En esta sección utilizamos las imágenes de Pa α y de las líneas moleculares descritas en las Secciones 2.2.1.2 y 2.3.1.2 para obtener diferentes versiones de las relaciones de KS resueltas espacialmente en el anillo SB de NGC 1068 para un conjunto de siete resoluciones espaciales, que van desde ~ 40 pc (~ 100 pc para CO(1–0)) hasta ~ 700

pc. En nuestro análisis sólo consideramos los pixeles con una señal $\geq 3\sigma$ en Σ_{SFR} y Σ_{gas} . Además para minimizar la redundancia en las relaciones de formación estelar obtenidas, exploramos el plano Σ_{SFR} - Σ_{gas} utilizando una cuadrícula (*grid*) con muestreo de Nyquist adaptada para cada resolución espacial.

En la Tabla 3.1 se enumeran los índices de la ley de potencia, así como los parámetros de correlación de Pearson (ρ_{ps}) y Spearman (ρ_{sp}) obtenidos para las leyes de KS (en unidades logarítmicas) para las diferentes resoluciones espaciales y trazadores utilizados en este trabajo. Realizamos los ajustes de $\log_{10}(\Sigma_{SFR})$ frente a $\log_{10}(\Sigma_{gas})$ utilizando el método ODR (*Orthogonal Distance Regression*). Consideramos que una correlación es estadísticamente significativa cuando el p-value bilateral (*two-sided*) es $< 1\%$ y ambos $\rho_{ps}, \rho_{sp} \geq 0.4$. Las correlaciones estadísticamente significativas se destacan en negrita en la tabla. Además, para contrarrestar la dependencia del p-value con el tamaño de la muestra, estimamos los p-values utilizando un mismo número común de puntos seleccionados al azar para las distintas escalas espaciales.

Como ilustración de la amplia variación de las relaciones de formación estelar resultantes de este análisis, mostramos en la Figura 3.1 dos versiones de la ley de KS que representa Σ_{SFR} como una función de Σ_{denso} (derivado del HCN) para las resoluciones espaciales más alta y más baja exploradas en este trabajo, la “resolución inicial” (56 pc) y 700 pc, respectivamente. La relación KS para el gas denso en la “resolución inicial” muestra

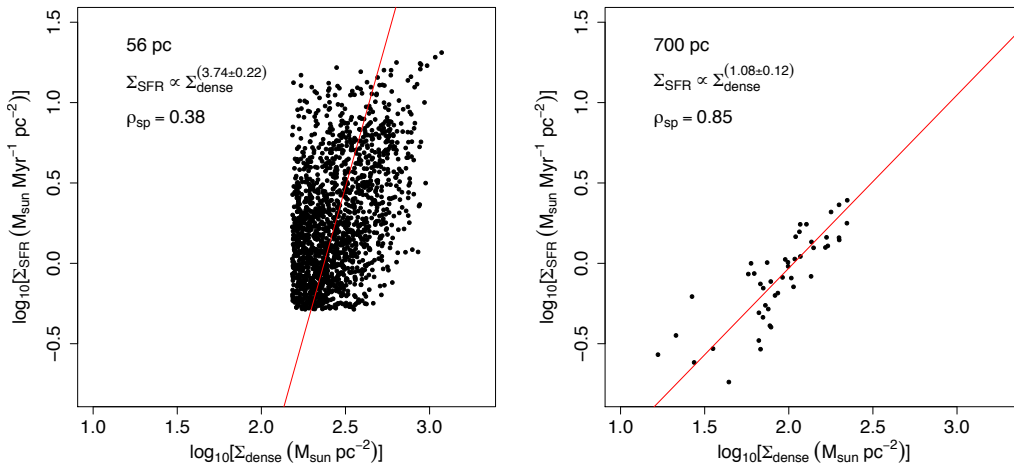


Figura 3.1. Densidad superficial de la SFR (Σ_{SFR}) en función de la densidad superficial del gas molecular denso (Σ_{denso}) derivado del HCN(1-0) para la “resolución inicial” (56 pc; panel izquierdo) y 700 pc (panel derecho). Las líneas rojas muestran los ajustes ODR a los datos. Los datos que se tienen en cuenta en los ajustes son los mostramos, superiores a 3σ en ambos ejes. Los coeficientes de correlación de Spearman (ρ_{sp}) y los índices de ley de potencia (N) de los mejores ajustes se muestran en los paneles.

bastante dispersión: Σ_{SFR} y Σ_{denso} abarcan 1.5 dex cada uno y muestran una escasa evidencia de correlación. Ajustamos una relación KS superlineal con una pendiente de ley de potencia $N = 3.74 \pm 0.22$. Los parámetros de correlación a esta resolución tienen valores bajos ($\rho_{sp} = 0.38$ y $\rho_{ps} = 0.42$) y sus correspondientes p-values *two-sided* $> 1\%$.

Tabla 3.1. Parámetros de correlación obtenidos para las leyes de KS derivadas para diferentes trazadores y escalas espaciales.

escala (pc)	HCN(1-0)			HCO ⁺ (1-0)			CO(1-0)			CO(3-2)			Polvo		
	<i>N</i>	ρ_{ps}	ρ_{sp}	<i>N</i>	ρ_{ps}	ρ_{sp}	<i>N</i>	ρ_{ps}	ρ_{sp}	<i>N</i>	ρ_{ps}	ρ_{sp}	<i>N</i>	ρ_{ps}	ρ_{sp}
40	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0.73 ± 0.03	0.41	0.38	3.23 ± 0.31	0.40	0.39
56	3.74 ± 0.22	0.42	0.38	3.17 ± 0.14	0.50	0.42	-	-	-	-	-	-	-	-	-
100	2.17 ± 0.19	0.43	0.35	1.82 ± 0.11	0.54	0.47	1.78 ± 0.33	0.26	0.26	0.74 ± 0.05	0.49	0.46	0.87 ± 0.07	0.56	0.53
200	1.28 ± 0.19	0.43	0.38	1.23 ± 0.10	0.60	0.55	0.60 ± 0.18	0.27	0.28	0.68 ± 0.06	0.59	0.57	0.58 ± 0.05	0.62	0.60
300	1.27 ± 0.34	0.34	0.30	1.09 ± 0.14	0.56	0.53	0.66 ± 0.21	0.28	0.28	0.73 ± 0.08	0.59	0.57	0.52 ± 0.06	0.61	0.61
400	1.01 ± 0.22	0.45	0.43	1.17 ± 0.12	0.68	0.67	0.86 ± 0.46	0.22	0.17	0.91 ± 0.10	0.65	0.64	0.55 ± 0.07	0.60	0.63
500	1.13 ± 0.23	0.54	0.56	1.01 ± 0.12	0.69	0.72	1.33 ± 0.64	0.28	0.20	0.98 ± 0.11	0.71	0.72	0.66 ± 0.10	0.63	0.67
700	1.08 ± 0.12	0.82	0.85	0.96 ± 0.11	0.79	0.80	3.66 ± 1.92	0.30	0.24	1.31 ± 0.14	0.81	0.86	1.07 ± 0.17	0.71	0.76

Notas: Se enumera para cada trazador de gas molecular (HCN(1-0), HCO⁺(1-0), CO(3-2), CO(1-0), y emisión del continuo del polvo) el índice de ley de potencia (*N*), así como los coeficientes de Pearson y Spearman de la representación en unidades logarítmicas de la ley de KS (ρ_{ps} y ρ_{sp} , respectivamente) obtenidos para un conjunto de siete resoluciones espaciales que van de ~ 40 a 700 pc. Los valores resaltados en negrita identifican correlaciones que son estadísticamente significativas: éstas se caracterizan por p-value < 1% y $\rho_{ps}, \rho_{sp} > 0.4$, derivado para un número equivalente de píxeles.

En cambio, a escalas de 700 pc, la dispersión en la relación KS se reduce significativamente: Σ_{SFR} y Σ_{denso} abarcan 1 dex cada una y la relación KS derivado del mejor ajuste produce un índice de ley de potencia cuasi-lineal: $N = 1.08 \pm 0.12$, con unos parámetros de correlación $\rho_{sp} = 0.85$ y $\rho_{ps} = 0.82$, ambos con p-value $< 1\%$.

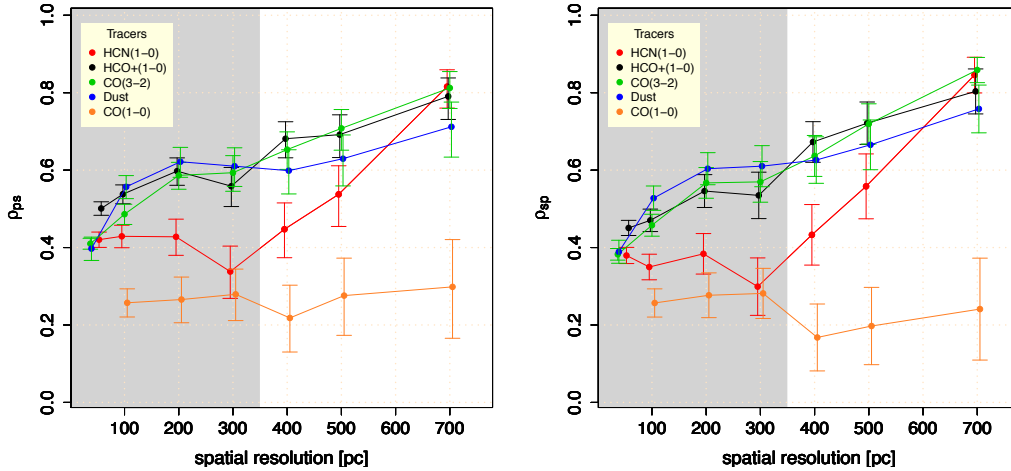


Figura 3.2. Coeficientes de correlación de Pearson (ρ_{ps} ; panel izquierdo) y Spearman (ρ_{sp} ; panel derecho) de las leyes de KS para los diferentes trazadores de gas utilizados en este trabajo en función de la resolución espacial. Las barras de error representan el intervalo de confianza del 67% alrededor de los valores medios. Para escalas espaciales mayores que el rango identificado por la región de color gris ($\simeq 40 - 350$ pc) todos los trazadores de gas muestran correlaciones estadísticamente significativas en sus leyes KS, definidas por p-value $< 1\%$ y $\rho_{ps}, \rho_{sp} > 0.4$.

La Figura 3.2 muestra cómo ρ_{sp} y ρ_{ps} varían en función de la resolución espacial utilizada para los diferentes trazadores de gas molecular y polvo considerados en esta comparación. La región sombreada en gris en la Figura 3.2 identifica el rango de escalas espaciales donde se considera que la correlación no es estadísticamente significativa. Para escalas espaciales $\geq 300 - 400$ pc la correlación mejora de forma monótonamente creciente con el tamaño de la apertura para todos los trazadores de gas, a excepción de CO(1-0). Los parámetros ρ_{sp} y ρ_{ps} para el CO(1-0) muestran valores ≤ 0.3 para toda la gama de resoluciones espaciales exploradas. Además, para cualquier resolución espacial, los parámetros de correlación derivados de los trazadores de alta densidad (CO(3-2), HCN(1-0) y HCO⁺(1-0)) son aproximadamente un factor de dos a tres mayores que el derivado a partir de CO(1-0). La emisión del continuo del polvo muestra un comportamiento similar al del resto de trazadores de alta densidad con la importante particularidad de que la correlación ya es significativa a partir de escalas de 100 pc. Este resultado confirma que la emisión del continuo es principalmente sensible a las densidades de columna de polvo que se está calentando directamente por la actividad de la formación estelar reciente en el anillo SB.

La ruptura observada en las relaciones de KS derivadas para en el anillo SB por debajo de una “escala espacial crítica” de $\sim 300 - 400$ pc está de acuerdo con los hallazgos de Onodera et al. (2010) y Schrubba et al. (2010) en M33, y Kreckel et al. (2018) en

NGC 628. La existencia de una “escala crítica” para las leyes de KS puede explicarse por los diversos estados evolutivos de la población de GMCs, que pueden identificarse en las observaciones con alta resolución espacial. El valor exacto de esta “escala crítica” puede cambiar de una galaxia a otra. También puede depender del criterio adoptado para elegir los datos utilizados para generar los gráficos de dispersión: ya sea a partir de un muestreo de Nyquist de píxeles o una selección de aperturas centradas en los picos de emisión de la formación estelar o de gas (por ejemplo, ver la discusión en Williams et al. 2018). Los diferentes estados de las GMCs pueden reflejar una secuencia temporal ordenada de formación estelar determinada por la dinámica a gran escala en los discos de las galaxias o un patrón más estocástico debido a la dispersión local del gas molecular por efecto de la retroalimentación (*feedback*) de la formación de estrellas (por ejemplo, vientos y explosiones de supernovas).

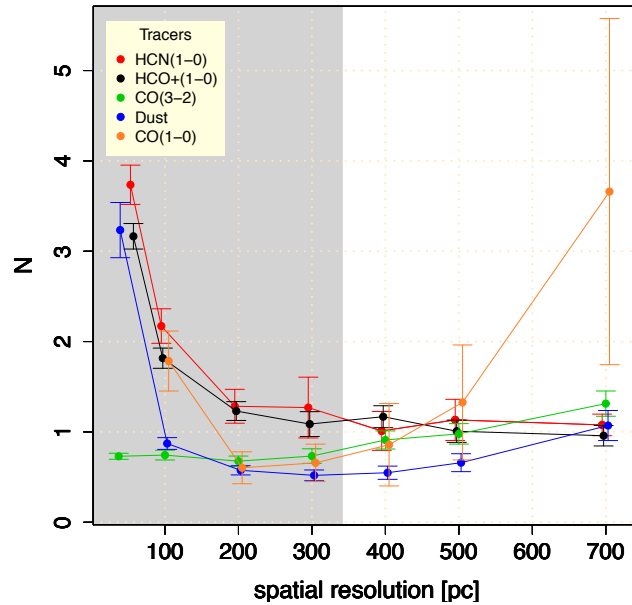


Figura 3.3. Índices de la ley de potencia (N) de las relaciones de KS obtenidas a partir del ajuste ODR a los datos de los diferentes trazadores de gas utilizados en este trabajo en función de la resolución espacial adoptada. Los símbolos y códigos de color son iguales a los mostrados en la Figura 3.2

La Figura 3.3 muestra cómo el índice de la ley de potencia N obtenido a partir del ajuste de la relación de KS cambia en función de la resolución espacial para los diferentes trazadores de gas molecular y el polvo. Al igual que en la Figura 3.2, la región sombreada en gris en la Figura 3.3 identifica el rango de escalas espaciales donde la correlación no es estadísticamente significativa. En general, encontramos una fuerte dependencia de N con la escala espacial. El índice de la ley de potencia para HCN y HCO⁺ muestra una disminución sistemática considerable con la resolución espacial desde $N = 3.5 \pm 0.3$ (a la “resolución inicial”) hasta $N = 1.0 \pm 0.1$ (a 700 pc). El valor de N se mantiene alrededor de $N = 1.0$ para todo el rango de escalas espaciales donde la correlación es significativa

($\geq 300 - 400$ pc). Para el CO(3–2), el índice N muestra valores marginalmente por debajo de la unidad en el rango de 300 – 500 pc, pero la ley de potencia se vuelve superlineal a 700 pc¹. El comportamiento lineal de la ley de potencia observado para todos los trazadores de gas denso en NGC 1068 está de acuerdo con los resultados obtenidos en otras galaxias (por ejemplo, Gao & Solomon 2004a,b; Graciá-Carpio et al. 2008; Wu et al. 2010; García-Burillo et al. 2012; Usero et al. 2015; Liu et al. 2015; Chen et al. 2017; Williams et al. 2018; Querejeta et al. 2019). El valor de N para el continuo del polvo indica una relación sublineal ($N < 1$) dentro del rango 100 – 500 pc. La ley de potencia se vuelve, sin embargo, lineal a 700 pc como en la mayoría de los trazadores de gas con alta densidad.

La débil correlación encontrada entre $P_{\alpha\alpha}$ y CO(1–0) a todas las escalas indica que la distribución del gas molecular trazado por el CO(1–0) no está fuertemente correlacionada con la distribución de la formación estelar reciente en el anillo SB. Aunque no esperamos haber filtrado una fracción elevada del flujo de CO(1–0) en el mapa de PdBI a escalas $\leq 200 - 300$ pc (ver el apartado de la estimación de la pérdida de flujo de la Sección 2.2.2.2), la fracción probablemente creciente de flujo filtrado a escalas cercanas al límite de ~ 1 kpc podría ser una explicación para la pobre correlación mostrada por CO(1–0) en la Figura 3.2.

3.1.2. La ley de Kennicutt-Schmidt en NGC 1068 en contexto

En esta sección comparamos las relaciones de KS derivadas para HCN(1–0) en el anillo SB de NGC 1068 con las obtenidas en trabajos anteriores para diferentes poblaciones de galaxias. En la Tabla 3.2 se enumera las referencias utilizadas en esta comparación. Estos trabajos incluyen estudios a escalas de galaxias en objetos clasificados como SFG (galaxias con formación estelar dentro de la secuencia principal) y (U)LIRGs (por ejemplo, ver la recopilación de García-Burillo et al. 2012, y las referencias en ella), así como estudios espacialmente resueltos de galaxias individuales (Usero et al. 2015; Murphy et al. 2015; Bigiel et al. 2016; Chen et al. 2017; Viaene et al. 2018; Querejeta et al. 2019). Estas referencias utilizan las ecuaciones de la Sección 1.1.1.3 de la Introducción para convertir intensidades de HCN(1–0) en densidades superficiales (*face-on*) de gas denso y adoptan el mismo factor de conversión de HCN utilizado en este trabajo. Sin embargo, los trazadores de formación estelar elegidos en estos trabajos son diferentes, como se detalla en la Tabla 3.2. La Figura 3.4 compara las diferentes versiones de la ley de KS derivadas del HCN(1–0) en NGC 1068 a tres resoluciones espaciales diferentes (56 pc, 100 pc y 700 pc) con las obtenidas en las referencias enumeradas en la Tabla 3.2. Los datos de NGC 1068 se encuentran dentro de la rama lineal de la ley de potencias ocupada por el resto de las galaxias mostradas en la Figura 3.4.

¹Tsai et al. (2012) estudiaron la ley de KS en NGC 1068 utilizando CO(3–2) y la luminosidad FIR, y también encontraron una ley de potencia sublineal para la relación $L_{CO(3-2)}-L_{FIR}$ con $N \sim 0.50$ a escalas de ~ 300 pc.

Tabla 3.2. Trabajos publicados sobre el estudio de las relaciones de la formación estelar.

Referencias	Galaxias	trazador de SFR	Resolución (kpc)
García-Burillo+12	SFG & (U)LIRG	FIR	1.7-3.6
Murphy+15	NGC 3627	33 GHz	0.3
Usero+15	galaxy disks	TIR	0.5-3.3
Bigiel+16	M51	TIR	1.1
Chen+17	M51	TIR	0.15
Viaene+18	M31	UV + 24 μm	0.1
Querejeta+19	M51	33 GHz	0.1

Notas: Lista de referencias que estudian las relaciones de formación estelar extragalácticas a partir del gas molecular denso trazado por la línea de HCN(1–0) y utilizando diferentes trazadores de formación estelar para un rango de escalas espaciales ($\simeq 0.1 - 3.6$ kpc).

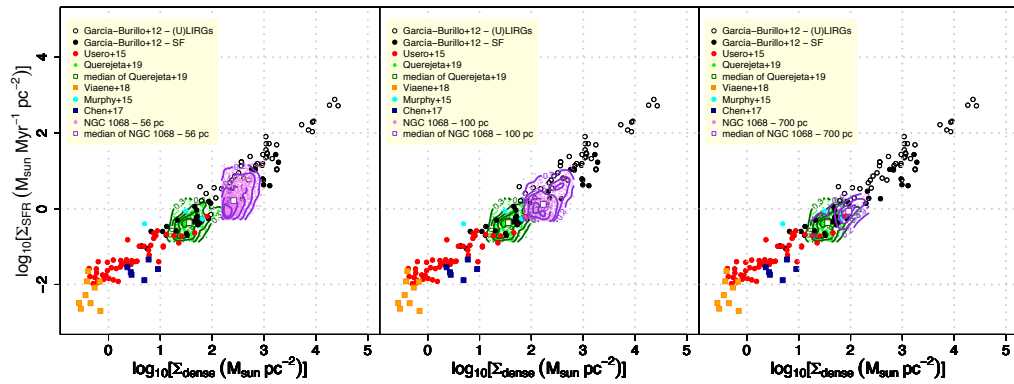


Figura 3.4. Comparación de las leyes de formación estelar derivadas a partir de HCN(1–0) en NGC 1068 con las obtenidas en diferentes poblaciones de galaxias para un rango de escalas espaciales: mediciones globales (\simeq unos pocos kpc) de los discos de galaxias con formación estelar y (U)LIRGs (García-Burillo et al. 2012), $\simeq 0.3 - 1$ kpc de los discos de galaxias locales con formación estelar (Murphy et al. 2015; Usero et al. 2015; Bigiel et al. 2016), y en regiones del tamaño de $0.1 - 0.2$ kpc en el disco de M51 (Chen et al. 2017; Viaene et al. 2018; Querejeta et al. 2019). Para una mejor comparación con la muestra de referencia, se muestran los gráficos de dispersión para NGC 1068 (círculos magenta y contornos de isodensidad) para tres resoluciones espaciales diferentes: 56 pc (panel izquierdo), 100 pc (panel central) y 700 pc (panel derecho). El gráfico de dispersión para M51 a una resolución de 100 pc se muestra con los círculos verdes y los contornos de isodensidad. Los cuadrados abiertos representan los valores medianos de las distribuciones en NGC 1068 y M51.

Como se esperaba, la dispersión interna en la distribución de los datos de NGC 1068 es menor a medida que nos movemos a aperturas mayores. Además, se observa que los puntos de datos de NGC 1068 se desplazan hacia densidades superficiales más bajas dentro de la tendencia general marcada por la ley de potencia a medida que nos desplazamos a aperturas mayores.

Adoptando la escala común de 100 pc, el anillo SB de NGC 1068 aparece como un entorno más extremo en relación con las regiones de formación estelar de M51 estudiadas por Querejeta et al. (2019). Como se ilustra en la Figura 3.4, las medianas de las distribuciones de Σ_{SFR} y Σ_{denso} son aproximadamente un factor de tres a cinco más altas en NGC 1068: $\Sigma_{SFR}[\text{NGC 1068}] \simeq 1.5 M_{\odot} \text{ Myr}^{-1} \text{ pc}^{-2} \simeq 3 \times \Sigma_{SFR}[\text{M51}]$ y

$\Sigma_{dense}[NGC\ 1068] \simeq 174\ M_{\odot}pc^{-2} \simeq 5 \times \Sigma_{dense}[M51]$. Además, cuando se examina a escalas de 700 pc, NGC 1068 ocupa en el gráfico de KS una posición intermedia entre las galaxias normales y las (U)LIRGs, un resultado que indica que las condiciones del anillo SB son comparativamente más extremas que en las galaxias normales.

3.1.3. Dependencia del entorno en la eficiencia de la formación estelar del gas denso.

La relación lineal observada entre Σ_{SFR} y Σ_{dense} mostrada en la Figura 3.4 se ha considerado una prueba de la validez de los modelos de la formación estelar denominados *density-threshold*. Para estos modelos, la eficiencia de la formación estelar del gas molecular denso, definida como $SFE_{dense} = \Sigma_{SFR}/\Sigma_{dense}$ o su inversa, que representa la escala de tiempo para el consumo del gas denso por formación estelar (tiempo de depleción) ($T_{dep}^{dense} = SFE_{dense}^{-1}$), son aproximadamente constantes en diferentes entornos dinámicos dentro de las galaxias (Gao & Solomon 2004b; Wu et al. 2005; Lada et al. 2010, 2012; Evans et al. 2014). En esta sección utilizamos los datos de NGC 1068 para explorar la existencia de una dependencia de SFE_{dense} con el entorno dentro del anillo SB.

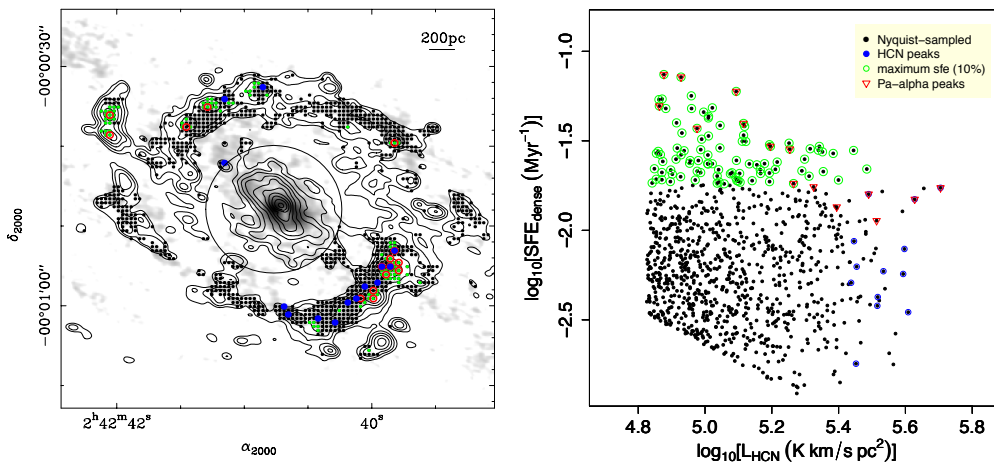


Figura 3.5. Panel izquierdo: superposición de la imagen de Pa α del HST/NICMOS (contornos) sobre el mapa de HCN(1–0) (escala de grises). Los contornos y la escala de grises son como los que se muestran en la Figura 2.12. El conjunto de aperturas circulares de 56 pc utilizadas para extraer los flujos de Pa α y HCN(1–0) están codificadas por colores, dependiendo de si están centradas en los picos de HCN (color azul), en los picos de Pa α (color rojo), o corresponde al 10% de las aperturas que muestran los valores más altos de SFE_{dense} (color verde). Los puntos negros identifican los centros de todas las aperturas de 56 pc de tamaño con muestreo de Nyquist en las que hay estimaciones fiables de SFE_{dense} en todo el anillo SB. Panel derecho: distribución de los valores de SFE_{dense} (en unidades de Ma^{-1}) en función de L_{HCN} (en unidades de $K\ km\ s^{-1}pc^2$) en el anillo SB de NGC 1068. Los símbolos son como los mostrados en el panel izquierdo.

El panel izquierdo de la Figura 3.5 superpone la imagen de Pa α del HST/NICMOS sobre el mapa de HCN(1–0) de NGC 1068 obtenido a 56 pc. Identificamos las posiciones

utilizadas para extraer los flujos de Pa α y HCN(1–0) sobre el anillo SB a partir de la cuadrícula². En el panel derecho, los valores de SFE_{denso} abarcan casi 1.5 dex y muestran una distribución muy dispersa en función de L'_{HCN} en torno a un valor medio “aparentemente” constante de unos 0.01 Myr⁻¹, equivalente a un $T_{dep}^{denso} \sim 100$ Myr. Este resultado es similar a los obtenidos por [Gallagher et al. \(2018\)](#) y [Querejeta et al. \(2019\)](#) a partir de sus imágenes de alta resolución espacial en varias galaxias del universo local.

Aunque las Figuras 3.4 y 3.5 indican que existe una relación general entre la luminosidad de HCN y la formación estelar reciente en el anillo SB, exploramos a continuación la existencia de tendencias sistemáticas en la SFE_{denso}. Con este objetivo, seleccionamos dentro de nuestra cuadrícula inicial una serie de aperturas de 56 pc de tamaño centradas en los máximos locales, ya sea en los mapas de HCN o Pa α , siguiendo el mismo procedimiento utilizado por [Querejeta et al. \(2019\)](#) en su análisis de los datos de M51. Los máximos locales se identificaron como los píxeles con picos de intensidad dentro de regiones circulares (*clumps*), obtenidos a partir de cortes sucesivos en los mapas. Por lo tanto, partimos de un umbral alto (un gran múltiplo del nivel de ruido) y exploramos iterativamente valores más bajos de regiones circulares aisladas. Para obtener un número similar de puntos seleccionados de los picos de HCN y Pa α , continuamos identificando nuevos *clumps* hasta valores de umbral de 12σ y 44σ , respectivamente. En la Figura 3.5, utilizamos diferentes colores para identificar las aperturas centradas en los picos de HCN (color azul), en los picos de Pa α (color rojo), y también en las aperturas que se encuentran entre el 10% de las que muestran las eficiencias más elevadas de entre las seleccionadas en el anillo SB (color verde).

La Figura 3.5 muestra que las aperturas que tienen mayor eficiencia (el 10% de regiones con mayor SFE_{denso}) no están distribuidas uniformemente en el anillo SB. Los valores altos de SFE_{denso} se localizan preferentemente en las secciones suroeste y noreste del anillo, donde este está conectado a los extremos de la barra estelar. También identificamos valores altos de SFE_{denso} en la zona más alejada de la sección noreste del anillo SB. Como era de esperar, los *clumps* con mayor emisión de Pa α también se encuentran en las regiones con mayor SFE_{denso}. Además, aunque la distribución global de las aperturas con densidad de columna de gas más altas también se corresponden con los extremos de la barra estelar, a pequeña escala no hay una correspondencia unívoca entre los picos de Pa α y de HCN. Esto refleja la importante variación de los estados evolutivos de los *clumps* de gas denso en estas regiones. En particular, los máximos de HCN tienden a “preceder” (*upstream*) a los máximos de Pa α , de acuerdo con el sentido de la circulación del gas, en la sección suroeste del anillo SB³.

²Los puntos negros de la Figura 3.5 señalan las posiciones de la cuadrícula donde los flujos de HCN y Pa α son ambos $> 3\sigma$

³Podemos asignar una ubicación *upstream* del HCN en relación con el Pa α tras asumir que el sentido de rotación del gas en el disco es contrario al de las agujas del reloj (por ejemplo, [García-Burillo et al. 2014](#))

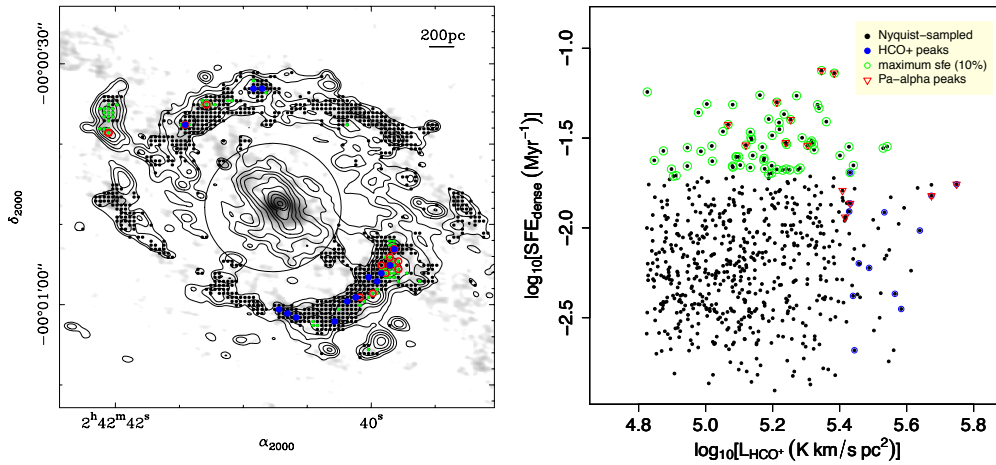


Figura 3.6. Igual que la Figura 3.5, pero sustituyendo HCN(1–0) por HCO⁺(1–0) en el eje x del panel derecho

Para minimizar el sesgo introducido debido a la presencia de HCN en los dos ejes del panel derecho de la Figura 3.5, sustituimos la luminosidad de HCN por HCO⁺ a lo largo del eje x, seleccionando de nuestra cuadrícula de puntos aquellas posiciones que satisfacen $L'_{HCO+} > 3\sigma$. La Figura 3.6 muestra los resultados obtenidos siguiendo los mismos pasos que los realizados en la obtención de la Figura 3.5. Como era de esperar, la Figura 3.6 elimina la ligera tendencia de anticorrelación identificada en el gráfico $SFE_{denso}-L'_{HCN}$ de la Figura 3.5, pero los principales resultados descritos anteriormente se mantienen prácticamente sin cambios.

3.2. Eficiencia de la formación estelar y fracción de gas denso

La eficiencia global de formación estelar del gas molecular (SFE_{mol}) puede expresarse como el producto de SFE_{denso} y la fracción de gas denso (F_{denso}), es decir: $SFE_{mol} \equiv SFE_{denso} \times F_{denso}$. Cada vez hay más evidencias que apoyan la existencia de variaciones significativas en SFE_{denso} y F_{denso} en función del entorno galáctico, basadas en observaciones de nubes moleculares en el centro de nuestra Galaxia (Longmore et al. 2013; Kruijssen & Longmore 2014) y en galaxias cercanas para un rango de escalas espaciales (Usero et al. 2015; Bigiel et al. 2015, 2016; Gallagher et al. 2018; Querejeta et al. 2019; Jiménez-Donaire et al. 2019; Bešlić et al. 2021). En las siguientes secciones estudiamos las tendencias de SFE_{denso} (o su inversa, T_{dep}^{denso}) y F_{denso} en función de una serie de variables físicas con el objetivo de resolver la degeneración de las leyes de formación estelar en el anillo SB de NGC 1068. En la Tabla 3.3 se enumeran los valores de correlación de Spearman obtenidos para las distintas combinaciones de variables y escalas espaciales exploradas a continuación.

Tabla 3.3. Coeficientes de correlación de Spearman para varias relaciones de escala.

	SFE_{denso}	F_{denso}	SFE_{denso}	F_{denso}	F_{denso}	T_{dep}^{denso}	SFE_{denso}
	vs.	vs.	vs.	vs.	vs.	vs.	vs.
	Σ_{star}	Σ_{star}	σ_{HCN}	σ_{HCN}	F_{denso}	b_{HCN}	F_{denso}
56 pc	0.10	–	-0.22	–	–	-0.19	–
100 pc	0.15	0.40	-0.28	0.10	0.22	-0.43	0.03
400 pc	0.59	0.67	-0.06	0.50	0.62	-0.66	0.34

Notas: Se enumera los parámetros de correlación de Spearman (ρ_{sp}) para las diferentes relaciones y escalas espaciales estudiadas en la Sección 3.2. Al igual que en la Tabla 3.1, los valores en negrita identifican las correlaciones que son estadísticamente significativas; éstas se caracterizan por p -values $< 1\%$ y $|\rho_{sp}| > 0.4$.

3.2.1. Tendencias en función de la autogravedad (*boundedness*) del gas

En esta sección utilizamos una prescripción alternativa para las relaciones de formación estelar en el anillo SB, que incluye explícitamente la dependencia de la inversa de SFE_{denso} con una combinación de Σ_{denso} y la dispersión de velocidad del gas (σ), en un intento de resolver la degeneración asociada a la dispersión en el gráfico $SFE_{denso}-L'_{HCN}$ de la Figura 3.5. Este enfoque fue utilizado por primera vez por Leroy et al. (2017) en su análisis de las relaciones de formación estelar en M51 y también fue adoptado por Kreckel et al. (2018) en un estudio similar realizado en NGC 628. Leroy et al. (2017) y Kreckel et al. (2018) utilizaron las líneas de CO(1–0) y CO(2–1) para trazar el gas molecular total en escalas de 40 – 50 pc en M51 y NGC 628, respectivamente. En nuestro caso, utilizamos la línea de HCN(1–0) para rastrear específicamente el gas molecular denso en el anillo SB de NGC 1068 en escalas espaciales (~ 56 pc) comparables a las exploradas por Leroy et al. (2017) y Kreckel et al. (2018)⁴

El grado de autogravedad o el estado dinámico de las nubes de gas molecular determinan en gran medida su capacidad para formar estrellas. El parámetro del virial, definido como $\alpha_{vir} \approx 2 \text{ KE/UE}$, captura el equilibrio entre el potencial gravitatorio (UE) y la energía cinética (KE) y se utiliza habitualmente en los modelos turbulentos de formación estelar como predictor de la eficiencia de la formación estelar (Krumholz & McKee 2005; Padoan et al. 2012, 2017).

Definimos de forma similar a Leroy et al. (2017) el parámetro que diagnostica cuál es el estado dinámico de la nube, denominado como parámetro de autogravedad (*boundedness*), particularizado aquí para la fase de gas molecular denso trazada por HCN, como $b_{56pc} \equiv \Sigma_{denso}/\sigma^2 \propto \text{UE/KE} \propto \alpha_{vir}^{-1}$, donde σ es la velocidad de dispersión y Σ_{denso} es la densidad de columna del gas denso medida a la “resolución inicial” de 56 pc. Obtuvimos promedios de $b_{56 pc}$ ponderados por la intensidad utilizando la cuadrícula de puntos con muestreo de Nyquist, como:

⁴Querejeta et al. (2019) aplicaron la metodología de Leroy et al. (2017) a los datos de HCN(1–0) de M51 a escalas de 100 pc.

$$\langle b \rangle_{\Delta A}(x_0, y_0) = \frac{\Sigma w(x, y) I_{56pc}(x, y) b_{56pc}(x, y)}{\Sigma w(x, y) I_{56pc}(x, y)} \quad (3.1)$$

El peso gaussiano $w(x, y)$ se define como:

$$w(x, y) = \exp\left(\frac{-(\theta(x, y, x_0, y_0))^2}{2\sigma_{\Delta A}^2}\right), \quad (3.2)$$

donde $\theta(x, y, x_0, y_0)$ es la distancia angular desde el punto de medición (x_0, y_0) , $\sigma_{\Delta A}$ es la σ -anchura del haz gaussiano promediado, y ΔA corresponde a la escala de promediado adoptada (100 y 400 pc en nuestro caso). En la ecuación 3.1, $b_{56 pc}$ y $I_{56 pc}$ corresponden al parámetro de autogravedad y la intensidad integrada de HCN, respectivamente, medidos en una posición genérica (x, y) de la cuadrícula⁵.

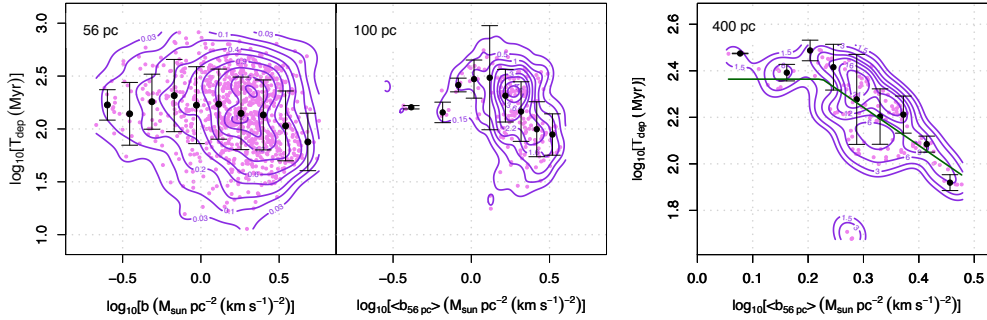


Figura 3.7. Tiempo de depleción del gas molecular denso estimado a partir de HCN, $T_{dep}^{denso} \equiv \Sigma_{denso}/\Sigma_{SFR}$, en función de la autogravedad del gas, medida por el parámetro b , $b \equiv \Sigma_{denso}/\sigma^2$, a diferentes escalas espaciales (círculos magenta y contornos de isodensidades): 56 pc, es decir, la “resolución inicial” de las observaciones de ALMA (panel izquierdo), 100 pc (panel central) y 400 pc (panel derecho). Una tendencia significativa en T_{dep}^{denso} como función de b , identificada en los paneles central y derecho, indica una mayor tasa de formación estelar por unidad de masa de gas denso para las regiones con mayor autogravedad. Los valores de $\langle b \rangle$ para las aperturas de 100 pc y 400 pc se obtuvieron a partir de promedios ponderados por la intensidad de b en los puntos muestreados con Nyquist para cada apertura. Los valores de T_{dep}^{denso} se obtuvieron utilizando el pesado gaussiano. Los círculos negros muestran la mediana de T_{dep}^{denso} , y las barras de error indican la dispersión rms en los intervalos. Las líneas verdes en el panel derecho identifican los dos regímenes en el gráfico $T_{dep}^{denso}-\langle b \rangle$ encontrado por el algoritmo MARS para ajustar los datos usando la escala de 400 pc como escala de promediado.

La Figura 3.7 muestra cómo el tiempo de depleción del gas molecular denso estimado a partir de HCN, $T_{dep}^{denso} \equiv SFE_{denso}^{-1}$, cambia en función de la autogravedad del gas, medido por el parámetro b , a tres escalas espaciales diferentes: 56 pc (la “resolución inicial”), 100 pc y 400 pc. Los valores de $\langle b \rangle_{\Delta A}$ para las aperturas de 100 pc y 400 pc se obtuvieron a partir de la ecuación 3.1. Además, al igual que el resto de los parámetros

⁵Leroy et al. (2017) utilizaron una definición ligeramente diferente para los promedios ponderados por la intensidad del parámetro b : $\langle b \rangle \equiv \langle \Sigma_{gas} \rangle / \langle \sigma \rangle$. Con esta definición, el promedio se realiza por separado para el numerador y el denominador del parámetro b . Como se muestra en el Apéndice B.1, las tendencias y los parámetros estadísticos derivados de esta definición son prácticamente idénticos a los obtenidos en la Sección 3.2.1.

físicos analizados en las secciones anteriores, el valor promedio de T_{dep}^{denso} dentro de los dos valores de ΔA se obtuvo utilizando la función de pesado gaussiano de la ecuación 3.2.

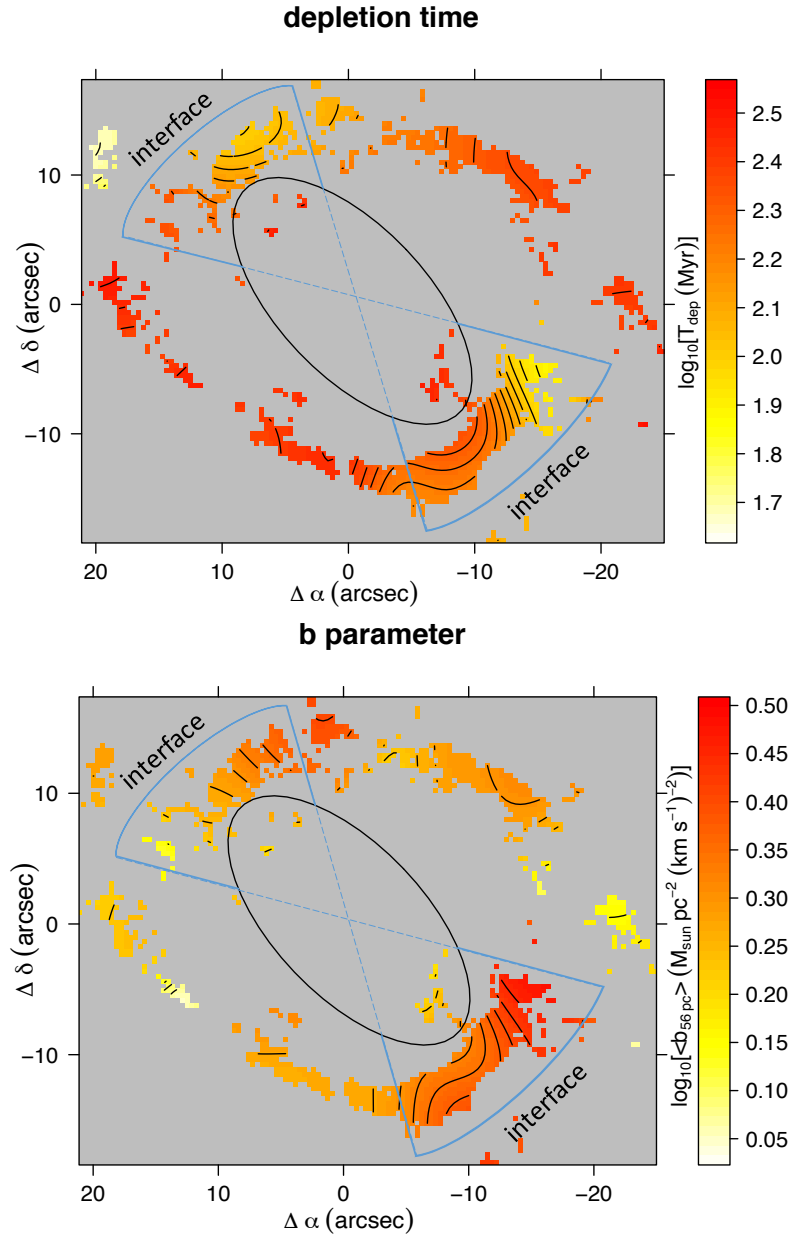


Figura 3.8. Panel superior: mapa del tiempo de depleción del gas molecular denso (T_{dep}^{denso}) obtenido tras utilizar 400 pc como escala de promediado. Los contornos para $\log_{10}(T_{dep}^{denso})$ van desde 1.50 hasta 2.22 en pasos de 0.045 (en Ma). Panel inferior: mapa del promedio ponderado por la intensidad del parámetro b ($\langle b \rangle$) en el anillo SB de NGC 1068 obtenido tras utilizar 400 pc como escala de promediado. Los contornos para $\log_{10}(\langle b \rangle)$ van de 0.075 a 0.45 en pasos de 0.025 (en $M_{\odot} \text{pc}^{-2} (\text{km s}^{-1})^{-2}$). Los desplazamientos de $\Delta\alpha$ y $\Delta\delta$ en segundos de arco son relativos al centro de seguimiento de ALMA. La elipse identifica la extensión de la barra estelar nuclear. Se resalta la extensión aproximada de la región de la interfaz barra-anillo en ambos paneles.

La Figura 3.7 muestra una disminución significativa de T_{dep}^{denso} en función de $\langle b \rangle_{\Delta A}$ cuando representamos estos parámetros promediados sobre las dos aperturas. En concreto,

obtenemos una (anti)correlación con un coeficiente de Spearman de $\rho_{sp} = -0.43$ y -0.66 para $\Delta A = 100$ pc y 400 pc, respectivamente, y un p-value asociado $< 1\%$. En general, esto es indicativo de una mayor tasa de formación estelar por unidad de masa de gas denso (menor T_{dep}^{denso}) para las regiones caracterizadas por una mayor autogravedad (mayores valores de b o menores de α_{vir}).

La anticorrelación mencionada anteriormente es más pronunciada en la versión ponderada por la intensidad del gráfico derivado a escalas de 400 pc. Identificamos un cambio de tendencia en el gráfico de dispersión $T_{dep}-b$ para $\Delta A = 400$ pc situado alrededor de $\log_{10}(\langle b \rangle) \simeq 0.2 M_{\odot} \text{pc}^{-2} (\text{km s}^{-1})^{-2}$, como se muestra en el panel derecho de la Figura 3.7. El cambio de tendencia observado alrededor de este punto define dos regímenes en el espacio de parámetros de $T_{dep}-b$. Para cuantificar la tendencia de los dos regímenes y el punto en el que se produce el cambio de tendencia en el gráfico, utilizamos la rutina de ajuste MARS (*Multivariate Adaptive Regression Splines*) del paquete de **Rstudio**⁶. Para tener en cuenta las incertidumbres de las mediciones, utilizamos el ajuste MARS en 100 iteraciones de los datos. A partir de esto, obtenemos que el cambio de tendencia (punto de ruptura) se produce en $\log_{10}(\langle b \rangle) = 0.23 \pm 0.02 M_{\odot} \text{pc}^{-2} (\text{km s}^{-1})^{-2}$. Además, para los valores de $\langle b \rangle$ por debajo de este valor la tendencia es aproximadamente plana (con pendiente 0.02 ± 0.11). Por el contrario, se obtiene una pendiente de -1.59 ± 0.15 para los valores de $\langle b \rangle$ más allá del punto de ruptura. Esta pendiente es mayor que la obtenida por Leroy et al. (2017) ($\simeq -0.9$) en su análisis de los datos de CO(1–0) de M51, derivados utilizando las mismas escalas espaciales de promediado (400 pc). Sin embargo, Kreckel et al. (2018) no encontraron ninguna correlación significativa en su análisis de los datos de CO(2–1) de NGC 628, que utilizaron una escala de promediado de 500 pc. En comparación con las tendencias menos marcadas o inexistentes identificadas en M51 y NGC 628, el descenso pronunciado de T_{dep}^{denso} con $\langle b \rangle$ en el anillo SB de NGC 1068 refleja el vínculo más estrecho existente entre la autogravedad del gas molecular denso y la eficiencia de la formación estelar.

La Figura 3.8 muestra la distribución espacial de T_{dep}^{denso} y $\langle b \rangle$ derivada para $\Delta A = 400$ pc en el anillo SB de NGC 1068. El mapa de T_{dep}^{denso} (panel superior) confirma la imagen extraída del análisis de la Sección 3.1.3: las regiones que muestran valores comparativamente más altos (más bajos) de SFE_{denso} (T_{dep}^{denso}) se localizan preferentemente más cerca de la región en la que el anillo SB está conectado a los extremos de la barra estelar, alrededor de P.A. $\sim 15^{\circ} - 75^{\circ}$ ($\pm 180^{\circ}$). También observamos una segregación espacial similar en el mapa de $\langle b \rangle$ (panel inferior), que muestra valores de $\langle b \rangle$ más altos cerca de la región de la interfaz barra–anillo. Además de la dependencia azimutal de T_{dep}^{denso} y $\langle b \rangle$ dentro del anillo SB, también identificamos una dependencia radial para ambos parámetros especialmente en la sección sur de la interfaz barra–anillo: en particular, los valores más altos (más bajos) de T_{dep}^{denso} ($\langle b \rangle$) tienden a aparecer *upstream* (radios más

⁶El algoritmo MARS crea una colección de las denominadas funciones base. En este procedimiento, el rango de valores del predictor se divide en varios grupos. Para cada grupo, se modela una regresión lineal independiente, cada una de ellas con su propia pendiente.

pequeños) a lo largo de las líneas de circulación del gas si suponemos que el sentido de la rotación del gas en el disco es contrario al de las agujas del reloj. Las dos ramas del gráfico $T_{dep}^{denso}-\langle b \rangle$ de la Figura 3.7 corresponden en gran medida a las dos regiones del anillo SB identificadas en la Figura 3.8.

3.2.2. Tendencias en función de la fracción de gas denso

Las observaciones del gas molecular en la Vía Láctea y en una serie de galaxias cercanas han mostrado claras evidencias de tendencias de SFE_{denso} en función de F_{denso} , dando una anticorrelación (por ejemplo, Longmore et al. 2013; Chen et al. 2015; Murphy et al. 2015; Usero et al. 2015; Bigiel et al. 2016; Gallagher et al. 2018; Querejeta et al. 2019; Jiménez-Donaire et al. 2019). En particular, Usero et al. (2015) encontraron que la SFE_{denso} es unas 6 – 8 veces menor cerca de los centros de las galaxias que en las regiones externas analizadas en su *survey* a partir del telescopio de 30 m de IRAM. Esta tendencia radial se invierte para F_{denso} en sus fuentes. Además, Longmore et al. (2013) encontraron valores de SFR anómalamente bajos en una gran fracción de nubes moleculares de alta densidad en el centro de la Vía Láctea, lo que sugiere una anticorrelación entre SFE_{denso} y F_{denso} . Una tendencia similar ha sido encontrada recientemente por Querejeta et al. (2019) en su estudio de M51, y por Jiménez-Donaire et al. (2019) a partir de un análisis de los datos obtenidos por el *survey* EMPIRE (*EMIR Multiline Probe of the ISM Regulating Galaxy Evolution*) en nueve galaxias espirales. Examinamos en esta sección la existencia de una tendencia en SFE_{denso} en función de F_{denso} para el anillo SB de NGC 1068.

Definimos dos aproximaciones para la “fracción de gas denso” en el anillo SB. En primer lugar, la relación entre la densidad superficial del gas molecular denso derivada del HCN(1–0) y la densidad superficial del gas molecular derivada del CO(1–0), es decir, $F_{denso} = \Sigma_{denso}/\Sigma_{mol} \propto I_{HCN(1-0)}/I_{CO(1-0)}$. Consideramos que la línea de CO traza la mayor parte del gas molecular total de la galaxia ($n(H_2) \gtrsim 10^{2-3} \text{ cm}^{-3}$), mientras que el HCN traza el material con $n(H_2) \gtrsim 10^{4-5} \text{ cm}^{-3}$. Por lo tanto, utilizamos la razón de líneas HCN(1–0)/CO(1–0) (en adelante $R_{HCN/CO}$) como una aproximación (*proxy*) a la fracción de gas denso en el anillo SB. En segundo lugar, también utilizamos la razón CO(3–2)/CO(1–0) (en adelante $R_{3-2/1-0}$) en el anillo SB derivado por García-Burillo et al. (2014) como una medida alternativa de F_{denso} .

Las Figuras 3.9 y 3.10 muestran $R_{HCN/CO}$ y $R_{3-2/1-0}$ en unidades de temperaturas de brillo (T_{mb}). Para derivar las razones de temperaturas de brillo, degradamos los mapas de HCN(1–0) y CO(3–2) a la resolución espacial de las observaciones de CO(1–0) de Schinnerer et al. (2000). La razón $R_{HCN/CO}$ cambia significativamente a lo largo del disco de NGC 1068. Los valores más altos de $R_{HCN/CO}$ ($> 0.4 - 1.2$) corresponden al CND. Aunque en el anillo SB, $R_{HCN/CO}$ muestra un amplio rango de valores, esta razón es mayor en la región de la interfaz barra–anillo ($R_{HCN/CO} \sim 0.2 - 0.4$) que en el resto del anillo ($R_{HCN/CO} \sim 0.05 - 0.1$). La razón $R_{3-2/1-0}$ en el CND ($\sim 2 - 6$) es mayor

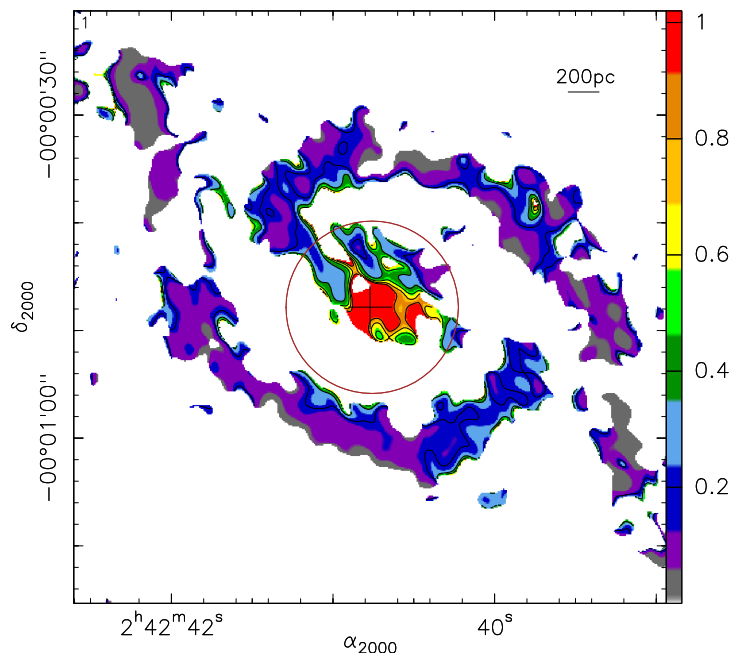


Figura 3.9. Mapa de la razón de temperaturas de brillo HCN(1-0)/CO(1-0) ($R_{HCN/CO}$; escala de colores y contornos) derivada a la resolución espacial de las observaciones de CO(1-0) de Schinnerer et al. (2000) ($\simeq 100$ pc). El círculo marrón de $8''$ de radio ($\simeq 560$ pc) localiza la región interna excluida en nuestro análisis de las relaciones de formación estelar.

que en el anillo SB, de acuerdo con las estimaciones anteriores de Krips et al. (2011) y Tsai et al. (2012). Mientras que la media de la razón es de $\sim 1.2 \pm 0.02$ en el anillo SB, $R_{3-2/1-0}$ es mayor en la región de la interfaz barra-anillo ($R_{3-2/1-0} \sim 0.6 - 3$) y comparativamente menor en el resto del anillo ($R_{3-2/1-0} \sim 0.1 - 0.8$).

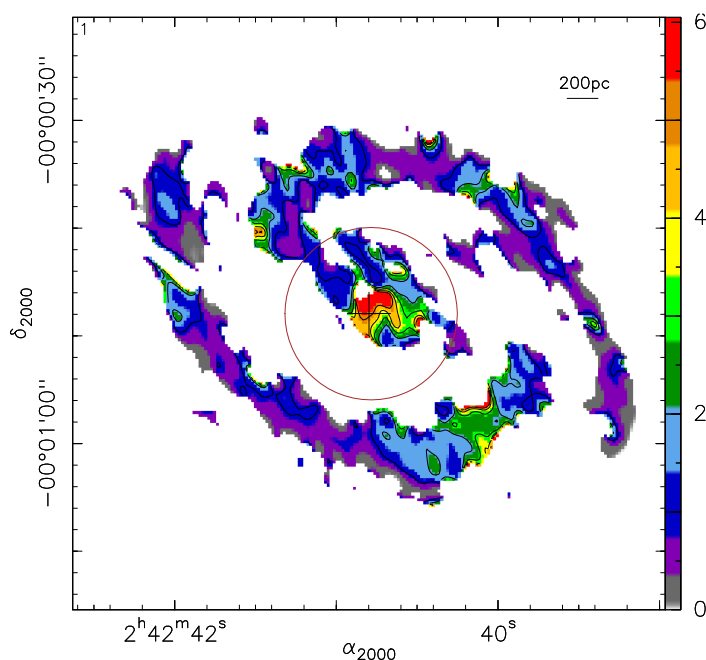


Figura 3.10. Igual que la Figura 3.9 pero mostrando el mapa de la razón CO(3-2)/CO(1-0) ($R_{3-2/1-0}$; escala de colores y contornos) derivada a la resolución espacial de las observaciones de CO(1-0).

La razón $R_{HCN/CO}$ no es sensible a la temperatura cinética (T_K), ya que los niveles de energía que dan lugar a ambas transiciones rotacionales son similares ($E[J = 1, CO]/k \sim 5.5$ K, $E[J = 1, HCN]/k \sim 4.3$ K). Sin embargo, como la excitación de ambas líneas de CO es sensible tanto a $n(H_2)$ y T_K , $R_{3-2/1-0}$ es un trazador más indirecto de F_{denso} en comparación con $R_{HCN/CO}$. Dejando de lado las incertidumbres del valor de α_{HCN} en las regiones de formación estelar, que puede reflejar una química peculiar parecida a la del *hot-core* (región caliente y pequeña que es calentada por un objeto protoestelar), $R_{HCN/CO}$ es por tanto, el indicador más fiable de la fracción de gas denso y, como tal, se utiliza ampliamente en los estudios extragalácticos. En cualquier caso, observamos que ambas razones de líneas sugieren una mayor excitación de las líneas HCN(1-0) y CO(3-2) en relación con CO(1-0) en la región de la interfaz barra-anillo.

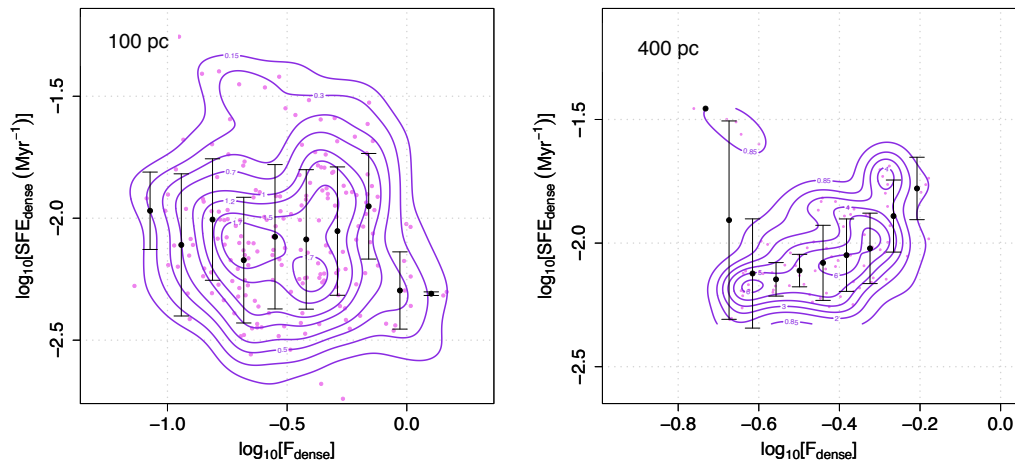


Figura 3.11. Eficiencia de formación estelar del gas denso (SFE_{denso}) en función de la fracción de gas denso (F_{denso} : estimada a partir de la relación de líneas HCN(1-0)/CO(1-0) de la Figura 3.9) en NGC 1068 utilizando dos escalas de promediado: 100 pc (panel izquierdo) y 400 pc (panel derecho). Los círculos magenta corresponden a los datos evaluados en la cuadrícula de puntos con muestreo de Nyquist tras la convolución realizada con la gaussiana apropiada para cada apertura. Los círculos negros muestran los valores medianos de la SFE_{denso} y las barras de error indican la dispersión *rms* en los intervalos.

La Figura 3.11 representa SFE_{denso} en función de F_{denso} estimada de $R_{HCN/CO}$ en el anillo SB. Adoptamos las escalas de promediado utilizadas en la Sección 3.2.1 en ambas variables: $\Delta A = 100$ pc y 400 pc. La Figura 3.11 muestra que no hay una tendencia significativa en SFE_{denso} como función de F_{denso} para $\Delta A = 100$ pc (panel izquierdo): estimamos un parámetro de correlación de Spearman de $\rho_{sp} = +0.03$ con un valor de p-value (*two-sided*) $> 1\%$. Para $\Delta A = 400$ pc (panel derecho) hay, sin embargo, una correlación positiva más significativa ($\rho_{sp} = +0.34$, con p-value $< 1\%$). Esta tendencia es una consecuencia directa de la distribución espacial de SFE_{denso}^{-1} y F_{denso} mostradas, respectivamente, en las Figuras 3.8 y 3.9. El aumento monótono que se muestra en el panel derecho de la Figura 3.11 sugiere que el gas molecular comparativamente más denso de la región de la interfaz barra-anillo dentro del anillo SB forma estrellas a mayor velocidad por unidad de masa de gas denso.

Este resultado parece estar en contradicción con las tendencias de anticorrelación entre SFE_{denso} y F_{denso} encontradas en trabajos anteriores en otras galaxias. En concreto, [Usero et al. \(2015\)](#) encontraron un índice $\beta \sim -1.6$ para la ley de potencia $SFE_{denso} \propto F_{denso}^\beta$ que se ajusta a sus datos. Un índice similar ($\beta \sim 1.5$) se estimó a partir de datos recopilados por [Querejeta et al. \(2019\)](#).

3.2.3. Tendencias en función de la densidad superficial de la masa estelar

Varios trabajos que estudian la existencia de tendencias en SFE_{denso} como función de Σ_{star} en escalas de kpc en una serie de galaxias cercanas han encontrado que SFE_{denso} disminuye en las partes centrales de los discos de las galaxias, es decir, en las regiones caracterizadas por un alto nivel de estrellas. Estas observaciones también mostraron que F_{denso} tiende a aumentar sistemáticamente con Σ_{star} ([Chen et al. 2015](#); [Usero et al. 2015](#); [Bigiel et al. 2016](#); [Gallagher et al. 2018](#); [Jiménez-Donaire et al. 2019](#)). [Querejeta et al. \(2019\)](#) estudiaron diferentes regiones del disco de M51 y encontraron que se recuperan correlaciones similares a escalas de 100 pc. A continuación estudiamos las tendencias de SFE_{denso} y F_{denso} en función de Σ_{star} en el anillo SB de NGC 1068.

La emisión en el infrarrojo cercano se utiliza habitualmente para rastrear la masa estelar en galaxias cercanas, ya que la luz en estas longitudes de onda procede principalmente de estrellas viejas y está menos afectada por la extinción ([Quillen et al. 1994](#)). Con este objetivo, utilizamos la imagen de la banda estrecha del continuo del infrarrojo cercano del HST a $1.9 \mu\text{m}$ de NCG 1068, obtenida con el filtro F190N de la cámara NICMOS 3, para trazar la distribución de la masa estelar en el disco de la galaxia. Asumimos una relación masa-luminosidad constante $M/L_{1.9\mu\text{m}} = 0.2 M_\odot/L_\odot$ (por ejemplo, ver [Querejeta et al. 2019](#)) para obtener la densidad superficial de la masa estelar. En la Figura 3.12 se muestra la superposición de los contornos de intensidad integrada de HCN(1–0) en la imagen del HST/NICMOS F190N. La estructura de la barra estelar se identifica fácilmente en la imagen. Basándonos en la distribución general de estrellas en el disco, parece que la interfaz barra–anillo se caracteriza por tener valores estelares más altos en comparación con las regiones situadas en otras partes del anillo SB.

La Figura 3.13 representa la SFE_{denso} en función de Σ_{star} a lo largo del anillo SB de NGC 1068 para las tres aperturas adoptadas en la Sección 3.2.1 (56 pc, 100 pc y 400 pc). SFE_{denso} no muestra ninguna correlación significativa con Σ_{star} a la “resolución inicial” ($\rho_{sp} = +0.10$, con p-value $> 1\%$), ni a la escala promediada de 100 pc ($\rho_{sp} = +0.15$, con p-value $> 1\%$). Por el contrario, SFE_{denso} muestra una correlación positiva estadísticamente significativa con Σ_{denso} en el anillo SB para $\Delta A = 400$ pc ($\rho_{sp} = +0.59$, con p-value $< 1\%$). En el panel central de la Figura 3.13, comparamos la posición de NGC 1068 en el espacio de parámetros de SFE_{denso} – Σ_{star} con la posición ocupada por las galaxias estudiadas por las referencias enumeradas en la Tabla 3.2. NGC 1068 se desvía

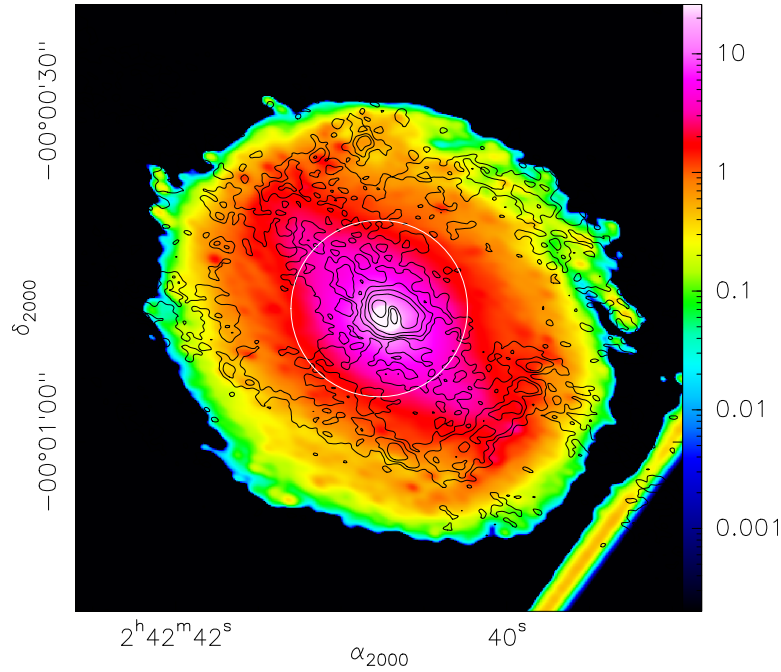


Figura 3.12. Superposición del mapa de HCN(1–0) de ALMA (contornos) sobre la imagen del continuo de HST/NICMOS F190N a $1.9 \mu\text{m}$ (la escala de color se muestra en Jy) de NGC 1068. Espaciado de los contornos: 3σ , 7σ , 12σ , 24σ , 50σ y 120σ , donde $1\sigma = 0.028 \text{ Jy haz}^{-1} \text{ km s}^{-1}$. La región delimitada por el círculo blanco de $r = 8''$, localizado en el interior de la galaxia, ha sido excluido de nuestro análisis. La imagen HST/NICMOS F190N ha sido degradada a la resolución espacial de HCN(1–0) ($1''.0 \times 0''.6 \approx 50 \text{ pc}$).

claramente de la tendencia general de anticorrelación seguida por otras galaxias. La correlación positiva observada en el anillo SB de NGC 1068 contrasta con las tendencias de anticorrelación identificadas en las galaxias estudiadas por [Usero et al. \(2015\)](#) ($\rho_{sp} = -0.50$), [Querejeta et al. \(2019\)](#) ($\rho_{sp} = -0.57$) y [Gallagher et al. \(2018\)](#) ($\rho_{sp} = -0.66$). En este contexto, cabe destacar que [Querejeta et al. \(2019\)](#) observaron que para un valor dado de Σ_{star} los datos de M51 abarcan un rango significativo de 1 dex de SFE_{denso} , es decir, similar a la dispersión de valores observada en el anillo SB de NGC 1068. Esto es un indicio del amplio rango de diferentes entornos dinámicos observados en ambas galaxias.

La Figura 3.14 representa F_{denso} en función de Σ_{star} a través del anillo SB de NGC 1068 para las dos escalas de promediado adoptadas en este trabajo (100 pc y 400 pc). F_{denso} muestra una correlación significativa con Σ_{star} a $\Delta A = 100 \text{ pc}$ ($\rho_{sp} = +0.40$, con p-value $< 1\%$). La correlación se refuerza aún más cuando utilizamos 400 pc como escala de promediado ($\rho_{sp} = +0.67$, p-value $< 1\%$). Esto es cualitativamente y cuantitativamente similar a las tendencias identificadas en los datos de las galaxias mostradas en el panel izquierdo de la Figura 3.14 a escalas de 100 pc, para las que [Querejeta et al. \(2019\)](#) obtuvieron, a partir de sus datos, un parámetro de Spearman de $\rho_{sp} \sim$ y de $\rho_{sp} \sim +0.7$ cuando añadieron los datos de [Chen et al. \(2017\)](#) y [Gallagher et al. \(2018\)](#).

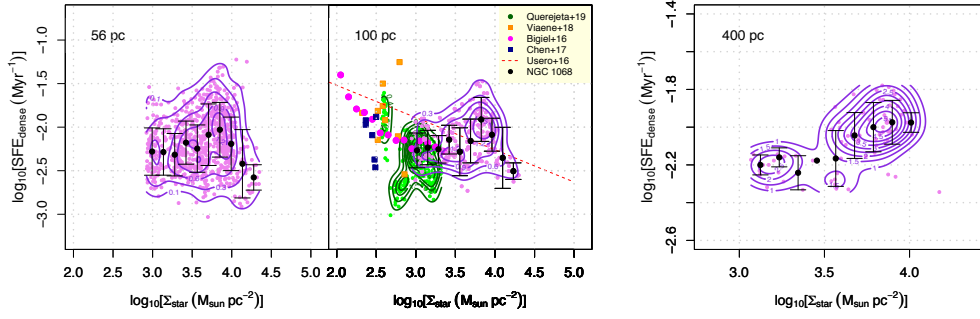


Figura 3.13. Eficiencia de formación estelar del gas denso (SFE_{denso}) en función de la densidad superficial de la masa estelar (Σ_{star}) en el anillo SB de NGC 1068 a la “resolución inicial” (56 pc) (panel izquierdo), y a dos escalas de promediado: 100 pc (panel central) y 400 pc (panel derecho). Los círculos magenta y los contornos de isodensidad corresponden a las medidas evaluadas en la cuadrícula de puntos con muestreo de Nyquist tras la convolución con la gaussiana adecuada para cada apertura. Los círculos negros muestran la mediana de los valores de SFE_{denso} y las barras de error indican la dispersión rms en los intervalos. Los símbolos y los contornos de isodensidad del panel central identifican los datos obtenidos en otras galaxias. La línea naranja discontinua representa el ajuste de [Usero et al. \(2015\)](#).

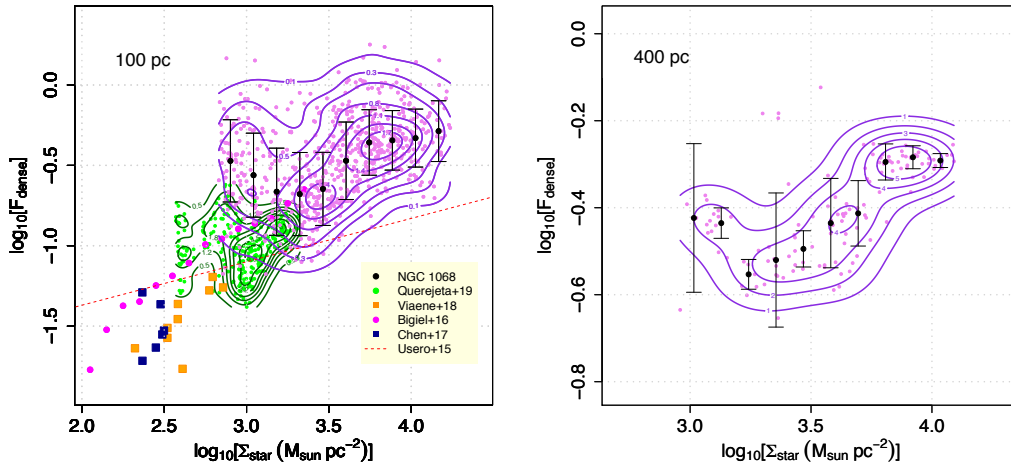


Figura 3.14. Fracción de gas denso (F_{denso}) en función de la densidad superficial de la masa estelar (Σ_{star}) en el anillo SB de NGC 1068 en las dos escalas de promediado: 100 pc (panel izquierdo) y 400 pc (panel derecho). Los símbolos son como los mostrados en la Figura 3.13.

3.2.4. Tendencias en función de la dispersión de velocidad del gas

Comprender el papel que desempeña la dispersión de velocidad a la hora de determinar la eficiencia del gas molecular en la formación estelar es fundamental para los modelos de formación estelar (por ejemplo, [Krumholz & McKee 2005](#); [Hennebelle & Falgarone 2012](#); [Federrath 2015](#)). Desde el punto de vista observacional, y bajo la hipótesis de que la dispersión de velocidad medida a una escala determinada refleja principalmente movimientos turbulentos en el gas molecular, la identificación de las tendencias de la SFE en función de la dispersión de velocidad puede indicar si la formación estelar tiende a ser potenciada o suprimida por la turbulencia. Las predicciones de los modelos sobre las

tendencias esperadas de SFE_{denso} en función de la dispersión de velocidad observada (σ) difieren dependiendo del papel de la turbulencia frente a los movimientos a gran escala (por ejemplo, los *streaming motions*) que son impulsados por el potencial gravitatorio de fondo. El grado de acoplamiento al potencial gravitatorio a gran escala implica que el umbral crítico para la formación estelar no es universal y que, por tanto, la SFE_{denso} no es constante. En concreto, el modelo publicado por Meidt et al. (2020) prevé que SFE_{denso} debería disminuir con σ para valores fijos de F_{denso} y Σ_{mol} .

Leroy et al. (2017) encontraron una tendencia decreciente entre la eficiencia del gas molecular (Σ_{mol}) y la medida de σ a partir de los datos de CO(1–0) en M51. Querejeta et al. (2019) también encontraron una significativa anticorrelación entre SFE_{denso} y σ en esa galaxia a partir de datos de HCN(1–0) ($\rho_{sp} = -0.62$). Una comparación de las observaciones de M31 (Viaene et al. 2018) y M51 (Querejeta et al. 2019) con las predicciones del modelo de Meidt et al. (2020) muestra una buena concordancia para aperturas de 100 pc.

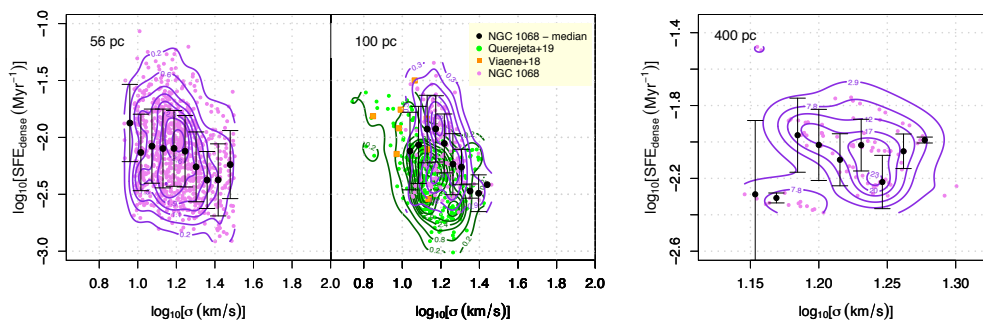


Figura 3.15. Fracción de gas denso (F_{denso}) en función de la dispersión de velocidad (σ) en el anillo SB de NGC 1068 en las dos escalas de promediado: 100 pc (panel izquierdo) y 400 pc (panel derecho). Las mediciones a escala de 100 pc se comparan con los datos de la literatura para otras galaxias. Los símbolos son como los mostrados en la Figura 3.13.

La Figura 3.15 examina las tendencias de la SFE_{denso} en función de σ a lo largo del anillo SB de NGC 1068 para las tres aperturas adoptadas en la Sección 3.2.1. Hacemos notar que el valor de σ derivado a escalas de 56 pc no es una buena aproximación de la turbulencia “interna” de los núcleos densos sondeados por HCN, que con toda probabilidad tienen tamaños de \sim unos pocos pc. En cambio, probablemente σ encapsula una mezcla de la turbulencia “macroscópica” entre los núcleos y el gradiente residual de los movimientos a gran escala dentro del haz de ALMA. La correlación mostrada en la Figura 3.15 no es estadísticamente significativa. Sin embargo, existe una tendencia débil pero significativa a escalas de 100 pc, para la que derivamos un $\rho_{sp} = -0.28$, con $p\text{-value} = 0.3\%$. En general, los resultados obtenidos en NGC 1068 muestran un acuerdo muy marginal con los resultados de Viaene et al. (2018) y Querejeta et al. (2019) y, por tanto, con las predicciones del modelo de Meidt et al. (2020). Como se ilustra en la Figura 3.16, una fracción de los datos correspondientes al anillo SB en NGC 1068

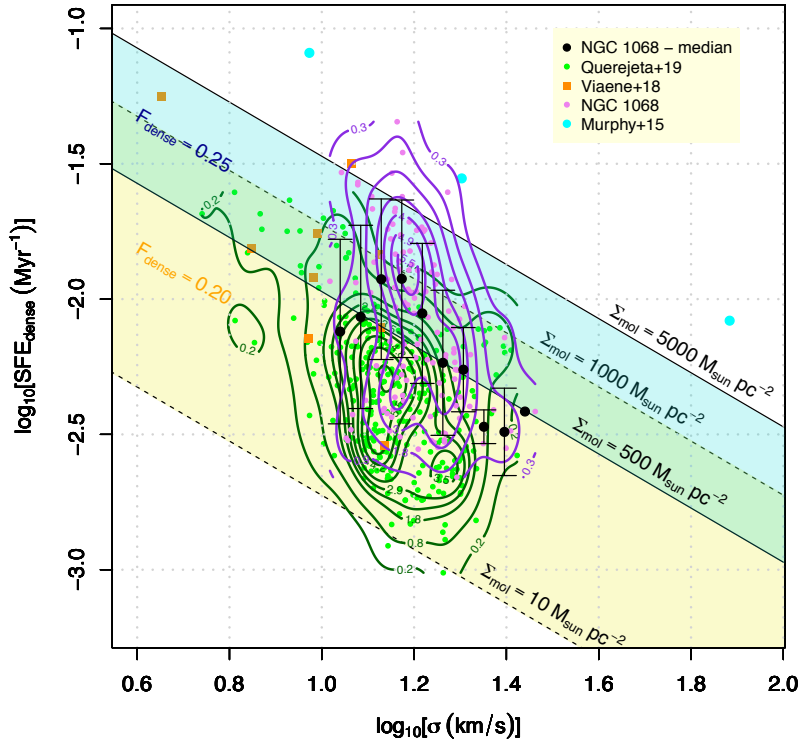


Figura 3.16. Igual que el panel central de la Figura 3.15 pero añadiendo las tendencias predichas por el modelo de Meidt et al. (2020). Este modelo prevé distintas localizaciones de las galaxias en el espacio de parámetros de SFE_{denso} dependiendo de la fracción del gas denso (F_{denso}) y, también, de la densidad de columna de gas molecular total (Σ_{mol}). Los símbolos son como los mostrados en la Figura 3.13.

se encuentra en una región predicha por Meidt et al. (2020) para $F_{denso} \sim 0.25$ y un rango para $\Sigma_{mol} \sim 500 - 5000 M_{\odot} pc^{-2}$. Aunque estos valores están más o menos de acuerdo con los estimados para una fracción significativa de las posiciones del anillo SB, la tendencia decreciente de SFE_{denso} en función de σ es más débil que la predicha por Meidt et al. (2020). Sin embargo, como señalan Meidt et al. (2020), un potencial gravitatorio ligado a una fuerte onda de densidad (barra o espiral) puede tender a hacer desaparecer la tendencia decreciente esperada, que se estima en su modelo utilizando un disco puramente axisimétrico.

La Figura 3.17 explora las tendencias de F_{denso} en función del σ en el anillo SB para las dos escalas de promediado adoptadas en la Sect. 3.2.1. En contraste con las tendencias identificadas en M31 y M51 por Viaene et al. (2018) y Querejeta et al. (2019) a escalas de 100 pc, F_{denso} no muestra ninguna correlación significativa con σ en el anillo SB de NGC 1068 para $\Delta A = 100$ pc ($\rho_{sp} = +0.10$, con un p-value $> 1\%$). Sin embargo, aparece una tendencia significativamente positiva cuando utilizamos 400 pc como escala de promediado ($\rho_{sp} = +0.50$, con p-value $< 1\%$).

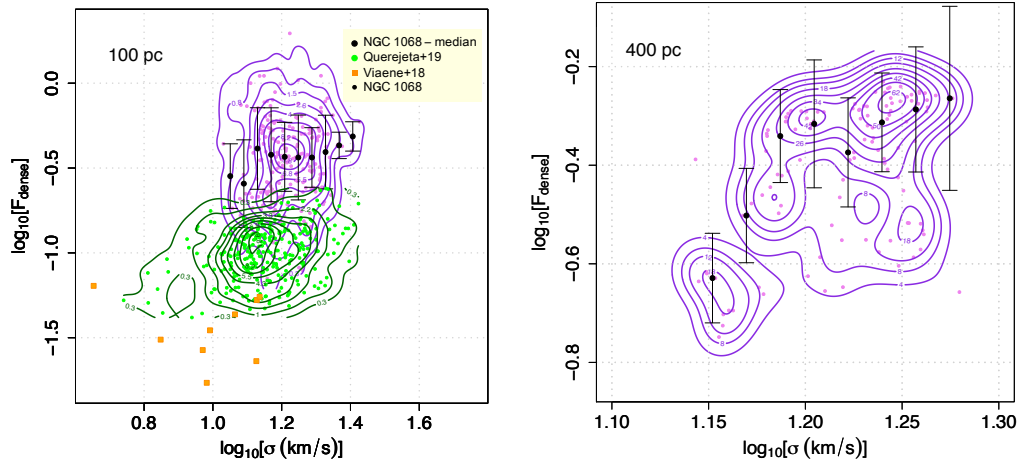


Figura 3.17. Fracción de gas denso (F_{denso}) en función de la dispersión de la velocidad en el anillo SB de NGC 1068 en las dos escalas de promediado: 100 pc (panel izquierdo) y 400 pc (panel derecho). Las mediciones a escala de 100 pc se comparan con los datos de la literatura para otras galaxias. Los símbolos son como la Figura 3.13.

3.2.5. Relación entre la tasa de formación estelar y la fracción de gas denso

Viaene et al. (2018) encontraron una correlación significativa ($\rho_{sp} = 0.63$) entre la SFR y F_{denso} en varias regiones del disco de M31 observadas con una resolución espacial de 100 pc. Querejeta et al. (2019) exploraron la correlación entre Σ_{SFR} y F_{denso} en M51 tras incorporar los datos obtenidos por Chen et al. (2017) de esa misma galaxia en escalas espaciales similares y obtuvieron una tendencia positiva similar: $\rho_{sp} = 0.63$, con p-value $< 1\%$. Esta correlación mejoró cuando Querejeta et al. (2019) incluyeron los datos de M31 y NGC 3627 ($\rho_{sp} = 0.66$) de Viaene et al. (2018) y Murphy et al. (2015), respectivamente.

La Figura 3.18 muestra la región ocupada por los datos de NGC 1068 en el gráfico de $\Sigma_{SFR}-F_{denso}$ para la escala de promediado $\Delta A = 100$ pc. No encontramos una fuerte correlación entre Σ_{SFR} y F_{denso} ($\rho_{sp} = 0.22$) cuando consideramos sólo los datos de NGC 1068. En particular, esta correlación es más débil que la encontrada entre Σ_{SFR} y Σ_{denso} para las mismas escalas espaciales ($\rho_{sp} = 0.35$, ver Tabla 3.1). Este resultado es una indicación de que la fracción de gas denso no es un mejor predictor de la formación estelar que el contenido de gas denso en el anillo SB. Sin embargo, si incluimos los datos publicados para las galaxias mostradas en la Figura 3.17, la correlación global mejora significativamente ($\rho_{sp} = 0.72$). Querejeta et al. (2019) utilizaron todos los datos disponibles a escalas de 100 pc y concluyeron de forma similar que la fracción de gas denso no parece ser un mejor predictor de la densidad superficial de SFR que la densidad superficial de gas denso.

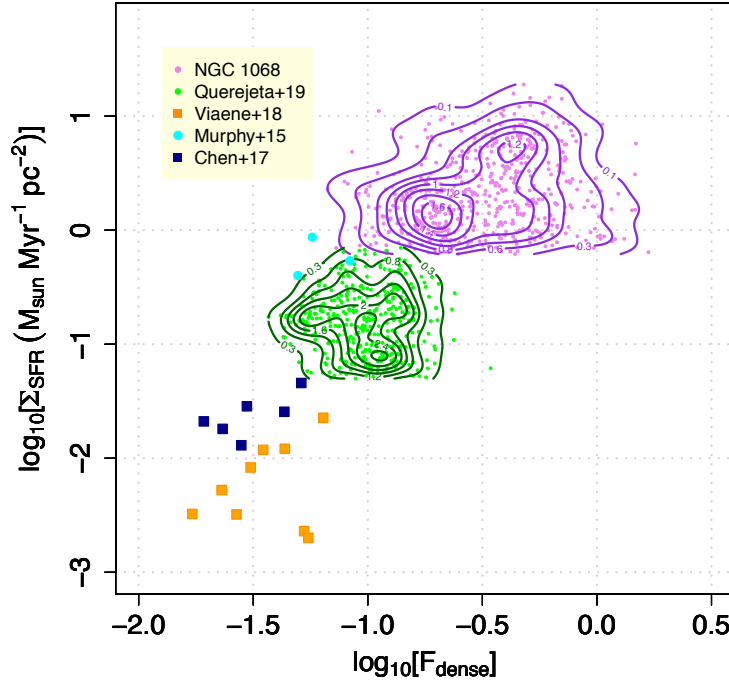


Figura 3.18. Densidad superficial de la tasa de formación estelar (Σ_{SFR}) en función de la fracción de gas denso (F_{denso}) en NGC 1068 medida a la escala de 100 pc. Las medidas se comparan con los datos de la literatura para otras galaxias (símbolos como los mostrados en la Figura 3.4).

3.3. Un escenario para la formación estelar en el anillo SB

Los resultados de nuestro trabajo apoyan la relevancia del entorno dinámico a la hora de establecer la eficiencia de la formación estelar del gas molecular denso en los discos de las galaxias. En concreto, encontramos que la SFE_{denso} está comparativamente potenciada hasta en un factor tres o cuatro en la interfaz barra–anillo de NGC 1068 en relación con las regiones situadas en otras partes del anillo.

La dispersión de velocidad del gas denso derivada de la línea HCN(1–0) en la “resolución inicial” de ALMA muestra poca variación sobre el anillo SB. Para una escala de promediado de 400 pc, la Figura 3.19 muestra que σ cambia de 14 a 19 km s⁻¹ con un valor medio estimado de unos 16 km s⁻¹ en NGC 1068⁷. Específicamente, σ muestra un incremento moderado del $\sim 30\%$ en la región sur de la interfaz barra–anillo. Esto concuerda con la imagen extraída del análisis de la dispersión de velocidad estimada a una resolución de 42 pc a partir de la línea de CO(3–2), como se ilustra en la Figura 10 de García-Burillo et al. (2014). Además, el panel derecho de la Figura 3.17 muestra que, mientras que F_{denso} aumenta en ~ 0.6 dex, el aumento correspondiente en σ (~ 0.12 dex) es un factor tres más pequeño. Aunque, F_{denso} y Σ_{denso} no son cantidades idénticas, la

⁷Un resultado similar se obtiene usando la línea de HCO⁺ como trazador de la cinemática del gas denso

tendencia superlineal de F_{denso} en función de σ implica que las tendencias descritas en la Sección 3.2.1 para el parámetro b están determinadas principalmente por el aumento observado para F_{denso} en la interfaz barra–anillo. En general, estos resultados sugieren que el gas molecular experimenta una compresión eficiente probablemente como resultado de una mayor tasa de colisiones nube–nube en la interfaz barra–anillo. Sin embargo, la inexistencia de una tendencia equivalente para σ sugiere que las colisiones nube–nube no han aumentado en un nivel significativo la turbulencia “macroscópica” existente entre los núcleos de gas denso a escalas de 56 pc para esta región.

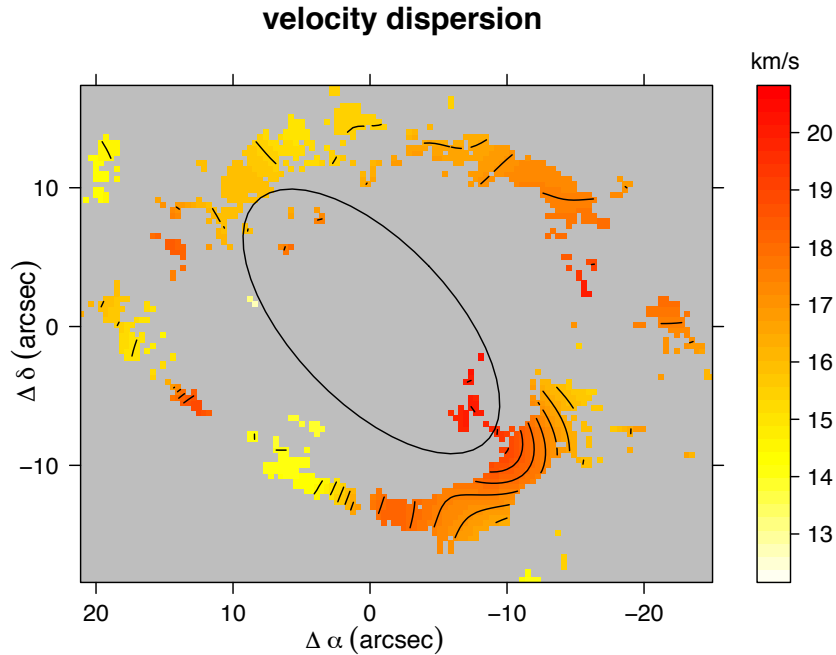


Figura 3.19. Igual que la Figura 3.8 pero mostrando el mapa de dispersión de velocidad (σ) obtenido utilizando 400 pc como escala de promediado. Los niveles de contorno para σ van de 14 a 19 km s^{-1} en pasos de 0.5 km s^{-1} .

El anillo SB está formado por una estructura de dos brazos en espiral. El gas se acumula en una región donde se cree que se superponen dos resonancias de ondas de densidad: la resonancia interna de Lindblad (ILR) del óvalo estelar exterior de ~ 17 kpc de tamaño y la corrotación de la barra estelar ~ 2.6 kpc de diámetro (Bland-Hawthorn et al. 1997; Schinnerer et al. 2000; Emsellem et al. 2006). La acumulación de gas en el anillo SB sugiere que se ha superado la barrera impuesta por la corrotación de la barra estelar (nuclear)⁸. Esto podría reflejar la influencia del óvalo estelar exterior, que produce la entrada de gas hacia su ILR, o alternativamente, la influencia de un modo espiral desacoplado (de menor velocidad patrón), que también induciría la caída de gas dentro de su propia corrotación. Basándose en una descomposición de Fourier de los movimientos no circulares derivados del CO(3–2), García-Burillo et al. (2014) encontraron evidencias de movimientos radiales de caída del gas hacia el núcleo a través del anillo SB, una indicación de que la espiral de dos brazos constituye una onda dinámicamente independiente

⁸Se espera que los anillos se formen en la resonancia exterior de lindblad (OLR) o en la ILR de la barra

caracterizada por una velocidad de patrón menor que la de la barra. Los movimientos de caída detectados son particularmente fuertes en la región que conecta la barra con la espiral (ver Figura 14 de [García-Burillo et al. 2014](#)). En cualquier caso, el apiñamiento orbital y la intersección del gas molecular en las órbitas de la barra y la espiral potencian la SFE_{denso} en la región de la interfaz. [Rico-Villas et al. \(2021\)](#) analizaron recientemente las emisiones del continuo a 147 y 350 GHz observadas con ALMA, junto con la imagen de $Pa\alpha$ observada con el HST/NICMOS en NGC 1068, e identificaron 14 supercúmulos estelares (SSCs del inglés *Super Star Clusters*) en el anillo SB. De acuerdo con el escenario descrito anteriormente, la mayoría de los SSCs (11 de 14) están ubicados en los extremos de la barra.

NGC 1068 no es, ni mucho menos, un caso aislado que ilustra cómo la compleja dinámica del gas molecular en una interfaz barra – brazo espiral puede desencadenar la actividad de formación estelar en el disco de una galaxia. En particular, [Beuther et al. \(2012\)](#) encontraron pruebas de que el entorno dinámico particular del complejo de mini-*starburst* W43 en la Vía Láctea ha aumentado probablemente las interacciones de las nubes y la subsiguiente actividad de formación estelar en esta región, que se encuentra cerca de la interfaz barra–brazo espiral de la Galaxia. Además, [Beuther et al. \(2017\)](#) y más recientemente [Bešlić et al. \(2021\)](#) encontraron un aumento de la actividad de formación estelar en la región de la interfaz barra–brazo espiral de la galaxia fuertemente barrada NGC 3627, como resultado de la acumulación de gas donde se cruzan las dos familias de órbitas (relacionadas con la barra y la espiral), desencadenando colisiones nube–nube. En concreto, el trabajo de [Bešlić et al. \(2021\)](#) revela que, en comparación con otras regiones en el disco de NGC 3627, la eficiencia del gas molecular denso derivado de la razón $H\alpha/HCN$ es significativamente mayor en la región de la interfaz barra–brazo espiral. De forma similar al escenario descrito por [Beuther et al. \(2017\)](#) para NGC 3627, concluimos que una configuración en la que la barra y la espiral puedan girar a dos velocidades patrón diferentes puede explicar la intensa formación estelar en la interfaz barra–anillo de NGC 1068.

Varias simulaciones numéricas hidrodinámicas han investigado el papel de las barras a gran escala en la alimentación del AGN y en el desencadenamiento de la formación estelar en los discos de las galaxias (por ejemplo, [Renaud et al. 2013](#); [Emsellem et al. 2015](#)). En particular, [Renaud et al. \(2015\)](#) mostraron que la SFE y la formación de asociaciones de estrellas masivas se potencian en los extremos de la barra hasta un nivel comparable al observado en las interacciones galaxia–galaxia como resultado de las colisiones nube–nube. Este escenario parece explicar el patrón observado para SFE_{denso} en NGC 1068.

Capítulo 4

Relaciones de formación estelar espacialmente resueltas en la muestra de LIRGs locales

Presentamos los resultados del estudio de las relaciones de formación estelar a partir de las observaciones de la línea de CO(2–1) realizadas con ALMA y de Pa α con el HST en nuestra muestra de 16 LIRGs locales. En la primera parte del capítulo estudiamos la ley de Kennicutt-Schmidt para cada galaxia, y continuamos con el estudio de toda la muestra a diferentes escalas espaciales. En la segunda parte del capítulo comparamos posibles relaciones con otras variables como la eficiencia de formación estelar y la dispersión de velocidad del gas, entre otras. Al igual que en el capítulo anterior, este análisis nos permite estudiar en detalle la influencia del entorno dinámico en el proceso de la formación de estrellas en este tipo de galaxias.

4.1. Relaciones de formación estelar en la muestra de LIRGs

4.1.1. La ley de Kennicutt-Schmidt para galaxias individuales

Estudiamos la relación de KS molecular para cada LIRG a escalas de 90 (110) pc. Como ejemplo, la Figura 4.1 muestra la densidad superficial de la SFR en función de la densidad superficial del gas molecular para NGC 7130 (figuras similares para el resto de la muestra se presentan en la Figura C.1 del Apéndice C.1). El diagrama de KS sugiere que las regiones de esta galaxia siguen dos leyes de potencia diferentes. Estas dos ramas se identificaron utilizando el ajuste MARS (Friedman 1991) en $\log_{10}(\Sigma_{SFR})$ y $\log_{10}(\Sigma_{H_2})$, que proporciona la posición del punto de ruptura (punto de corte) para una regresión lineal con múltiples pendientes. Obtuvimos el coeficiente de determinación

ajustado, el punto de corte y sus errores utilizando el ajuste MARS en 100 iteraciones de los datos basados en la incertidumbre de ambos ejes.

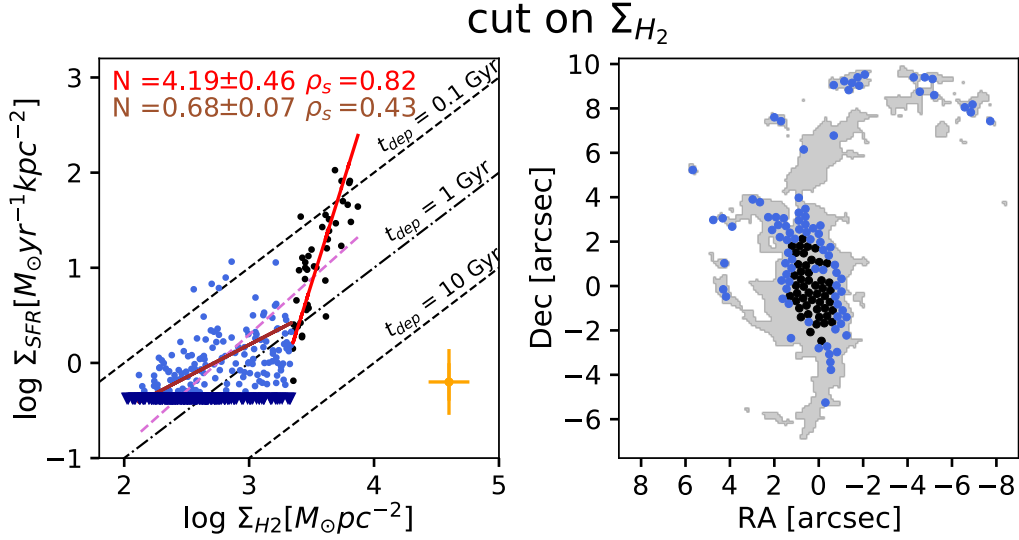


Figura 4.1. Panel izquierdo: Densidad superficial de SFR (Σ_{SFR}) en función de la densidad superficial del gas molecular (Σ_{H_2}) derivada del CO(2-1) en NGC 7130 a escalas de 110 pc. Los puntos azules y negros muestran las dos ramas derivadas aplicando el método MARS con punto de ruptura en el eje $\log_{10}(\Sigma_{H_2})$. Las líneas discontinuas negras marcan tiempos de depleción constantes ($T_{dep} = \Sigma_{H_2}/\Sigma_{SFR}$). Las líneas sólidas roja y marrón corresponden al mejor ajuste para cada rama. Los coeficientes de correlación de Spearman (ρ_{sp}) y los índices de ley de potencia (N) de las relaciones KS derivadas del mejor ajuste aparecen en la parte superior del panel. La línea discontinua rosa es el mejor ajuste global para todos los puntos. Las barras de error indican las incertidumbres sistemáticas medias en Σ_{H_2} de ± 0.14 dex (horizontal) y la corrección de la extinción en Σ_{SFR} de ± 0.21 dex (vertical). Panel derecho: Localización de las regiones en el mapa de CO(2-1) (gris). Los círculos negros y azules corresponden a las regiones de cada una de las dos ramas.

Consideramos que el punto de ruptura de MARS es significativo cuando el coeficiente de determinación ajustado obtenido por MARS (R_{MARS}^2) es mayor que el del ajuste lineal (R_{lineal}^2). El coeficiente de determinación ajustado se utiliza para comparar los ajustes lineales y MARS, ya que tiene en cuenta tanto el número de términos del modelo como el número de puntos de los datos. En esta galaxia, la ruptura de la regresión lineal se produce en $\log_{10}(\Sigma_{H_2}/M_{\odot}pc^{-2}) = 3.35$ (para el corte en $\log_{10}(\Sigma_{SFR}/M_{\odot}a^{-1}kpc^{-2})$, ver Figura C.2).

Ajustamos las dos ramas utilizando el método ODR. Este ajuste da índices de ley de potencia de $N = 4.19 \pm 0.46$ y $N = 0.68 \pm 0.07$. El panel derecho de la Figura 4.1 muestra que la rama con mayores densidades superficiales de gas y SFR (panel izquierdo) se encuentra en la región central de la galaxia (en radios de hasta 0.85 kpc), mientras que la otra rama con menores densidades superficiales de gas y SFR se encuentra en las regiones más externas del disco. La dualidad se refuerza si consideramos un factor $\alpha_{CO} = 0.8$ (Downes & Solomon 1998) típico de las ULIRGs en las regiones centrales de nuestras galaxias.

No incluimos en nuestro análisis los límites superiores. Pessa et al. (2021) estudiaron

la influencia de las no detecciones en varias relaciones de escalas resueltas. En general, las no detecciones podrían aplanar artificialmente las relaciones a escalas espaciales pequeñas, lo que daría lugar a una inclinación de la pendiente cuando el análisis se realiza a escalas espaciales mayores en comparación con las escalas pequeñas. Esto se debe a que los píxeles con señal se promedian con los píxeles no detectados a escalas mayores. Sin embargo, [Pessa et al. \(2021\)](#) obtuvieron que la no consideración de las no detecciones en la relación de la formación estelar tiene poco impacto en la pendiente medida.

4.1.2. La ley de Kennicutt-Schmidt a través de la muestra

Repetimos el mismo análisis para el resto de galaxias de la muestra. Encontramos dos regímenes diferentes (ramas) en las relaciones KS en cuatro galaxias (25 % de la muestra; galaxias duales en adelante; ver Tabla 4.1 y Sección C.1). A escalas espaciales mayores (240 y 500 pc), la dualidad desaparece y se recupera una relación de KS estándar de ley de potencia única (ver Figura 4.3). Las doce galaxias restantes (75 % de la muestra) pueden modelarse con una única ley de potencia (galaxias no duales en adelante; ver Tabla 4.2 y panel derecho de la Figura 4.2) en las tres escalas utilizadas en esta parte del trabajo (90 pc, 240 pc y 500 pc).

Tabla 4.1. Parámetros estadísticos de las galaxias duales.

galaxias	\bar{R}_{linear}^2	corte en $\log_{10}(\Sigma_{H_2})$		corte en $\log_{10}(\Sigma_{SFR})$	
		punto de corte	\bar{R}_{MARS}^2	punto de corte	\bar{R}_{MARS}^2
NGC 1614	0.69	3.31±0.12	0.75±0.04	1.68±0.32	0.71±0.03
NGC 3110	0.36	3.21±0.15	0.50±0.08	0.81±0.11	0.49±0.07
NGC 7130	0.49	3.35±0.11	0.71±0.05	0.53±0.15	0.52±0.03
IC 5179	0.48	3.12±0.18	0.62±0.05	0.61±0.37	0.52±0.03

Notas: Se enumera el coeficiente de determinación ajustado obtenido a partir del ajuste lineal (\bar{R}_{linear}^2), el punto de ruptura (cambio de tendencia) dado por el ajuste MARS junto con el coeficiente de determinación ajustado obtenido a partir de este último ajuste (\bar{R}_{MARS}^2) para cada eje del diagrama de Kennicutt-Schmidt ($\log_{10}(\Sigma_{H_2})$ y $\log_{10}(\Sigma_{SFR})$) en las cuatro galaxias con comportamiento dual.

Para las cuatro galaxias con comportamiento dual, los puntos de corte en los ejes Σ_{H_2} y Σ_{SFR} son similares ($\log_{10}(\Sigma_{H_2}/M_{\odot}\text{pc}^{-2}) \approx 3.25$ y $\log_{10}(\Sigma_{SFR}/M_{\odot}\text{a}^{-1}\text{kpc}^{-2}) \approx 0.91$). Por lo tanto, en los paneles superior izquierdo y superior central de la Figura 4.2, combinamos todas las regiones de las galaxias duales con un corte en ambos ejes obtenidos en cada galaxia dual individual. Encontramos que la ley de potencia para las regiones por encima de los puntos de corte (en adelante denominadas regiones de alto-N) es más pronunciada que para las regiones por debajo de ellos (en adelante denominadas regiones de bajo-N). Los índices de los mejores ajustes de la ley de potencia son $N = 4.12 \pm 0.22$ (regiones de alto-N) y $N = 0.91 \pm 0.04$ (regiones de bajo-N) cuando se utiliza el punto de corte en Σ_{H_2} (Figura 4.3, panel superior izquierdo), y $N = 1.89 \pm 0.15$ (regiones de

Tabla 4.2. Parámetros estadísticos de las galaxias no duales.

galaxias	\bar{R}_{linear}^2	corte en $\log_{10}(\Sigma_{H_2})$		corte en $\log_{10}(\Sigma_{SFR})$	
		punto de corte	\bar{R}_{MARS}^2	punto de corte	\bar{R}_{MARS}^2
ESO 297-G011	0.22	3.25 ± 0.12	0.13 ± 0.05	0.54 ± 0.15	0.11 ± 0.05
NGC 2369	0.63	3.45 ± 0.20	0.60 ± 0.03	0.62 ± 0.22	0.60 ± 0.04
NGC 3256	0.36	3.92 ± 0.16	0.24 ± 0.06	2.17 ± 0.40	0.26 ± 0.06
ESO 320-G030	0.18	2.89 ± 0.10	0.17 ± 0.03	0.95 ± 0.12	0.16 ± 0.05
MCG-02-33-098 W	0.65	3.50 ± 0.13	0.63 ± 0.05	1.72 ± 0.29	0.64 ± 0.04
MCG-02-33-098 E	0.27	3.02 ± 0.14	0.11 ± 0.05	0.95 ± 0.15	0.08 ± 0.03
NGC 5135	0.35	3.44 ± 0.18	0.33 ± 0.09	0.33 ± 0.19	0.33 ± 0.08
IC 4518 W	0.18	3.57 ± 0.11	0.15 ± 0.06	0.44 ± 0.21	0.15 ± 0.07
IC 4518 E	0.65	2.85 ± 0.09	0.63 ± 0.02	0.30 ± 0.20	0.52 ± 0.05
IRAS F17138-1017	0.50	2.75 ± 0.21	0.46 ± 0.07	0.21 ± 0.18	0.47 ± 0.05
IC 4734	0.79	3.55 ± 0.14	0.83 ± 0.05	1.24 ± 0.29	0.81 ± 0.04
NGC 7469	0.62	3.47 ± 0.11	0.63 ± 0.04	0.93 ± 0.12	0.62 ± 0.05

Notas: Se enumera el coeficiente de determinación ajustado obtenido a partir del ajuste lineal (\bar{R}_{linear}^2), el punto de ruptura (cambio de tendencia) dado por el ajuste MARS junto con el coeficiente de determinación ajustado obtenido a partir de este último ajuste (\bar{R}_{MARS}^2) para cada eje del diagrama de Kennicutt-Schmidt ($\log_{10}(\Sigma_{H_2})$ y $\log_{10}(\Sigma_{SFR})$) en las galaxias no duales.

alto-N) y $N = 0.89 \pm 0.03$ (regiones de bajo-N) cuando consideramos el punto de corte en Σ_{SFR} (Figura 4.2, panel superior central).

Cuando ajustamos todas las regiones de las galaxias duales utilizando el método MARS (Figura 4.2, fila inferior), obtenemos un valor de R_{MARS}^2 (0.67 ± 0.06 y 0.59 ± 0.03 en $\log_{10}(\Sigma_{H_2})$ y $\log_{10}(\Sigma_{SFR})$, respectivamente) superior a R_{lineal}^2 (0.55) y valores de corte similares a los de las galaxias duales individuales ($\log_{10}(\Sigma_{H_2}/M_{\odot}\text{pc}^{-2}) = 3.27 \pm 0.17$ y $\log_{10}(\Sigma_{SFR}/M_{\odot}\text{a}^{-1}\text{kpc}^{-2}) = 1.16 \pm 0.19$). Para las doce galaxias no duales, encontramos una única ley de potencia con un índice $N = 1.15 \pm 0.02$ (Figura 4.2, panel superior derecho). Los comportamientos dual y no dual también se encuentran antes de aplicar la corrección de la extinción en los datos (Figura 4.4).

4.1.3. Distribución radial de los dos regímenes

Para identificar las causas que dan lugar a la existencia de dos ramas en las leyes de formación estelar para estas cuatro galaxias, primero investigamos su distribución espacial. La Figura 4.5 muestra la distribución acumulativa de la masa de gas molecular de las regiones, basada en el corte en Σ_{H_2} de las galaxias duales en función de la distancia radial. Encontramos que las regiones de alto-N están localizadas en la región central de las galaxias, el 50% (90%) en radios menores de 0.50 kpc (0.85 kpc) desde el centro. La masa de gas molecular en las regiones de alto N sigue la misma distribución radial. Las regiones de bajo N se encuentran en radios más grandes, con un radio medio de ~ 1 kpc, y solo $\sim 45\%$ de las regiones se encuentran en radios inferiores a 0.88 kpc. Encontramos las mismas tendencias utilizando el corte en Σ_{SFR} .

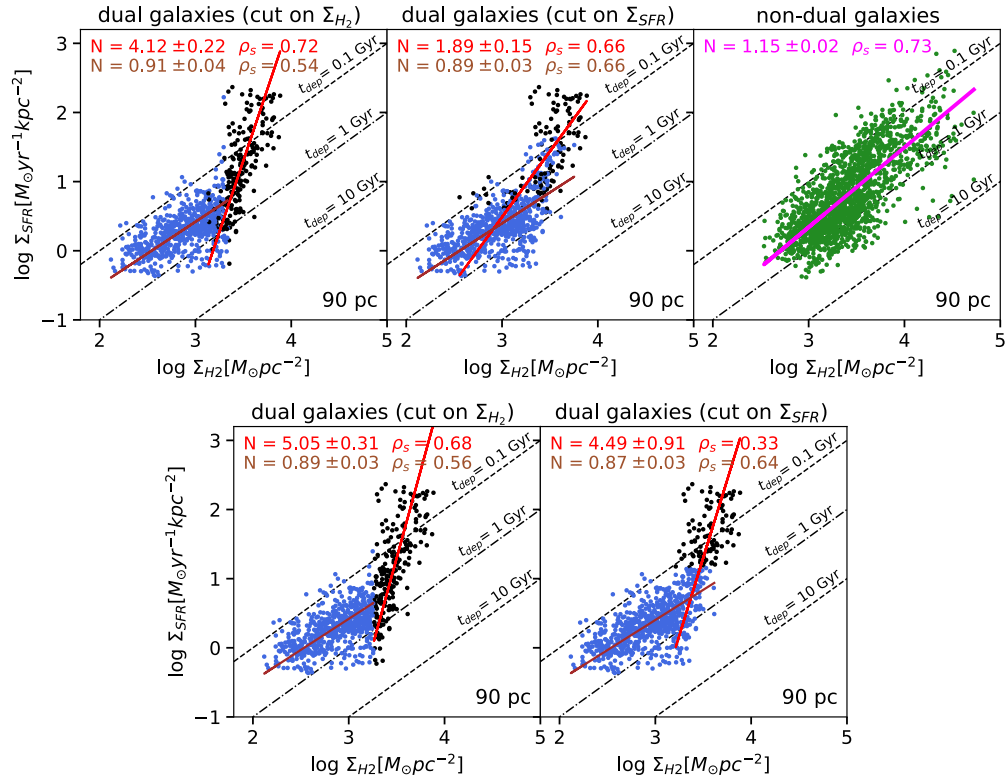


Figura 4.2. Densidad superficial de SFR en función de la densidad superficial del gas molecular utilizando regiones de 90 (110) pc. Paneles superiores izquierdo y central: Los puntos negros y azules corresponden a los dos regímenes diferentes (ramas) identificados en las cuatro galaxias duales utilizando el método MARS en cada galaxia individual. Panel superior derecho: Los círculos verdes corresponden a las regiones en las doce galaxias restantes. Fila inferior: Los puntos negros y azules corresponden a las dos ramas identificadas mediante el método MARS en todas las regiones de las galaxias duales. Las líneas sólidas roja, marrón y magenta indican el mejor ajuste para cada régimen. Las líneas discontinuas marcan el T_{dep} constante.

4.2. Eficiencia de la formación estelar

4.2.1. Tendencias en función de la autogravedad del gas

Exploramos el estado dinámico del gas molecular en las regiones utilizando el parámetro de *boundedness* (b , descrito en el capítulo anterior). A partir de la densidad superficial del gas molecular frío y de la dispersión de velocidad, esta última obtenida a partir del momento 2 del CO(2–1), determinamos el parámetro b de la muestra de galaxias.

La Figura 4.6 muestra el tiempo de depleción del gas molecular frío (T_{dep})¹ en función del parámetro b a escalas de 90 pc. A pesar de la dispersión (~ 2.5 dex en T_{dep}), a estas escalas hay una débil tendencia que muestra una disminución de T_{dep} con el aumento de b en las galaxias duales (panel superior izquierdo). Cuando consideramos las regiones de bajo- y alto- N por separado (fila inferior), encontramos que las regiones de alto- N en

¹Los tiempos de depleción descritos como t_{dep} (ver Figuras de la Sección 4.1) y T_{dep} (Sección 4.2) corresponden a la misma cantidad física (tiempo de depleción del gas molecular frío).

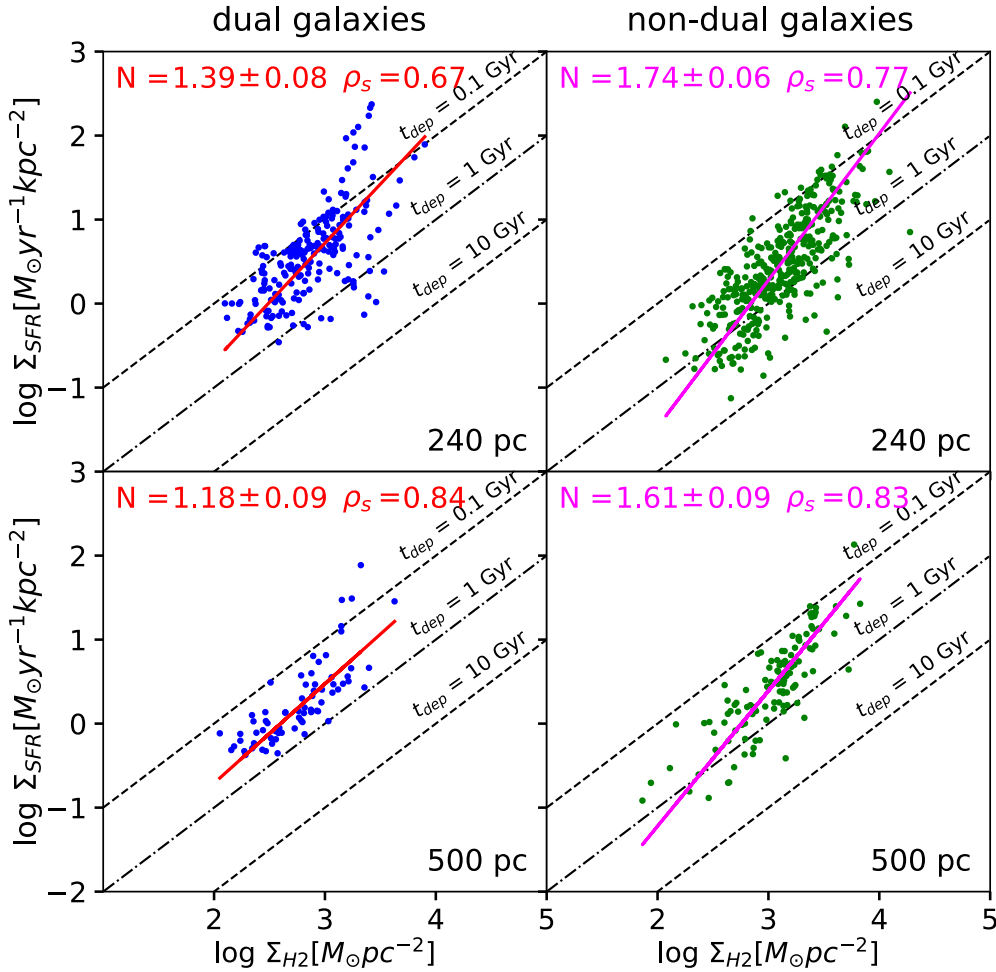


Figura 4.3. Densidad superficial de SFR en función de la densidad superficial del gas molecular utilizando regiones de 240 pc (fila superior) y 500 pc (fila inferior). Los círculos azules y verdes corresponden a las regiones de las galaxias con dos regímenes a 90 pc (duales) y a las galaxias no duales, respectivamente. Las líneas sólidas naranja oscuro y magenta indican el mejor ajuste a los datos. Las líneas discontinuas marcan el T_{dep} constante.

ambos cortes muestran una (anti-)correlación ligeramente mejor entre T_{dep} y b , mientras que para las regiones de bajo-N la tendencia desaparece. Las regiones de alto-N muestran gas con mayor valor de b (con un valor medio de $\log_{10}(b/M_{\odot} \text{pc}^{-2} (\text{km s}^{-1})^{-2}) \approx 0.52$) y tienen un T_{dep} más corto en ambos cortes que las regiones de bajo-N (con una media de $\log_{10}(b/M_{\odot} \text{pc}^{-2} (\text{km s}^{-1})^{-2}) \approx 0.30$). Las galaxias no duales no muestran una relación clara. La Tabla 4.3 resume las correlaciones encontradas.

Leroy et al. (2017) encontraron que el gas con mayores valores de b (mayor autogravedad) forma estrellas de manera más eficiente (menor T_{dep}) en la galaxia espiral M51, a partir de promedios de b ponderados por la intensidad en escalas de 40 pc, dentro de regiones de ~ 400 pc. Sin embargo, Kreckel et al. (2018) no encontraron ninguna correlación entre b y T_{dep} en otra espiral (NGC 628) a una escala similar (50 pc dentro de regiones de 500 pc). Los resultados que obtenemos para las galaxias no duales y las regiones de alto-N en las galaxias duales parecen estar de acuerdo con el obtenido por Kreckel et al.

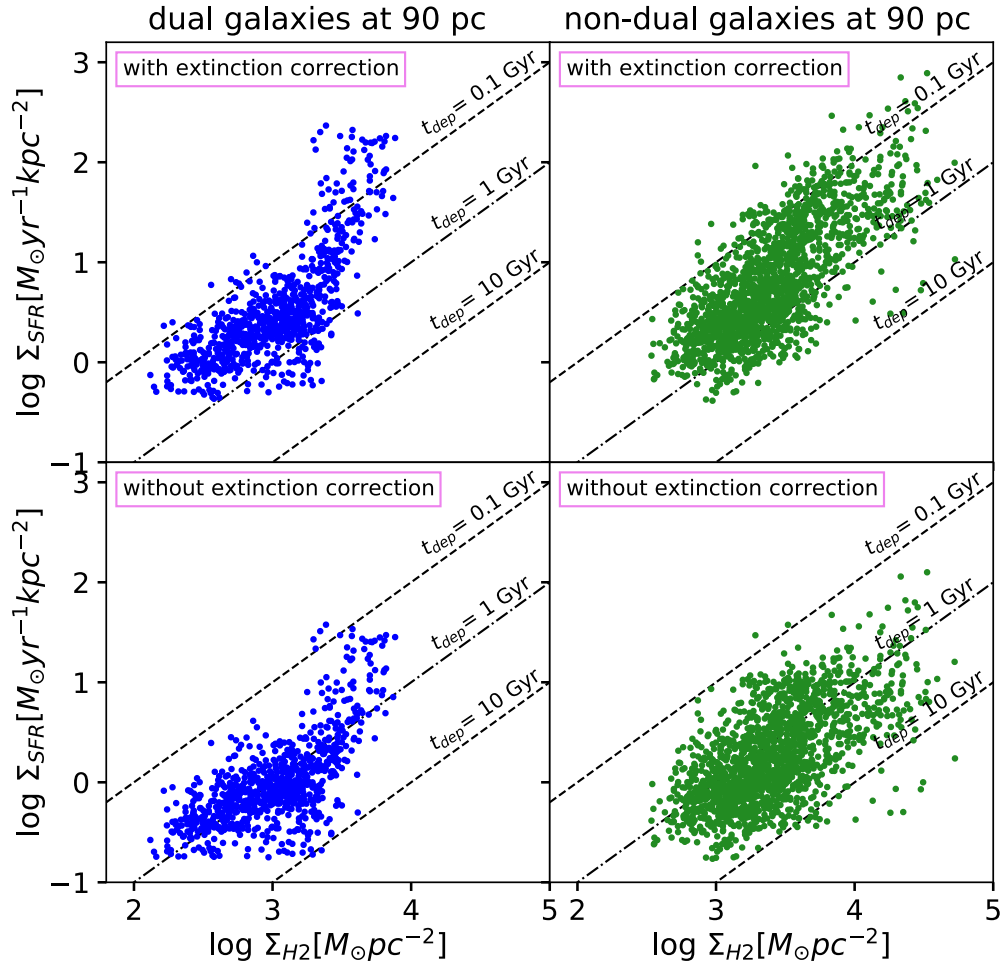


Figura 4.4. Paneles izquierdos: Relación de KS de las galaxias con dos ramas, teniendo en cuenta la corrección de la extinción (superior) y sin esta corrección (inferior). Paneles derechos: lo mismo para las galaxias no duales. Las líneas discontinuas marcan el T_{dep} constante.

(2018), ya que encontramos que el tiempo de depleción parece disminuir a medida que los valores de b aumentan, aunque la dispersión en nuestros datos es grande.

Los tiempos de depleción en nuestra muestra son entre 4 y 8 veces más cortos que en M51 y NGC 628. Esta diferencia es consistente con los trabajos previos en galaxias extremas (Daddi et al. 2010; Genzel et al. 2010; García-Burillo et al. 2012). Sin embargo, para valores de b similares, hay un factor 10 en T_{dep} . En consecuencia, no está claro si existe una relación universal entre T_{dep} y b .

4.2.2. Tendencias en función de la dispersión de velocidad del gas

Exploramos el comportamiento de la dispersión de velocidad en nuestra muestra. La Figura 4.7 muestra cómo cambia la eficiencia de formación estelar del gas molecular frío ($SFE = \Sigma_{SFR}/\Sigma_{H_2}$) en función de la dispersión de velocidad del gas (σ). Encontramos que los valores medios globales de σ y SFE para las galaxias duales

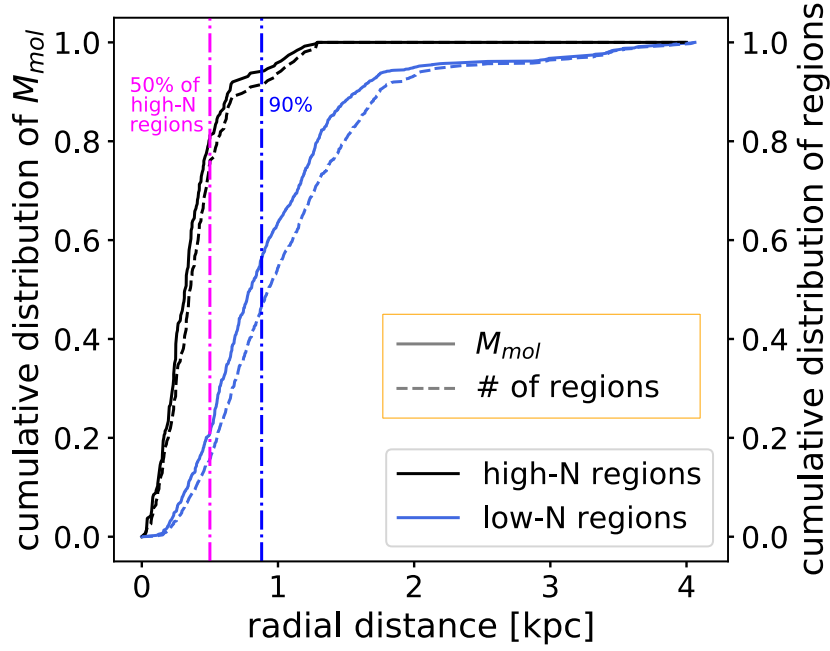


Figura 4.5. Distribución acumulativa de la masa molecular (eje izquierdo vertical y líneas sólidas) de las regiones de 90 pc en las galaxias duales, seleccionadas aplicando un corte en Σ_{H_2} , en función de la distancia radial. Las líneas discontinuas (eje derecho vertical) muestran la distribución acumulativa del número de regiones en cada rama. Los colores de las líneas utilizados son los mostrados en la Figura 4.1. Las líneas verticales discontinuas corresponden a los radios que incluyen un porcentaje de regiones.

Tabla 4.3. Coeficientes de correlación de Spearman para las relaciones de escala utilizadas en la muestra de LIRGs

	T_{dep} vs. b		SFE vs. σ	
	ρ_{sp}	p-value	ρ_{sp}	p-value
dual	-0.26	6.13e-17	-0.08	0.01
alto-N (corte en Σ_{H_2})	-0.38	2.79e-14	0.32	5.79e-7
bajo-N (corte en Σ_{H_2})	-0.18	4.12e-6	-	-
alto-N (corte en Σ_{SFR})	-0.48	2.51e-10	0.13	0.16
bajo-N (corte en Σ_{SFR})	-0.15	1.22e-5	-	-
no dual	-0.13	9.78e-8	0.02	0.34

Notas: Coeficientes de correlación de Spearman ρ_{sp} (valores de p-value *two-sided*). Excluimos los límites superiores en el análisis.

($\log_{10}(\sigma/\text{km s}^{-1}) = 1.36 \pm 0.16$ y $\log_{10}(\text{SFE}/\text{Ma}^{-1}) = -2.56 \pm 0.26$) y para las galaxias no duales ($\log_{10}(\sigma/\text{km s}^{-1}) = 1.41 \pm 0.18$ y $\log_{10}(\text{SFE}/\text{Ma}^{-1}) = -2.60 \pm 0.31$) son similares. Sin embargo, cuando consideramos las regiones de bajo- y alto-N de forma independiente, los valores medios son diferentes. Las regiones de alto-N muestran valores medios más altos ($\log_{10}(\sigma/\text{km s}^{-1}) = 1.56$ para ambos cortes y $\log_{10}(\text{SFE}/\text{Ma}^{-1}) = -2.41 \pm 0.44$ para el corte en Σ_{H_2} y $\log_{10}(\text{SFE}/\text{Ma}^{-1}) = -2.10 \pm 0.40$ en Σ_{SFR}) que las regiones de bajo-N ($\log_{10}(\sigma/\text{km s}^{-1}) = 1.30$ y $\log_{10}(\text{SFE}/\text{Ma}^{-1}) = -2.62$ en ambos cortes). Además, para las regiones de alto-N, la SFE aumenta con el incremento de σ , aunque la dispersión en la relación es grande (~ 2 dex).

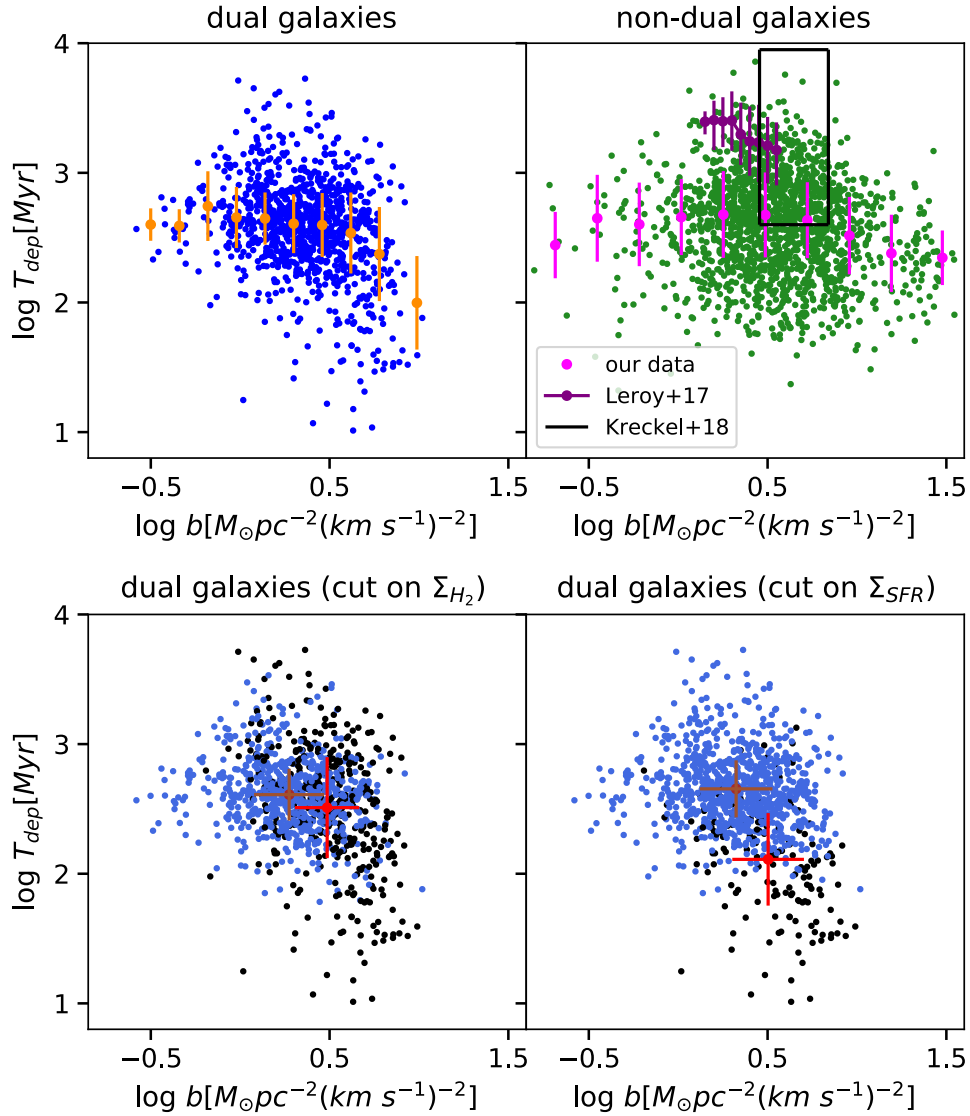


Figura 4.6. Tiempo de depleción del gas molecular frío, T_{dep} , en función de la autogravedad (parámetro b) de las regiones a escalas de 90 pc para las galaxias duales (panel superior izquierda) y las no duales (panel superior derecha). Los círculos naranja y magenta muestran la mediana de T_{dep} en intervalos de b . Las barras de error indican la desviación absoluta media (MAD, *Mean Absolute Deviation*) en los intervalos. Mostramos en morado los valores de estos parámetros estimados en M51 (Leroy et al. 2017) y el rectángulo negro abierto representa el rango de valores en NGC 628 (Kreckel et al. 2018). Los círculos negros y azules corresponden a las regiones de alto- y bajo-N, respectivamente, para los cuatro objetos duales (fila inferior). Los círculos rojos y marrones indican el valor medio para las regiones de alto- y bajo-N, respectivamente. Las líneas rojas y marrones indican la desviación absoluta media de las regiones de alto- y bajo-N, respectivamente.

Las regiones de alto-N se encuentran en las regiones centrales de los cuatro objetos duales, por lo que también investigamos si las regiones centrales de las galaxias no duales tienen una SFE y/o σ diferentes. Para ello, consideramos las regiones a radios < 500 pc, que es donde se encuentran la mayoría de las regiones de alto-N en las galaxias duales (ver la Sección 4.1.3). A diferencia de las galaxias duales, encontramos que para las galaxias no duales, las regiones internas ($r < 500$ pc) y externas tienen una SFE media

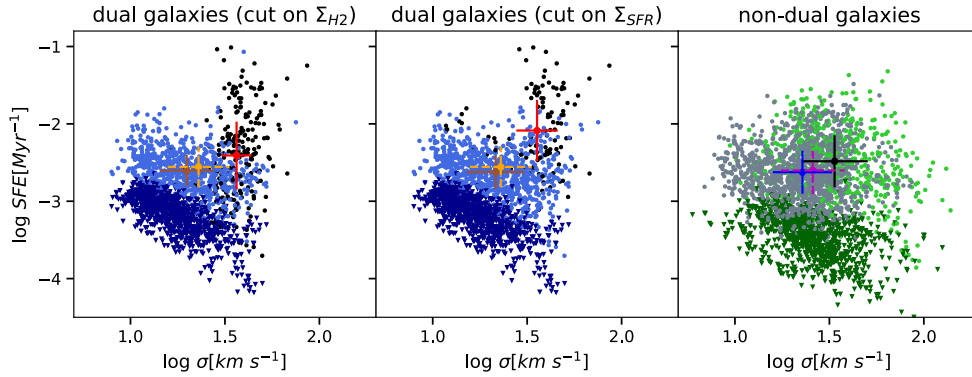


Figura 4.7. Eficiencia de formación estelar del gas molecular (SFE) en función de la dispersión de la velocidad del gas (σ) a escalas de 90 pc. Los paneles izquierdo y central corresponden al corte en Σ_{H_2} y Σ_{SFR} para cada galaxia, respectivamente. Los colores azul y negro corresponden a las dos regiones de las galaxias duales, como se muestran en las figuras anteriores. Los puntos rojos y marrones indican el valor medio y MAD para las regiones de alto- y bajo- N , respectivamente. El panel derecho es similar a los paneles izquierdo y central pero para galaxias no duales. Las regiones centrales ($r < 0.50$ kpc) se representan en verde y las regiones más externas en gris. Los puntos y las barras de error negros y azules corresponden al valor medio y MAD de las regiones centrales y externas, respectivamente.

similar ($\log_{10}(\text{SFE}/\text{Ma}^{-1}) = -2.48 \pm 0.34$ y -2.66 ± 0.28 para las regiones internas y externas, respectivamente) y una σ ligeramente superior ($\log_{10}(\sigma/\text{km s}^{-1}) = 1.53 \pm 0.18$ y 1.36 ± 0.16 , respectivamente).

La gran dispersión a estas escalas puede deberse a que podemos resolver regiones individuales, obteniendo información de las nubes en diferentes fases evolutivas (Kruijssen & Longmore 2014). Varios modelos de formación estelar sugieren que el estado dinámico de la nube, y no solo su densidad, afecta a su capacidad de colapsar y formar estrellas (por ejemplo, Krumholz & McKee 2005; Hennebelle & Chabrier 2011; Federrath & Klessen 2013). Estos modelos se basan en las propiedades de las nubes moleculares turbulentas y proponen que la turbulencia supersónica y compresiva induce la formación de estrellas. En este caso, cabría esperar que la SFE aumentara con el incremento de la dispersión de la velocidad del gas (Orkisz et al. 2017). Esto es coherente con nuestros resultados en las regiones de alto- N de las galaxias duales. Las colisiones nube–nube podrían verse favorecidas cerca de la localización de las resonancias de la barra en las regiones centrales de estas galaxias. Estas colisiones podrían dar lugar a un aumento de la turbulencia que, a su vez, podría inducir una mayor compresión del gas (aumentando su densidad), y finalmente conducir a una mayor formación de estrellas. Además, el aumento de la densidad del gas compensaría la elevación de la turbulencia en las regiones centrales, haciendo que, en conjunto, b aumente.

Capítulo 5

Resumen y conclusiones finales

A lo largo de todo este trabajo de tesis hemos estudiado con gran nivel de detalle las leyes de la formación estelar en una muestra de 17 galaxias luminosas en el infrarrojo del universo local. Nuestra motivación principal era obtener información de los procesos que rigen la tasa de formación de nuevas estrellas a partir de las propiedades del gas en esta población de galaxias.

Nuestro estudio es uno de los trabajos que con mejor resolución espacial realizados hasta la fecha analizan el proceso de la formación estelar a escala extragaláctica. Para llevar a cabo este estudio, hemos dividido el trabajo en dos partes:

En la primera parte de la tesis, hemos utilizado ALMA para obtener información sobre la distribución del gas molecular denso ($n_{H_2} \geq 10^{4-5} \text{cm}^{-3}$) trazado por las transiciones 1–0 de HCN y HCO⁺ con una resolución inicial de $\sim 0''.8$ (~ 56 pc) en el anillo SB ($r \sim 1.3$ kpc) de la galaxia cercana (D ~ 14 Mpc) barrada Seyfert 2 NGC 1068. También hemos utilizado imágenes de alta resolución ($\sim 1''.5 = 100$ pc) de CO(1–0) de la galaxia obtenidas por la red de antenas del interferómetro de IRAM (PdBI), así como imágenes de CO(3–2) y del continuo de la emisión del polvo obtenidas por ALMA a una resolución de $\sim 0''.6$ (40 pc). El conjunto de estas observaciones nos permite sondear una amplia gama de densidades de gas molecular ($n_{H_2} \geq 10^{3-5} \text{cm}^{-3}$) en el anillo SB. Para derivar la tasa de formación estelar utilizamos imágenes de la línea de Pa α obtenida por el telescopio espacial Hubble (Capítulo 2). Hemos analizado la influencia del entorno dinámico a escalas comparables al tamaño típico de las GMCs, usando diferentes formulaciones de las relaciones de formación estelar en el anillo SB. Hemos comparado los resultados obtenidos con los publicados por otros autores en otras galaxias, como las galaxias espirales locales de menor luminosidad ($L_{IR} < 10^{11} L_{\odot}$). Además hemos puesto en contexto nuestros resultados con las predicciones generales de los modelos de umbral de densidad y formación estelar turbulenta (Capítulo 3).

Enumeramos a continuación las conclusiones más importantes extraídas de esta parte del trabajo:

- Hemos estudiado las relaciones de KS resueltas espacialmente para un conjunto de siete resoluciones espaciales que van desde ~ 40 pc hasta ~ 700 pc. Hemos estudiado cómo cambian estas relaciones en función de los tamaños de la apertura adoptada y de la elección del trazador de gas molecular. Hemos obtenido que para una resolución espacial determinada, los parámetros de correlación derivados a partir de los trazadores de alta densidad (CO(3–2), HCN(1–0) y HCO⁺(1–0)) son aproximadamente un factor dos a tres más grandes que los derivados a partir de la línea de CO(1–0).
- Las correlaciones KS pierden importancia estadística por debajo de una escala espacial crítica $\approx 300 - 400$ pc común a todos los trazadores de gas. Para escalas espaciales $\geq 300 - 400$ pc la correlación mejora de forma monótonamente creciente con el tamaño de la apertura para todos los trazadores de gas excluyendo el CO(1–0). Mientras que la emisión del continuo del polvo muestra un comportamiento similar al del resto de trazadores de alta densidad, con la diferencia de que la correlación de KS es significativa a partir de escalas de 100 pc.
- NGC 1068 se encuentra dentro de la relación lineal general de $\Sigma_{SFR} - \Sigma_{gas}$ derivada de una recopilación de datos obtenidos en otras galaxias. En particular, la localización de NGC 1068 en el gráfico KS es intermedia entre la de las galaxias normales y la de (U)LIRG, un resultado que subraya las condiciones relativamente extremas del anillo SB.
- La eficiencia de la formación estelar del gas molecular denso (SFE_{denso}) muestra una distribución dispersa en función de la luminosidad del HCN a la “resolución inicial” de ALMA (~ 56 pc) en torno a de un valor medio de $\simeq 0.01$ Myr⁻¹. Sin embargo, hemos encontrado evidencias de una significativa dependencia de SFE_{denso} con el entorno, reflejada en la existencia de variaciones sistemáticas de SFE_{denso} a través de las diferentes regiones del anillo SB, que son inconsistentes con las predicciones de los modelos de umbral de densidad.
- Con el objetivo de resolver la degeneración asociada al gráfico $SFE_{denso} - L'(\text{HCN})$, hemos explorado una prescripción alternativa para las relaciones de formación estelar, que incluye la dependencia de SFE_{denso} con la autogravedad del gas, medido por el parámetro b . Hemos identificado dos ramas en la versión del gráfico $SFE_{denso} - b$ derivada para una escala de promediado de 400 pc. Las dos ramas corresponden a dos entornos dinámicos definidos por su proximidad a la región donde el anillo SB está conectado a la barra estelar de NGC 1068.
- Hemos estudiado las tendencias que muestra SFE_{denso} en función de la fracción de gas denso (F_{denso}), la densidad superficial de la masa estelar (Σ_{star}) y la dispersión de la velocidad (σ) en el anillo SB utilizando diferentes escalas de promediado. Hemos encontrado que SFE_{denso} se correlaciona tanto con F_{denso} como con Σ_{star} . Sin embargo, no hemos encontrado una correlación significativa de SFE_{denso} con

σ . Estos resultados difieren en gran medida de los derivados de estudios previos a escala kpc en discos de galaxias y de observaciones de alta resolución (~ 100 pc) en M51.

- Las tendencias en el parámetro b en el anillo SB están determinadas principalmente por el aumento observado en F_{denso} en la región de la interfaz barra–anillo. Los resultados reflejan una compresión significativa del gas molecular como resultado de una mayor tasa de colisiones nube–nube en la interfaz barra–anillo, por un lado, y una disipación eficiente de la turbulencia, por otro lado.

El resultado de este trabajo subraya la importancia que los distintos entornos dinámicos tienen a la hora de modular la SFE_{denso} en los discos de galaxias. En gran medida, este resultado es inconsistente con las predicciones de los modelos de umbral de densidad, que prevén la existencia de un valor canónico casi constante para SFE_{denso} . Existen cada vez más pruebas observacionales de que SFE_{denso} puede mostrar tendencias sistemáticas, basadas en estudios realizados tanto en nuestra Galaxia como en galaxias cercanas. Sin embargo, los escenarios teóricos propuestos para explicar las variaciones de SFE_{denso} que aparecen en la literatura son diversos. Esta diversidad refleja la variedad de tendencias observadas en SFE_{denso} en función de variables físicas clave como F_{denso} , Σ_{star} y σ en los discos de las galaxias. Al igual que en el caso de la galaxia barrada NGC 3627 analizada por [Beuther et al. \(2017\)](#), la mayor actividad de formación estelar en la interfaz barra–anillo de NGC 1068 podría explicarse por una configuración dinámica en la que la barra y la espiral de dos brazos son modos $m = 2$ independientes que giran a diferentes velocidades patrón. Se necesitan más estudios para explorar la frecuencia de este tipo de desacoplamiento dinámico entre barras y espirales y su papel en el establecimiento de la eficiencia de la formación estelar del gas molecular denso en los discos de las galaxias en general y en los anillos galácticos en particular.

En la segunda parte de la tesis, hemos observado y analizado la distribución del gas molecular frío trazado por la línea de CO(2–1) a partir de ALMA a escalas comparable a tamaños típicos de las GMCs (~ 90 pc) en una muestra representativa de 16 LIRGs locales. Hemos combinado las observaciones de la línea de CO con datos del rango infrarrojo cercano a partir de las líneas de recombinación del Hidrógeno obtenidas a partir del telescopio espacial Hubble (Capítulo 2). Hemos derivado las relaciones de formación estelar en la muestra y analizado la influencia del entorno dinámico. Por último, hemos discutido los resultados obtenidos con los modelos de formación estelar (Capítulo 4).

Enumeramos a continuación las conclusiones más importantes extraídas de este parte del trabajo:

- Hemos estudiado las relaciones de KS a varias resoluciones espaciales (~ 90 pc, 240 pc y 500 pc) para cada galaxia de la muestra de LIRGs. Hemos encontramos

que cuatro galaxias de la muestra presentan un comportamiento dual en su relación de KS a escalas de 90 pc. Las dos ramas encontradas en la ley de KS corresponden a dos entornos dinámicos diferentes dentro de cada galaxia. Una rama, que corresponde a la región central de estas galaxias (el 90% de las regiones están situadas a radios < 0.85 kpc), muestra mayores densidades superficiales de gas y tasa de formación estelar, que se caracteriza por un índice de ley de potencia más pronunciado. La otra rama, que muestra valores más bajos de densidades superficiales de gas y de tasa de formación estelar, se encuentra en las regiones más externas del disco (con un radio de ~ 1 kpc). Este comportamiento dual desaparece a grandes escalas espaciales (240 y 500 pc). El resto de objetos de la muestra no muestra evidencias de este comportamiento dual a ninguna escala.

- Hemos estudiado las relaciones de KS para toda la muestra, encontrando de forma más notoria ese comportamiento dual cuando consideramos las cuatro galaxias duales, aunque a grandes escalas espaciales (240 y 500 pc) desaparece. Los 12 objetos restantes se describen con una ley unimodal. Además de esto, las correlaciones KS mejoran de forma monótonamente creciente con el aumento de la escala espacial utilizada.
- Hemos analizado el entorno dinámico de la muestra a partir de la eficiencia de la formación estelar, la autogravedad y la dispersión del gas molecular a escalas de 90 pc. El gas en la región central de las galaxias duales muestra mayor turbulencia (mayor σ) y una autogravedad ligeramente mayor (mayor b) que en la región externa. Estas condiciones dinámicas del gas podrían conducir a una formación estelar más eficiente en estas regiones. El resto de las galaxias no muestran una tendencia clara entre estos parámetros.

Estas variaciones dentro de cada galaxia y entre las galaxias de la muestra sugieren que el entorno dinámico local juega un papel clave en el proceso de la formación de estrellas. Estos resultados son apoyados por los modelos denominados turbulentos. La fracción de AGNs y barras es similar para las galaxias duales y no duales, aunque se necesita una muestra mayor para evaluar su impacto en la ley de la formación estelar a escala de 90 pc.

Con estas dos partes del trabajo hemos demostrado cómo a partir del estudio de las propiedades del gas molecular es posible extraer conclusiones sobre las leyes que gobiernan la formación estelar en las galaxias. En este estudio hemos comenzado analizando una galaxia en particular, NGC 1068 y continuado con una muestra de galaxias infrarrojas locales. Hemos encontrado que las leyes que describen la formación de nuevas estrellas a escala extragaláctica no son universales, sino que el entorno dinámico de las galaxias juega un papel clave a la hora de definir la eficiencia en el proceso de formación estelar.

Apéndice A

Material extra del capítulo 2

En este apéndice presentamos una serie de figuras de la muestra de LIRGs. Dichas figuras completan las descritas en el Capítulo 2 de esta memoria.

A.1. Estimación de la inclinación de la muestra

La Figura A.1 muestra las elipses ajustadas a cada galaxia de la muestra y la inclinación estimada para cada una de esas elipses.

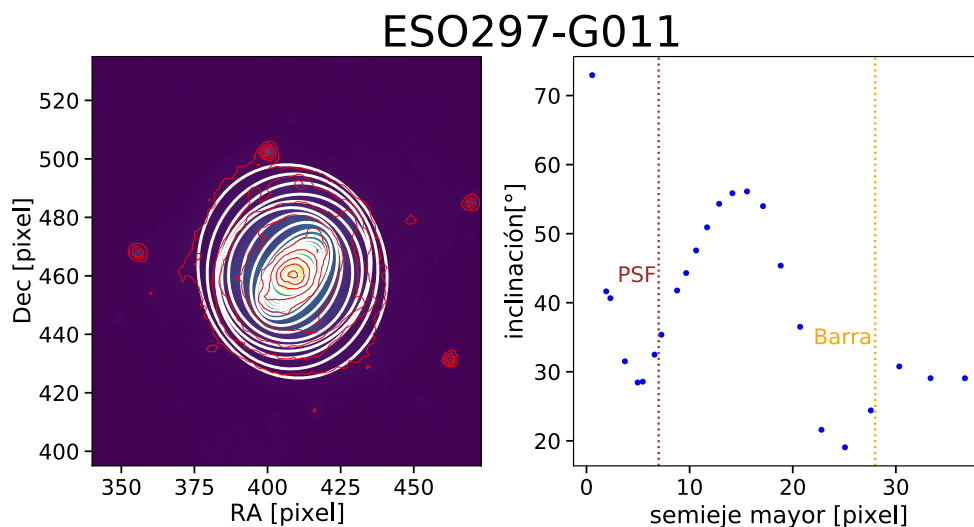


Figura A.1. Panel izquierdo: Mapa de *Spitzer*/IRAC en la banda centrada a $3.6 \mu\text{m}$ para cada una de las galaxias de la muestra. En color rojo se muestra los contornos de la galaxia. Las elipses de color blanco corresponden a las elipses ajustadas con el paquete *isophote* de *Python*. Orientación arbitraria de los mapas. Panel derecho: Variación de la inclinación dada por las isofotas desde las regiones centrales hasta las más externas de las galaxias.

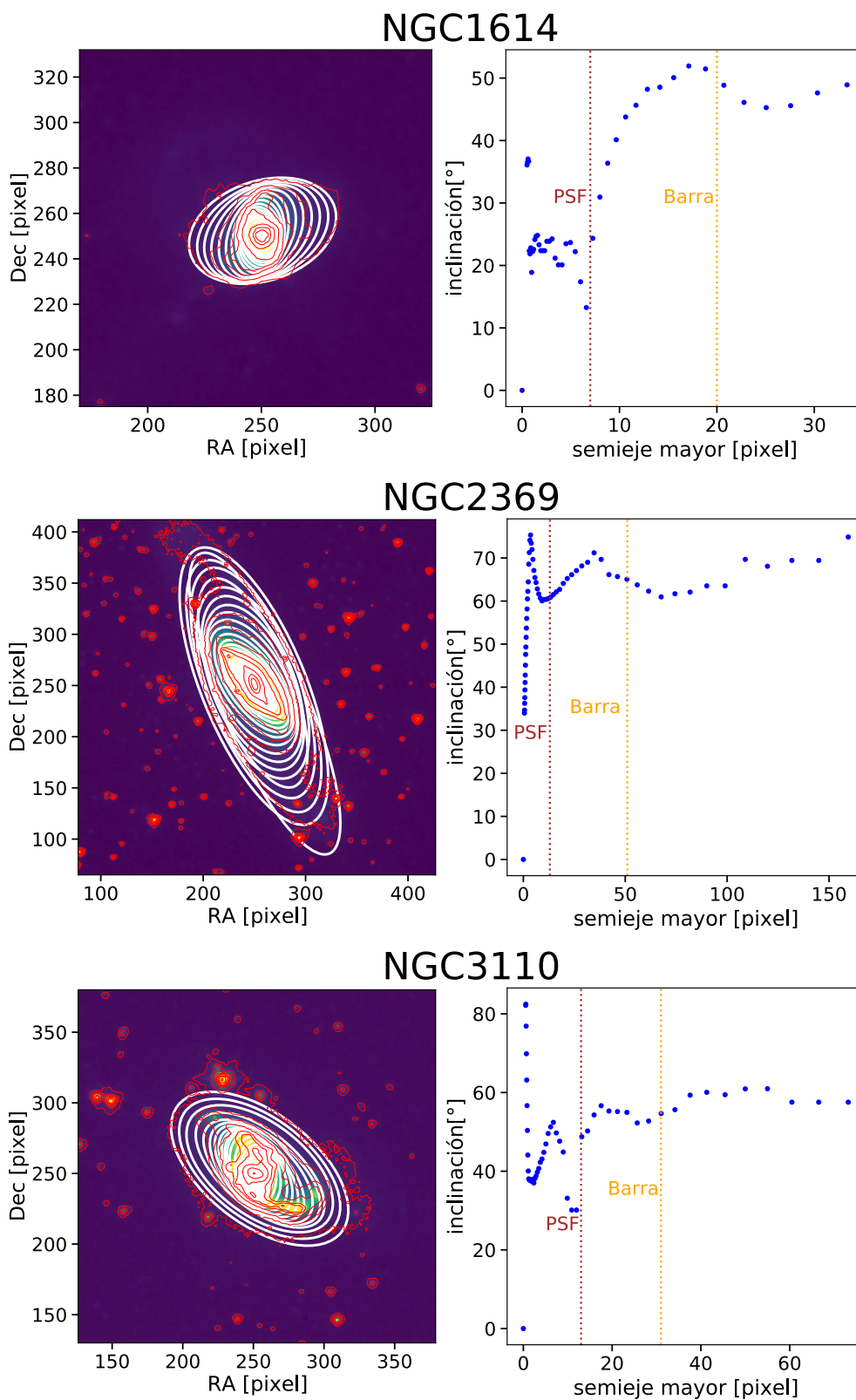


Figura A.1. Continuación.

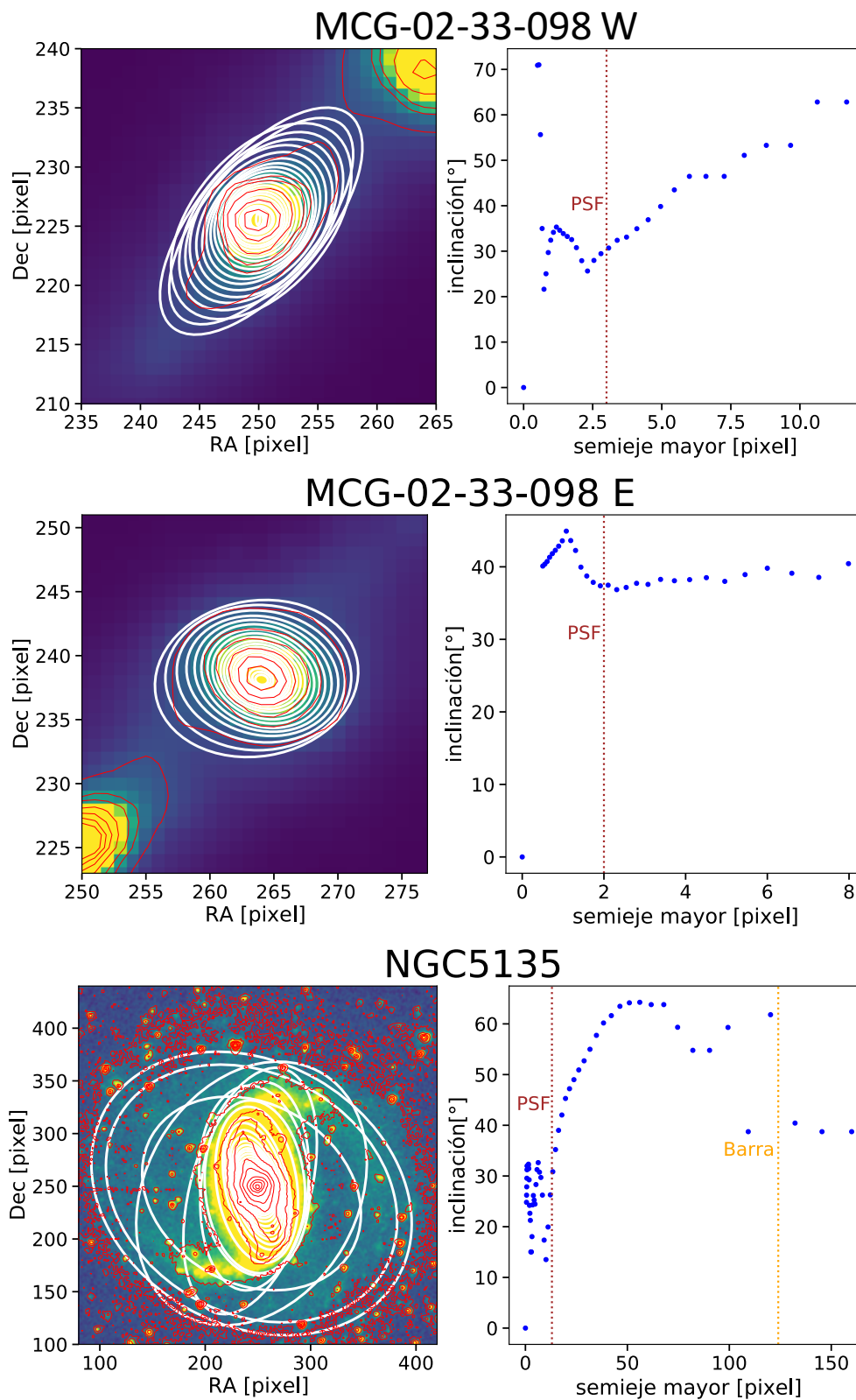


Figura A.1. Continuación.

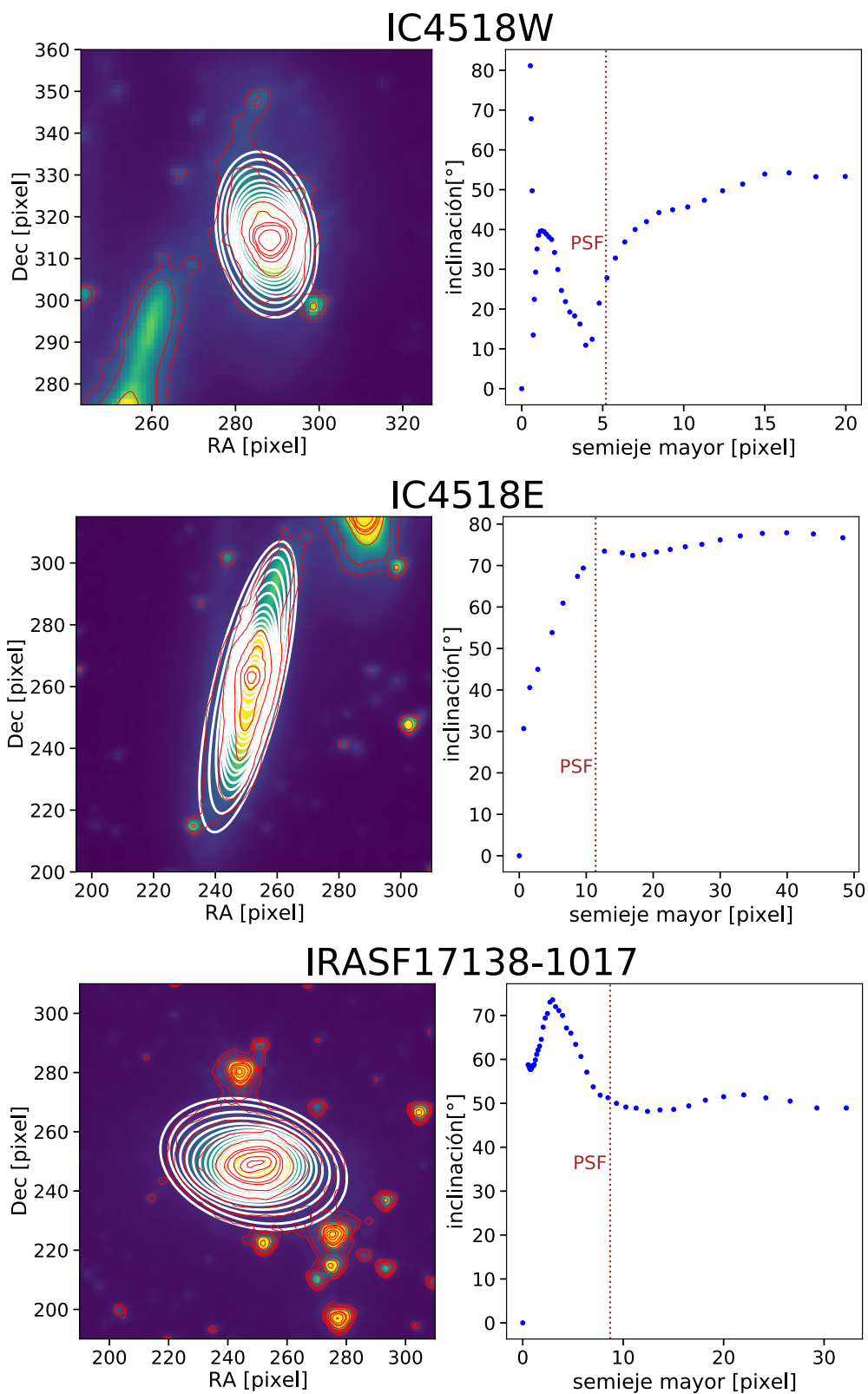


Figura A.1. Continuación.

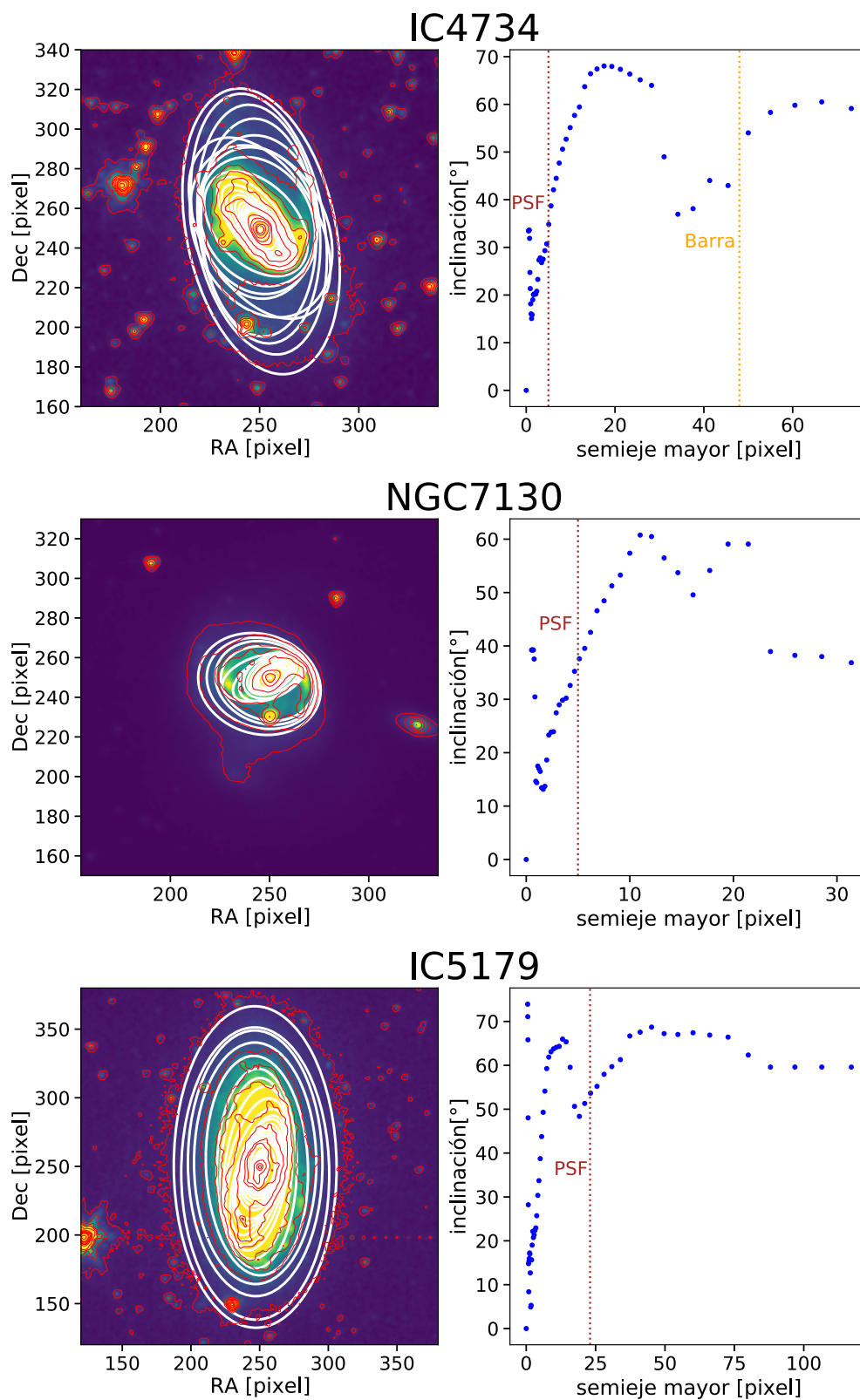


Figura A.1. Continuación.

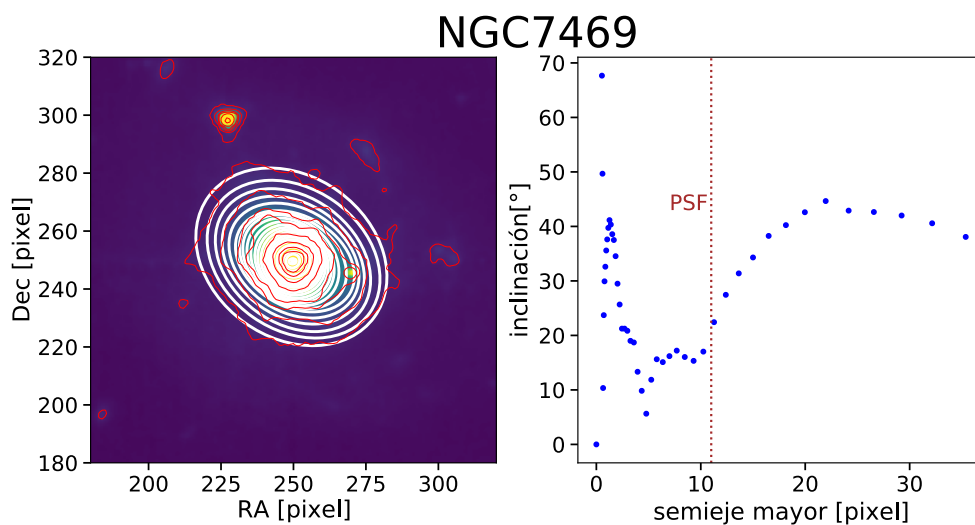


Figura A.1. Continuación.

A.2. Mapas de CO(2-1) de la muestra

La Figura A.2 muestra los momentos -1, 0, 1 y 2 obtenidos para cada galaxia de la muestra.

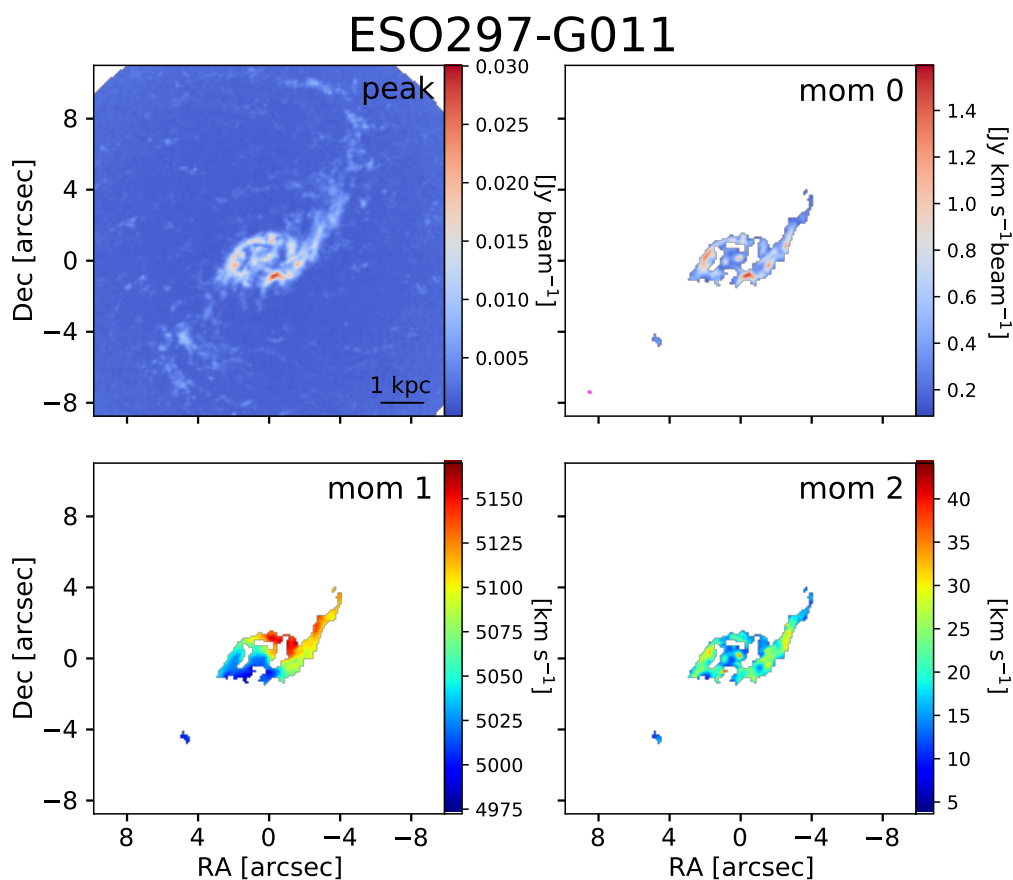


Figura A.2. Mapas de los momentos -1 (arriba izquierda), 0 (arriba derecha), 1 (abajo izquierda) y 2 (abajo derecha) obtenidos para cada una de las galaxias de la muestra.

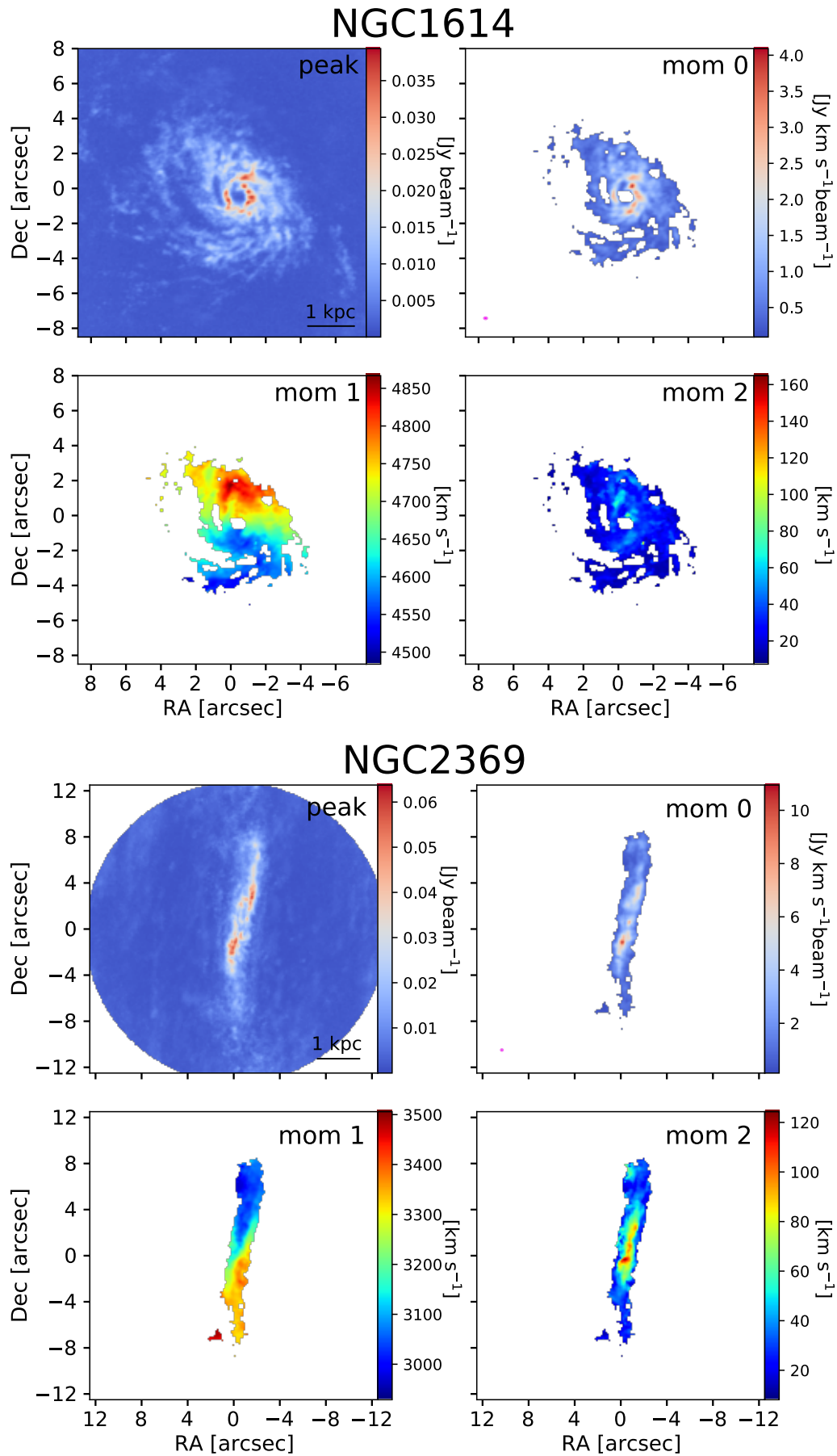


Figura A.2. Continuación

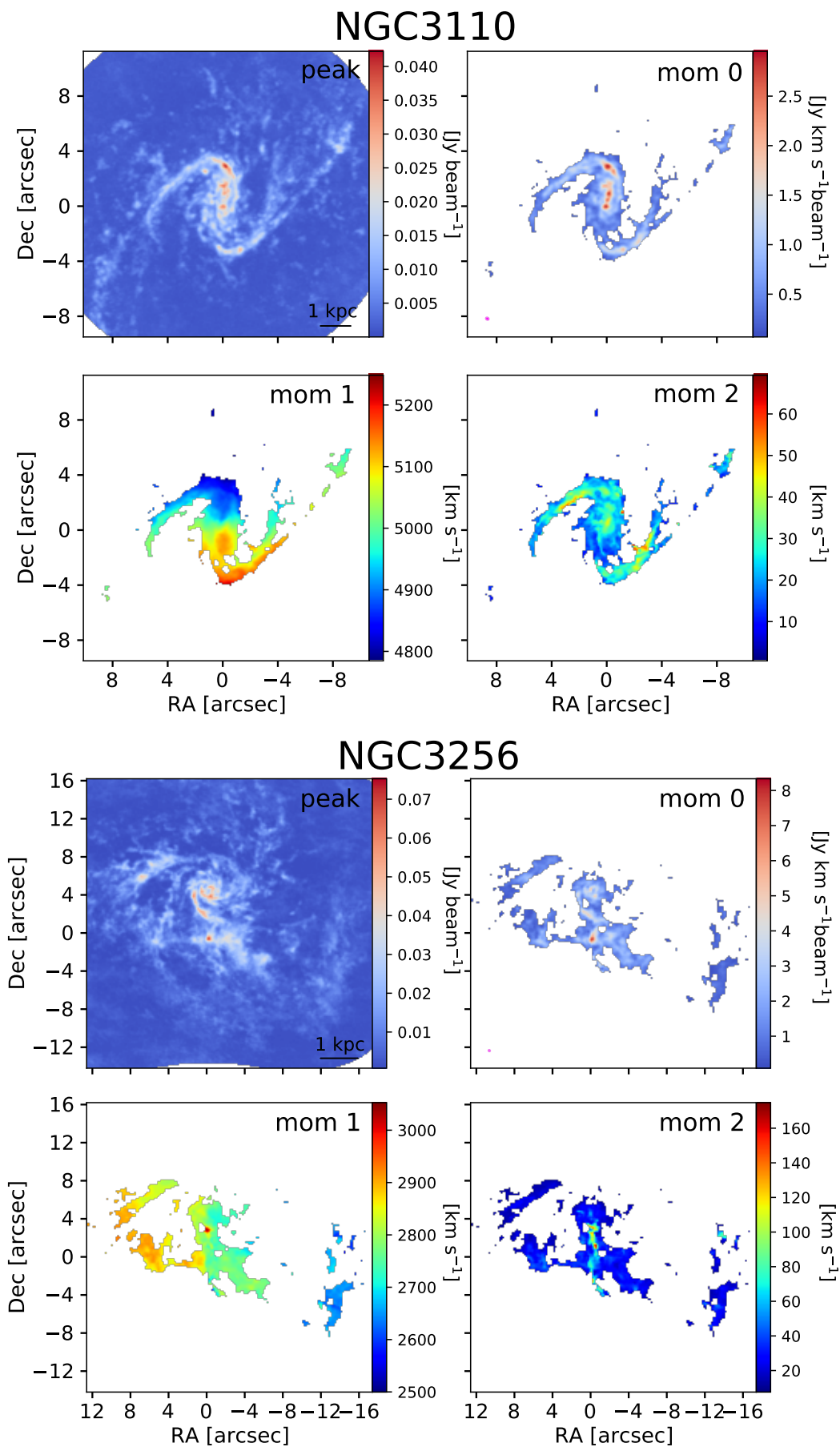
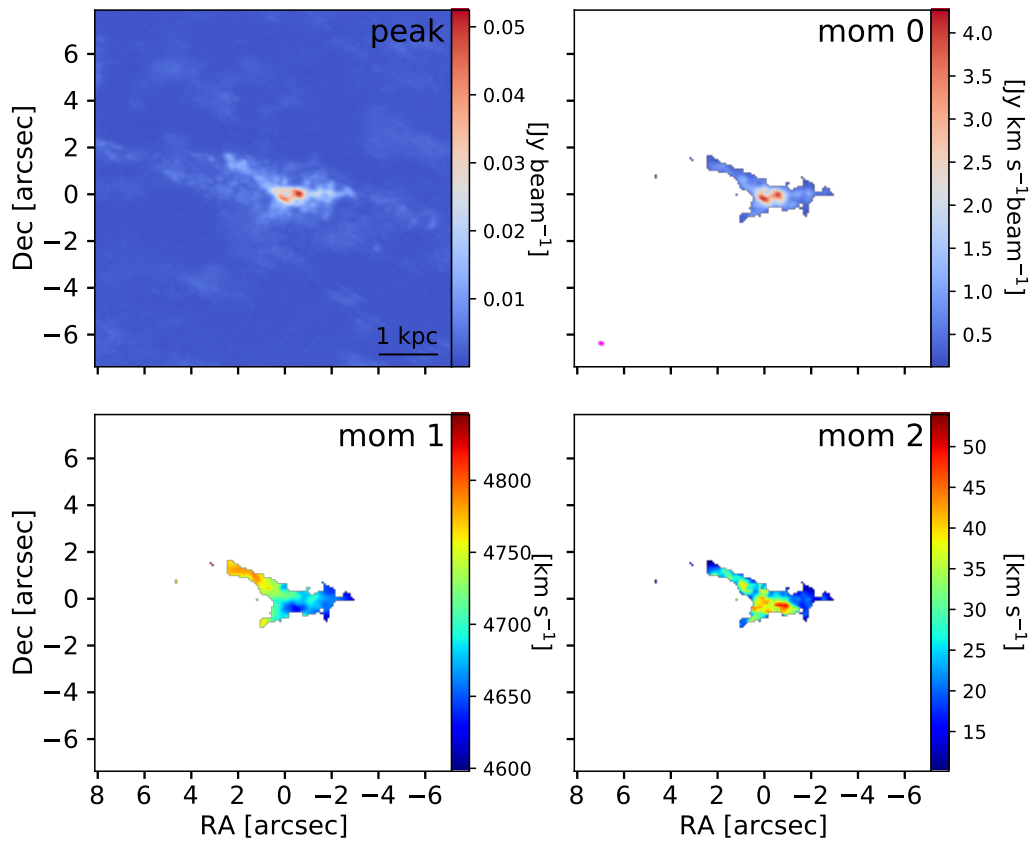


Figura A.2. Continuación

MCG-02-33-098 W



MCG-02-33-098 E

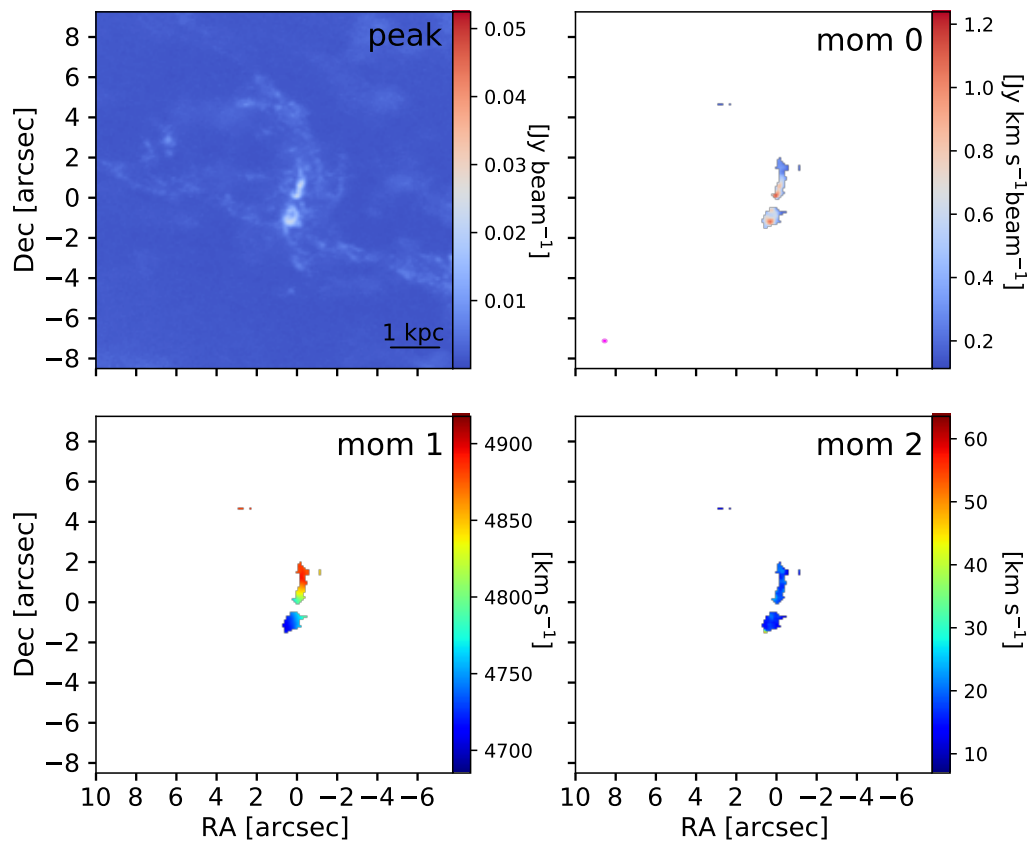


Figura A.2. Continuación

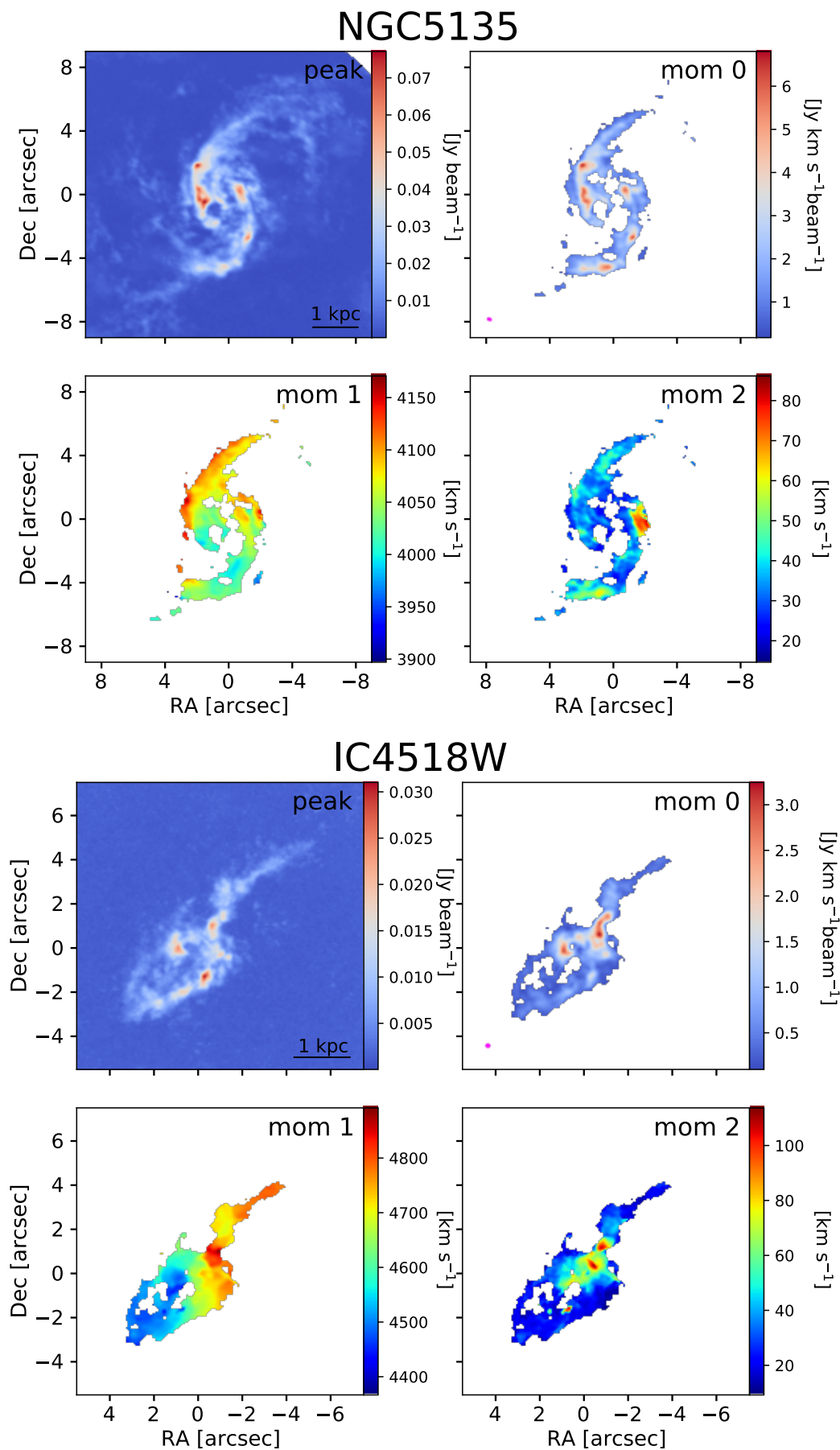


Figura A.2. Continuación

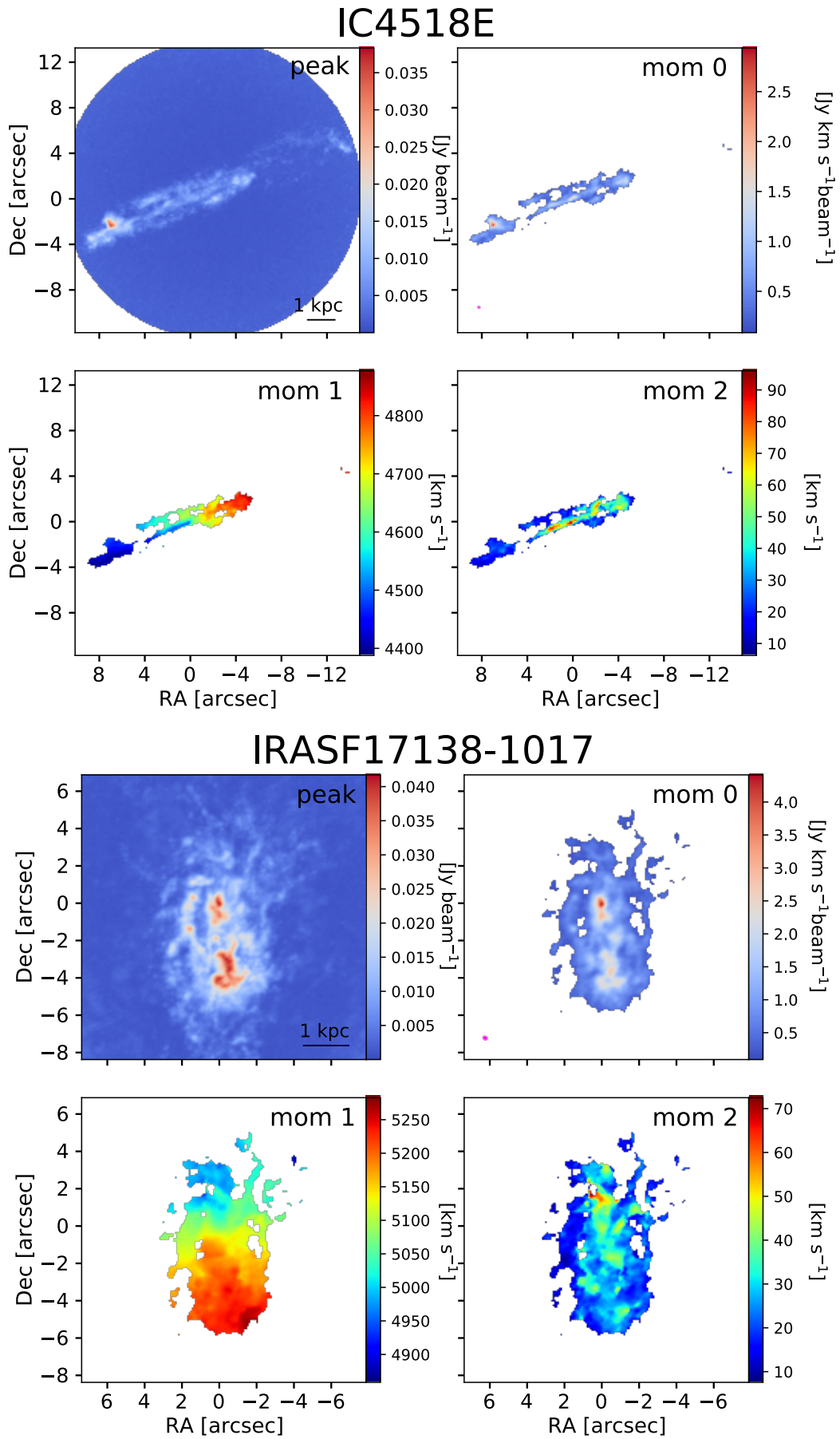


Figura A.2. Continuación

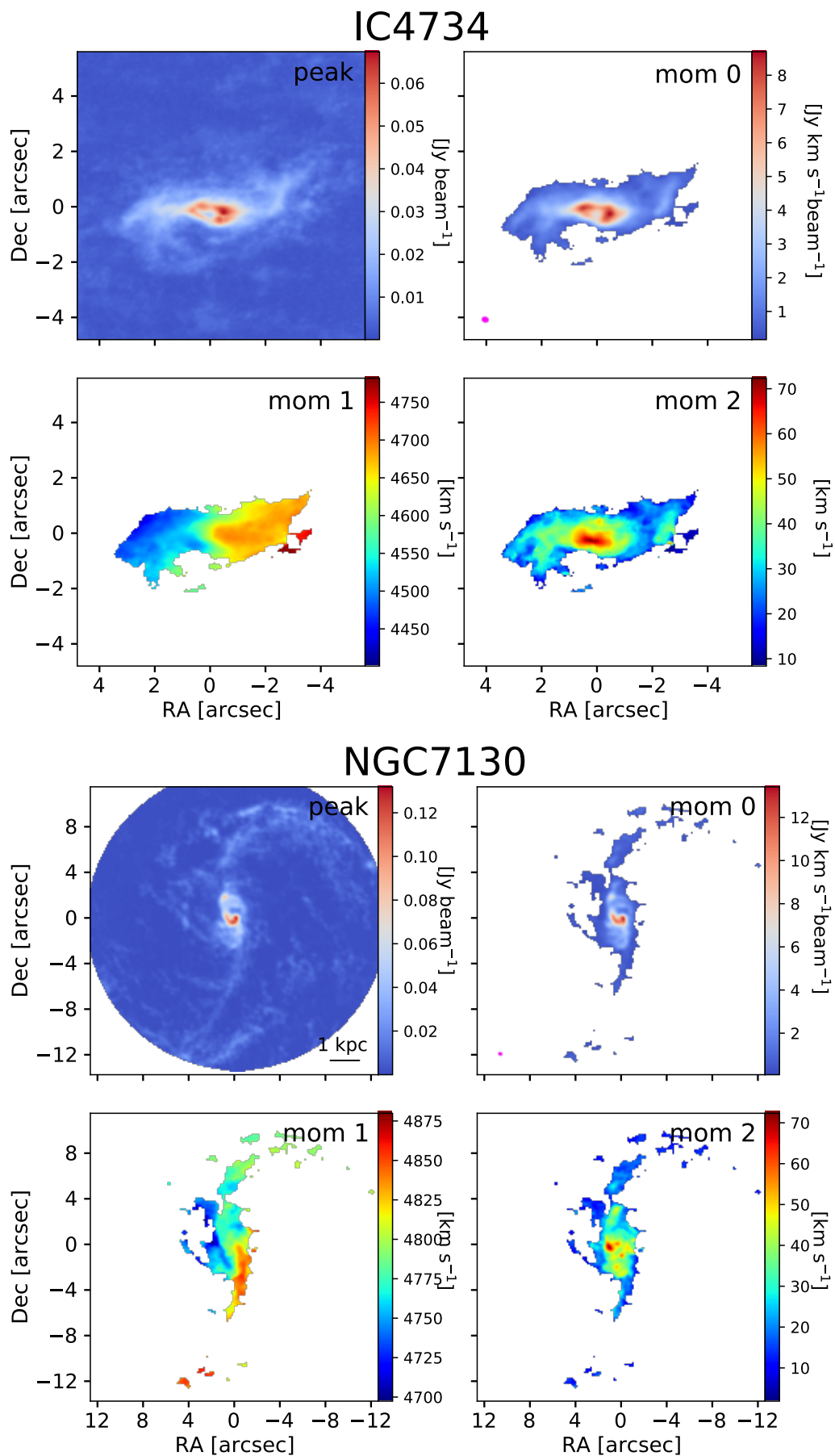


Figura A.2. Continuación

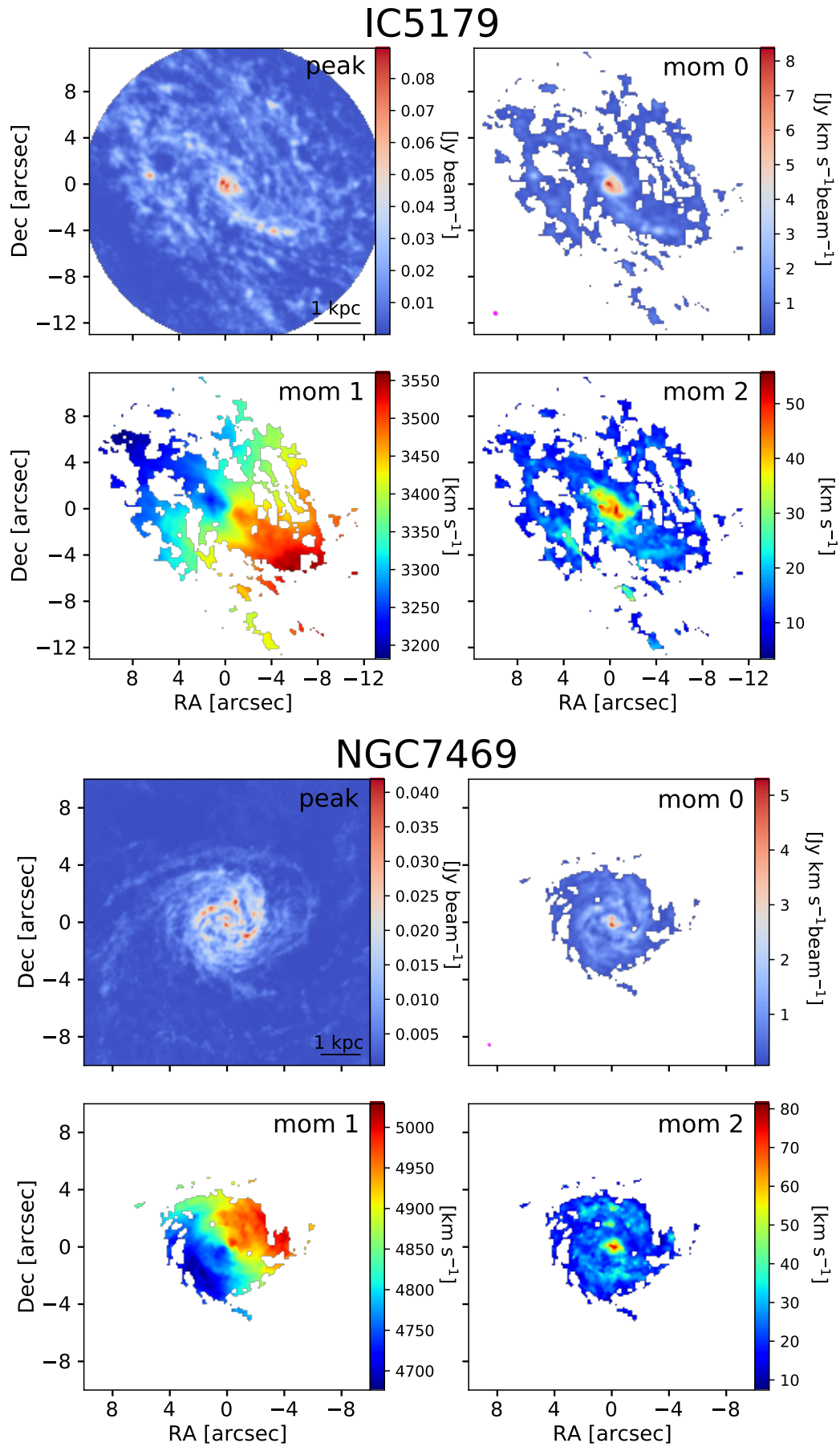


Figura A.2. Continuación

A.3. Mapas de CO(2-1) a diferentes resoluciones de la muestra de LIRGs

La Figura A.3 muestra los mapas del momento 0 de la línea de CO(2-1) de la muestra de LIRGs a las diferentes resoluciones espaciales utilizadas en este trabajo.

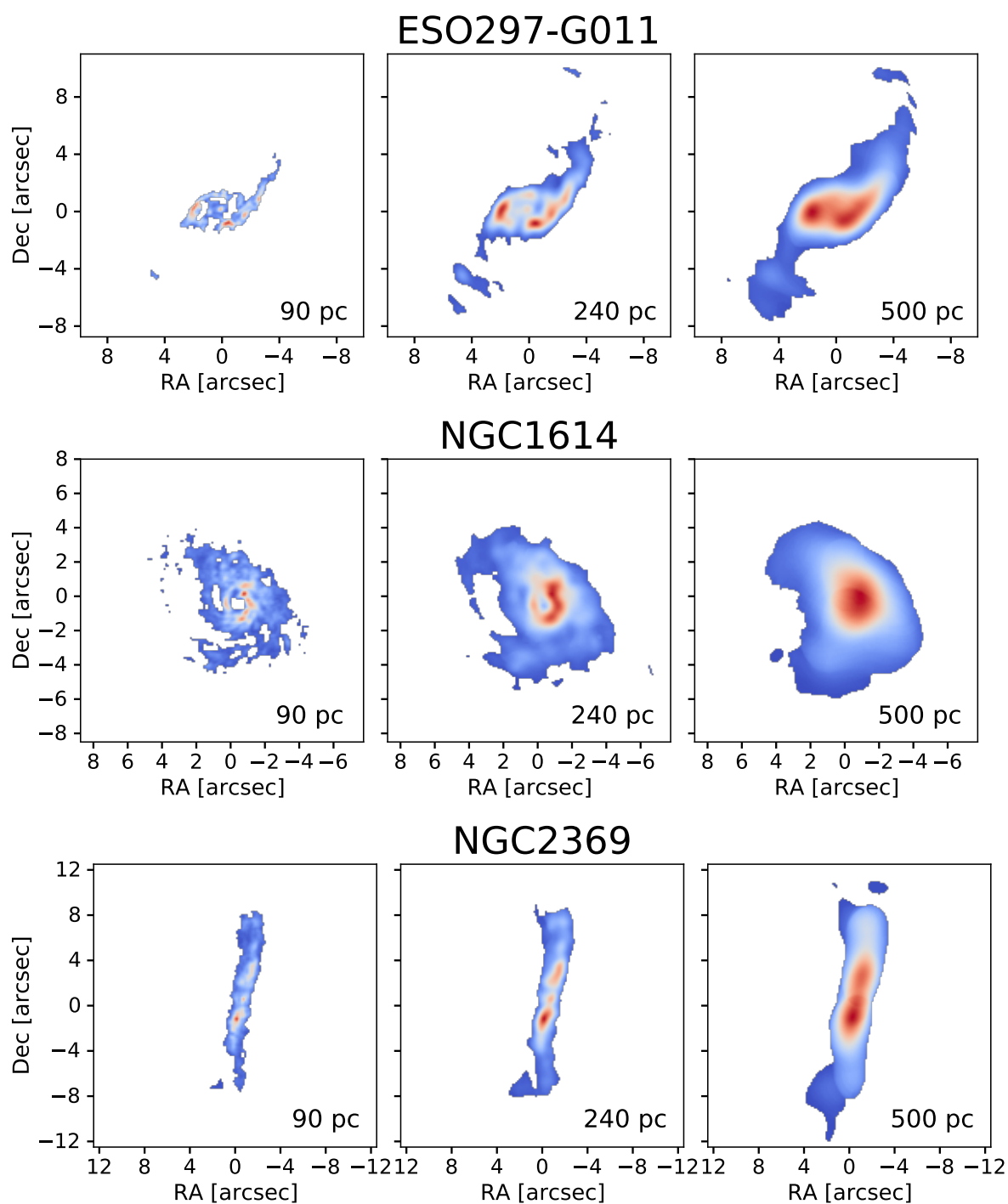


Figura A.3. Mapas del momento 0 de la línea de CO(2-1) de las galaxias de la muestra a las resoluciones espaciales utilizadas en este trabajo.

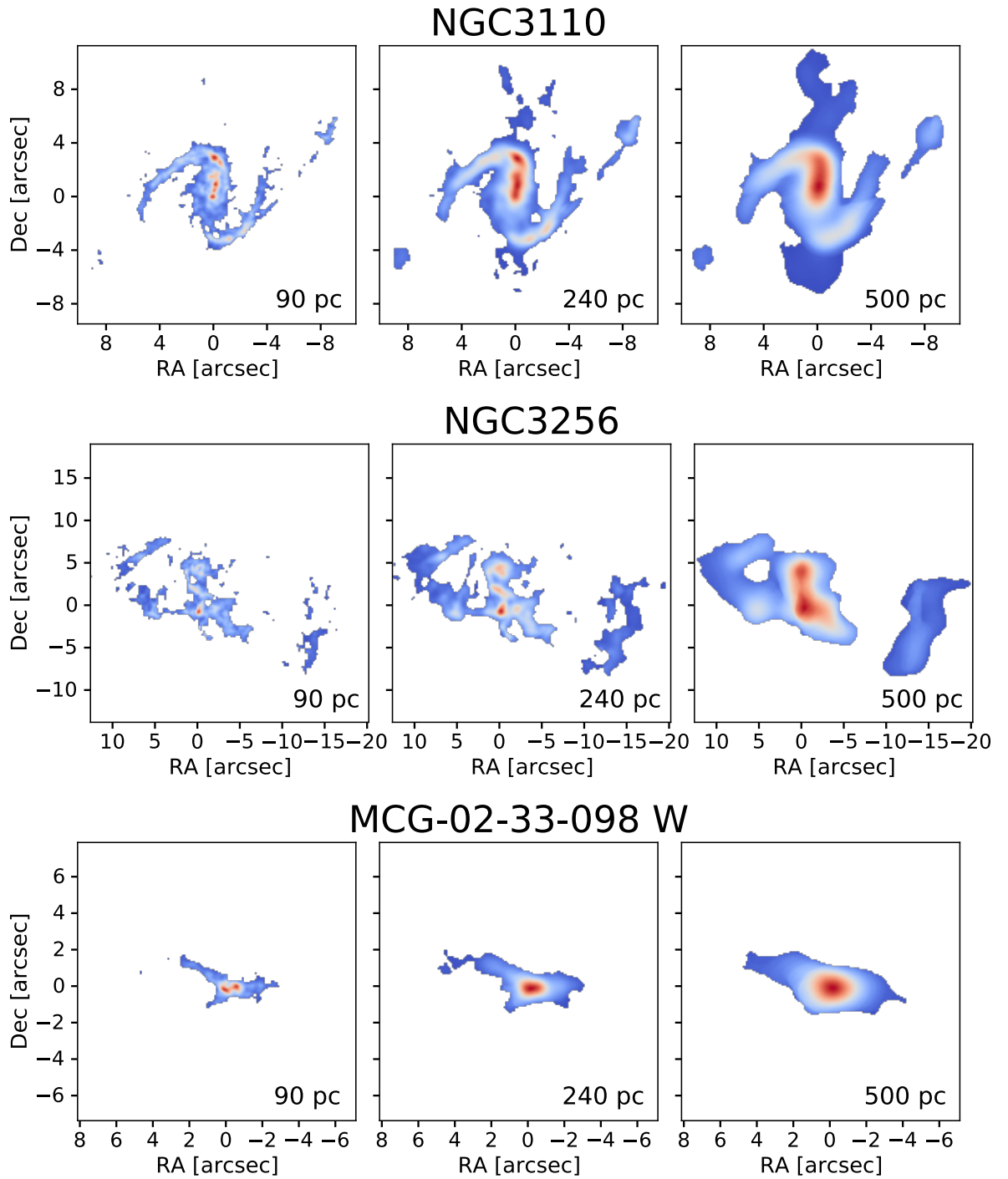


Figura A.3. Continuación

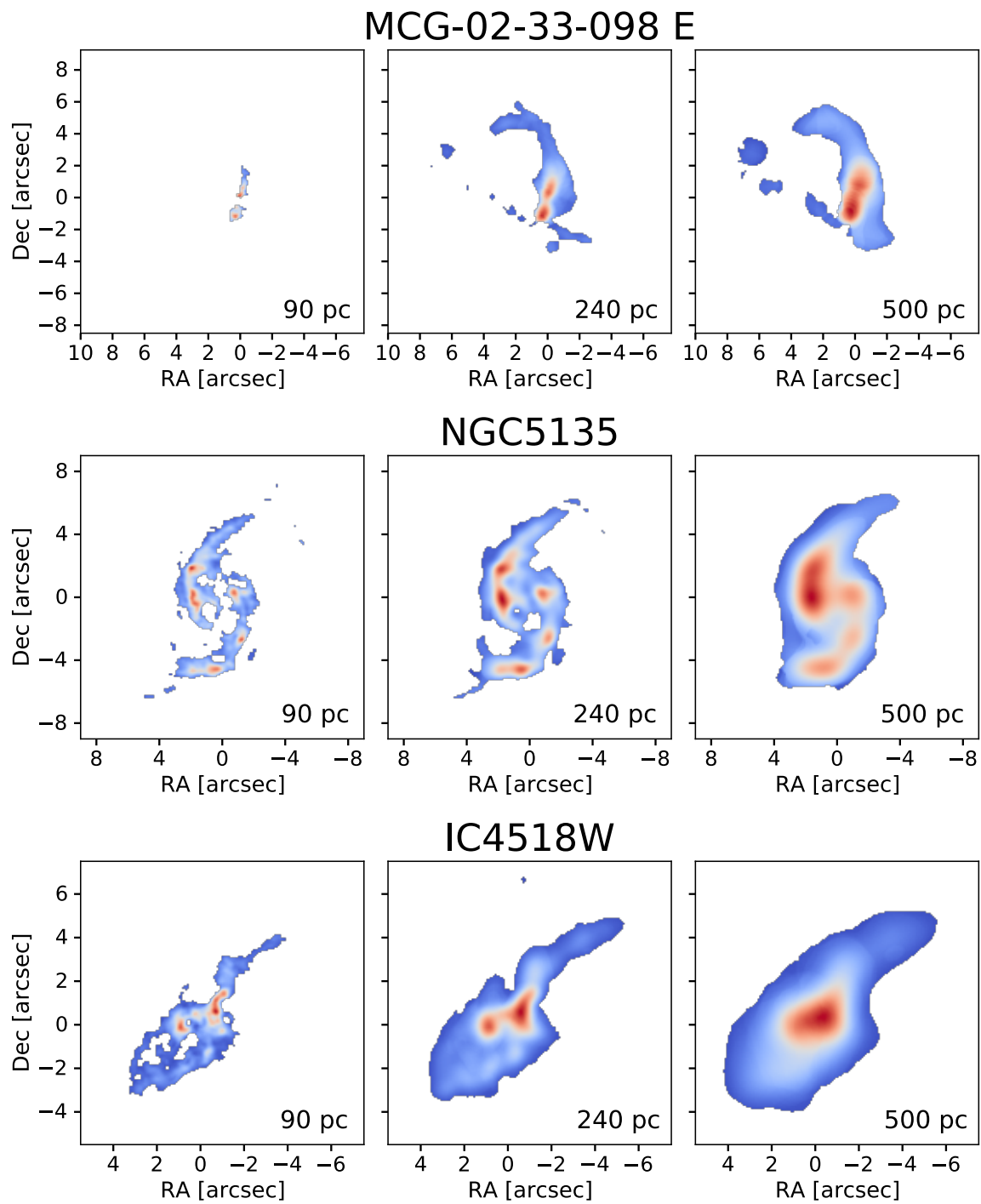


Figura A.3. Continuación

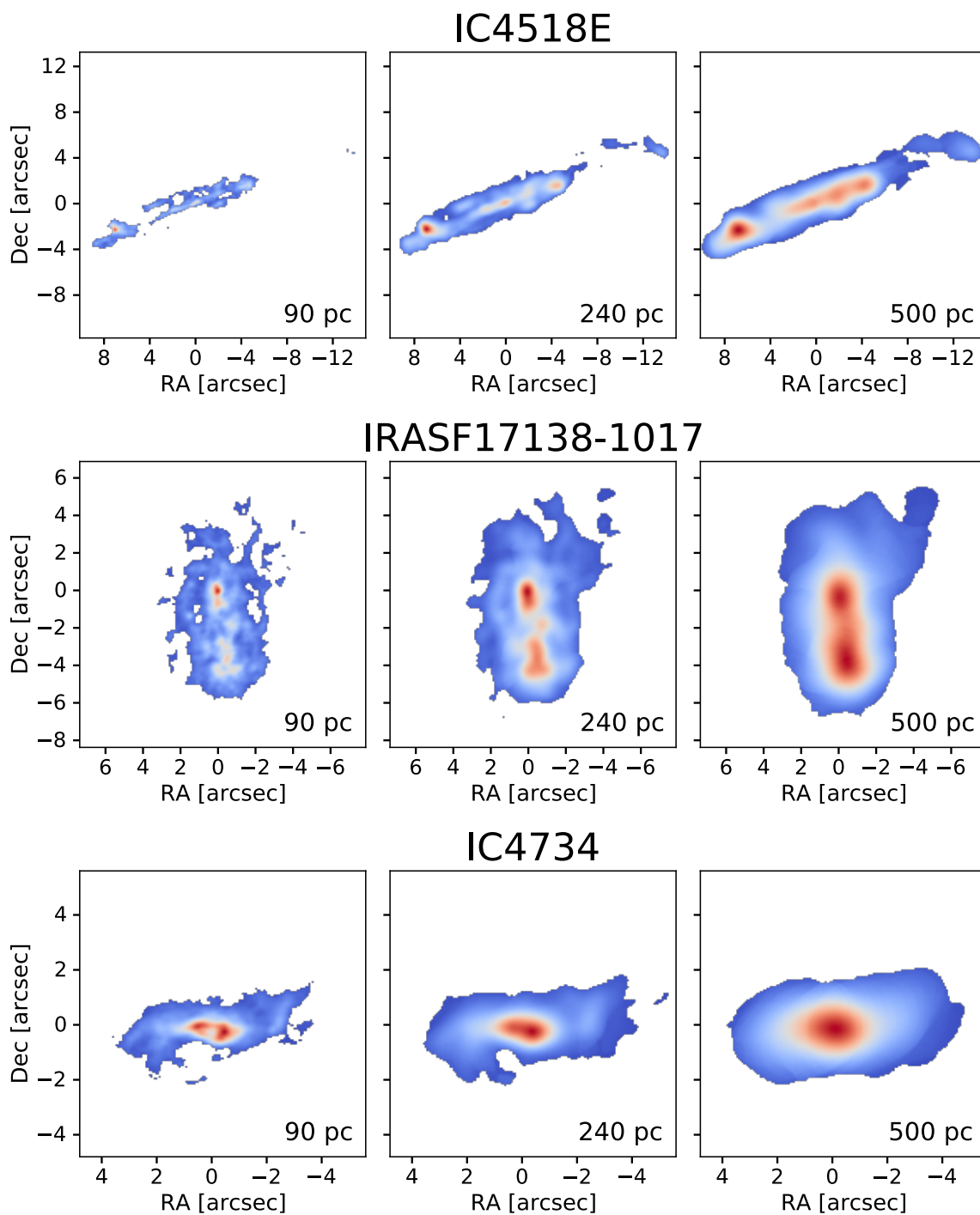


Figura A.3. Continuación

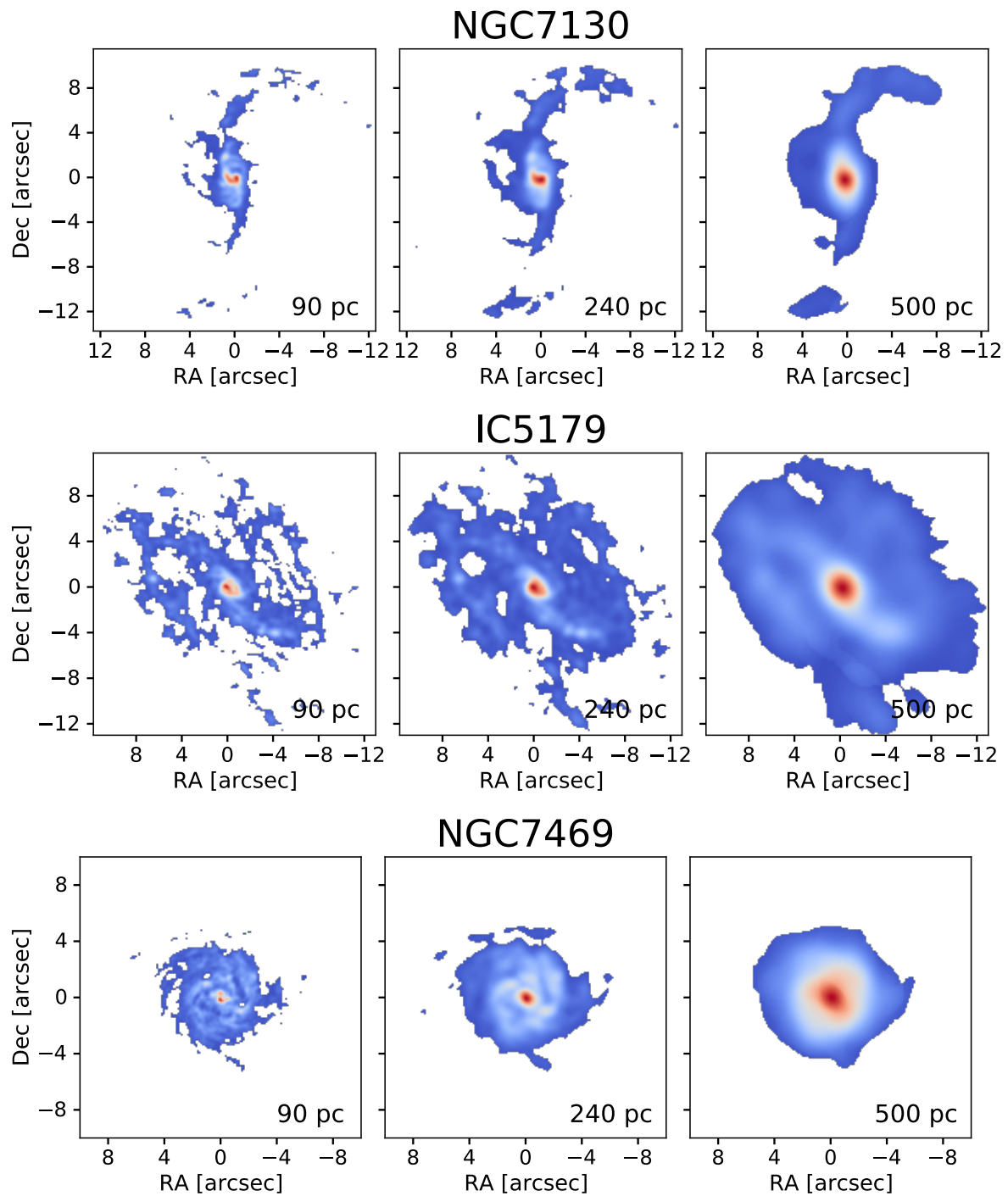


Figura A.3. Continuación

A.4. Imágenes obtenidas por el HST de la muestra de LIRGs

La Figura A.4 visualiza las imágenes obtenidas por el HST de la muestra de galaxias. Utilizamos las imágenes del filtro F110W para corregir la astrometría de las imágenes de Pa α . Las galaxias NGC 1614 y NGC 3256 no se observaron con el filtro F110W. En estos dos casos usamos las imágenes del filtro F160W para alinear las imágenes.

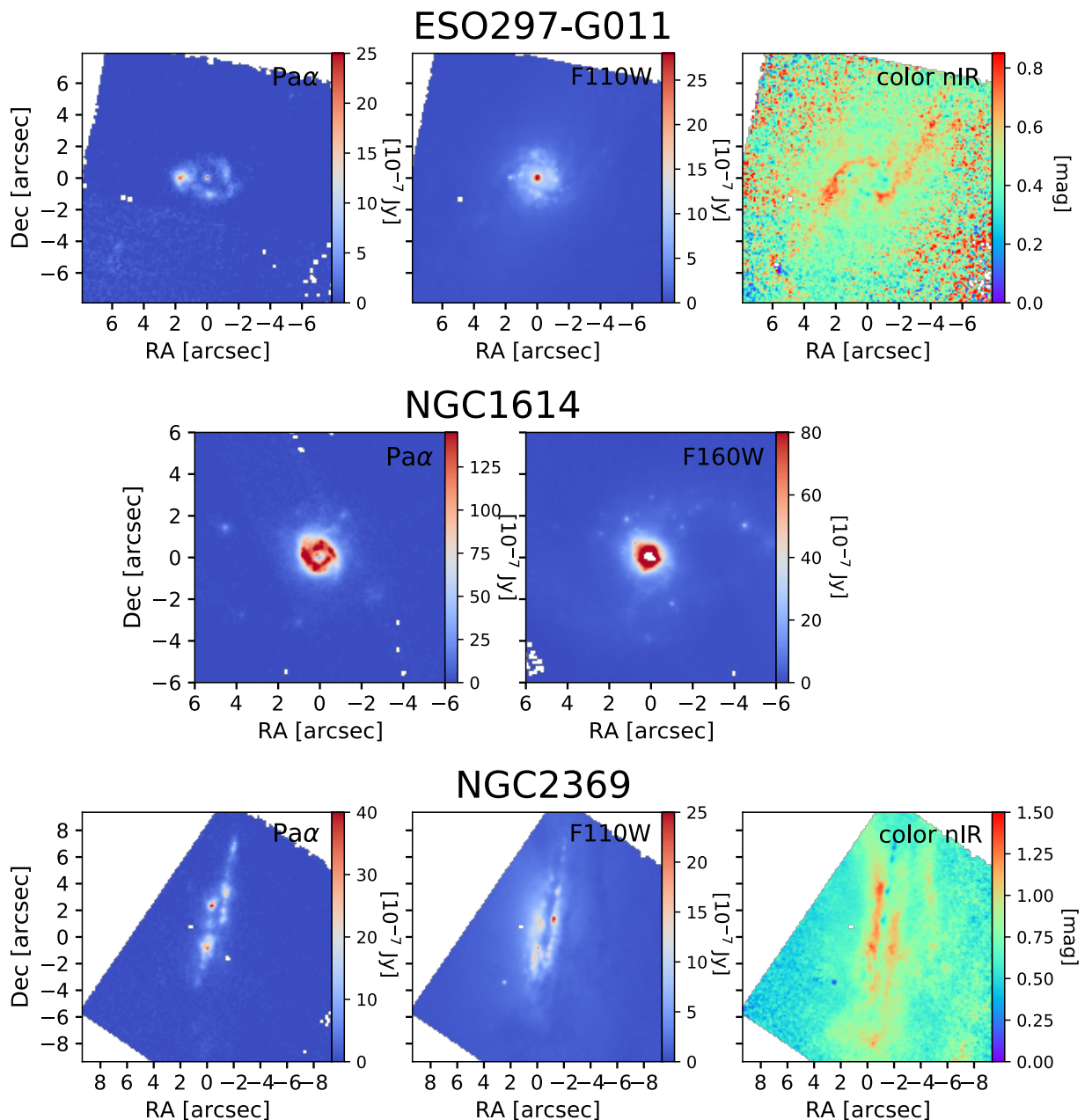


Figura A.4. Imágenes obtenidas por el HST de las galaxias de la muestra. De izquierda a derecha, imágenes de la línea de Pa α , del filtro F110W o F160W y del color (F110W/F160W).

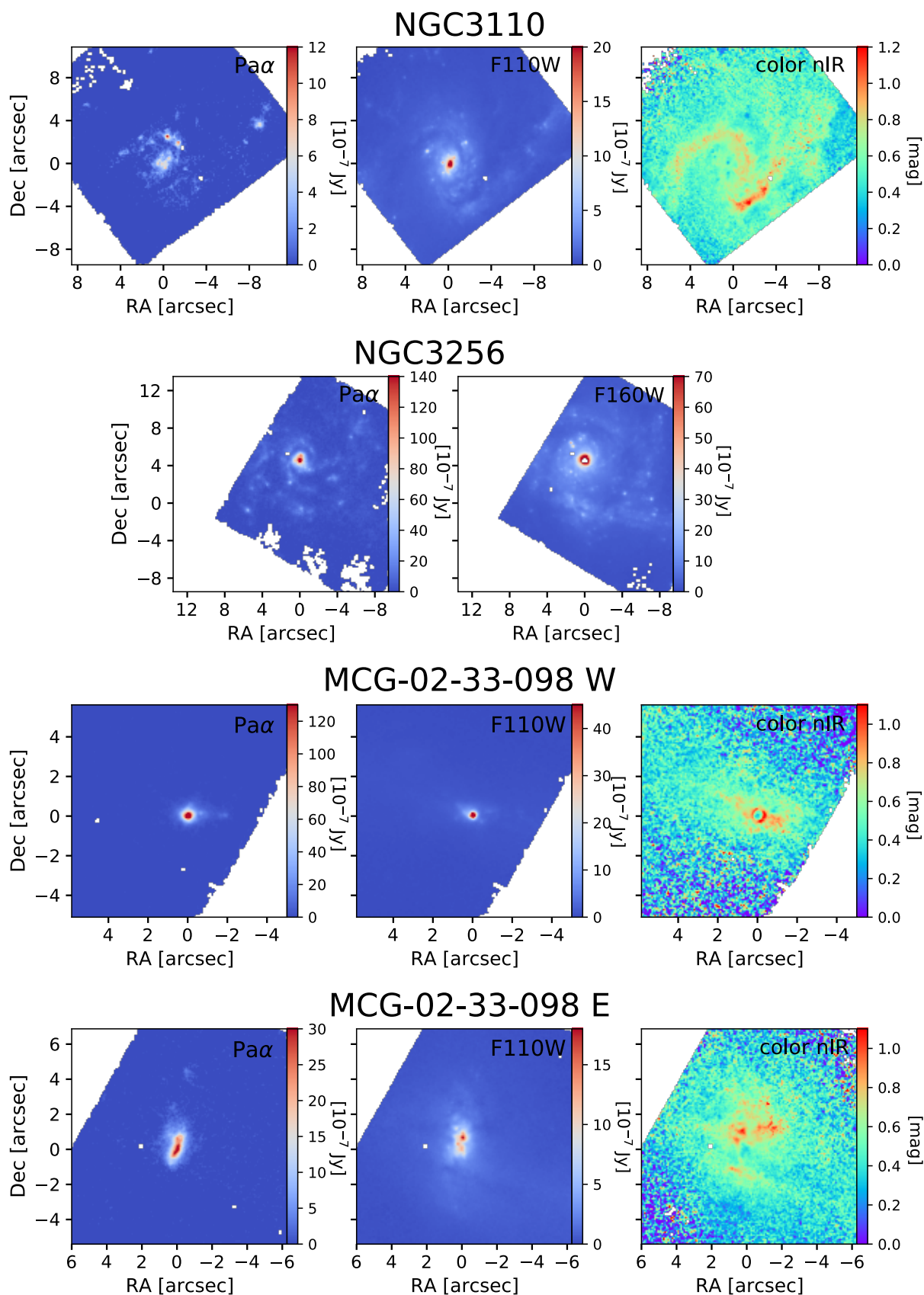


Figura A.4. Continuación

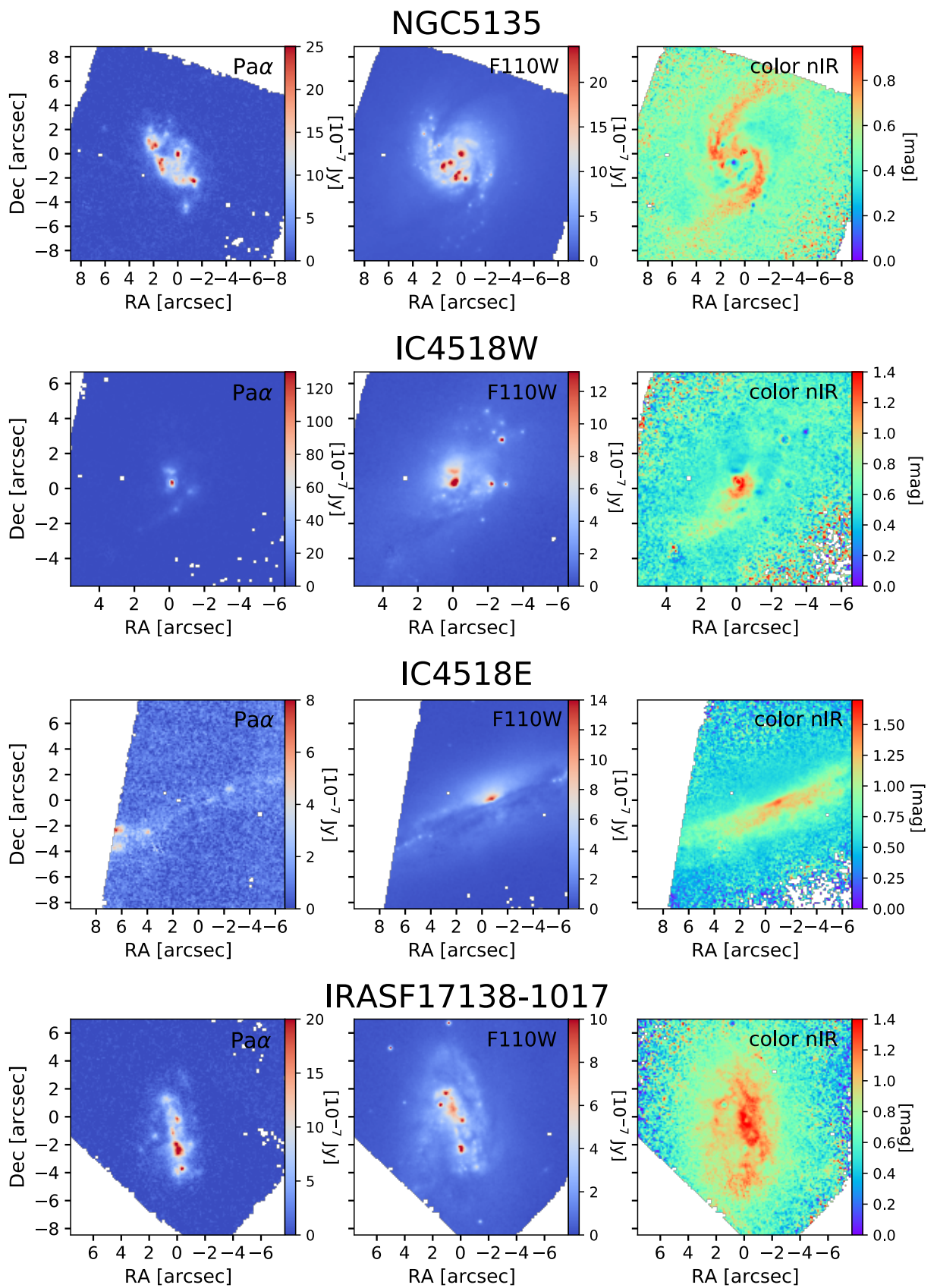


Figura A.4. Continuación

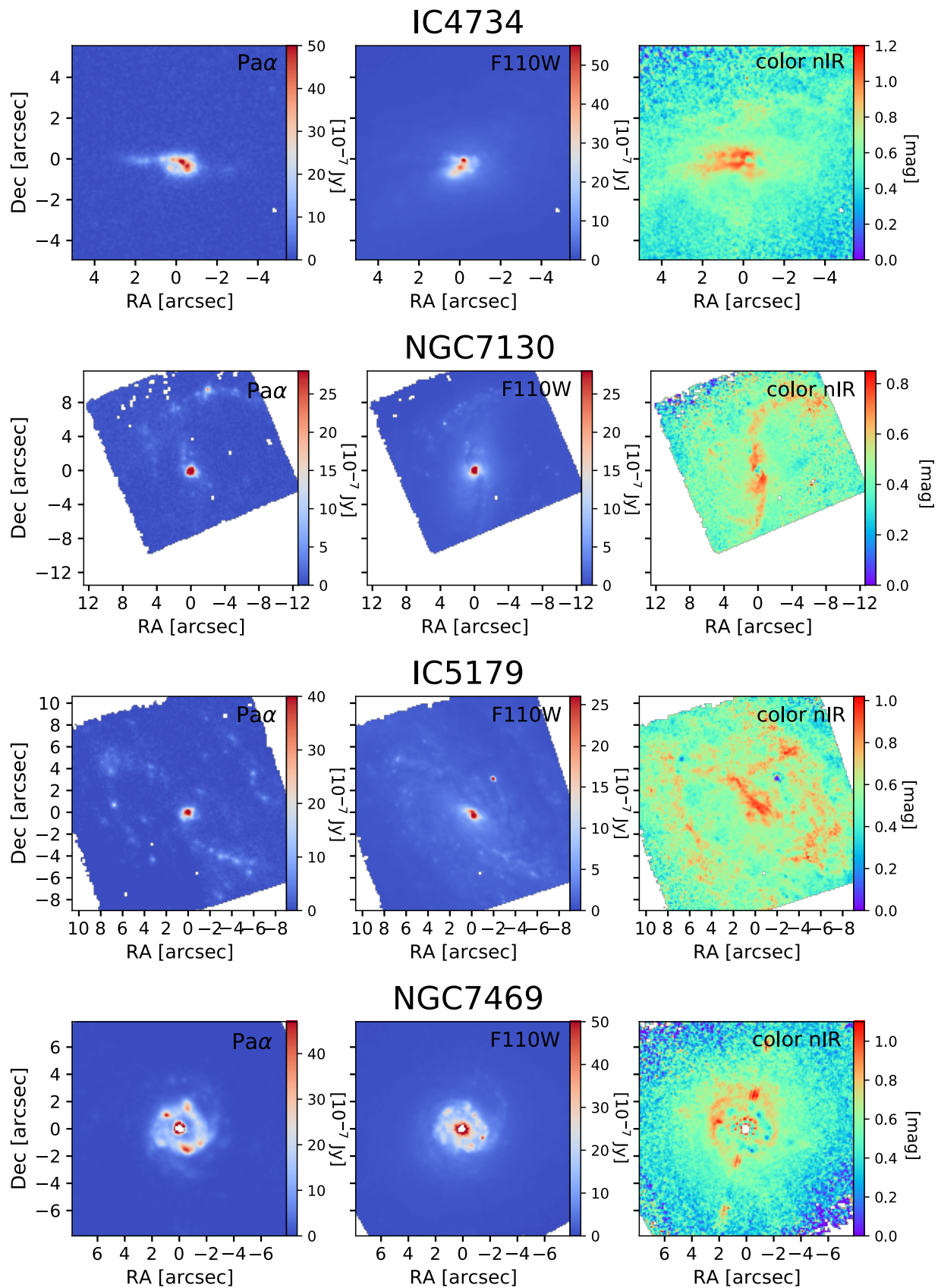


Figura A.4. Continuación

A.5. Posición de la línea de Pa α en los filtros estrechos de la muestra de LIRGs

La Figura A.5 muestra la posición de la línea de Pa α máxima, mínima y en el vacío obtenidas para cada una de las galaxias de la muestra en los filtros estrechos F187N y F190N.

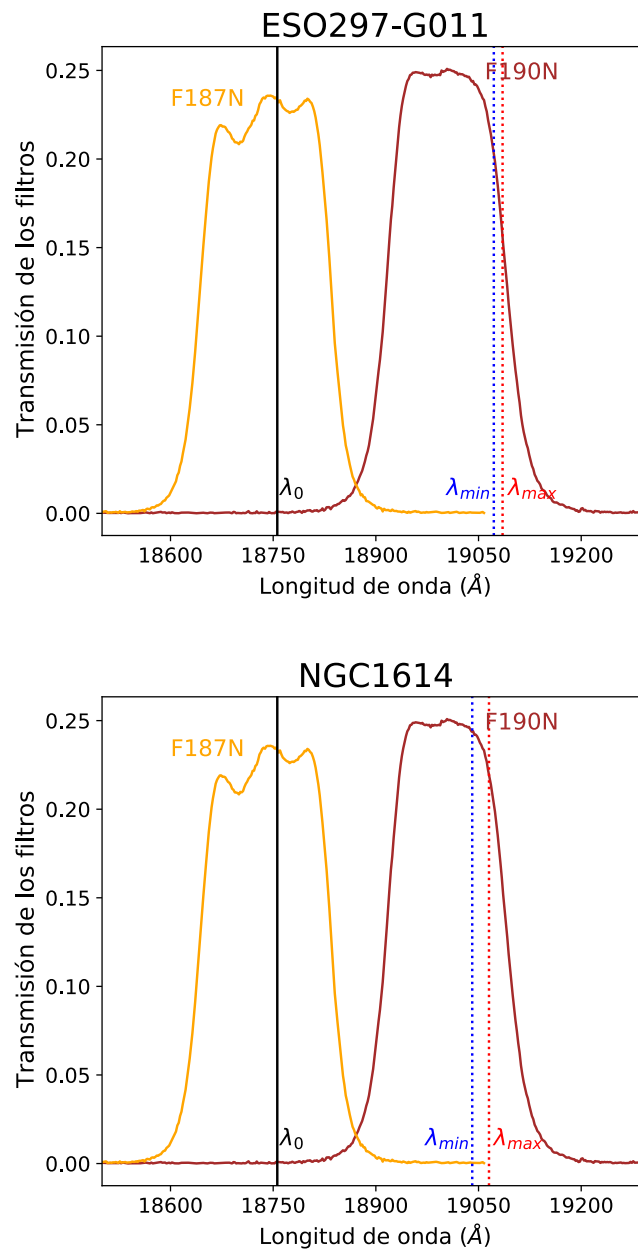


Figura A.5. Representación de las posiciones de la longitud de onda de Pa α máxima (roja), mínima (azul) y en el vacío (negra) de las galaxias de la muestra en los filtros F187N (amarillo) y F190N (marrón).

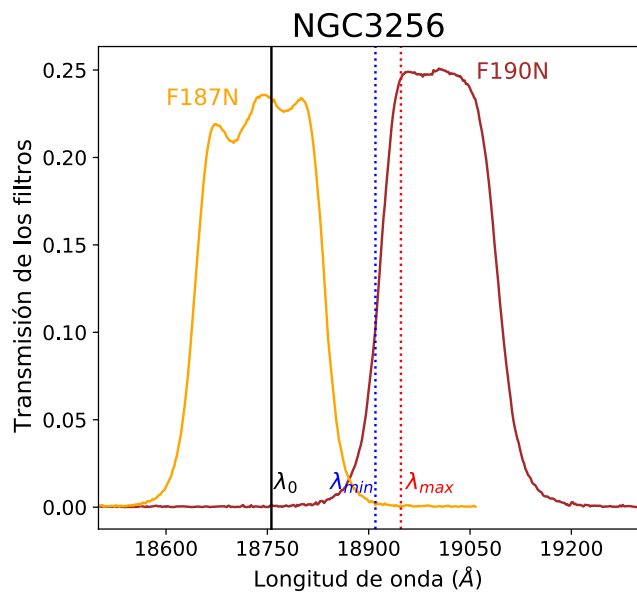
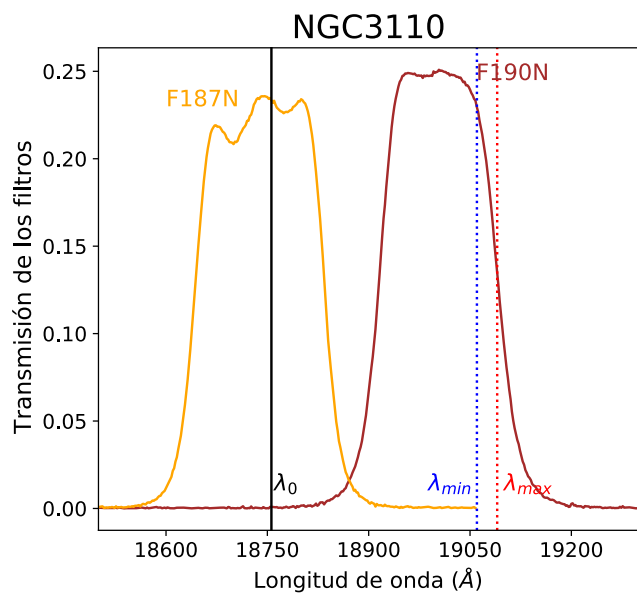
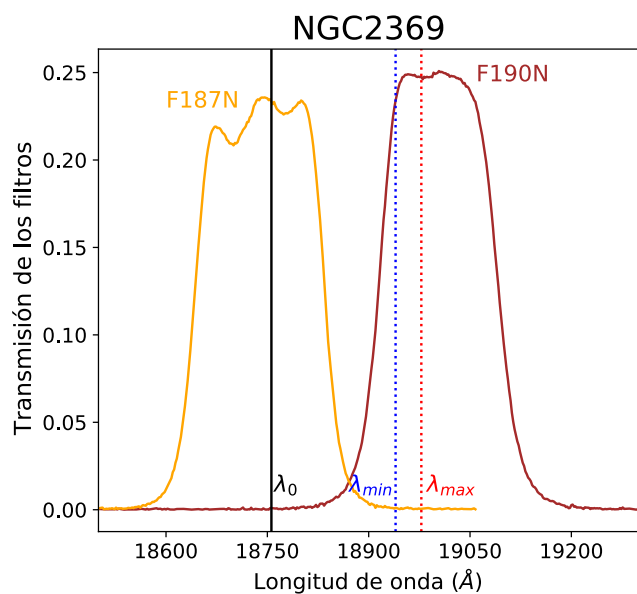


Figura A.5. Continuación

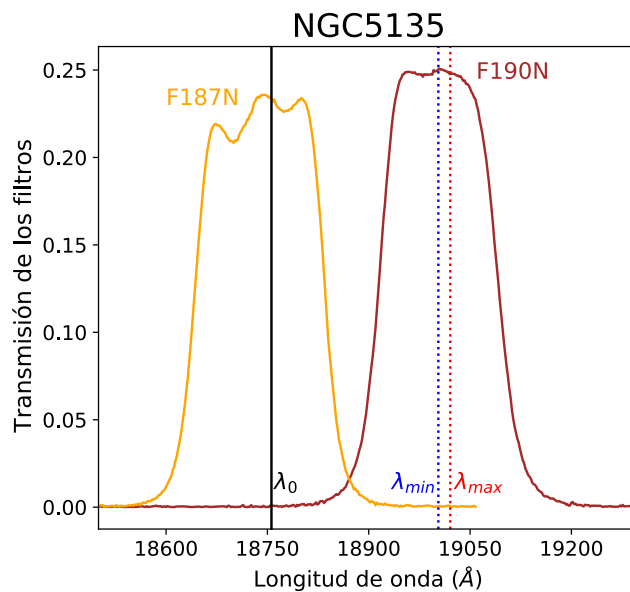
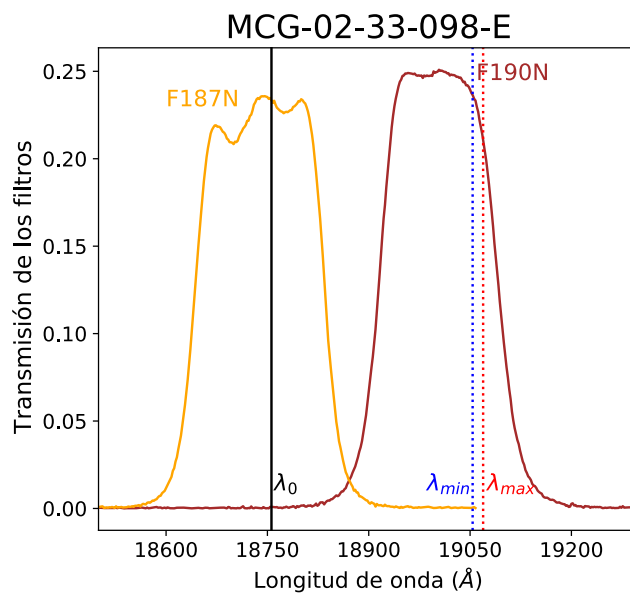
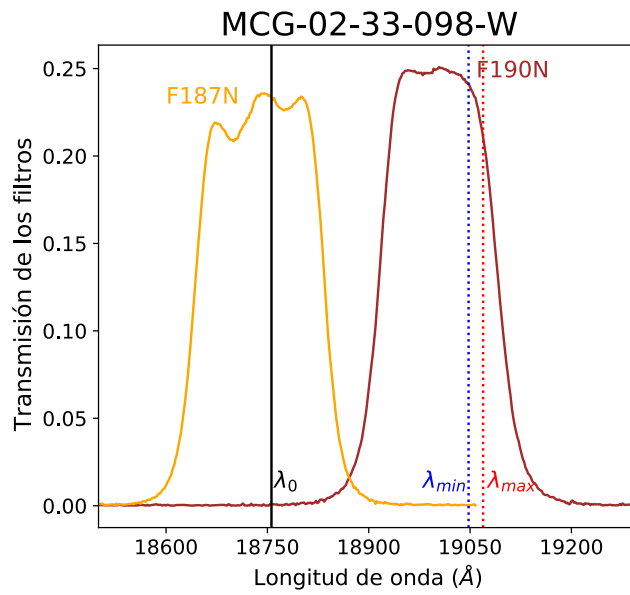


Figura A.5. Continuación

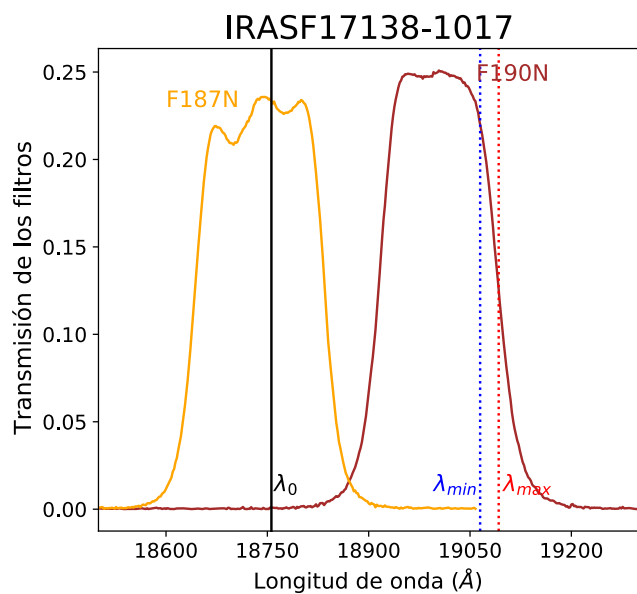
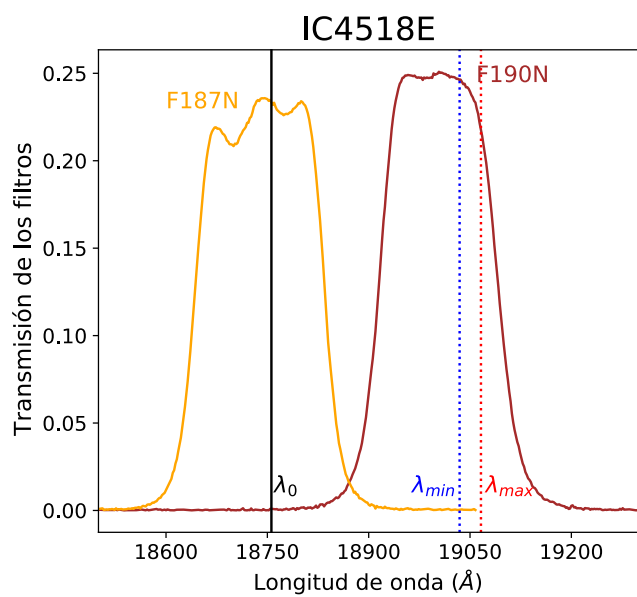
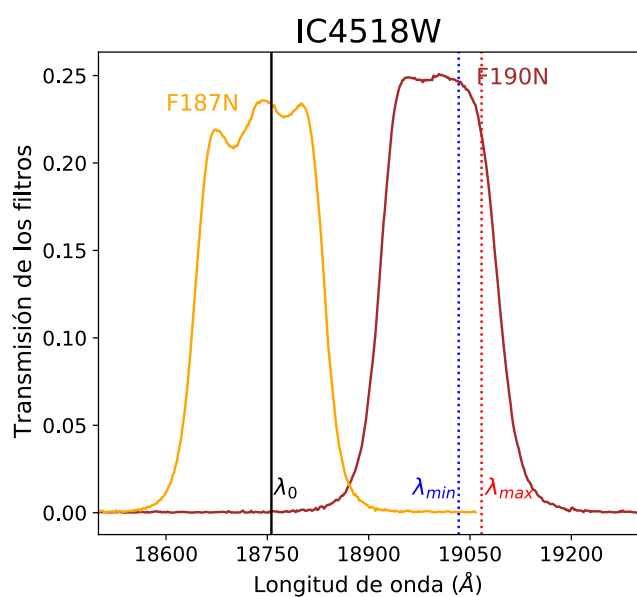


Figura A.5. Continuación

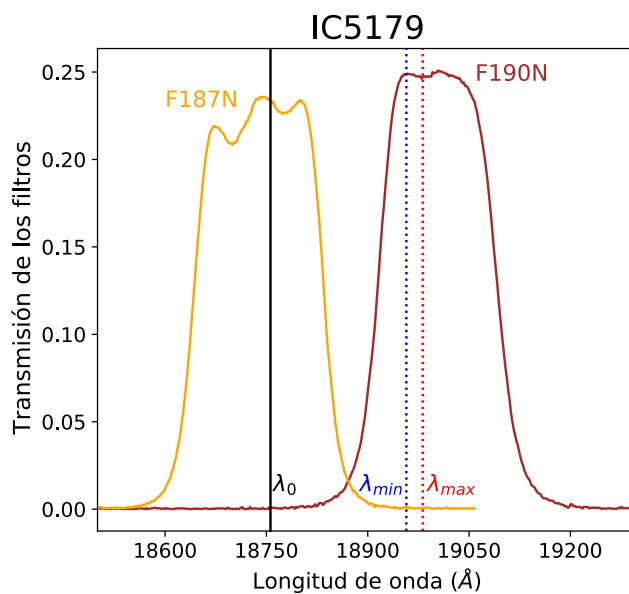
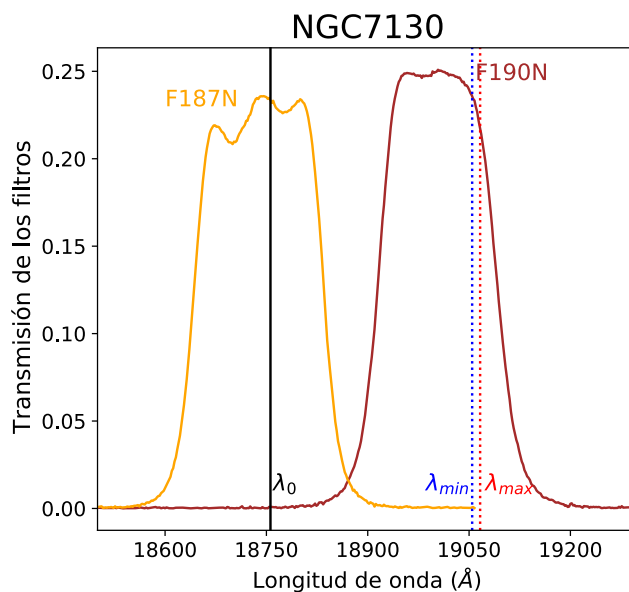
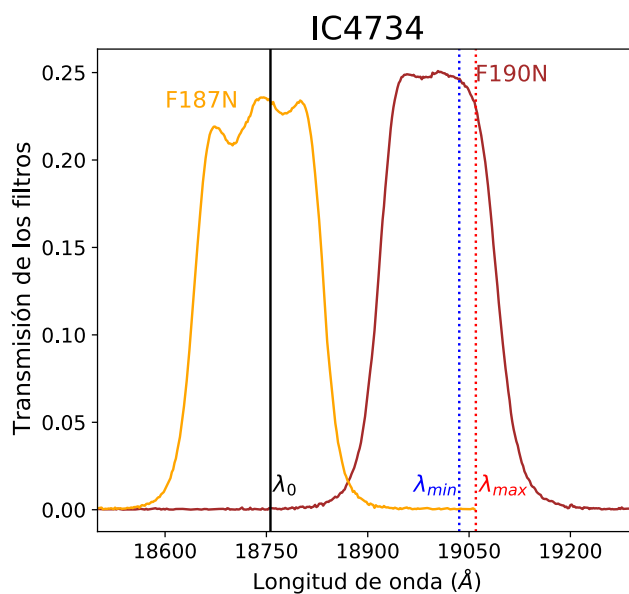


Figura A.5. Continuación

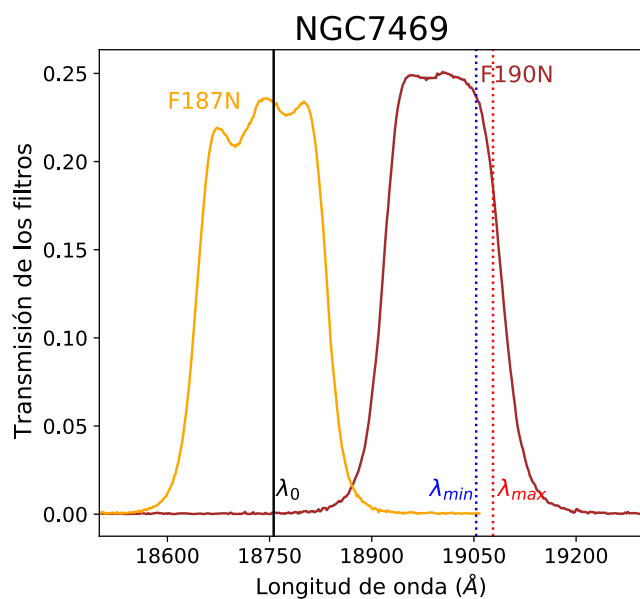


Figura A.5. Continuación

A.6. Regiones de CO(2–1) y Pa α de la muestra de LIRGs

La Figura A.6 muestra las regiones circulares ($r = 45$ (55) pc) consideradas en los mapas de CO(2–1) y Pa α para cada galaxia de la muestra.

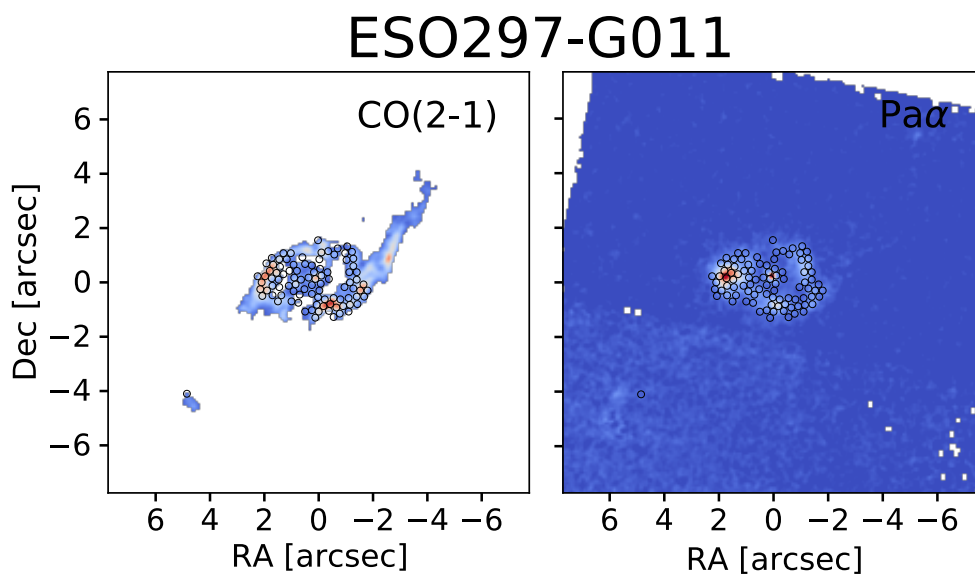


Figura A.6. Regiones consideradas en los mapas de CO(2–1) y Pa α de las galaxias de la muestra.

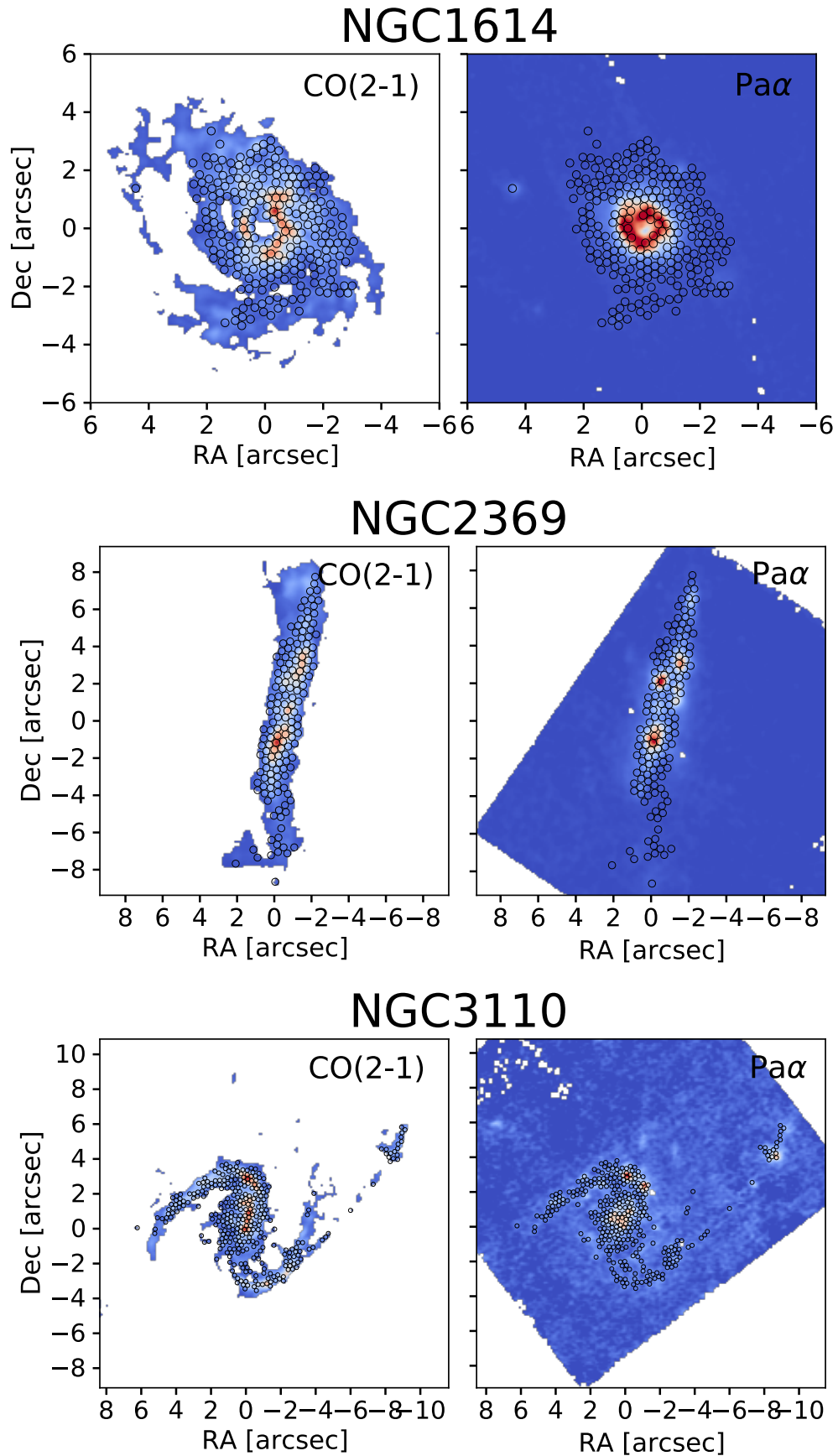


Figura A.6. Continuación

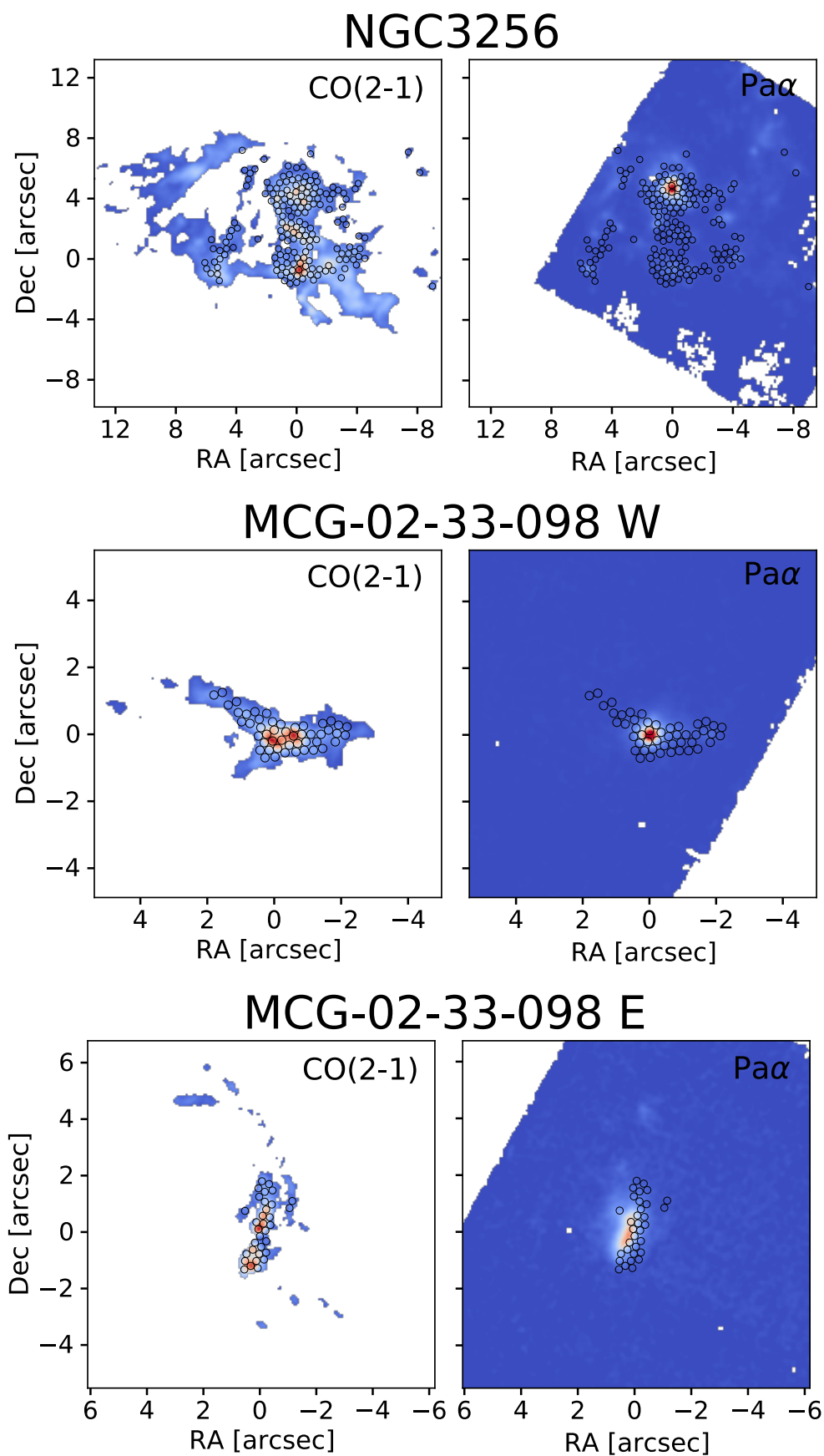


Figura A.6. Continuación

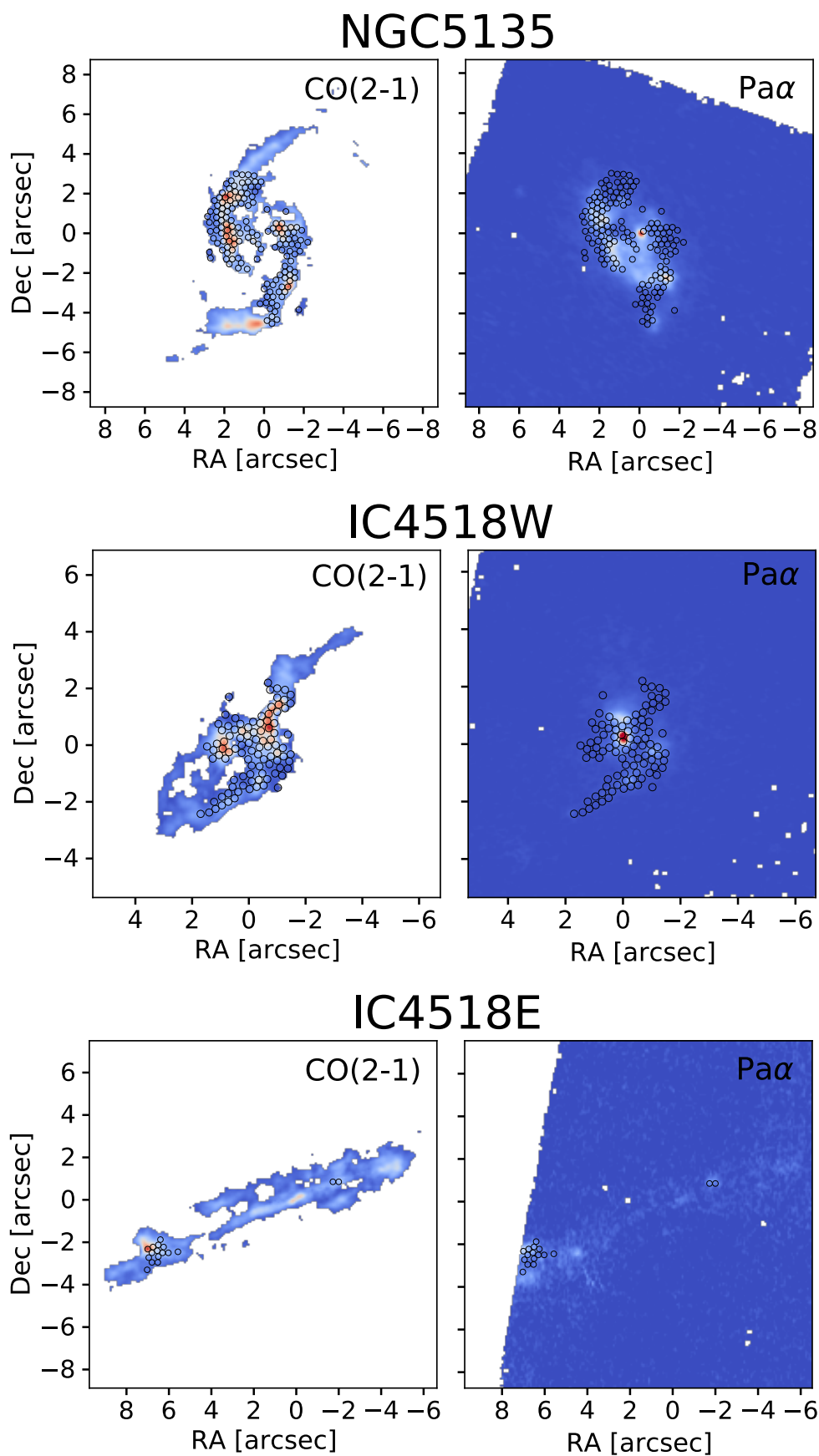


Figura A.6. Continuación

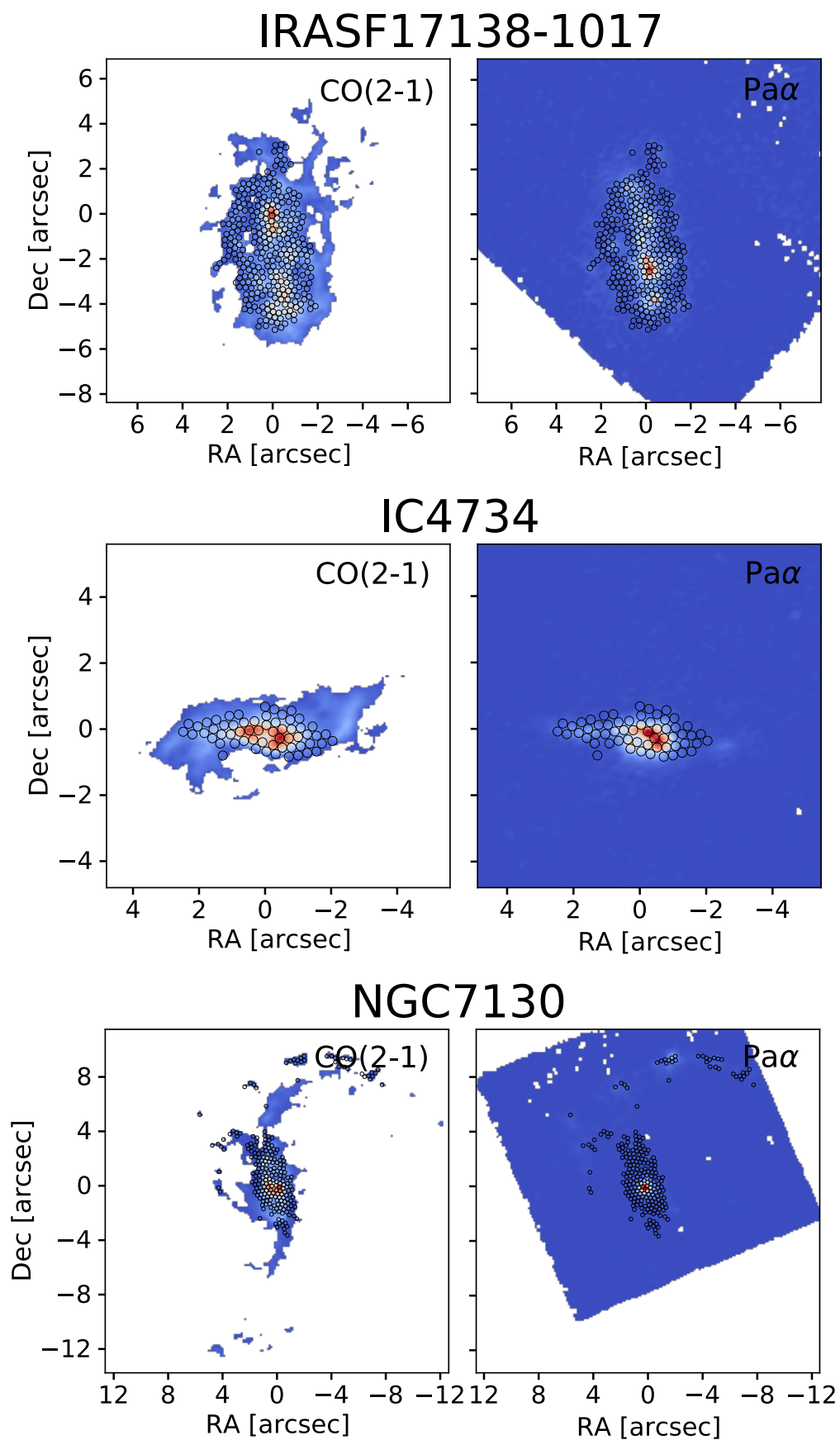


Figura A.6. Continuación

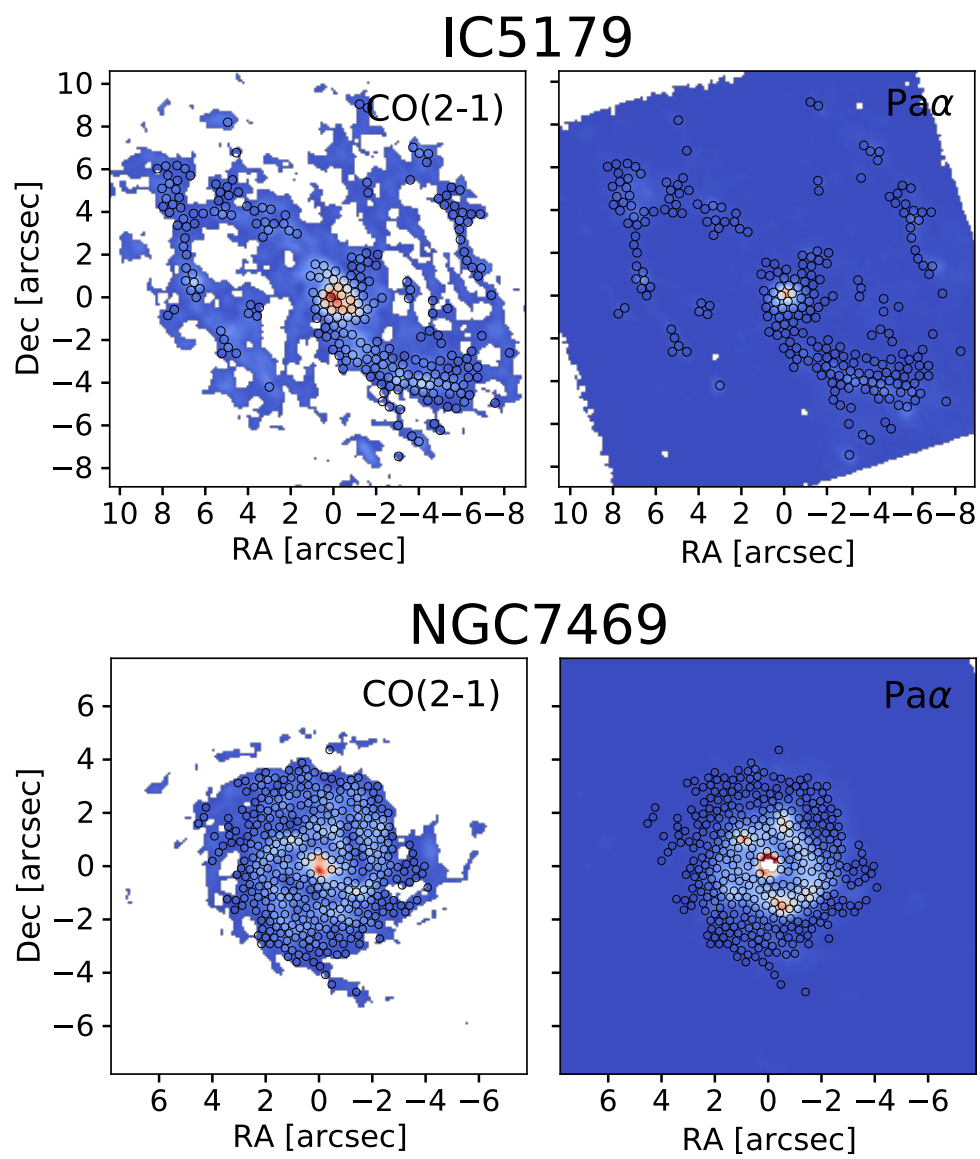


Figura A.6. Continuación

Apéndice B

Material extra del capítulo 3

Como complemento del análisis presentado en la Sección 3.2.1 del Capítulo 3 de esta memoria, estudiamos la versión del promedio ponderado por la intensidad del parámetro de autogravedad utilizada por Leroy et al. (2017).

B.1. Formulación alternativa del promedio ponderado por la intensidad del parámetro b en NGC 1068

Leroy et al. (2017) utilizaron una definición del promedio ponderado por la intensidad del parámetro b diferente a la utilizada en la Sección 3.2.1. En lugar de derivar los promedios de b como se define en la ecuación 3.1, usaron los promedios de Σ_{gas} y σ^2 por separado y definieron: $\langle b \rangle \equiv \langle \Sigma_{gas} \rangle / \langle \sigma^2 \rangle$. Ahora, hemos derivado una nueva versión de la Figura 3.7 utilizando la definición de Leroy et al. (2017) particularizada para Σ_{denso} en nuestro conjunto de dos aperturas (100 pc y 400 pc).

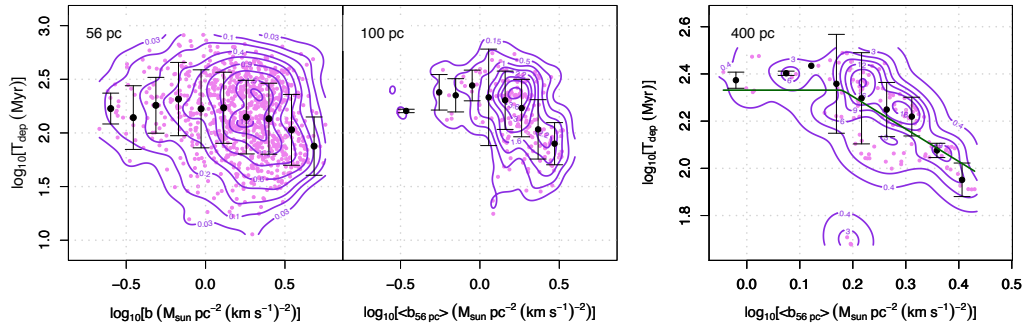


Figura B.1. Igual que la Figura 3.7 pero $\langle b_{56pc} \rangle$ se derivada a partir la formulación utilizada por Leroy et al. (2017). Los símbolos y colores utilizados se detallan en la Figura 3.7.

Los resultados obtenidos con esta definición, mostrados en la Figura B.1, son práctica-

mente idénticos a los mostrados en la Figura 3.7. En particular, obtenemos una (anti)correlación con valores de parámetro de Spearman (ρ_{sp}) -0.42 y -0.60 para $\Delta A = 100$ pc y 400 pc, respectivamente, y con los correspondientes p-values $< 1\%$. Además, tras aplicar la rutina MARS al gráfico de dispersión de 400 pc encontramos un cambio de tendencia en $\log_{10}(\langle b \rangle) = 0.18 M_{\odot} \text{pc}^{-2} (\text{km s}^{-1})^{-2}$ y una pendiente $\simeq -1.4$ para valores de b más allá del punto en el que se produce el cambio de tendencia.

Apéndice C

Material extra del capítulo 4

En este apéndice presentamos las figuras de la muestra de LIRGs que completan a la descrita en la Sección 4.1.1 de esta memoria.

C.1. La relación de la formación estelar en la muestra de LIRGs

La Figura C.1 visualiza las relaciones de KS y la localización de las regiones consideradas en los mapas de este trabajo para cada galaxia de la muestra. En el caso de las galaxias con comportamiento dual se muestra esta información en los cortes realizados en Σ_{gas} y Σ_{SFR} . La Figura C.2 solo considera el corte en Σ_{SFR} en NGC 7130.

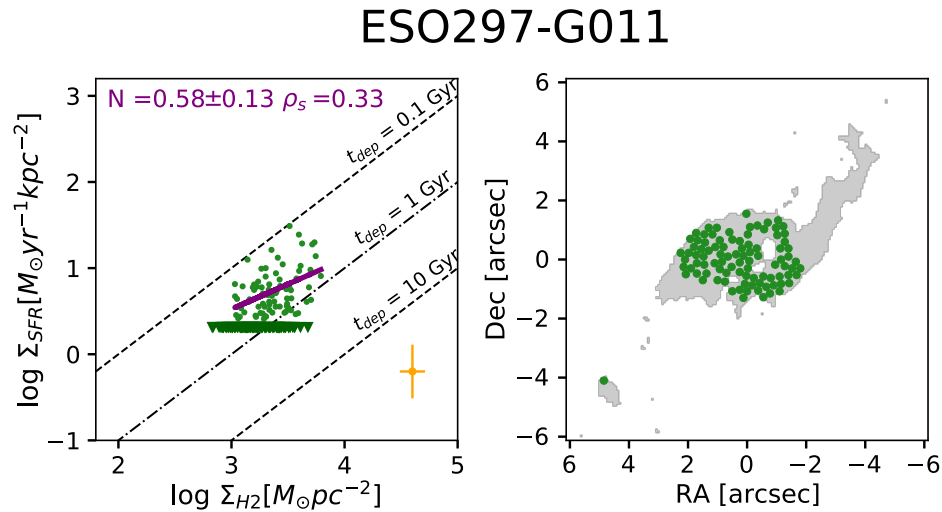


Figura C.1. Igual que la Figura 4.1 para el resto de las galaxias de la muestra. Los símbolos y colores son como los mostrados en las figuras de la Sección 4.1.

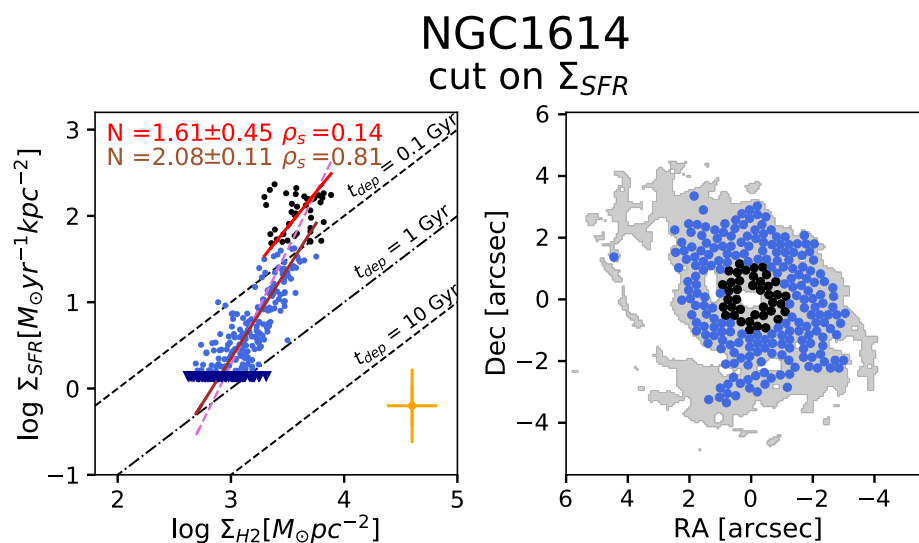
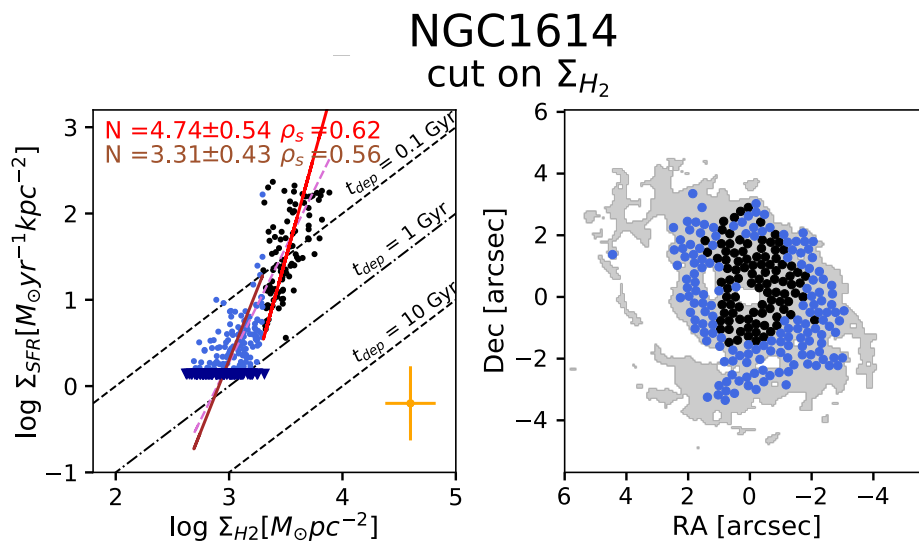


Figura C.1. Continuación

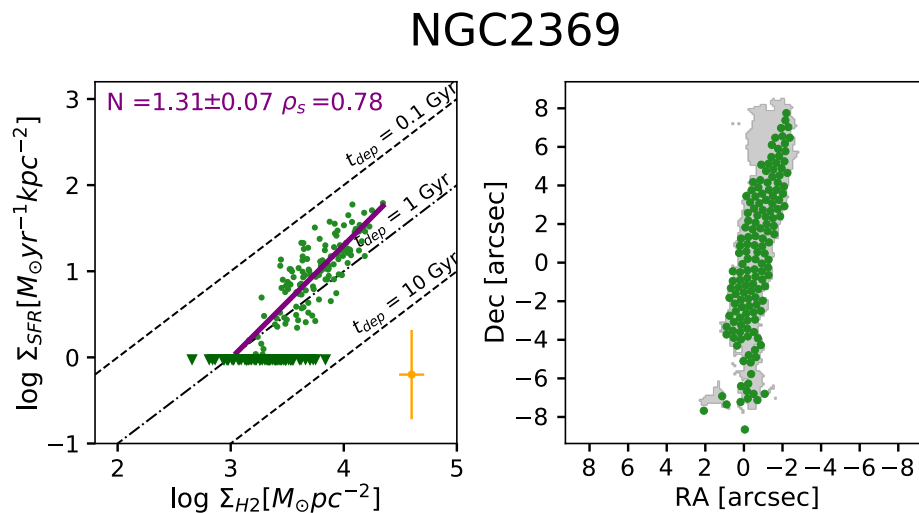
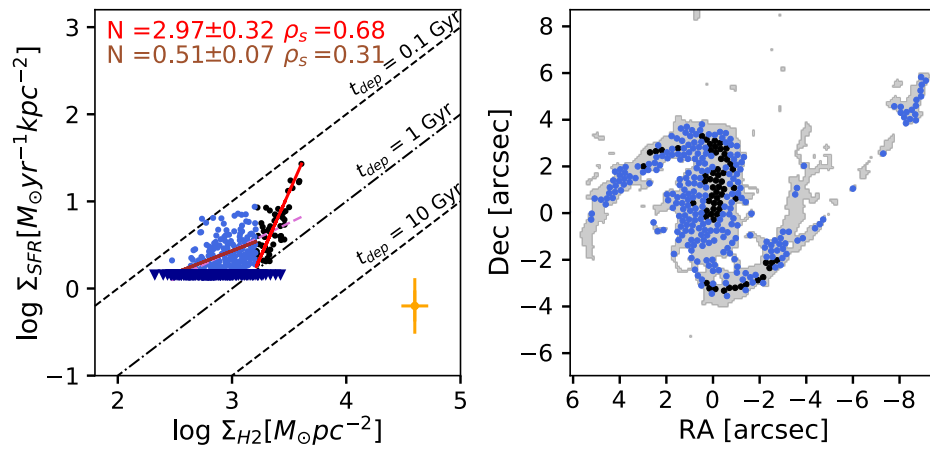


Figura C.1. Continuación

NGC3110

cut on Σ_{H_2}



NGC3110

cut on Σ_{SFR}

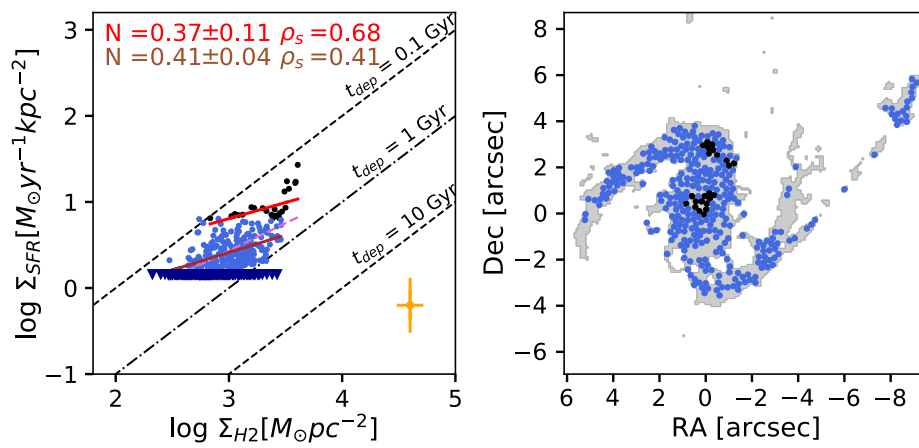


Figura C.1. Continuación

NGC3256

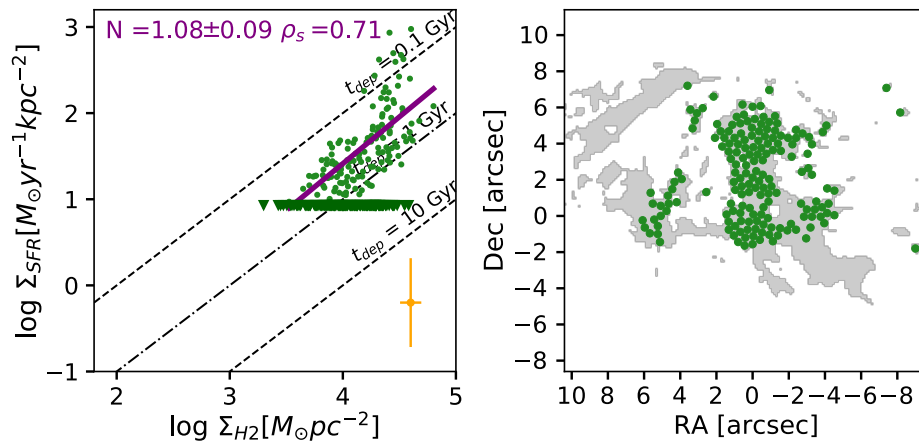


Figura C.1. Continuación

MCG-02-33-098-W

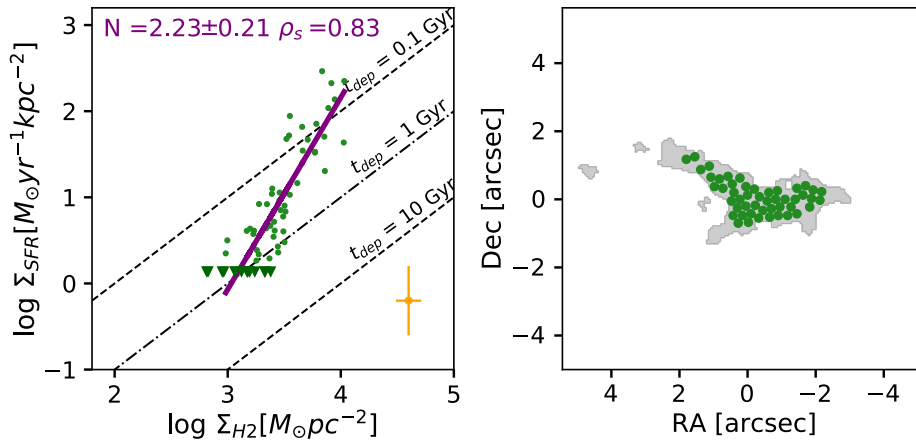


Figura C.1. Continuación

MCG-02-33-098-E

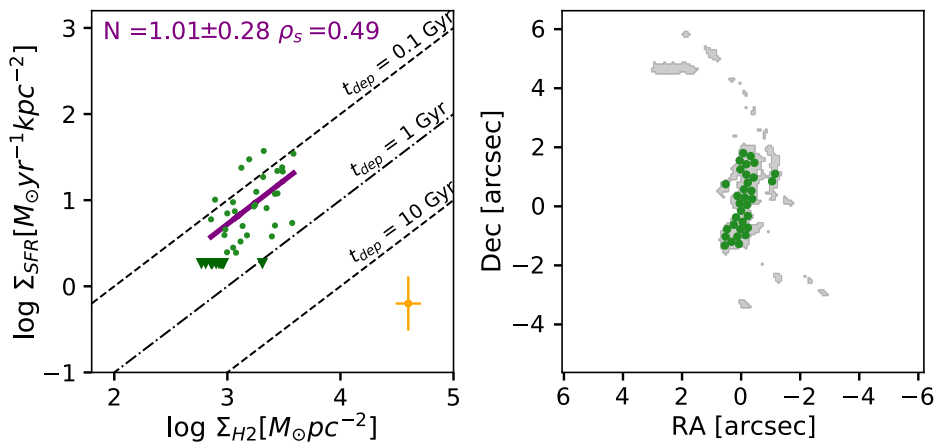


Figura C.1. Continuación

NGC5135

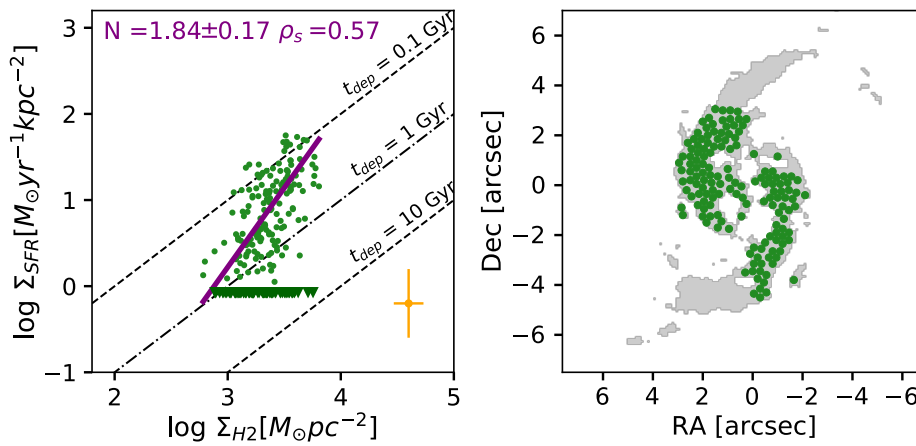


Figura C.1. Continuación

IC4518W

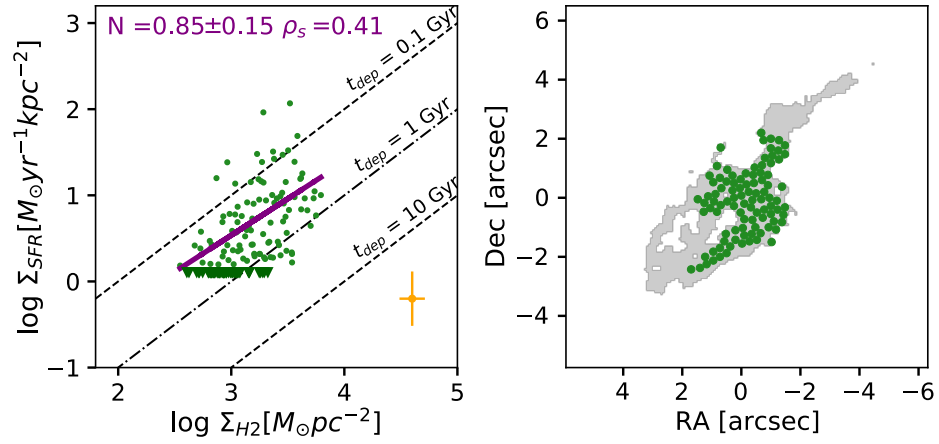


Figura C.1. Continuación

IC4518E

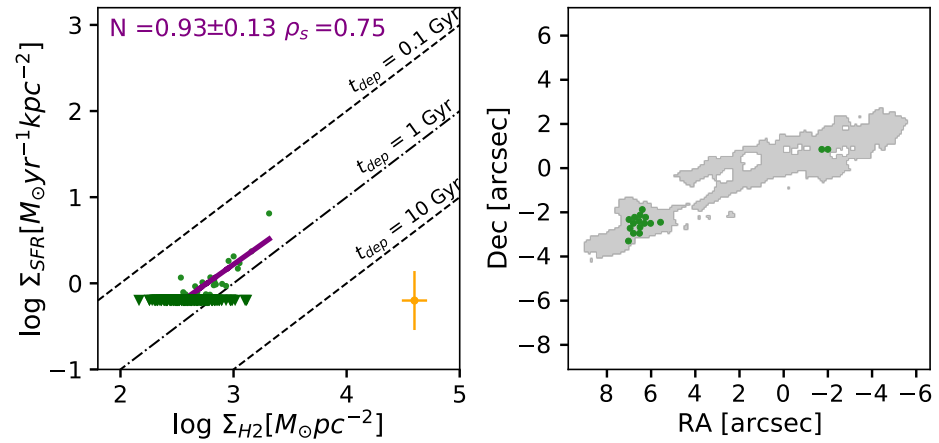


Figura C.1. Continuación

IRASF17138-1017

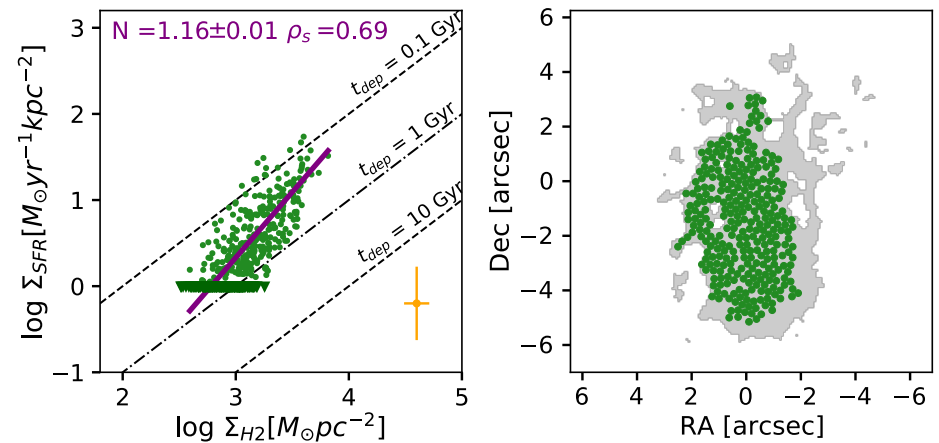


Figura C.1. Continuación

IC4734

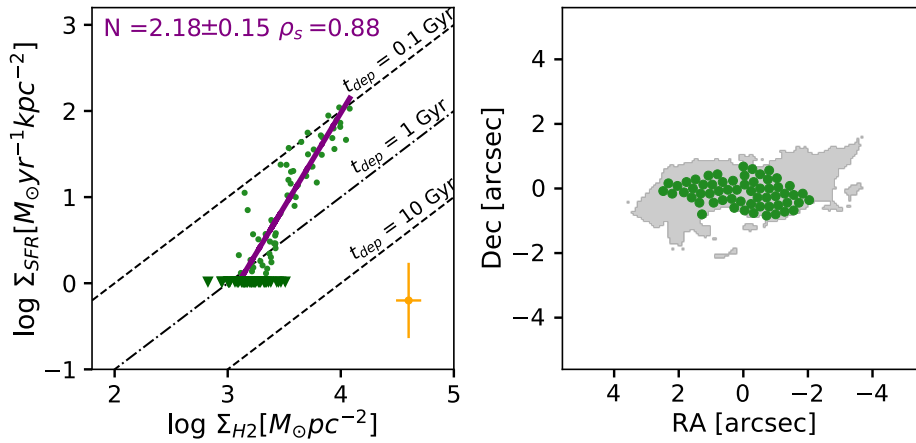
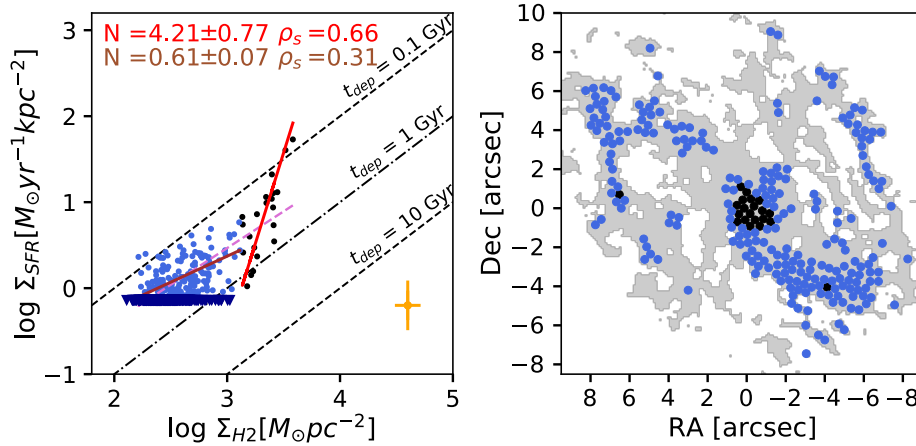


Figura C.1. Continuación

IC5179

cut on Σ_{H_2} 

IC5179

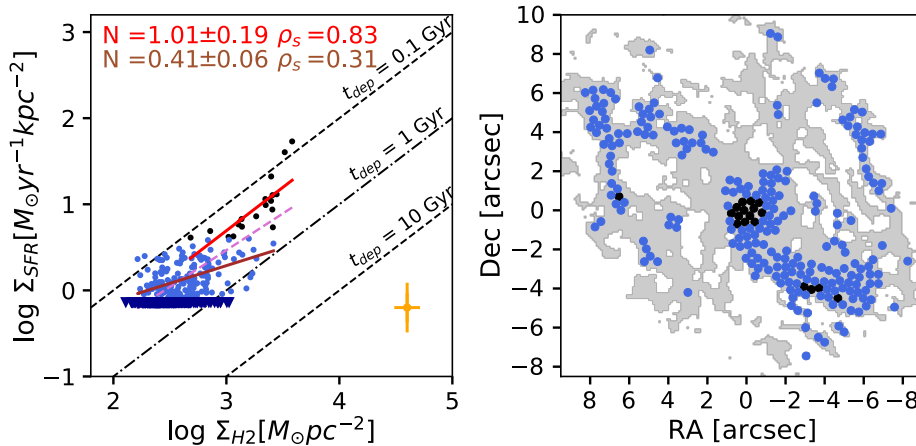
cut on Σ_{SFR} 

Figura C.1. Continuación

NGC7469

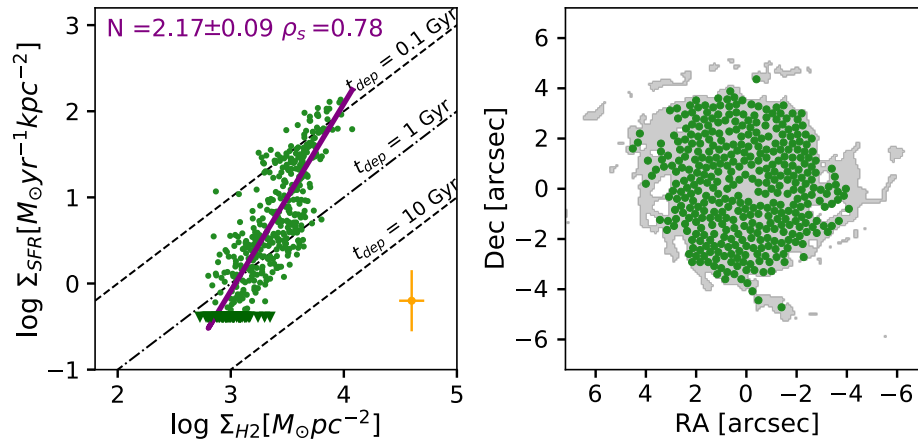


Figura C.1. Continuación

NGC7130

cut on Σ_{SFR}

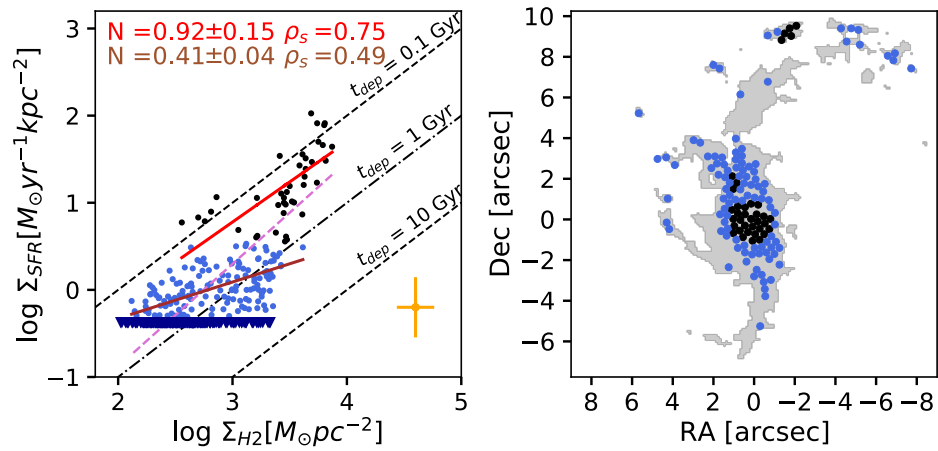


Figura C.2. Igual que la Figura 4.1 pero aplicando el método MARS con punto de ruptura en el eje $\log_{10}(\Sigma_{H_2})$.

Apéndice D

Publicaciones

Publicaciones en revistas con sistema de arbitraje

1. *Duality in spatially resolved star formation relations in local LIRGs*
Sánchez-García, M.; Pereira-Santaella, M.; García-Burillo, S.; Colina, L.; Alonso-Herrero, A.; Villar-Martín, M.; Díaz-Santos, T.; Piqueras-López, J.; Arribas, S.; Bellocchi, E.; Cazzoli, S. & Labiano, A.
2021, A&A, in press, arXiv:2111.03876
2. *Spatially resolved Star Formation relations of dense molecular gas in NGC 1068*
Sánchez-García, M.; García-Burillo, S.; Pereira-Santaella, M.; Colina, L.; Usero, A.; Querejeta, M.; Alonso-Herrero, A. & Fuente, A.
2021, A&A, submitted
3. *Vibrationally excited HC₃N emission in NGC 1068: tracing the recent star formation in the starburst ring*
Rico-Villas, F.; Martín-Pintado, J.; González-Alfonso, E.; Martín, S.; Rivilla, V. M.; Jiménez-Serra, I.; García-Burillo, S. & **Sánchez-García, M.**
2021, MNRAS, 502, 3021-3034
4. *Local Luminous InfraRed Galaxies as the most compact sources observed at sub-kpc scale with ALMA*
Bellocchi, E., Pereira-Santaella, M., Colina, L., Labiano, A., **Sánchez-García, M.**, Alonso-Herrero, A., Arribas, S., García-Burillo, S., Villar-Martín, M., Rigopoulou, D., Díaz-Santo, T., Cazzoli, S. & Usero, A.
2021, A&A, submitted
5. *Characterizing Shocks in NGC 1068*
Huang, K.Y; Viti, S.; Holdship, J.; García-Burillo, S.; Kohno, K.; Taniguchi, A.; Fuente, A. ; Usero, A. & **Sánchez-García, M.**
2021, A&A, submitted

- Los Capítulos 3 y 4 corresponden a las publicaciones 1 y 2.

Bibliografía

- Accurso, G., Saintonge, A., Catinella, B., et al. 2017, , 470, 4750
- Albrecht, M., Krügel, E., & Chini, R. 2007, , 462, 575
- Alonso-Herrero, A., García-Marín, M., Monreal-Ibero, A., et al. 2009, , 506, 1541
- Alonso-Herrero, A., Pereira-Santaella, M., Rieke, G. H., & Rigopoulou, D. 2012, , 744, 2
- Alonso-Herrero, A., Rieke, G. H., Rieke, M. J., et al. 2006, , 650, 835
- Antonucci, R. R. J. & Miller, J. S. 1985, , 297, 621
- Armus, L., Heckman, T., & Miley, G. 1987, , 94, 831
- Armus, L., Heckman, T. M., & Miley, G. K. 1989, , 347, 727
- Barbosa, F. K. B., Storchi-Bergmann, T., McGregor, P., Vale, T. B., & Rogemar Riffel, A. 2014, , 445, 2353
- Barnes, J. E. & Hernquist, L. E. 1991, , 370, L65
- Beck, S. C., Beckwith, S., & Gatley, I. 1984, , 279, 563
- Bedregal, A. G., Colina, L., Alonso-Herrero, A., & Arribas, S. 2009, , 698, 1852
- Bellochi, E., Arribas, S., Colina, L., & Miralles-Caballero, D. 2013, , 557, A59
- Beuther, H., Meidt, S., Schinnerer, E., Paladino, R., & Leroy, A. 2017, , 597, A85
- Beuther, H., Tackenberg, J., Linz, H., et al. 2012, , 538, A11
- Bešlić, I., Barnes, A. T., Bigiel, F., et al. 2021, , 506, 963
- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2010, , 140, 1194
- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2008, , 136, 2846
- Bigiel, F., Leroy, A. K., Blitz, L., et al. 2015, , 815, 103
- Bigiel, F., Leroy, A. K., Jiménez-Donaire, M. J., et al. 2016, , 822, L26

- Bigiel, F., Leroy, A. K., Walter, F., et al. 2011, , 730, L13
- Blain, A. W., Jameson, A., Smail, I., et al. 1999, , 309, 715
- Blanc, G. A., Heiderman, A., Gebhardt, K., Evans, Neal J., I., & Adams, J. 2009, , 704, 842
- Bland-Hawthorn, J., Gallimore, J. F., Tacconi, L. J., et al. 1997, , 248, 9
- Bloemen, J. B. G. M., Strong, A. W., Mayer-Hasselwander, H. A., et al. 1986, , 154, 25
- Boissier, S., Prantzos, N., Boselli, A., & Gavazzi, G. 2003, , 346, 1215
- Böker, T., Calzetti, D., Sparks, W., et al. 1999, , 124, 95
- Bolatto, A. D., Wolfire, M., & Leroy, A. K. 2013, , 51, 207
- Bonnarel, F., Fernique, P., Bienaymé, O., et al. 2000, , 143, 33
- Boquien, M., Calzetti, D., Kramer, C., et al. 2010, , 518, L70
- Bouché, N., Cresci, G., Davies, R., et al. 2007, , 671, 303
- Briggs, D. S. 1995, in American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 187, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 112.02
- Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., et al. 2004, , 351, 1151
- Bryant, P. M. & Scoville, N. Z. 1999, , 117, 2632
- Buat, V., Boselli, A., Gavazzi, G., & Bonfanti, C. 2002, , 383, 801
- Buat, V. & Xu, C. 1996, , 306, 61
- Bushouse, H. A., Borne, K. D., Colina, L., et al. 2002, , 138, 1
- Calzetti, D. 2001, , 113, 1449
- Calzetti, D. 2020, *Nature Astronomy*, 4, 437
- Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, , 533, 682
- Calzetti, D., Kennicutt, R. C., J., Bianchi, L., et al. 2005, , 633, 871
- Calzetti, D., Kennicutt, R. C., Engelbracht, C. W., et al. 2007, , 666, 870
- Calzetti, D., Kinney, A. L., & Storchi-Bergmann, T. 1994, , 429, 582
- Calzetti, D., Kinney, A. L., & Storchi-Bergmann, T. 1996, , 458, 132
- Calzetti, D., Wu, S. Y., Hong, S., et al. 2010, , 714, 1256

- Carilli, C. L. & Walter, F. 2013, , 51, 105
- Catalán-Torrecilla, C., Gil de Paz, A., Castillo-Morales, A., et al. 2017, in Formation and Evolution of Galaxy Outskirts, ed. A. Gil de Paz, J. H. Knapen, & J. C. Lee, Vol. 321, 273–273
- Cecil, G., Dopita, M. A., Groves, B., et al. 2002, , 568, 627
- Chen, H., Braine, J., Gao, Y., Koda, J., & Gu, Q. 2017, , 836, 101
- Chen, H., Gao, Y., Braine, J., & Gu, Q. 2015, , 810, 140
- Clements, D. L. & Baker, A. C. 1996, , 314, L5
- Colina, L., Arribas, S., Borne, K. D., & Monreal, A. 2000, , 533, L9
- Corbett, E. A., Kewley, L., Appleton, P. N., et al. 2003, , 583, 670
- Cormier, D., Bigiel, F., Jiménez-Donaire, M. J., et al. 2018, , 475, 3909
- Cox, T. J., Jonsson, P., Primack, J. R., & Somerville, R. S. 2006, , 373, 1013
- Cox, T. J., Jonsson, P., Somerville, R. S., Primack, J. R., & Dekel, A. 2008, , 384, 386
- Crenshaw, D. M. & Kraemer, S. B. 2000, , 532, L101
- Daddi, E., Elbaz, D., Walter, F., et al. 2010, , 714, L118
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, , 547, 792
- Das, V., Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., & Deo, R. P. 2006, , 132, 620
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., Jr., et al. 1991, , 82, 621
- Díaz, A. I., Álvarez, M. Á., Terlevich, E., et al. 2000, , 311, 120
- Donas, J. & Deharveng, J. M. 1984, , 140, 325
- Dopita, M. A. & Sutherland, R. S. 1995, , 455, 468
- Downes, D. & Solomon, P. M. 1998, , 507, 615
- Draine, B. T. 2003, , 41, 241
- Draine, B. T. 2011, Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium
- Draine, B. T., Roberge, W. G., & Dalgarno, A. 1983, , 264, 485
- Dyson, J. E. & Williams, D. A. 1980, Physics of the interstellar medium

- Eisenhauer, F., Abuter, R., Bickert, K., et al. 2003, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4841, Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 1548–1561
- Elston, R., Cornell, M. E., & Lebofsky, M. J. 1985, , 296, 106
- Emsellem, E., Fathi, K., Wozniak, H., et al. 2006, , 365, 367
- Emsellem, E., Renaud, F., Bournaud, F., et al. 2015, , 446, 2468
- Evans, Neal J., I., Heiderman, A., & Vutisalchavakul, N. 2014, , 782, 114
- Evans, Neal J., I., Kim, K.-T., Wu, J., et al. 2020, , 894, 103
- Farrah, D., Afonso, J., Efstathiou, A., et al. 2003, , 343, 585
- Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, , 154, 10
- Federrath, C. 2015, , 450, 4035
- Federrath, C. & Klessen, R. S. 2013, , 763, 51
- Fitzpatrick, E. L. 1999, , 111, 63
- Friedman, J. H. 1991, *The Annals of Statistics*, 19, 1
- Gaia Collaboration, Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., et al. 2016, , 595, A1
- Gallagher, M. J., Leroy, A. K., Bigiel, F., et al. 2018, , 858, 90
- Gallimore, J. F., Baum, S. A., & O’Dea, C. P. 2004, , 613, 794
- Gallimore, J. F., Baum, S. A., O’Dea, C. P., & Pedlar, A. 1996, , 458, 136
- Gallimore, J. F., Elitzur, M., Maiolino, R., et al. 2016, , 829, L7
- Gao, Y. & Solomon, P. M. 2004a, , 152, 63
- Gao, Y. & Solomon, P. M. 2004b, , 606, 271
- Garay, G., Mardones, D., & Mirabel, I. F. 1993, , 277, 405
- García-Burillo, S., Combes, F., Ramos Almeida, C., et al. 2019, , 632, A61
- García-Burillo, S., Combes, F., Ramos Almeida, C., et al. 2016, , 823, L12
- García-Burillo, S., Combes, F., Usero, A., et al. 2014, , 567, A125
- García-Burillo, S., Usero, A., Alonso-Herrero, A., et al. 2012, , 539, A8
- García-Burillo, S., Viti, S., Combes, F., et al. 2017, , 608, A56

- García-Marín, M., Colina, L., Arribas, S., Alonso-Herrero, A., & Mediavilla, E. 2006, , 650, 850
- Genzel, R., Tacconi, L. J., Gracia-Carpio, J., et al. 2010, , 407, 2091
- Genzel, R., Tacconi, L. J., Lutz, D., et al. 2015, , 800, 20
- Graciá-Carpio, J., García-Burillo, S., & Planesas, P. 2008, , 313, 331
- Graciá-Carpio, J., García-Burillo, S., Planesas, P., & Colina, L. 2006, , 640, L135
- Gratier, P., Braine, J., Rodriguez-Fernandez, N. J., et al. 2010, , 522, A3
- Guilloteau, S., Delannoy, J., Downes, D., et al. 1992, , 262, 624
- Guilloteau, S. & Lucas, R. 2000, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 217, *Imaging at the IRAM Plateau de Bure Interferometer*, ed. J. G. Mangum & S. J. E. Radford, 299
- Haarsma, D. B., Partridge, R. B., Windhorst, R. A., & Richards, E. A. 2000, , 544, 641
- Hao, C.-N., Kennicutt, R. C., Johnson, B. D., et al. 2011, , 741, 124
- Heesen, V., Buie, E. I., Huff, C. J., et al. 2019, , 622, A8
- Helfer, T. T. & Blitz, L. 1995, , 450, 90
- Hennebelle, P. & Chabrier, G. 2011, , 743, L29
- Hennebelle, P. & Falgarone, E. 2012, , 20, 55
- Hewitt, J. W., Rho, J., Andersen, M., & Reach, W. T. 2009, , 694, 1266
- Higdon, S. J. U., Armus, L., Higdon, J. L., Soifer, B. T., & Spoon, H. W. W. 2006, , 648, 323
- Hirashita, H., Inoue, A. K., Kamaya, H., & Shibai, H. 2001, , 366, 83
- Hopkins, A. M., Connolly, A. J., Haarsma, D. B., & Cram, L. E. 2001, , 122, 288
- Hummer, D. G. & Storey, P. J. 1987, , 224, 801
- Imanishi, M., Dudley, C. C., Maiolino, R., et al. 2007, , 171, 72
- Imanishi, M., Nakanishi, K., & Izumi, T. 2016, , 822, L10
- Ishida, C. M. 2004, PhD thesis, UNIVERSITY OF HAWAII
- Jiménez-Donaire, M. J., Bigiel, F., Leroy, A. K., et al. 2019, , 880, 127
- Kartaltepe, J. S., Sanders, D. B., Le Floc'h, E., et al. 2010, , 721, 98

- Kennicutt, R. C., J. 1983, , 272, 54
- Kennicutt, Robert C., J. 1998a, , 36, 189
- Kennicutt, Robert C., J. 1998b, , 498, 541
- Kennicutt, Robert C., J., Calzetti, D., Walter, F., et al. 2007, , 671, 333
- Kennicutt, Robert C., J., Hao, C.-N., Calzetti, D., et al. 2009, , 703, 1672
- Kennicutt, R. C. & Evans, N. J. 2012, , 50, 531
- Kewley, L. J., Dopita, M. A., Sutherland, R. S., Heisler, C. A., & Trevena, J. 2001, , 556, 121
- Kewley, L. J., Geller, M. J., Jansen, R. A., & Dopita, M. A. 2002, , 124, 3135
- Khachikian, E. Y. & Weedman, D. W. 1974, , 192, 581
- Kim, D. C. & Sanders, D. B. 1998, , 119, 41
- Kim, D. C., Veilleux, S., & Sanders, D. B. 1998, , 508, 627
- Klessen, R. S. & Glover, S. C. O. 2016, Saas-Fee Advanced Course, 43, 85
- Kohno, K. 2005, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 783, The Evolution of Starbursts, ed. S.üttmeister@, E. Manthey, D. Bomans, & K. Weis, 203–208
- Kohno, K., Nakanishi, K., Tosaki, T., et al. 2008, , 313, 279
- Komugi, S., Sofue, Y., Nakanishi, H., Onodera, S., & Egusa, F. 2005, , 57, 733
- Kreckel, K., Faesi, C., Kruijssen, J. M. D., et al. 2018, , 863, L21
- Krips, M., Martín, S., Eckart, A., et al. 2011, , 736, 37
- Kroupa, P. 2001, , 322, 231
- Kruijssen, J. M. D. & Longmore, S. N. 2014, , 439, 3239
- Krumholz, M. R. 2011, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1386, XV Special Courses at the National Observatory of Rio de Janeiro, ed. E. Telles, R. Dupke, & D. Lazzaro, 9–57
- Krumholz, M. R. 2014, , 539, 49
- Krumholz, M. R. & McKee, C. F. 2005, , 630, 250
- Lada, C. J., Forbrich, J., Lombardi, M., & Alves, J. F. 2012, , 745, 190
- Lada, C. J. & Lada, E. A. 2003, , 41, 57

- Lada, C. J., Lombardi, M., & Alves, J. F. 2010, , 724, 687
- Lawrence, A., Rowan-Robinson, M., Leech, K., Jones, D. H. P., & Wall, J. V. 1989, , 240, 329
- Lawton, B., Gordon, K. D., Babler, B., et al. 2010, , 716, 453
- Le Floch, E., Papovich, C., Dole, H., et al. 2005, , 632, 169
- Leech, K. J., Penston, M. V., Terlevich, R., et al. 1989, , 240, 349
- Lequeux, J. 2005, *The Interstellar Medium*
- Leroy, A. K., Bigiel, F., de Blok, W. J. G., et al. 2012, , 144, 3
- Leroy, A. K., Schinnerer, E., Hughes, A., et al. 2017, , 846, 71
- Leroy, A. K., Walter, F., Brinks, E., et al. 2008, , 136, 2782
- Li, Y., Calzetti, D., Kennicutt, R. C., et al. 2010, , 725, 677
- Lípari, S., Díaz, R., Taniguchi, Y., et al. 2000, , 120, 645
- Liu, G., Koda, J., Calzetti, D., Fukuhara, M., & Momose, R. 2011, , 735, 63
- Liu, L., Gao, Y., & Greve, T. R. 2015, , 805, 31
- Longmore, S. N., Bally, J., Testi, L., et al. 2013, , 429, 987
- Magnelli, B., Elbaz, D., Chary, R. R., et al. 2011, , 528, A35
- Makovoz, D., Roby, T., Khan, I., & Booth, H. 2006, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 6274, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. H. Lewis & A. Bridger, 62740C
- Maloney, P. & Black, J. H. 1988, , 325, 389
- McKee, C. F. & Ostriker, E. C. 2007, , 45, 565
- McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W., & Golap, K. 2007, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 376, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI*, ed. R. A. Shaw, F. Hill, & D. J. Bell, 127
- Meidt, S. E., Glover, S. C. O., Kruijssen, J. M. D., et al. 2020, , 892, 73
- Melnick, J. & Mirabel, I. F. 1990, , 231, L19
- Mihos, J. C. & Hernquist, L. 1994, , 431, L9
- Mihos, J. C. & Hernquist, L. 1996, , 464, 641

- Miyauchi, R. & Kishimoto, M. 2020, , 904, 149
- Moorwood, A. F. M. & Oliva, E. 1988, , 203, 278
- Moustakas, J., Kennicutt, Robert C., J., & Tremonti, C. A. 2006, , 642, 775
- Müller-Sánchez, F., Prieto, M. A., Hicks, E. K. S., et al. 2011, , 739, 69
- Murphy, E. J., Dong, D., Leroy, A. K., et al. 2015, , 813, 118
- Myers, P. C., Dame, T. M., Thaddeus, P., et al. 1986, , 301, 398
- Naab, T. & Burkert, A. 2003, , 597, 893
- Netzer, H. 1990, in *Active Galactic Nuclei*, ed. R. D. Blandford, H. Netzer, L. Woltjer, T. J. L. Courvoisier, & M. Mayor, 57–160
- Neugebauer, G., Habing, H. J., van Duinen, R., et al. 1984, , 278, L1
- Onodera, S., Kuno, N., Tosaki, T., et al. 2010, , 722, L127
- Orkisz, J. H., Pety, J., Gerin, M., et al. 2017, , 599, A99
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*
- Osterbrock, D. E. & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*
- Padoan, P., Haugbølle, T., & Nordlund, Å. 2012, , 759, L27
- Padoan, P., Haugbølle, T., Nordlund, Å., & Frimann, S. 2017, , 840, 48
- Papadopoulos, P. P., van der Werf, P., Xilouris, E., Isaak, K. G., & Gao, Y. 2012, , 751, 10
- Pereira-Santaella, M., Alonso-Herrero, A., Colina, L., et al. 2015, , 577, A78
- Pereira-Santaella, M., Alonso-Herrero, A., Santos-Lleo, M., et al. 2011, , 535, A93
- Pereira-Santaella, M., Colina, L., García-Burillo, S., et al. 2016a, , 594, A81
- Pereira-Santaella, M., Colina, L., García-Burillo, S., et al. 2021, , 651, A42
- Pereira-Santaella, M., Colina, L., García-Burillo, S., et al. 2016b, , 587, A44
- Pereira-Santaella, M., Diamond-Stanic, A. M., Alonso-Herrero, A., & Rieke, G. H. 2010, , 725, 2270
- Persic, M. & Rephaeli, Y. 2007, , 463, 481
- Pessa, I., Schinnerer, E., Belfiore, F., et al. 2021, , 650, A134
- Petric, A. O., Armus, L., Howell, J., et al. 2011, , 730, 28

- Piqueras López, J., Colina, L., Arribas, S., & Alonso-Herrero, A. 2013, , 553, A85
- Piqueras López, J., Colina, L., Arribas, S., Alonso-Herrero, A., & Bedregal, A. G. 2012, , 546, A64
- Querejeta, M., Schinnerer, E., Schrubba, A., et al. 2019, , 625, A19
- Quillen, A. C., Frogel, J. A., & Gonzalez, R. A. 1994, , 437, 162
- Ranalli, P., Comastri, A., & Setti, G. 2003, , 399, 39
- Reddy, N. A., Steidel, C. C., Pettini, M., et al. 2008, , 175, 48
- Renaud, F., Bournaud, F., Emsellem, E., et al. 2015, , 454, 3299
- Renaud, F., Bournaud, F., Emsellem, E., et al. 2013, , 436, 1836
- Rich, J. A., Torrey, P., Kewley, L. J., Dopita, M. A., & Rupke, D. S. N. 2012, , 753, 5
- Rico-Villas, F., Martín-Pintado, J., González-Alfonso, E., et al. 2021, , 502, 3021
- Rieke, G. H., Alonso-Herrero, A., Weiner, B. J., et al. 2009, , 692, 556
- Rieke, G. H. & Lebofsky, M. J. 1979, , 17, 477
- Rodríguez-Zaurín, J., Arribas, S., Monreal-Ibero, A., et al. 2011, , 527, A60
- Rosa-González, D., Burgarella, D., Nandra, K., et al. 2007, , 379, 357
- Roussel, H., Helou, G., Hollenbach, D. J., et al. 2007, , 669, 959
- Roy, A. L., Goss, W. M., & Anantharamaiah, K. R. 2008, , 483, 79
- Salim, S., Rich, R. M., Charlot, S., et al. 2007, , 173, 267
- Sánchez, S. F., Rosales-Ortega, F. F., Iglesias-Páramo, J., et al. 2014, , 563, A49
- Sanders, D. B., Mazzarella, J. M., Kim, D. C., Surace, J. A., & Soifer, B. T. 2003, , 126, 1607
- Sanders, D. B. & Mirabel, I. F. 1996, , 34, 749
- Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., et al. 1988, , 325, 74
- Sanders, D. B., Solomon, P. M., & Scoville, N. Z. 1984, , 276, 182
- Sandstrom, K. M., Leroy, A. K., Walter, F., et al. 2013, , 777, 5
- Sauvage, M. & Thuan, T. X. 1992, , 396, L69
- Schinnerer, E., Eckart, A., Tacconi, L. J., Genzel, R., & Downes, D. 2000, , 533, 850

- Schmidt, M. 1959, , 129, 243
- Schmitt, H. R., Calzetti, D., Armus, L., et al. 2006, , 643, 173
- Schöier, F. L., van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 2005, , 432, 369
- Schruba, A., Leroy, A. K., Walter, F., et al. 2011, , 142, 37
- Schruba, A., Leroy, A. K., Walter, F., Sandstrom, K., & Rosolowsky, E. 2010, , 722, 1699
- Schuster, K. F., Kramer, C., Hitschfeld, M., Garcia-Burillo, S., & Mookerjee, B. 2007, , 461, 143
- Scourfield, M., Viti, S., García-Burillo, S., et al. 2020, , 496, 5308
- Scoville, N. Z., Evans, A. S., Thompson, R., et al. 2000, , 119, 991
- Scoville, N. Z. & Good, J. C. 1989, , 339, 149
- Scoville, N. Z., Matthews, K., Carico, D. P., & Sanders, D. B. 1988, , 327, L61
- Shetty, R., Glover, S. C., Dullemond, C. P., & Klessen, R. S. 2011, , 412, 1686
- Shimajiri, Y., André, P., Braine, J., et al. 2017, , 604, A74
- Shirley, Y. L. 2015, , 127, 299
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, , 131, 1163
- Smail, I., Ivison, R. J., & Blain, A. W. 1997, , 490, L5
- Smith, B. J. & Harvey, P. M. 1996, , 468, 139
- Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E., & Barrett, J. W. 1997, , 478, 144
- Solomon, P. M. & Rivolo, A. R. 1987, in NATO Advanced Study Institute (ASI) Series C, Vol. 207, *The Galaxy*, ed. G. Gilmore & B. Carswell, 105
- Solomon, P. M. & Sanders, D. B. 1980, in *Giant Molecular Clouds in the Galaxy*, ed. P. M. Solomon & M. G. Edmunds, 41–73
- Solomon, P. M., Sanders, D. B., & Scoville, N. Z. 1979, in *The Large-Scale Characteristics of the Galaxy*, ed. W. B. Burton, Vol. 84, 35
- Solomon, P. M. & Vanden Bout, P. A. 2005, , 43, 677
- Strong, A. W. & Mattox, J. R. 1996, , 308, L21
- Sullivan, M., Mobasher, B., Chan, B., et al. 2001, , 558, 72

- Telesco, C. M. & Harper, D. A. 1980, , 235, 392
- Thatte, N., Quirrenbach, A., Genzel, R., Maiolino, R., & Tecza, M. 1997, , 490, 238
- Thompson, R. I., Rieke, M., Schneider, G., Hines, D. C., & Corbin, M. R. 1998, , 492, L95
- Thronson, Harley A., J., Hereld, M., Majewski, S., et al. 1989, , 343, 158
- Tielens, A. G. G. M. 2005, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*
- Tielens, A. G. G. M., Meixner, M. M., van der Werf, P. P., et al. 1993, *Science*, 262, 86
- Tomičić, N., Ho, I. T., Kreckel, K., et al. 2019, , 873, 3
- Treyer, M., Schiminovich, D., Johnson, B. D., et al. 2010, , 719, 1191
- Tsai, M., Hwang, C.-Y., Matsushita, S., Baker, A. J., & Espada, D. 2012, , 746, 129
- Usero, A., Leroy, A. K., Walter, F., et al. 2015, , 150, 115
- van den Broek, A. C., van Driel, W., de Jong, T., et al. 1991, , 91, 61
- Veilleux, S., Kim, D. C., & Sanders, D. B. 2002, , 143, 315
- Veilleux, S., Kim, D. C., Sanders, D. B., Mazzarella, J. M., & Soifer, B. T. 1995, , 98, 171
- Véron-Cetty, M. P. & Véron, P. 2000, , 10, 81
- Viaene, S., Forbrich, J., & Fritz, J. 2018, , 475, 5550
- Viaene, S., Fritz, J., Baes, M., et al. 2014, , 567, A71
- Viti, S., García-Burillo, S., Fuente, A., et al. 2014, , 570, A28
- Wang, B. & Heckman, T. M. 1996, , 457, 645
- Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. 2004, , 154, 1
- Wilkins, S. M., Bunker, A. J., Stanway, E., Lorenzoni, S., & Caruana, J. 2011, , 417, 717
- Williams, T. G., Gear, W. K., & Smith, M. W. L. 2018, , 479, 297
- Wilson, R. W., Jefferts, K. B., & Penzias, A. A. 1970, , 161, L43
- Wolfire, M. G. 2010, *Highlights of Astronomy*, 15, 409

Wong, T. & Blitz, L. 2002, , 569, 157

Wu, J., Evans, Neal J., I., Gao, Y., et al. 2005, , 635, L173

Wu, J., Evans, Neal J., I., Shirley, Y. L., & Knez, C. 2010, , 188, 313

Yao, L., Seaquist, E. R., Kuno, N., & Dunne, L. 2003, , 588, 771

Yuan, T. T., Kewley, L. J., & Sanders, D. B. 2010, , 709, 884