

FACULTAD DE CIENCIAS
TRABAJO FIN DE GRADO EN FÍSICA

La naturaleza de la co-evolución de las galaxias y de los Núcleos Galácticos Activos en su interior

Borja Pérez Díaz

Junio 2019



Universidad de Oviedo
Universidá d'Uviéu
University of Oviedo

Dirigido por: Luigi Toffolatti Ballarin

Índice general

Motivación	3
1. Introducción	5
1.1. Aspectos generales de las galaxias	5
1.2. Principales características espectrales de las galaxias	8
2. El modelo de los AGNs	11
2.1. Componentes estructurales	11
2.1.1. Agujero negro central	11
2.1.2. Disco de acreción	12
2.1.3. Corona caliente	13
2.1.4. Regiones de emisión de líneas	13
2.1.5. Chorros (<i>jets</i>)	14
2.1.6. Toro de polvo	15
2.2. La familia de los AGNs	15
2.2.1. Zoología de AGNs	15
2.2.2. Clasificación de los AGNs	17
2.3. Modo-radiativo y modo-chorro: diferenciación. Modelo unificado de los AGNs	18
2.4. Detección de AGNs	19
2.4.1. Líneas ópticas de emisión	20
2.4.2. Observación en el rango rayos X	21
2.4.3. Observación en el rango infrarrojo	21
2.4.4. Observación en el rango radio	22
2.5. Funciones de luminosidad	23
2.5.1. Función de luminosidad para AGNs modo-radiativo	24
2.5.2. Función de luminosidad para AGNs modo-chorro	25
2.6. Función de masa de agujeros negros	26
3. Galaxias que albergan AGNs	28
3.1. Emisión de los AGNs	28
3.1.1. Luminosidad total de AGNs modo-radiativo	28
3.1.2. Energía mecánica emitida por radio chorros	30
3.2. Clasificación por color de galaxias	31

3.3. Análisis general de las galaxias anfitrionas (<i>host galaxies</i>)	33
3.4. Galaxias que contienen AGNs modo-radiativo	36
3.5. Galaxias que contienen AGNs modo-chorro	39
3.6. El entorno de los AGNs	39
3.7. Caracterización de las galaxias anfitrionas	41
4. Alimentación y retroalimentación en AGNs	42
4.1. Procesos generales de acreción en sistemas binarios	42
4.1.1. Estudio de los sistemas binarios de rayos X	42
4.1.2. Clasificación de binarias de rayos X	44
4.1.3. Analogía con AGNs	45
4.2. Fuentes de combustible para los procesos de acreción en AGNs	46
4.2.1. Alimentación en AGNs modo-radiativo	46
4.2.2. Alimentación en AGNs modo-chorro	51
4.3. Procesos generales de retroalimentación en sistemas binarios	54
4.4. Procesos de retroalimentación en AGNs	56
4.4.1. Procesos de evolución en AGNs modo-radiativo	57
4.4.2. Procesos de mantenimiento en AGNs radio-intensos	60
4.5. Esquema de alimentación y retroalimentación en AGNs	63
5. Estudio de AGNs a alto redshift	65
5.1. Estudio preliminar	65
5.2. Estudio de AGNs modo-radiativo y sus galaxias anfitrionas	67
5.3. Estudio de AGNs radio-intensos y sus galaxias anfitrionas	69
5.4. Procesos de retroalimentación	70
6. Principales conclusiones y futuras expectativas	72
6.1. Conclusiones	72
6.1.1. Justificación de la clasificación	72
6.1.2. Sobre los AGNs modo-radiativo	73
6.1.3. Sobre los AGNs modo-chorro	73
6.2. Futuras perspectivas	74
Abreviaturas	75
Bibliografía	76

Motivación

Las posibles conexiones existentes entre los agujeros negros supermasivos centrales (de aquí en adelante SMBH) y las galaxias que los contienen son un tema actual de investigación en el campo de la astrofísica y de la cosmología.

Si bien es cierto que la detección de los Núcleos Galácticos Activos (de aquí en adelante AGN) se puede establecer en el año 1907, su verdadero estudio comenzaría en el año 1943, cuando Carl Seyfert publicó una lista de una docena de galaxias las cuales presentaban unas características, en el sentido espectroscópico, que las diferenciaban del resto de galaxias normales. Seyfert abriría la puerta a una sucesión de trabajos en las décadas posteriores que permitirían determinar objetos extragalácticos que conformarían la población de los AGNs, una población de objetos que ha despertado tanto interés que hasta la literatura ha sufrido sus consecuencias como recitan los versos escritos por George Gamow:

*Twinkle, twinkle, little star,
We know exactly what you are:
Nuclear furnace in the sky,
You'll burn to ashes, by and by.
But twinkle, twinkle, quasi-star,
Biggest puzzle from afar,
How unlike the other ones,
Brighter than a trillion suns,
Twinkle, twinkle, quasi-star,
How we wonder what you are... [1]*

Esta nueva población de objetos sigue siendo estudiada por la comunidad científica desde su descubrimiento. En primer lugar, los AGNs albergan SMBHs, por lo que el estudio de los primeros conduce a mediciones de propiedades de estos objetos compactos y al estudio de su mecanismo de acreción, es decir, el proceso por el cual el agujero negro se *alimenta* del gas que se encuentra en la región que lo rodea. En segundo lugar, por definición de SMBH, cualquier proceso físico que tenga lugar en las inmediaciones del mismo se encontrará en un régimen relativista, lo que permite comprobar diferentes aspectos de la teoría de la Relatividad General. En último lugar, los procesos que tienen lugar en el interior de los AGNs son extremadamente energéticos, lo que los convierte en excelentes laboratorios para comprobar teorías en los regímenes más extremos de la física.

La información que nos proporcionan los AGNs es muy valiosa, pero durante mucho tiempo la información obtenida del estudio de los mismos parecía presentarse de manera independiente a la información presentada del estudio de las galaxias. Como si existiese un muro invisible entre los equipos de trabajo centrados en las galaxias y los centrados en los AGNs, ambas comunidades permanecieron prácticamente

desconectadas. Esta barrera se levantó en los últimos años, cuando diferentes equipos de trabajo comenzaron a trabajar en un estudio conjunto de los AGNs junto a las galaxias que los albergan.

En el presente trabajo, se expondrán los principales aspectos conocidos de la relación existente entre la evolución de la galaxia y del AGN que alberga en su interior: un tema actualmente bastante discutido y con grandes horizontes de futuro gracias a la mejora de las técnicas de observación.

1. Introducción

En el presente trabajo dos conceptos claves marcarán el desarrollo del mismo: las galaxias y los AGNs. Por ello, antes de comenzar con el estudio de diferentes mecanismos y evidencias que nos permiten relacionar aspectos de la evolución de los últimos con las galaxias en las que se encuentran, es conveniente tener presente una serie de conceptos claves sobre cada uno de ellos.

1.1. Aspectos generales de las galaxias

Las galaxias son sistemas ligados gravitatoriamente formados por estrellas, medio interestelar y materia oscura. Ya esta primera definición deja muchas dudas. En primer lugar, vamos a tratar las galaxias en su totalidad, lo que implica que estaremos trabajando con sistemas formados por 10^{11} estrellas (el orden de estrellas que presenta nuestra galaxia, la Vía Láctea). En segundo lugar, existen grupos más reducidos de estrellas dentro de las galaxias, clasificados en dos principales tipos: cúmulos abiertos, donde las estrellas se forman por contracción gravitacional en nubes de polvo interestelar, pero que en su evolución como estrellas de la Secuencia Principal se desligan gravitacionalmente dando lugar a sistemas individuales o binarios; y cúmulos globulares, sistemas formados por estrellas viejas ligadas gravitacionalmente y donde la evolución de cada estrella no se puede estudiar de forma independiente. Por último, la simple mención de la *materia oscura* da lugar a dudas: no se sabe de qué está formada este tipo de materia no bariónica, pero sí sabemos que es necesario introducir una gran cantidad de masa, que no realiza ningún tipo de emisión electromagnética, para explicar la dinámica que se registra en los cuerpos de las galaxias. Es una cuestión muy importante, ya que se estima que puede suponer más del 90 % de la masa de, por ejemplo, nuestra propia galaxia[2]. Es más, de acuerdo a las últimas estimaciones sobre la densidad total del Universo, la materia bariónica representa solo el 5 % de la densidad crítica del mismo, mientras que la materia oscura representa el 25 %[3].

Para referirnos a las componentes principales de las galaxias sería más conveniente introducir en primer lugar una clasificación de las mismas, y posteriormente discutir los aspectos estructurales de cada tipo. Este método de trabajo, bastante más exhaustivo y riguroso, requeriría de una mayor cantidad de espacio, teniendo en cuenta además que esta sección constituye una mera introducción a las galaxias. Por ello, presentaremos las principales componentes de las galaxias de forma comparativa a la galaxia más conocida y estudiada hasta la fecha: la Vía Láctea. Nuestra galaxia se compone, en una primera inspección, de tres elementos principales: un bulbo central, donde se encuentran estrellas moderadamente viejas (es decir, en adelantadas fases de su evolución y con gran metalicidad) y un agujero negro masivo central denominado *Sagittarius A*; un disco galáctico formado por sistemas estelares (la inmensa mayoría de estrellas se localizan en esta región), gas atómico, neutro o ionizado junto con moléculas de variable

complejidad y polvo interestelar, formado esencialmente por granos de grafito y silicatos del tamaño de pocas micras; el halo galáctico, formado por una gran cantidad de materia oscura y estrellas en cúmulos globulares.

Podemos refinar esta primera estructura en un modelo más preciso, y para ello es conveniente analizar la distribución estelar en la galaxia. Introduciendo un sistema de coordenadas polares con origen en el centro galáctico¹ dado por (R, ϕ, z) , la densidad de estrellas n de un determinado tipo S sigue el comportamiento[5]:

$$n(R, z, S) = n(0, 0, S) \exp \left[-\frac{R}{h_R(S)} \right] \exp \left[-\frac{|z|}{h_z(S)} \right] \quad (1.1)$$

El parámetro h_R responde al nombre de *escala de longitud*, y representa cómo varía la densidad en el plano galáctico, mientras que el parámetro h_z responde al nombre de *escala de altura* y representa cómo varía la densidad en la dirección perpendicular a dicho plano. Al analizar la variación de densidad en el plano perpendicular al disco galáctico, se observan dos estructuras claramente diferenciadas: una correspondiente a un factor $h_z \sim 250 - 300 \text{ pc}$, el disco fino (*thin disk*); y otra correspondiente a un factor $h_z \sim 800 - 1200 \text{ kpc}$, el disco grueso (*thick disk*)[6], aunque los valores dependen del tipo estelar que se está analizando². Se tiene así dos subestructuras dentro del disco galáctico diferenciadas tanto por las poblaciones estelares (el disco fino se caracteriza por una presencia de estrellas jóvenes tipo O, B y A mientras que el disco grueso carece de estas poblaciones y tiene una fuerte presencia de estrellas K), la metalicidad (la metalicidad de las estrellas del disco fino es superior a la que presentan las del grueso)[5] o en la cinemática (la dispersión de velocidad en el disco fino es superior a $\sigma_z \gtrsim 40 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pero en el fino son inferiores a dicho límite)[9].

El halo galáctico se puede descomponer a su vez en tres componentes, un halo estelar, una corona gaseosa y un halo oscuro (*dark halo*), todas ellas situadas ya a escalas superiores a los 100 kpc [6]. El halo estelar presenta también una estructura interna (caracterizada por estrellas de moderada metalicidad, con órbitas muy excéntricas) y una estructura externa (caracterizada por estrellas de menor metalicidad, con órbitas menos excéntricas)[10]. La corona gaseosa estaría formada principalmente por bariones, no obstante, esta estructura aún sigue siendo estudiada[11]. Por último, el halo oscuro es la componente más masiva donde se localiza la materia oscura responsable de los movimientos estelares observados.

Habiendo presentado de esta forma general las componentes de la Vía Láctea, pasaremos a analizar la clasificación de las galaxias. Esta clasificación fue iniciada en 1936 por Edwin Hubble y se le otorgó el nombre de *secuencia de Hubble*. Esta primera clasificación establecía cuatro categorías de galaxias: espirales, elípticas, lenticulares e irregulares[12] y está versada en aspectos morfológicos de las propias galaxias, ya que hasta la llegada de campañas de observación de larga distancia, era la mejor aproximación que se tenía a las estructuras vecinas de la Vía Láctea. No obstante, presentado el esquema de las componentes de nuestra galaxia, es posible extraer información relativa a las mismas en base a dicha clasificación morfológica. Algunos de los aspectos principales de estas clases son:

¹La distancia del Sol al centro galáctico es una magnitud estudiada por diferentes procedimientos y cuyo valor se sitúa, analizando todos ellos, en $R_0 = 8.25 \pm 0.19 \pm 0.19 \text{ kpc}$ [4]. Una brillante exposición de todos estos procedimientos fue presentada por Genzel en 2010[4].

²Por ejemplo, para las estrellas OB, jóvenes y masivas situadas en el disco fino, se obtienen valores $h_z \sim 25 - 65 \text{ pc}$ [7], valores que concuerdan con los registrados para nubes moleculares[8], que es donde se formaron las estrellas.

- Las galaxias elípticas se caracterizan por presentar una forma suave y redondeada. Poseen poco gas en general, con una clara ausencia de gas frío (es decir, en forma molecular), lo que imposibilita la generación reciente de estrellas, por lo que las presentes son en su mayoría viejas, con espectros dominantes en la luz roja e infrarroja. Este tipo de galaxias suelen predominar en los cúmulos de galaxias observados a gran escala.
- Las galaxias espirales se caracterizan por unos brillantes brazos espirales con fuerte emisión en la región azul del espectro, síntoma de la presencia de estrellas jóvenes y de gas necesario para la formación de las mismas. Dependiendo de la distribución de luz en el centro de estas galaxias, se puede hablar de *espirales barradas*, si presentan un bulbo central con apariencia de elipsoide, o *espirales no barradas*.
- Las galaxias lenticulares suponen una *transición* entre las galaxias elípticas y las galaxias espirales. Presentan un bulbo central caracterizado por una forma elíptica y también se caracterizan por una baja presencia de gas y polvo interestelar, pero a su vez presentan un disco de rotación similar al observado en galaxias espirales, aunque no presentan los brazos espirales que caracterizan a las mismas.
- Las galaxias irregulares englobarían a todas aquellas galaxias que no se pueden clasificar en ninguna de las categorías anteriores. Esta categoría englobaría desde galaxias con intensa formación estelar hasta galaxias en fuerte interacción mutua que comienzan a deformarse como consecuencia de la atracción gravitatoria, así como las galaxias enanas irregulares, bastante abundantes en el Universo local.
- Habiendo presentado las 4 grandes categorías introducidas por Hubble, conviene mencionar explícitamente unos subtipos de galaxias, las denominadas galaxias elípticas enanas y galaxias enanas esferoidales, las cuales junto a las galaxias enanas irregulares conforman la mayoría de las galaxias presentes en el Grupo Local[13].

Si bien esta clasificación parece primitiva, y tosca, sigue siendo la base hoy en día de las clasificaciones de galaxias que se llevan presentando[5]. Modelos más refinados, analizando subcategorías dentro de estas cuatro clases principales mediante variados parámetros de diferenciación se han presentado a lo largo de los años, ejemplos de ello son la clasificación introducida por de Vaucouleurs en 1964[14], la mejorada por Sandage en 1994[15] o la última revisión presentada por Kormendy en 2012[16]. En la [Sección 1.2](#) se verá como será necesario refinar la clasificación de las galaxias espirales.

Tabla 1.1: Distribución de galaxias por criterios morfológicos.

Tipo	Abundancia	Porcentaje (%)
Elípticas	3779	26.93
Lenticulares	2159	15.38
Espirales	7708	54.92
Irregulares	35	0.26
Sin identificar	353	2.51
Total	14034	100

En la [Tabla 1.1](#) se presentan la abundancia de cada tipo de galaxias en una muestra de 14034 galaxias[17] tomadas de la campaña de observación *Sloan Digital Sky Survey* (de aquí en adelante SDSS), que permitió la detección de más de $3 \cdot 10^6$ galaxias. La razón por la que se ha tomado una muestra tan reducida es por la complicación computacional existente en la clasificación de todas las galaxias detectadas[18]. Se observa que la mayor proporción de galaxias se corresponde con galaxias espirales, una gran ventaja dado que la Vía Láctea es una galaxia espiral barrada, por lo que nuestro conocimiento de este tipo de galaxias es mayor que en el resto de tipos.

1.2. Principales características espectrales de las galaxias

Dada una galaxia, se tendrían en principio tres componentes que deberían explicar su espectro: las estrellas, el gas interestelar y el polvo interestelar. Las estrellas, siendo aproximadas por cuerpos negros, presentarían un espectro de emisión en longitudes de onda del rango visible, del rango ultravioleta y del rango infrarrojo. El gas interestelar, formado mayoritariamente por hidrógeno en sus tres posibles formas hidrógeno molecular (H_2), hidrógeno atómico (HI) e hidrógeno ionizado (HII) presentaría un espectro en el que dominan líneas de absorción y emisión: los fotones son captados por el hidrógeno y producen excitaciones y consecuentemente desexcitaciones que se traducen en la emisión de fotones con longitudes de onda correspondientes a las diferencias energéticas entre niveles. Por último, parte de la radiación emitida por las estrellas es absorbida por el polvo interestelar, aumentando su temperatura y posteriormente reemitiendo la señal como una emisión en el infrarrojo.

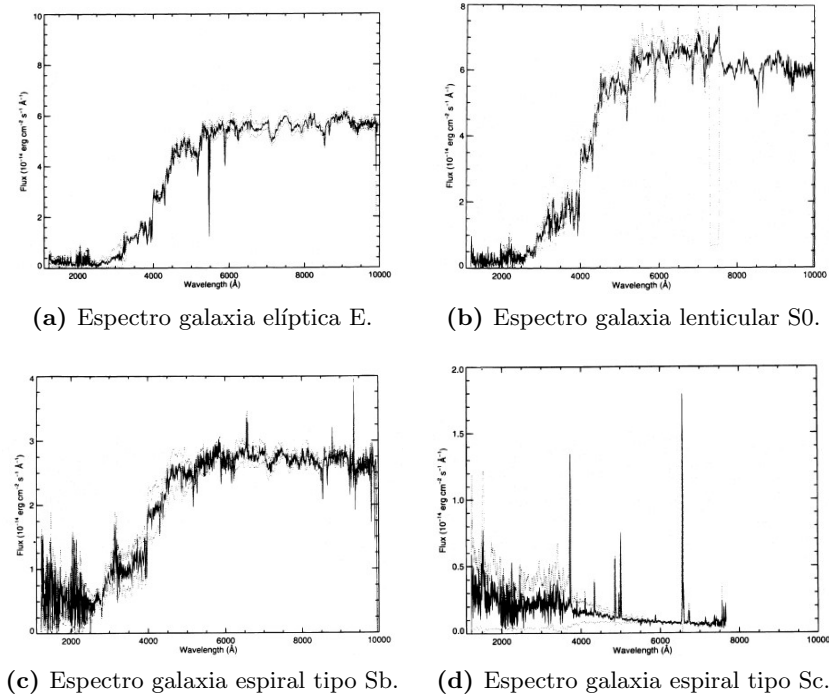


Figura 1.1: Espectros presentados por Kinney et al. en 1996³[19].

³Los datos se obtuvieron con el satélite *International Ultraviolet Explorer* entre los años 1992-1993, que permitió la medición de los espectros en longitudes de onda entre 1200 – 3350 Å de las observaciones realizadas en el *Cerro Tololo*

Analizando la [Figura 1.1](#) podemos entender como las características de los diferentes tipos de galaxias influyen en su espectro. En el espectro (a) asociado a una galaxia E se observan profundas líneas de absorción de elementos pesados como el calcio (líneas de absorción $[CaII]$ asociadas con longitudes de onda de 8489, 8542 y 8662 Å) o el magnesio (línea de absorción $[Mg\ b]$ asociada a una longitud de onda 5175 Å). El descenso de flujo a partir de una longitud de onda de 3500 Å indica una baja formación estelar durante los últimos 10^9 años[5]. Como consecuencia de esta baja formación estelar, las estrellas que han sobrevivido durante ese periodo de tiempo han abandonado la secuencia principal y por ello contribuyen en la zona roja del espectro (son principalmente gigantes rojas). Se evidencia una clara ruptura en 4000 Å como consecuencia de una mayor absorción por parte de los átomos pesados a longitudes de onda más cortas. Por su parte, el espectro (d) asociado a una galaxia Sc muestra como la mayor parte del flujo recogido se localiza en la región azul y ultravioleta cercana del espectro. Esto es un claro indicador de la existencia de estrellas jóvenes y calientes, responsables de la ionización del gas que realiza las líneas de emisión que se pueden contemplar (véase por ejemplo la fuerte línea de emisión $H\alpha$ situada a 6563 Å)[5]. Esta línea junto con el doblete $[OII]$, situadas a 3727 y 3729 Å, constituyen los mejores indicadores de una intensa formación estelar en el interior de las galaxias que las presentan[20]. El espectro (c) muestra una galaxia Sb, pero a diferencia del espectro (d), este se caracteriza por presentar además de algunas pocas líneas de emisión, líneas de absorción. Los espectros (d) y (c) evidencian cómo los diferentes subtipos de galaxias espirales muestran una evolución continua en la clasificación de galaxias. Es más, el espectro (b) representa claramente la transición entre las espirales Sb y las elípticas. La mayor parte de luz en las galaxias S0 proviene de longitudes de onda grandes, dónde se aprecian además líneas de absorción similares a las presentadas en las galaxias elípticas indicadores de una presencia de estrellas frías K[5]. Aunque no se presentan por motivos de espacio, conviene analizar los espectros relativos a las galaxias irregulares. Estos espectros se caracterizan por una distribución más plana en el rango óptico y caracterizada por líneas de emisión, asociadas a gas calentado por la actividad de jóvenes estrellas en su interior.

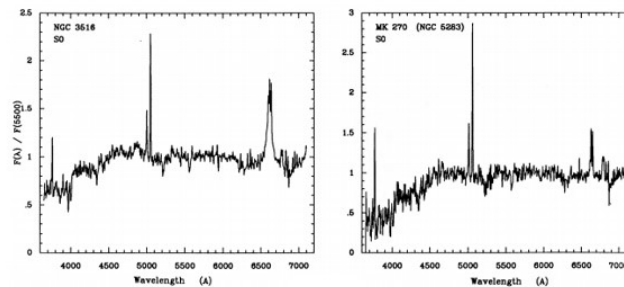


Figura 1.2: Espectros presentados por Kennicutt en 1992⁴[20]. La gráfica de la izquierda se corresponde con el espectro en el rango óptico de la galaxia NGC 3516. La de la derecha se corresponde con el espectro de la galaxia MK 270 (NGC 5283).

En las galaxias normales observadas, los espectros registrados se ajustan a los comentados con anterioridad (sin tener en cuenta desplazamientos de las líneas de emisión/absorción como consecuencia

Inter-American Observatory, situado en la Región de Coquimbo (Chile) que permitió cubrir el espectro entre 3200 – 10000 Å y de los datos recogidos por el *Kitt Peak National Observatory*, situado en Arizona (en Estados Unidos) con espectros ópticos entre 3200 – 7700 Å[19].

⁴Los datos se corresponden con las muestras tomadas entre 1985-1987 con el *Intesified Reticon Scanner* situado en el *Kitt Peak National Observatory* que cubría longitudes de onda entre 3650 – 6900 Å combinados con datos recogidos entre 1989-1991 en el *Steward Observatory*, situado en Arizona (Estados Unidos) cubriendo longitudes de onda entre 3650 – 7500 Å[20].

del redshift). No obstante, existen galaxias cuya clasificación morfológica las introduce en una categoría pero cuyo espectro no se ajusta al comportamiento general. Es el ejemplo presentado en la [Figura 1.2](#), donde se muestran los espectros en el rango visible de las galaxias NGC 3516 y MK 270. Ambas galaxias son clasificadas morfológicamente como galaxias lenticulares, pero sus espectros no muestran el mismo comportamiento que el presentado en la [Figura 1.1](#) (b). Los espectros de la [Figura 1.2](#) muestran líneas de emisión inexistentes en el espectro anteriormente presentado. En el caso del espectro de la galaxia NGC 3516, la observación de líneas de emisión anchas sólo se pueden explicar bajo el modelo de los AGNs. Por su parte, el espectro de MK 270, al presentar sólo líneas de emisión estrechas, podrían tener su origen en poblaciones estelares de tipo O indicadores de una formación estelar importante[21].

En el siguiente capítulo se introducirá de una forma más detallada y rigurosa el modelo al que responden los AGNs, pero podemos caracterizarlos mediante dos componentes esenciales para entender la emisión que presentan: un SMBH y un disco de acreción. El concepto de *activo* que se introduce en el nombre de AGN evidencia que es necesario una interacción entre el SMBH y la materia que lo rodea. Es en este aspecto donde es necesario introducir una disco de acreción, es decir, la materia que *alimenta* el agujero negro. El papel que juega el disco de acreción es determinante, ya no solo porque es la fuente directa de la emisión durante el proceso de acreción, sino porque nos permite establecer una serie de categorías para clasificar los SMBH de acuerdo a su *alimentación*, es decir, del material disponible para ser acretado sobre los agujeros negros.

En el Universo local, es decir, en las regiones más cercanas a nuestra galaxia dentro del Universo, es posible determinar la masa de los SMBH mediante el estudio de la cinemática que presentan las estrellas entorno a ellos. Este estudio realizado en nuestra propia galaxia y en galaxias cercanas[22], evidencian que aunque presentan una actividad corriente, es decir, sus espectros no se desvían de los espectros teóricos esperados como en el caso de los AGNs, presentan agujeros negros supermasivos centrales, cuya inactividad se explica por la falta de material de acreción para los mismos. Aquí surgió una nueva concepción del entendimiento de las galaxias: prácticamente todas las galaxias, presenten o no actividad en sus regiones centrales, cuentan con un SMBH en su bulbo, pero en diferentes fases de *alimentación*⁵

⁵Por ejemplo, nuestra galaxia presenta un SMBH, Sagittarius A, con una masa de $M_{Sgr-A} = (4.15 \pm 0.13 \pm 0.57) \cdot 10^6 M_{\odot}$ [23], lo que nos permitiría establecer su fase en un *régimen seco*, es decir, no posee material de acreción.

2. El modelo de los AGNs

En el anterior capítulo se ha introducido de una manera muy resumida las características espectrales de las galaxias y algunos de sus aspectos esenciales con el fin de tener un buen marco introductorio para la teoría que se va a desarrollar a continuación para el estudio de la emisión de los AGNs.

2.1. Componentes estructurales

2.1.1. Agujero negro central

Los AGNs se caracterizan por presentar una gran cantidad de emisión de energía, es decir, por tener una fuerte luminosidad $L \sim 10^{47} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ [24] equivalente a 10^{14} veces la luminosidad del Sol, o 10^4 veces la luminosidad de la Vía Láctea. Esta emisión es muy difícil de explicar por medio de reacciones nucleares como en el caso de las estrellas. El modelo de acreción sobre un agujero negro central es el aceptado casi en su totalidad por la comunidad científica. No obstante, es importante tener en cuenta el orden de magnitud de la masa de estos agujeros negros, ya que jugará un papel esencial en la determinación de otras propiedades. Una técnica, ya comentada, es el estudio de la dinámica de las estrellas entorno a la región central. Sin embargo, esta técnica presenta unas limitaciones, en especial cuando se trata de estudiar galaxias situadas a una gran distancia. Cuando ya es muy difícil resolver el movimiento de las estrellas del interior de la galaxia, se suele utilizar una técnica indirecta basada en la relación existente entre la dispersión de velocidad σ presente en el interior del bulbo central de la galaxia que hospeda el SMBH y la masa del mismo agujero negro M_{SMBH} , que viene dada por[21]:

$$\log \left(\frac{M_{SMBH}}{M_{\odot}} \right) = 8.32 + 5.64 \cdot \log \left(\frac{\sigma}{200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}} \right) \quad \text{con} \quad \sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (v_r^i - \bar{v}_r)^2} \quad (2.1)$$

La Ecuación 2.1 es una relación empírica y los valores 8.32 y 5.64 se han revisado durante las últimas décadas con el fin de realizar un correcto ajuste (por ejemplo, inicialmente se proponían los valores de 8.13 y 4.02)[25]. La ventaja de esta técnica es que el parámetro σ juega también un papel muy importante en la fotometría de galaxias y en la calibración de velas estándar para determinar distancias, por lo que se tiene bastante conocimiento de dicha magnitud. No obstante, esta segunda técnica, ya indirecta, no permite analizar la masa de todos los AGNs. En algunos casos es necesario recurrir a técnicas como la reverberación por mapas, introducida por Peterson y su equipo de trabajo[26], que consiste en medir el tiempo de retraso de la luz cuando atraviesa una región conocida como Región de Emisión de Líneas Anchas (de aquí en adelante BLR).

Como último apunte, existe una relación empírica entre la masa del agujero negro y la masa del bulbo, pero dicha relación no se puede extender en absoluto a la masa total estelar de la galaxia. Dicha relación se ha confirmado recientemente con estudios a grandes distancias[27], pero el uso es bastante complicado en el caso de que las galaxias que albergan el AGN sean espirales.

2.1.2. Disco de acreción

Antes de analizar la componente del disco de acreción, consideremos el proceso de acreción general. El gas que puede alimentar el SMBH tiene su origen en gas interestelar, por lo que será rico en hidrógeno. Puesto que la masa del electrón m_e es muy pequeña en comparación con la masa del protón m_p , podemos entonces considerar que el proceso de acreción viene dado por protones. En ese sentido, tenemos entonces una fuerza gravitatoria que ejerce el SMBH sobre dichos protones $F_G = GM_{SMBH}m_p/R^2$, mientras que por otro lado se tendría un flujo de fotones a la misma distancia que intenta escapar $F_{rad} = (\sigma_T/4c\pi)(L/R^2)$, con σ_T la sección eficaz Thompson. Igualando ambas fuerzas[28], se obtiene la denominada luminosidad de Eddington, que establece un límite superior a la luminosidad que se puede alcanzar por el proceso de acreción. Dicha luminosidad límite viene dada por:

$$L_{Edd} \approx \frac{4\pi G m_p c}{\sigma_T} M_{SMBH} \quad (2.2)$$

El modelo del que se deriva la expresión plantea una gran isotropía, que no siempre se produce, por lo que en ocasiones se alcanzan luminosidades ligeramente superiores, pero no en exceso.

La actividad registrada requiere de estos procesos de acreción, pero no necesariamente se justifica la existencia de un disco de acreción, ya que las nubes de gas podrían alimentar directamente el agujero negro, sin necesidad de un disco de acreción. Sin embargo, dichas nubes de gas, que conformarán el *combustible* del SMBH, presentarán un gran momento angular. Por lo tanto, tenderán a formar una estructura aplanada con forma de disco, el cual les permite redistribuir parte de ese momento angular para fluir hacia el interior y ser acretado, además de experimentar una pérdida de momento angular global como consecuencia de otros fenómenos físicos como posibles vientos o la propia viscosidad del disco[24]. El modelo así presentado puede responder bien para tasas de acreción moderadas, y se requiere de un disco de acreción fino. De hecho, bajo un estudio clásico de la acreción, siendo \dot{M} la tasa de acreción, se puede estimar la temperatura que puede presentar el disco de acreción como[29]:

$$T(R) \sim \left[\frac{3GM_{SMBH}\dot{M}}{8\pi\sigma R_{Sch}^3} \right]^{\frac{1}{4}} \left[\frac{R}{R_{Sch}} \right]^{-\frac{3}{4}} \quad \text{con} \quad R_{Sch} = \frac{2GM_{SMBH}}{c^2} \quad (2.3)$$

Introduciendo una estructura en forma de anillo (desde un radio interior $R_{in} \sim R_{Sch}$ hasta un radio exterior de $R_{ext} \sim 10^3 R_{Sch}$)[30], y una emisión termalizada, se sigue de la Ecuación 2.3 que la emisión se realizará en el espectro de la región ultravioleta. Por otro lado, la misma expresión muestra que, fijando una posición concreta R , la temperatura sigue el comportamiento $T \propto M^{-\frac{1}{4}}$, indicando que cuanto más masivo es el agujero negro, más frío se encontrará el disco de acreción.

Otra expresión que conviene tener en cuenta es la tasa de acreción \dot{M} . Dada la Ecuación 2.2, la luminosidad representa una variación de energía por unidad de tiempo, por lo que el proceso de acreción

tiene asociada una luminosidad $L = \epsilon \dot{M} c^2$. Igualando ambas expresiones, se deriva la tasa de acreción límite, conocida como tasa de Eddington:

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{4\pi G m_p}{\sigma_T c \epsilon} M_{SMBH} \quad (2.4)$$

Tanto la Ecuación 2.2 como la Ecuación 2.4 reflejan que los límites vienen impuestos por las masas de los SMBHs, con una ligera discrepancia. La Ecuación 2.4 introduce una dependencia adicional en la eficiencia del proceso ϵ . Esta eficiencia tiene una dependencia con el tipo de agujero negro ($\epsilon \sim 0.06 - 0.42$)[31], pero es bastante más grande que los procesos nucleares de fusión de protones ($\epsilon \sim 0.00712$), lo que explica la gran luminosidad registrada.

Un último apunte a tener en cuenta, es la posibilidad de que cuando la tasa de acreción \dot{M} es bastante baja, se debe añadir al modelo un mecanismo de flujo por advección, que se produce cuando el gas es radiado de forma ineficiente. Si bien este mecanismo permite explicar los comportamientos observados en AGNs de baja luminosidad, su eficiencia se mantiene por debajo de la analizada para el disco de acreción[32].

2.1.3. Corona caliente

La simple introducción del disco de acreción no permite explicar, por ejemplo, la emisión de los AGNs en el rango de los rayos X, ya que el disco de acreción realiza una fuerte emisión en el rango ultravioleta. Se observa entonces la presencia de una región de gas muy caliente (con temperaturas $T > 10^6 - 10^7$ K)[33], situada a una distancia de $d_{cor} \sim 5R_{Sch}$ del disco de acreción y con una extensión de unos $20 - 30R_{Sch}$ [34], que realizaría una emisión en el rango de los rayos X. Sin embargo este modelo, presentado como una estructura independiente del disco de acreción, no funciona, ya que simulaciones numéricas[35] prueban que no se podría explicar toda la emisión registrada además de que en muchas ocasiones las condiciones de temperatura equivaldrían a la inexistencia de esta región. Sin embargo, la emisión en rayos X se observa, y la solución al problema viene dado por contemplar un modelo de interacción entre el disco de acreción y la corona caliente[35]. De esta manera, además de la emisión propia de la corona, se tiene una reemisión por reflexión Compton de parte de la energía radiada por el disco de acreción. Es decir, la emisión registrada en los rayos X se entiende como el conjunto de la emisión de la corona, de una pequeña parte de emisión del disco y de una reemisión de parte de la energía radiada del disco.

2.1.4. Regiones de emisión de líneas

Las líneas de emisión se obtienen como consecuencia de la excitación de átomos. Sin embargo, el modelo teórico predice líneas aparentemente sin anchura (se produce a una frecuencia concreta ν_0) o, como mucho, con cierta anchura consecuencia del principio de incertidumbre de Heisenberg ($\Delta t \Delta \nu \geq 1/4\pi$)[36]. Sin embargo, otro posible mecanismo de anchura de líneas se puede encontrar en el efecto Doppler asociado a la velocidad de los átomos emisores ($\Delta \nu = \nu_0 \sqrt{2k_B T/m}$)[37]. Este último mecanismo permite explicar a la perfección las líneas de emisión registradas en los AGNs.

Al observar líneas de emisión anchas y estrechas, se introduce un modelo de dos regiones: la primera región es la responsable de la emisión de líneas anchas, la BLR, y la otra es la responsable de la emisión en líneas estrechas (de aquí en adelante NLR). La BLR está formada por nubes de gas de velocidades

$v \sim 10^3 - 10^4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, que permiten explicar la anchura observada. Dicho gas se encuentra fotoionizado como consecuencia de la radiación emitida por la corona caliente y el disco de acreción. Estas nubes pueden presentar tamaños de 10^{11} m y densidades de $n_e \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$, localizadas principalmente en la parte más externa del disco de acreción, a distancias de $0.01 - 0.1 \text{ pc}$ del SMBH. Por su parte, la NLR está formada por nubes de gas situadas a una mayor distancia del agujero negro (entre $30 - 300 \text{ pc}$), por lo que presentan velocidades $v \sim 400 - 500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Estas nubes también se encuentran fotoionizadas pero presentan una menor densidad $n_e \sim 10^3 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ [24].

Es importante destacar que las líneas emitidas por ambas regiones permiten identificar AGNs[24]. Por otro lado, el estudio de la BLR también permite realizar estimaciones de la masa del agujero negro como se comentó en la [Subsección 2.1.1](#).

2.1.5. Chorros (*jets*)

Por último, es necesario explicar la contribución existente en el rango del radio dentro del espectro de los AGNs. Esta cuestión ha sido bastante discutida, ya que en los inicios del estudio de los AGNs fue precisamente esta emisión la que permitió establecer una primitiva clasificación de los mismos, estableciendo dos principales categorías: radio-intensos (*radio-loud*) y radio-débiles (*radio-quiet*). El fenómeno de los chorros se presenta en gran cantidad de procesos de acreción sobre objetos en rotación, y en el caso de que dichos objetos entren en la categoría de objetos compactos (estrellas de neutrones, enanas blancas o agujeros negros) es necesario hablar de chorros relativistas. El modelo encaja a la perfección si se considera que estos chorros están formados por plasma (gas caliente fuertemente ionizado) que emite en longitud de onda radio como consecuencia de la radiación sincrotrón que experimenta cualquier carga acelerada.

Los chorros tienen su origen en el eje de rotación del cuerpo, en nuestro caso del agujero negro, y presentan una fuerte colimación. A día de hoy el mecanismo de formación de estos chorros relativistas en los AGNs sigue siendo una cuestión muy discutida [24][38] si bien los últimos estudios apuntan a un importante papel por parte del campo magnético y el pozo de potencial generado[38].

La categoría *relativista* no es una cuestión menor, ya que en particular afecta a la detección de los mismos. Fue el caso de las mediciones realizadas sobre velocidades en los chorros en la galaxia M87 en el año 1999, que condujo a una determinación de una velocidad $v \sim 6c$ [39]. Es claro que dicho valor contradice la teoría de Einstein, pero tiene una explicación geométrica en el movimiento aparente del chorro (emisor) respecto de nuestro sistema de referencia (observador). Dependiendo del ángulo ϕ bajo el que se observa el AGN, se tienen los siguientes efectos de amplificación de la velocidad v_{ap} , de la luminosidad L y del ratio entre los chorros J [40]:

$$v_{ap} \sim \frac{2c}{\phi} \quad ; \quad L = L_0 \left[\frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta \cos \phi)^2} \right]^{\frac{3+\alpha}{2}} \quad ; \quad J = \left(\frac{1 + \beta \cos \phi}{1 - \beta \cos \phi} \right)^{3+\alpha} \quad (2.5)$$

El factor β es el introducido por la Relatividad Especial definido como $\beta = v \cdot c^{-1}$. La aproximación de la velocidad aparente muestra como para valores pequeños del ángulo de observación, se obtiene valores aparentemente superluminícos. Por su parte, la luminosidad L experimenta también una amplificación que dependerá del índice espectral α (supuesto que la luminosidad sigue un comportamiento $L \propto \nu^{-\alpha}$).

Por último, el factor J se presenta como el ratio de luminosidad entre el chorro que apunta con un menor ángulo en nuestra dirección y el contrario. Por ejemplo, para un valor de $\beta = 0.95$, se obtiene una amplificación $J = 10^4$, por lo que prácticamente el chorro contrario será imperceptible dada la sensibilidad de ciertos aparatos instrumentales.

2.1.6. Toro de polvo

Con todas las componentes descritas con anterioridad, sumadas a la propia emisión de las galaxias que albergan los AGNs, tendríamos, en teoría, explicado el espectro recogido de ciertas galaxias que discrepaban de los espectros usuales. Sin embargo, es ampliamente reconocida la existencia de una estructura adicional[41], que envuelve parte del AGN, y que realiza una emisión en el infrarrojo como consecuencia de la absorción de la radiación ultravioleta producida por el disco de acreción. Las evidencias a favor de esta estructura se pueden clasificar en directas e indirectas. Las evidencias indirectas se obtienen al analizar ciertos espectros de AGNs en los cuales sólo se observan líneas de emisión estrechas además de una contribución adicional en el infrarrojo que sugiere la presencia de polvo caliente. Como evidencias directas destacan las observaciones realizadas con el *Mid-Infrared Interferometric Instrument*⁶ que apuntan directamente a una estructura toroidal formada por polvo, que no se extiende más allá de unos pc [43].

La forma toroidal que presenta se obtiene como consecuencia de que las partículas de polvo requieren de unas condiciones óptimas para evitar la sublimación, lo que implica que debe existir una distancia a partir de la cual se pueden presentar dichas partículas de polvo.

2.2. La familia de los AGNs

2.2.1. Zoología de AGNs

Los términos de *familia* y *zoología* son indistintamente usados en la literatura, pero ambos tienen sus peculiaridades. El término *familia* hace referencia a que no se trata de objetos extragalácticos independientes, sino que tienen muchas similitudes, tantas que nos permitirán reconstruir un modelo unificado para los AGNs como se apuntaba ya en la [Subsección 2.1.6](#). Por su parte, el término de *zoología* hace referencia a la gran variedad de objetos que se tienen estudiados. Esta gran variedad se obtiene como consecuencia de un estudio continuado durante largos años antes de presentar un modelo unificado (nótese que la primera detección de un AGN se realizó entorno al año 1929 mientras que el modelo unificado no se introdujo hasta el año 1995).

A continuación se expondrán brevemente algunos de los principales miembros de esta *zoología* que estamos analizando. Sin duda alguna, una de las mejores recopilaciones realizadas hasta la fecha es la presentada por P. Padovani, donde presenta los más de 35 subtipos de AGNs que se habían identificado hasta el momento[44]. De forma menos detallada, podemos distinguir cinco grandes categorías dentro de los AGNs, las cuales son: cuásares, blazares, Seyfert, radiogalaxias, y LINERS. En primer lugar, ya se observa un inconveniente en las nomenclaturas utilizadas, puesto que en muchas ocasiones se usa indistintamente la denominación de la región que conforma el AGN para hacer mención a la galaxia que

⁶Situado en el *Very Large Telescope Interferometer*, en el *European South Observatory*, en el desierto de Atacama (Chile), permite cubrir longitudes de onda entre $8 - 13 \mu m$, que estuvo en funcionamiento entre 2003 y 2015[42].

lo alberga. Dada la naturaleza de este trabajo, en todo momento nos referiremos bajo esa nomenclatura a las regiones centrales, y no a las galaxias que los albergan.

- Los cuásares (de aquí en adelante QSO) se caracterizan por estar localizados a grandes redshift (el más lejano hasta la fecha se encuentra en $z = 7.54$)[45], motivo por el cual en los inicios de su descubrimiento, las líneas emitidas se presentaban como líneas de emisión extrañas, no observadas hasta la fecha, cuando en verdad se encontraban desplazadas. Estos AGNs son muy brillantes (con magnitudes $M_B < -23$), y se caracterizan por líneas de emisión anchas. Caracterizados también por una fuerte emisión en longitudes de onda radio, se observan dos poblaciones: los cuásares radio-débiles (de aquí en adelante RQQ) y los cuásares radio-intensos (de aquí en adelante RLQ).
- Los blazares por su parte se caracterizan por un espectro de emisión continua en la banda óptica y ultravioleta que resulta extremadamente brillante y, en la práctica, impide (o casi) distinguir las líneas de emisión del objeto. Si bien se presenta como una categoría de AGNs, en verdad estos objetos extragalácticos son o bien cuásares o bien radiogalaxias observadas bajo un ángulo muy pequeño respecto del eje de rotación por el que se emiten los chorros. Se caracterizan también por una fuerte variabilidad en su espectro.
- Los AGNs tipo Seyfert se caracterizan por una menor emisión en la longitud de onda radio pero una mayor emisión en los rayos X. Al igual que los cuásares, presentan una estructura bimodal: por un lado se tienen Seyferts tipo 1, que son aquellos que presentan líneas de emisión tanto anchas como estrechas; y por otro lado se tienen Seyferts tipo 2, que son aquellas que sólo presentan líneas de emisión estrechas.
- Las radiogalaxias o, para evitar confusiones, AGNs tipo Fanaroff-Riley (de aquí en adelante FR) se caracterizan, como indica su propio nombre, por una fuerte emisión radio (el criterio se establece en $L_{rad} > 10^8 L_\odot$). Un mayor refinamiento establece dos subtipos principales dentro de esta categoría: los AGNs tipo FR 1, menos luminosos, con dos chorros laterales observables y radio-lóbulos formados al final de los mismos; y los AGNs tipo FR 2, más luminosos y el efecto de amplificación J comentado en la [Ecuación 2.5](#) hace que sólo uno de los chorros sea apreciable.
- Los LINERs se caracterizan por la presencia de líneas de emisión de baja ionización cuyo origen radica tanto en la acreción sobre un agujero negro como en la formación estelar.

Conviene realizar algún apunte respecto a esta primera presentación de los diferentes tipos de AGNs. En primer lugar, la clasificación realizada en las radiogalaxias es una clasificación que se puede extender a los demás AGNs y que, de hecho, así se realiza. Por otro lado, existe una gran discrepancia respecto a la consideración o no de los LINERs como AGNs. Históricamente se han englobado dentro de esta familia, pero recientes discusiones establecen que en muchos casos, los denominados LINERs pueden ser regiones de galaxias que no tienen por qué tener asociadas un AGN[46]. De hecho, la mejor distinción es establecer los LINERs menos intensos fuera de la familia de los AGNs y englobar a los más intensos en otras categorías[21].

2.2.2. Clasificación de los AGNs

Los objetos presentados en la [Subsección 2.2.1](#) forman parte de la familia de los AGNs, y como tal, es conveniente realizar criterios de clasificación versados en propiedades que compartan entre ellos y que nos permitan así introducir un modelo unificado de los AGNs. A diferencia de la clasificación realizada en la [Sección 1.1](#) de los diferentes tipos de galaxias, la clasificación de los AGNs es una cuestión bastante más discutida.

Tabla 2.1: Clasificación moderna de los diferentes tipos de AGNs[21].

L_{rad}	Modo-chorro	Modo-radiativo	
		Tipo 2	Tipo 1
Radio-intensos	Radio fuentes de baja excitación <ul style="list-style-type: none"> - Galaxias muy masivas de tipo temprano - Agujeros negros muy masivos - Población estelar vieja - Baja formación estelar - Luminosidad radio moderada - Los chorros pueden ser de tipo FR1 o FR2 - Líneas estrechas débiles y de baja ionización 	Radio fuentes de alta excitación <ul style="list-style-type: none"> - Galaxias masivas de tipo temprano - Agujeros negros masivos - Población estelar vieja - Prosigue formación estelar - Alta luminosidad radio - Chorros de tipo FR2 - Fuertes líneas de alta ionización estrechas 	Cuásares radio-intensos <ul style="list-style-type: none"> - Las galaxias que los contienen presentan fuentes de radio intensas - Además presentan la luz del AGN - Líneas de emisión anchas - En ocasiones la radio emisión se percibe colimada (Blazares)
Radio-débiles	LINER <ul style="list-style-type: none"> - Galaxias masivas de tipo temprano - Agujeros negros masivos - Población estelar vieja - Baja formación estelar - Chorros radio débiles y de pequeño tamaño - Moderadas líneas estrechas y de baja ionización 	Cuásares de Tipo 2 Seyfert Tipo 2 <ul style="list-style-type: none"> - Galaxias moderadamente masivas de tipo temprano y de tipo disco con pseudo-bulbo - Agujeros negros moderadamente masivos - Importante formación estelar en el centro - Chorros radio débiles o inexistentes - Fuertes líneas estrechas de alta ionización - Los cuásares son más luminosos que las tipo Seyfert 	Cuásares radio-débiles Seyfert Tipo 1 <ul style="list-style-type: none"> - Las galaxias que los contienen presentan propiedades similares a las de los cuásares Tipo 2 y Seyfert Tipo 2 - Además presentan la luz del AGN - Líneas de emisión anchas - Visualizadas con orientación de cara
Luminosidad	$L \lesssim 0.01 L_{Edd}$	$L \gtrsim 0.01 L_{Edd}$	
	$L_N \ll L_{gal}$	$L_N < L_{gal}$	$L_N > L_{gal}$

En un principio, la subdivisión presentada en los QSOs, es decir, en función de su luminosidad radio, se intentó extender a todos los AGNs, para establecer así dos grandes categorías: AGNs radio-intensos y AGNs radio-débiles. Sin embargo, esta clasificación dejaba de lado aspectos bastante importantes que distinguían unas poblaciones de otras. Con el fin de establecer una clasificación acorde a los modelos físicos que rigen el comportamiento de los AGNs, es más conveniente establecer una clasificación versada en las formas de emisión de energía[47]. Padovani introduce la clasificación AGN *modo-chorro* (*jetted*)

y AGN *modo-sin chorros* (*non-jetted*), sin embargo, es mucho más versátil la clasificación realizada por Heckman que establece las familias AGN *modo-radiativo* (*radiative-mode*) y AGN *modo-chorro* (*jet-mode*). No obstante, esta clasificación no puede dejar de lado las anteriores, versadas en la luminosidad radio o en la fuerza de los chorros y en su morfología. El mejor cuadro resumen de estas clasificaciones lo presenta Heckman, donde reconcilia la antigua clasificación versada en la luminosidad en la banda del radio, con la nueva clasificación basada en los procesos físicos de los AGNs[21].

La versatilidad de la [Tabla 2.1](#) es bastante notable en múltiples aspectos. En primer lugar, tenemos contempladas todas las posibles clasificaciones: desde la más moderna hasta la más antigua. Por otro lado, se presentan propiedades en cuanto a su luminosidad. Por ejemplo, los AGNs modo-radiativo presentan una luminosidad mucho mayor que los AGNs modo-chorro respecto a la luminosidad límite (ya establecida en la [Ecuación 2.2](#)). Pero si realizamos la comparación respecto a la luminosidad de las galaxias que albergan los AGNs, podemos realizar un refinamiento dentro del modo-radiativo en dos subcategorías, tipo 1 y tipo 2, que además se corresponden con la clasificación versada en las líneas de emisión como se discutió en la [Subsección 2.1.4](#).

En resumen, dentro de esta primera clasificación realizada distinguiremos dos principales categorías: los AGNs modo-radiativo y los AGNs modo-chorro. A su vez, dentro de los primeros distinguiremos dos subcategorías: AGNs tipo 1 (si presentan líneas de emisión anchas y estrechas) y AGNs tipo 2 (si presentan solo líneas de emisión estrechas).

2.3. Modo-radiativo y modo-chorro: diferenciación. Modelo unificado de los AGNs

La diferenciación entre las familias principales se puede explicar en términos de los mecanismos de acreción. Para los AGNs modo-radiativo, se presenta un disco de acreción geoméricamente delgado con una notable eficiencia en la emisión radiativa ya comentada en la [Subsección 2.1.2](#). Sin embargo, en los AGNs modo-chorro la emisión radiativa es bastante ineficiente, por lo que el disco de acreción en zonas internas puede llegar a desaparecer o, en su defecto, dar lugar a una estructura geométrica mucho más gruesa[48]. En esta estructura, el tiempo de flujo de gas es menor que el tiempo de enfriamiento radiativo (es lo que se conoce como flujo por advección), lo que además permite la formación de potentes chorros en sentidos opuestos[21]. Es importante destacar que, dadas las características en la zona más cercana del SMBH, los AGNs modo-chorro sólo presentan NLR, cuya emisión es débil respecto a la de los AGNs modo-radiativo.

La clasificación presentada por Heckman ([Tabla 2.1](#)) diferencia dos subfamilias dentro del modo radiativo: tipo 1 y tipo 2. Ambas subfamilias se diferencian en las líneas de emisión, lo que indicaría que aparentemente los AGNs tipo 2 carecen de BLR. No obstante, Antonucci[49] y posteriormente Urry y Padovani[50], propusieron que en verdad no existen tales diferencias estructurales, sino que es una mera cuestión de perspectiva, en la que juega un papel importante el toro de polvo. Si la observación del AGN se realiza en el plano perpendicular a la dirección de los chorros (véase la [Figura 2.1](#) o la [Figura 2.2](#) para más detalle) entonces, dado el tamaño del toro de polvo, la BLR quedará oculta por el mismo, motivo por el cual no se observan líneas de emisión anchas (AGN tipo 2). Por el contrario, si la observación se realiza con cierto ángulo entre el chorro y el plano perpendicular, entonces el toro ya no absorbe la radiación de

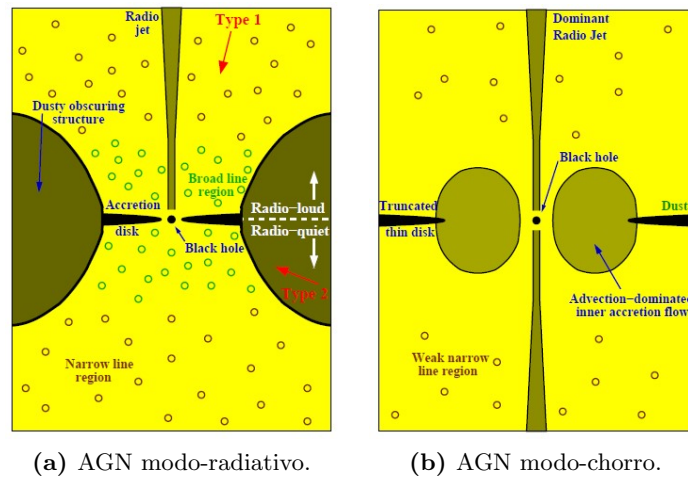


Figura 2.1: Representación esquemática de la estructura de los AGNs[21].

la BLR y podemos observar líneas de emisión anchas (AGN tipo 1). Además, por la propia limitación del tamaño del toro, es imposible que la NLR quede oculta, lo que conduce a que siempre se detecten líneas de emisión estrechas. No obstante, si el ángulo respecto al chorro es demasiado pequeño, entonces existe una clara dominación de la emisión del mismo, que conduce a la obtención de un espectro característico de los blazares. De esta manera, para un mismo AGN tipo Seyfert, diferentes observadores pueden clasificarlo como un AGN Seyfert tipo 1, tipo 2 o incluso un blazar.

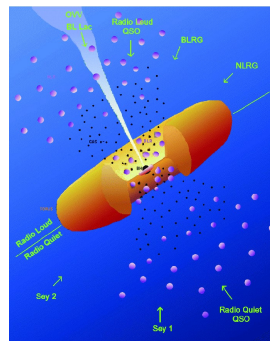


Figura 2.2: Adpatación de M. Polletta del esquema presentado por Urry y Padovani en 1995[50].

Por último, es importante tener presente que sólo una pequeña fracción de AGNs modo-radiativo[21] presentan chorros, lo que permite explicar la diferenciación entre AGNs radio-intensos y radio-débiles. De esta manera, se tienen explicadas todas las clasificaciones de la [Tabla 2.1](#), tanto verticales (modo-radiativo y modo-chorro) como horizontales (radio-intesos y radio-débiles).

2.4. Detección de AGNs

Habiendo analizado las diferentes componentes de los AGNs, conviene analizar una cuestión no menos importante como es la de su detección. De acuerdo a lo expuesto en la [Sección 1.2](#), una galaxia que albergue un AGN se puede diferenciar del resto en cuatro aspectos: las líneas ópticas de emisión; la emisión del infrarrojo; la emisión en rayos X; y la emisión no termal en radio. Combinando estos métodos se tiene un

buen filtro para clasificar las galaxias con AGNs de las muestras recogidas.

2.4.1. Líneas ópticas de emisión

Gracias a las nuevas campañas de observación a gran escala, como la SDSS, el espectro de millones de galaxias se ha determinado con gran precisión[51]. En el caso de los AGNs tipo 1, la observación de líneas de emisión anchas junto con un fuerte espectro continuo de origen no estelar (con emisiones en el radio y lejano infrarrojo así como en los rayos X), es un claro indicador de la presencia de un AGN en la galaxia que se está analizando. Debido a la ausencia de emisión por parte de la BLR en los AGNs tipo 2 y AGNs modo-chorro, sólo se detectarán líneas de emisión estrechas. No obstante, estas líneas de emisión también pueden ser producidas por poblaciones estelares de tipo O asociadas a una creciente formación estelar[21]. Dicho problema surge al interpretar el espectro de la galaxia MK 270 (véase la [Figura 1.2](#)). Para distinguir entre ambos objetos se tienen los denominados *diagramas BTP*, introducidos en 1981 por Baldwin, Phillips y Terlevich[52] y posteriormente mejorados por Veilleux y Osterbrock en 1987[53].

Los diagramas BTP establecen criterios basados en los mecanismos físicos que provocan la emisión de dichas líneas estrechas. Por un lado se tienen las líneas de emisión de zonas HII (gas ionizado por estrellas de reciente formación), en concreto, se consideran las líneas $H\alpha$ ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$) y $H\beta$ ($\lambda = 4861 \text{ \AA}$). Por otro lado, se consideran las líneas de emisión de baja ionización $[OI]$ ($\lambda = 6300 \text{ \AA}$), $[OIII]$ ($\lambda = 5007 \text{ \AA}$), $[NII]$ ($\lambda = 6583 \text{ \AA}$) y $[SII]$ ($\lambda = 6716 \text{ \AA}$ y $\lambda = 6731 \text{ \AA}$). Tomemos como ejemplo la línea de emisión $[SII]$, la cual crece preferentemente en zonas de hidrógeno parcialmente ionizado, que es bastante extensa en aquellos objetos que presentan un espectro con importante fracción de fotones altamente energéticos (es el caso de los AGNs) y prácticamente ausente en las regiones ionizadas por estrellas OB[53]. Se tiene así un criterio de distinción, pero para comparar intensidades, se normalizan las intensidades en base a líneas de emisión conocidas como las del hidrógeno.

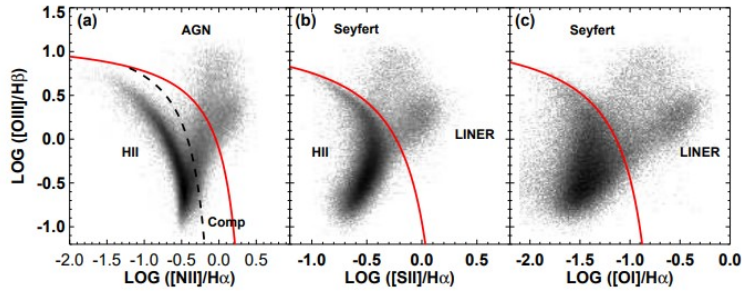


Figura 2.3: Una muestra de los diagramas BTP aplicados a una muestra de 85224 galaxias del catálogo DR4 elaborado durante la campaña SDSS[54].

Para distinguir entre galaxias con formación estelar creciente y galaxias con AGNs se utiliza principalmente el diagrama $[OIII]/H\beta$ vs $[NII]/H\alpha$ (véase la [Figura 2.3](#)). La línea roja muestra la situación límite que distingue entre ambos objetos. De forma complementaria se utilizan los diagramas $[OIII]/H\beta$ vs $[SII]/H\alpha$ y $[OIII]/H\beta$ vs $[OI]/H\alpha$ para distinguir entre AGNs tipo 2 y LINERs. En el presente trabajo se tomará como criterio para establecer la presencia de un AGN la relación[54]:

$$\frac{0.61}{\log([NII]/H\alpha) - 0.05} + 1.3 < \log([OIII]/H\beta) \quad (2.6)$$

Un estudio similar se puede aplicar a los AGNs tipo 1, pero debemos restringirnos a las líneas de emisión estrechas.

2.4.2. Observación en el rango rayos X

De acuerdo a lo establecido en la [Subsección 2.1.3](#), los rayos X generados por la corona caliente constituyen otra herramienta de detección. No obstante, conviene tener presente qué objetos podemos detectar si se realizan campañas de observación en esta región del espectro. En primer lugar, para energías entre $0.5 - 2 \text{ KeV}$ se detectan una gran cantidad de tenues galaxias tanto normales como con formación estelar incipiente[55]. También en los rayos X blandos (*soft X-rays*) se detectan grupos y cúmulos de galaxias así como estrellas galácticas de tipo G, K y M. Por otro lado, en la detección de AGNs nos podemos encontrar con tres principales fuentes[55]:

- AGNs de tipo 1 sin signos de absorción tanto en el espectro de los rayos X como en el óptico o el ultravioleta, constituyendo las fuentes más luminosas.
- AGNs que presentan claros signos de absorción pero cuya identificación óptica los sitúa tanto como AGNs de tipo 1 como de tipo 2. Una fracción significativa de estas fuentes no se pueden resolver correctamente en el rango óptico como consecuencia de un flujo más débil, por lo que se debe recurrir a las detecciones en el infrarrojo.
- Por último, también se detectan galaxias ópticamente normales pero brillantes en los rayos X (de aquí en adelante XBONGs). Se corresponde con galaxias de tipo temprano que presentan un espectro que sugiere una actividad moderada de un AGN pero cuyo espectro óptico se corresponde con el de una galaxia normal. Las XBONGs aún se siguen analizando en la actualidad con el fin de establecer la naturaleza de su emisión[56].

La primera campaña de observación profunda en los rayos X fue realizada entre 1990 y 1991 durante la misión ROSAT, pero sólo cubría la banda entre $0.1 - 2.4 \text{ keV}$ [57]. Otras campañas han ampliado ligeramente el rango de observación como la campaña XMM-Newton, iniciada en 2012, con un rango entre $0.5 - 10 \text{ keV}$ [58]. Sin embargo, lo conveniente sería realizar una campaña de observación en energías superiores, para así evitar la detección de objetos no relacionados con AGNs. Destaca así la campaña de observación *Burst Alert Telescope* (BAT), que realizó las mediciones entre 2004 y 2010 cubriendo los rayos X duros (*hard X-rays*), un rango entre $14 - 195 \text{ keV}$, que permitió la detección de 711 AGNs[59].

2.4.3. Observación en el rango infrarrojo

La emisión en el infrarrojo cobra especial importancia para los AGNs tipo 2, ya que su origen se encuentra en el toro de polvo, cuya emisión es especialmente intensa en el rango $\lambda = 3 - 30 \mu\text{m}$ [21]. El satélite IRAS, lanzado en 1983, permitió realizar una campaña de observación del cielo nocturno en el infrarrojo, pero el número de galaxias con AGNs detectados era considerablemente inferior a la muestra obtenida del estudio de las líneas de emisión ópticas en la campaña SDSS[60]. La situación cambió considerablemente al completarse la misión de la NASA *Wide-field Infrared Survey Explorer* (WISE), realizada entre 2009 y 2013, ya que ha permitido ampliar la muestra presentada por IRAS y complementar

las muestras obtenidas por procedimientos ópticos (SDSS) y mediante el estudio de rayos X (XMM-Newton)[61]. Conviene tener presente que la emisión en el infrarrojo no es exclusiva de galaxias que albergan AGNs, también de galaxias con una incipiente formación estelar[60].

2.4.4. Observación en el rango radio

La observación en el rango radio es bastante importante para la detección de AGNs por varios motivos. En primer lugar, el toro de polvo es ópticamente delgado (es decir, permite el paso de la radiación) luego la detección de AGNs modo-radiativo es bastante directa[21]. De hecho, ya es más difícil distinguir entre las familias tipo 1 y tipo 2, por lo que será necesario recurrir a la distinción entre AGNs radio-débiles y radio-intensos de la [Tabla 2.1](#). Por otro lado, constituye la mejor herramienta para la detección de AGNs modo-chorro como consecuencia de que la emisión dominante es la de los chorros. No obstante, también existe una fuerte componente de emisión no termal en las galaxias que presentan una intensa formación estelar[62].

Para solucionar este problema, una alternativa es cruzar los datos obtenidos bajo la observación en el rango radio con sus muestras ópticas, es decir, empleando los diagramas BTP. No obstante, esta técnica, válida para fuentes cercanas a nuestra galaxia, presenta un grave problema ya que gran parte de las fuentes carecen de la detección de dichas líneas de emisión[63]. Una alternativa de trabajo sería analizar la rotura (*break*) en la longitud $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ y comparar su intensidad frente a la luminosidad radio emitida por masa estelar, introduciendo un criterio de separación acorde con otros criterios de selección como el criterio de los diagramas BTP[63]. Otra técnica se basa en la correlación establecida por Condon y su equipo de trabajo en 1982 entre la emisión en el infrarrojo lejano y el radio existente en las galaxias con formación estelar importante. Se especula que dicha correlación tiene su origen en las estrellas masivas que calientan el polvo que realizará su emisión en el infrarrojo y, por otro lado, las supernovas producidas que aceleran los rayos cósmicos para que generen una emisión en el infrarrojo⁷[64]. Si bien esta relación en un principio sólo se podía utilizar para fuentes cercanas ($z < 1$), los últimos trabajos demuestran que se puede extender, con ligeras variaciones, a mayores distancias[65].

Dentro de las campañas de observación en el rango radio, destacan dos campañas de observación que reúnen los requisitos necesarios para poder identificar AGNs: la *NRAO-VLA Sky Survey* (de aquí en adelante NVSS); y la *Faint Images of the Radio Sky at Twenty-cm* (de aquí en adelante FIRST). La NVSS fue llevada a cabo en el radio-observatorio *Very Large Array* (de aquí en adelante VLA) del *National Radio Astronomy Observatory*, situado en Nuevo México, y que realiza una campaña de observación continua en la frecuencia $\nu = 1.4 \text{ GHz}$, exactamente igual que la campaña FIRST. La diferencia entre ambas campañas se encuentra en la configuración que presentan el conjunto de las 27 antenas que constituyen el VLA: en NVSS, se estableció una separación máxima entre las antenas $\sim 1 \text{ km}$ mientras que en FIRST se consideró una separación máxima $\sim 10 \text{ km}$. De esta manera, FIRST proporciona una mejor resolución angular (conveniente a la hora de comprobar mediante el estudio óptico si se tratan de AGNs) pero la NVSS proporciona una mejor precisión en la medida de los flujos de densidad[66]. Ambas campañas deben entenderse como una complementación cada una de la otra.

⁷Alternativamente se han propuesto también otros mecanismos de correlación como la producción de electrones, que emitirían radiación sincrotrón en el radio, por parte de nubes moleculares, que realizarían su emisión en el lejano infrarrojo[64].

Analizando estas cuatro técnicas de detección nos encontramos con un resultado muy interesante: todas las técnicas permiten no solo la detección de AGNs, sino también de galaxias con intensa formación estelar (de aquí en adelante SFGs). De hecho, es una constante en todas las técnicas la necesidad de introducir criterios de distinción entre los AGNs y los SFGs ya que ambos se detectan simultáneamente. Este hecho puede entenderse como un signo de que la formación estelar y la actividad en los núcleos galácticos guardan una relación intrínseca. Esta suposición se enfatiza considerablemente si tenemos en cuenta que, por ejemplo, los AGNs radio-débiles presentan unos chorros tan débiles que la técnica de distinción basada en el ratio lejano infrarrojo-radio los sitúa prácticamente al mismo nivel que las SFGs[21]. Sin embargo, aún es necesario profundizar en este estudio para poder explicar físicamente esta relación aparente entre ambas poblaciones.

2.5. Funciones de luminosidad

La función de luminosidad $\phi(L) dL$ se introduce para describir la densidad de galaxias existentes en el espacio que presentan una luminosidad intrínseca en el rango $[L, L + dL]$. La forma más aceptada de la función de luminosidad es la presentada por Schechter en 1976 que viene dada por[67]:

$$\phi(L) dL = n^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{L}{L^*} \right) \frac{dL}{L^*} \quad (2.7)$$

La [Ecuación 2.7](#) muestra que se puede modelizar el comportamiento en base a tres parámetros (n^*, L^*, α) . Como la función de luminosidad representa una densidad de galaxias por unidad de luminosidad, es claro que el sentido físico n^* es el de densidad de galaxias, el parámetro α determina la ley de potencias que sigue la función y por su parte el parámetro L^* representa un valor de la luminosidad para el cual se experimenta un cambio brusco de pendiente en el diagrama $\phi - L$. El modelo base funciona correctamente, pero la terna de parámetros que lo caracterizan oscila dependiendo del rango en el que se esté analizando, como muestran los últimos datos analizados de la campaña SDSS[68].

Es conveniente resaltar que se trata de un modelo simplificado. En primer lugar, no se tienen determinaciones directas de la luminosidad L (equivalentemente la magnitud absoluta M) sino que se miden flujos S (equivalentemente magnitudes aparentes m). Estas relaciones no son tan directas a grandes redshifts ya que es necesario introducir correcciones $K(\nu, z)$ (cuyo origen radica en el efecto Doppler que sufren las señales que recibimos), las cuales representan un problema en su determinación[69]. Por otro lado, se observa que existe una evolución en la función de luminosidad con el redshift, es decir, sería más conveniente definir la función de luminosidad como $\phi(L, z) dL$ [70].

Este planteamiento establecido para las galaxias puede intentar extrapolarse a nivel general para diferentes objetos extragalácticos, si bien no se tiene por qué registrar el mismo comportamiento que el que se presenta en la [Ecuación 2.7](#). A continuación, presentaremos las funciones que se obtienen para los AGNs. Los métodos de obtención de estas funciones de luminosidad serán comentados en el próximo capítulo.

2.5.1. Función de luminosidad para AGNs modo-radiativo

Para esta familia de AGNs se tiene una función de luminosidad que se puede describir como una doble ley de potencias de la forma[71]:

$$\frac{d\phi}{d\log(L)} = \frac{n^*}{\left(\frac{L}{L^*}\right)^{\alpha_1} + \left(\frac{L}{L^*}\right)^{\alpha_2}} \quad (2.8)$$

La Ecuación 2.8 muestra la función de luminosidad para un valor fijo del redshift. La función queda parametrizada por los parámetros L^* y n^* , ya comentados anteriormente, y por dos pendientes en las leyes de potencia: α_1 y α_2 . La primera pendiente se interpreta como una pendiente para luminosidades más tenues, mientras que la segunda sería para luminosidades más brillantes[71].

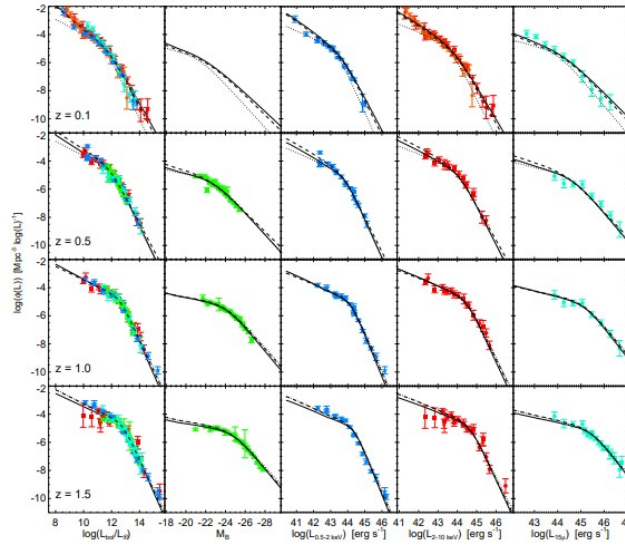


Figura 2.4: Muestra de la función de luminosidad para diferentes rangos contemplados en la Sección 2.4: óptico, banda B (2ª columna); rayos X blandos, 0.5 – 2 keV (3ª columna); rayos X duros, 2 – 10 keV (4ª columna); infrarrojo, $\lambda = 15 \mu\text{m}$ (5ª columna); y el ajuste global (1ª columna). La línea discontinua representa el mejor ajuste para cada redshift mientras que la línea sólida representa el ajuste dado por la Ecuación 2.8[71].

Analicemos ahora la posible evolución de esta función con el redshift z . Si nos centramos en la ley de potencias dada por α_2 se tiene que para redshifts $z \leq 3$, la evolución de la función de luminosidad se podría entender exclusivamente como un cambio en el parámetro L^* , que pasaría de $10^{11.5}L_{\odot}$ (en $z \sim 0$) a $10^{13}L_{\odot}$ (en $z \sim 2-3$), mientras que los parámetros α_2 y n^* no presentarían una gran evolución, pero sí varían: la pendiente varía de 1.97 en $z \sim 0$ a 2.3 en $z \sim 2-3$ mientras que la densidad varía de $10^{-5.5} \text{ Mpc}^{-3} \cdot \log(L)^{-1}$ en $z \sim 0$ a $10^{-5} \text{ Mpc}^{-3} \cdot \log(L)^{-1}$ en $z \sim 2-3$ [71]. No obstante, este comportamiento, conocido como *evolución de luminosidad pura*, se rompe cuando se analiza la segunda ley de potencias. En efecto, la pendiente α_1 sufre una variación muy fuerte: en $z \sim 0$ se registra un valor 0.9 mientras que en $z \sim 3$ este valor desciende hasta 0.3[71]. Este resultado implica que a altos redshifts la mayor parte de la radiación emitida por el AGN ocurre a un valor cercano a L^* pero en el Universo cercano (pequeños valores del redshift) esta radiación de energía se extiende a un amplio abanico de luminosidades. Este estudio se refleja en la Figura 2.4.

2.5.2. Función de luminosidad para AGNs modo-chorro

Puesto que esta familia de AGNs presentan una emisión dominada por sus chorros en el radio, hablar de la función de luminosidad para AGNs modo-chorro es hablar de la función de luminosidad radio. A finales de los años 80, Toffolatti y su equipo de trabajo presentaron estimaciones de la función de luminosidad local radio para las galaxias[72]. No obstante, de acuerdo a lo analizado en la [Subsección 2.4.4](#), estas funciones de luminosidad englobarían tanto a AGNs como SFGs, siendo necesario recurrir entonces a un estudio óptico de las fuentes para poder dicotomizar las muestras obtenidas. La campaña de observación espectroscópica *6 degree Field Galaxy Survey*⁸ (de aquí en adelante 6dFGS) permitió combinar sus resultados con los de la campaña NVSS para así poder estudiar de forma separada las funciones de luminosidad para AGNs y SFGs. Para las últimas se obtiene una función de luminosidad dada por[73]:

$$\frac{d\phi(L)}{d\log_{10} L} = n^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^{1-\alpha_1} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\log_{10} \left(1 + \frac{L}{L^*} \right)}{\alpha_2} \right)^2 \right] \quad (2.9)$$

mientras que para los AGNs se obtiene una doble ley de potencias que presenta una forma análoga a la [Ecuación 2.8](#)[73]:

$$\frac{d\phi(L)}{d\log_{10} L} = \frac{n^*}{\left(\frac{L}{L^*} \right)^{\alpha_1} + \left(\frac{L}{L^*} \right)^{\alpha_2}} \quad (2.10)$$

Ambas funciones quedan determinadas por la parametrización $(n^*, L^*, \alpha_1, \alpha_2)$. En el caso de las SFGs, se obtiene que la mejor parametrización viene dada por $(10^{-2.83 \pm 0.05} \text{ Mpc}^{-3} \cdot \log_{10}(L)^{-1}, 10^{21.18 \pm 0.22} \text{ W} \cdot \text{s}, 1.02 \pm 0.15, 0.60 \pm 0.04)$ [73], mientras que en el caso de los AGNs, la combinación de las estimaciones realizadas en diferentes campañas de observación conducen a los valores $(10^{-5.33 \pm 0.12} \text{ Mpc}^{-3} \cdot \log_{10}(L)^{-1}, 10^{24.95 \pm 0.14} \text{ W} \cdot \text{s}, 0.42 \pm 0.04, 1.66 \pm 0.21)$ [21]. Estos valores se obtienen de la comparación de los datos obtenidos en la campaña NVSS, lo que implica que son ajustes óptimos para la frecuencia $\nu = 1.4 \text{ GHz}$. Ambos ajustes se pueden observar en la [Figura 2.5](#).

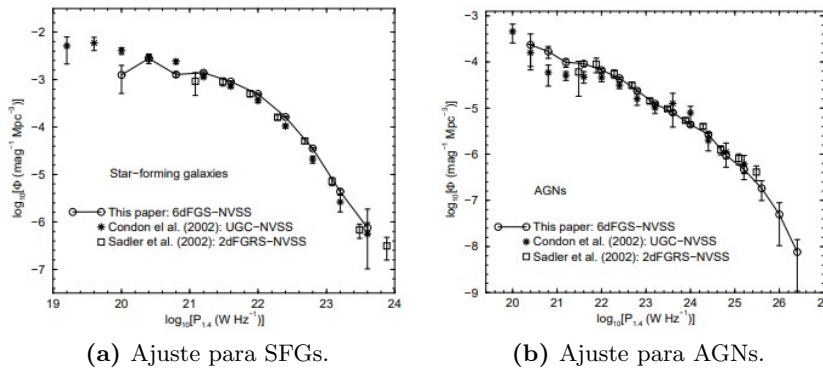


Figura 2.5: Ajuste de la función de luminosidad en el radio para las dos poblaciones de fuentes consideradas[73].

El análisis de cómo evoluciona la función de luminosidad en el rango radio aún sigue en desarrollo. En los últimos años, se han propuesto modelos basados en una evolución con el redshift de los paráme-

⁸Esta campaña de observación llevada a cabo con el telescopio *UK Schmidt Telescope* 1.2m situado en el *Siding Spring Observatory*, en el Parque Nacional de Warrumbungle (Australia), se desarrolló entre 2002 y 2004. Las observaciones se realizaron cubriendo longitudes de onda 4000 – 8400 Å[73].

tros relacionados con la densidad (n^*) y con la luminosidad (L^*)[74]. Este modelo de evolución tendría importantes implicaciones físicas. La evolución de la densidad implicaría que existe un momento de la historia cósmica del Universo en el que los AGNs radio-intensos fueron más numerosos de lo que lo son actualmente. Por su parte, la evolución de la luminosidad (como una función claramente creciente mas allá de un redshift $z \gtrsim 3.5$)[74] se interpretaría como que los AGNs a grandes redshift cada vez son más brillantes, lo que encaja con un modelo en el que la densidad media y la fracción de gas es cada vez mayor a grandes redshift, así la radiación sincrotrón se amplifica.

Una última consideración a tener en cuenta son las subfamilias que se engloban dentro los AGNs detectados. Claramente estos AGNs se corresponden con AGNs radio-intensos, pero como muestra la [Tabla 2.1](#) este grupo se corresponde con una mezcla entre AGNs modo-radiativo y AGNs modo-chorro. Durante mucho tiempo, dentro de los AGNs detectados en el radio se realizaba una distinción entre AGNs de alta excitación (cuásares y tipo Seyferts) y de baja excitación (LINERs). Bajo nuestro modelo, los primeros se corresponden con los AGNs modo-radiativo mientras que los segundos se corresponden con AGNs modo-chorro. Teniendo en cuenta que tenemos dos poblaciones distintas, es preciso conocer la función de luminosidad para cada una de ellas. Los ajustes obtenidos por Pracy y su equipo de trabajo sugieren que para AGNs modo-chorro se tiene la parametrización $(10^{-5.97} \text{ Mpc}^{-3} \cdot \log_{10}(L)^{-1}, 10^{25.08} \text{ W} \cdot \text{s}, 0.28, > 0)$ mientras que para la otra familia un buen ajuste es el dado por $(10^{-7.69} \text{ Mpc}^{-3} \cdot \log_{10}(L)^{-1}, 10^{26.38} \text{ W} \cdot \text{s}, 0.35, > 0)^9$ [76].

2.6. Función de masa de agujeros negros

De forma análoga a la función de luminosidad se puede introducir la denominada *función de masa de agujeros negros*, entendida como el número de agujeros negros comprendidos en un volumen por unidad de masa. Se observa que el modelo de ajuste correcto para esta función de los AGNs es similar a la [Ecuación 2.9](#) pero introduciendo la modificación de $L \rightarrow M_{BH}$ y $L^* \rightarrow M^*$ [77]. No obstante, la mejor manera de trabajar esta función es de forma computacional, realizando mediciones indirectas de la masa en base a relaciones como la [Ecuación 2.1](#) para así obtenerla[78]. En la [Figura 2.6](#) se presentan las mediciones realizadas por diferentes equipos de trabajo en base a esta técnica.

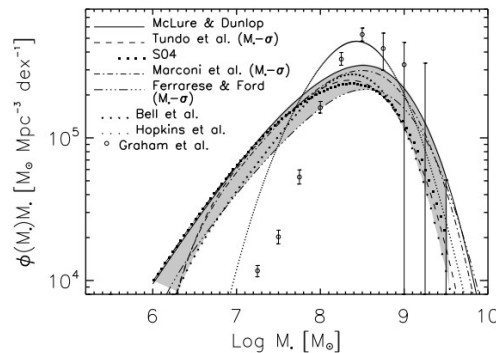


Figura 2.6: Función de masa de agujeros negros en el Universo local[78].

Se observa que la distribución de masa de agujeros negros alcanza un máximo entorno a $M_{BH} \sim$

⁹Best y su equipo de trabajo realizaron estimaciones similares, fijando el valor $\alpha_2 \sim 1.70$ [75].

$10^{8.5} M_{\odot}$ y que además esta distribución indica que la mayor parte de la masa de agujeros negros se corresponde con SMBH con masas en el rango $M_{SMBH} \sim 10^{7.5} - 10^9 M_{\odot}$. Además, la combinación de la función de masa agujeros negros con la función de luminosidad de AGNs permite obtener una estimación de la eficiencia en el proceso de acreción dada por $\epsilon \sim 0.094$ [78], valor que encaja en el rango estimado en la [Subsección 2.1.2](#).

Los resultados presentados en la [Figura 2.6](#) se refieren a valores pequeños de redshift. Para mayores distancias, es necesario realizar más cálculos e introducir ya de por sí valores para la variación de la luminosidad media y las tasas de acreción de manera que se puedan estimar las masas de los agujeros negros. Los resultados obtenidos muestran que la población de agujeros negros con masas $M_{SMBH} > 10^8 M_{\odot}$ crece a partir de un redshift $z \gtrsim 1$ [21].

3. Galaxias que albergan AGNs

Habiendo presentado en el capítulo anterior el esquema actual de entendimiento de los AGNs, procederemos a la discusión de qué tipos de galaxias pueden contenerlos, y cuáles son sus propiedades físicas principales.

3.1. Emisión de los AGNs

Para poder discutir las propiedades físicas de las galaxias que se observan será necesario, en primer lugar, determinar las emisiones de los AGNs y como estas afectan a la observación, para extraer así esta información del espectro global, suma del de la galaxia y del de su AGN. La emisión de los AGNs queda determinada por la luminosidad bolométrica de radiación (con la que se puede determinar la emisión de la gran mayoría de AGNs modo-radiativo) y por la energía mecánica de los chorros (necesaria en el caso de los AGNs modo-chorro y en el caso de una menor proporción de AGNs modo-radiativo).

3.1.1. Luminosidad total de AGNs modo-radiativo

La determinación de la luminosidad total para los AGNs tipo 1 es prácticamente directa, puesto que el toro de polvo no absorbe una parte sustancial de la radiación que se emite. Sin embargo, es necesario corregir efectos de reddening y de extinción galácticos[79]. Estudios de la emisión en el rango óptico, ultravioleta y en los rayos X realizados por Marchese y su equipo de trabajo en 2011, permiten determinar la siguiente relación para estos AGNs[80]:

$$L_{bol} \sim K_{bol} L_{[2-10] \text{ keV}} \quad (3.1)$$

es decir, la luminosidad bolométrica se puede obtener directamente de la medición de la luminosidad del objeto emitida en el rango de los rayos X ($2 - 10 \text{ keV}$) por medio de la denominada *corrección bolométrica* que toma el valor[80]:

$$\log K_{bol} = 1.05 - 1.52\alpha_{oX} + 1.29\alpha_{oX}^2 \quad (3.2)$$

donde el parámetro α_{oX} se define como un ratio entre la luminosidad en los rayos X y la luminosidad en el rango óptico dado por $\alpha_{oX} = -0.384 \log \left(L_{2 \text{ keV}} L_{2500 \text{ Å}}^{-1} \right)$ [80].

En el caso de los AGNs tipo 2 tenemos una situación radicalmente distinta, como consecuencia de la absorción de las emisiones ópticas y ultravioletas, originadas en las zonas centrales del AGN, por parte de la estructura toroidal. Como consecuencia de este importante hecho, para poder medir la energía total radiada (la luminosidad bolométrica) será necesario recurrir a procedimientos indirectos, es decir,

realizar mediciones sobre la radiación que no es absorbida por el propio núcleo, para extrapolar dicho comportamiento.

En el rango óptico, se suele utilizar el flujo medido de la línea de emisión [OIII], puesto que tiene su origen en la NLR, al ser sus nubes fotoionizadas y calentadas por la radiación que escapa por el eje del toro de polvo. Esta técnica cobra especial importancia en campañas de observación como la SDSS, que proporcionan el espectro óptico de una gran cantidad de objetos extragalácticos. Sin embargo, esta línea se encuentra influenciada también por la formación estelar asociada a las galaxias (Subsección 2.4.1)[21]. Trabajando en el infrarrojo, se tienen las líneas [OIV] ($\lambda = 25.9 \mu m$) y [NeV] ($\lambda = 14.3 \mu m$ y $\lambda = 24.3 \mu m$). Estas dos líneas presentan el mismo origen que la línea [OIII] pero, a diferencia de esta, no sufren una extinción importante por parte del polvo y su potencial de ionización provoca que incluso las estrellas calientes no sean capaces de superar dicha barrera; no obstante, su detección es más complicada[81]. Por otro lado, estos tres procedimientos presentan la misma dificultad: existe una arbitrariedad respecto a la radiación que es absorbida por las nubes de la NLR, es decir, puede existir un fracción considerable de radiación que escape a las mismas.

De nuevo en el medio infrarrojo, el estudio de la emisión continua cuyo origen se encuentra en el toro oscurecedor es otra buena aproximación para el estudio de la luminosidad intrínseca del AGN (la emisión en este rango supone más del 20 % de la total del AGN). Gracias a la campaña de observación WISE se tienen numerosas muestras de esta región para un gran número de objetos extragalácticos, pero dichas muestras se encuentran contaminadas: en primer lugar, por posibles anisotropías en la emisión del toro y; en segundo lugar, por la emisión de polvo calentado por estrellas calientes[82]. Por otro lado, el análisis de la emisión continua en los rayos X duros permite también una aproximación a la radiación del AGN, ya que tiene su origen en el disco de acreción, por lo que permite la detección no sólo de energía que logra traspasar el toro oscurecedor, sino también de radiación que es reprocesada. Si bien además esta medición caracteriza a los AGNs y no a las SFGs, esta técnica presenta un problema cuando se aplica a núcleos con una estructura toroidal muy densa[82].

El objetivo de estas técnicas es poder evaluar la energía radiada, pero en el caso de los AGNs tipo 2 como desconocemos la luminosidad bolométrica real, no tenemos conocimiento exacto de la misma, por lo que es necesario recurrir a la evaluación de las mismas en los AGNs tipo 1, los cuales presentan una absorción mínima. Estas técnicas ya han sido revisadas en numerosos estudios, de entre los que destacamos el realizado por LaMassa y su equipo de trabajo en 2010[82], que concluyen que las mejores aproximaciones se obtienen con una combinación de las líneas [OIII] y [OIV] junto con mediciones en el medio infrarrojo. Sin embargo, los resultados de estos estudios muestran que no existe una única técnica que nos permita determinar la luminosidad bolométrica: es necesario recurrir a una combinación de varias de ellas.

Dada la gran muestra de espectros ópticos recogidos y analizados en al SDSS, es bastante habitual emplear como indicadores las líneas de emisión ópticas. En este sentido, Heckman y su equipo de trabajo presentaron en 2004 una corrección a la luminosidad bolométrica dada por[83]:

$$L_{bol} \sim 3500 L_{[OIII]} \quad (3.3)$$

con el factor 3500 independiente del tipo de AGN radiativo y de la luminosidad. Sin embargo, una posterior revisión realizada en 2009 permitió observar que la introducción de una corrección por la extinción del polvo, desplaza el factor a un rango de 600 – 800[84]. Mediciones más recientes como las presentadas por

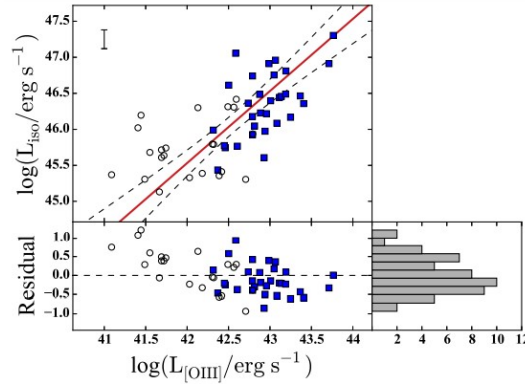


Figura 3.1: Muestra del ajuste de datos de AGNs en la relación L_{bol} y $L_{[OIII]}$. La gráfica superior muestra los datos obtenidos, siendo la recta roja el ajuste de la Ecuación 3.3. El panel inferior izquierdo muestra los residuos del ajuste y el panel inferior derecho un histograma de los mismos[85].

Pennell, Runnoe y Brotherton en 2017[85], confirman los valores presentados por Heckman, pero sigue existiendo cierta problemática respecto a la posible dependencia con la luminosidad de la Ecuación 3.3[21].

3.1.2. Energía mecánica emitida por radio chorros

Antes de comenzar el estudio de las diferentes técnicas desarrolladas para estimar la energía emitida por los AGNs a través de sus chorros, conviene destacar que hasta la fecha, siguen existiendo importantes incógnitas en cuanto a la explicación física de su formación, por lo que los resultados que obtendremos vendrán marcados por una importante incertidumbre. Presentaremos dos técnicas para esta medición, comenzando por la estimación a partir de la radiación sincrotrón (la más antigua)[86] y concluyendo por la aproximación por cavidades (la más reciente)[87].

De acuerdo a lo expuesto en la Subsección 2.4.4, los chorros se caracterizan por una emisión sincrotrón, pero esta representa una pequeña fracción de toda la energía mecánica que se transporta en el proceso[86]. La energía total se puede estimar mediante el cálculo de la energía mínima almacenada en los radio lóbulos (*radio lobes*) para producir dicha emisión sincrotrón, es decir, se introduce un modelo de campo magnético B con la suficiente intensidad para contener a las partículas y a la vez inducir la radiación sincrotrón. Este modelo adquiere complejidad, puesto que hay que tener en cuenta la edad de la radio fuente y pérdidas energéticas realizadas por el trabajo de expansión de los lóbulos. Teniendo en cuenta todas estas condiciones físicas, se llega a la siguiente estimación a partir de la luminosidad $L_{1.4\text{ GHz}}$ medida en la frecuencia $\nu = 1.4\text{ GHz}$ [21]:

$$P_{mec,1} = 4 \cdot 10^{35} f_W^{\frac{3}{2}} \left(\frac{L_{1.4\text{ GHz}}}{10^{25}\text{ W} \cdot \text{s}} \right)^{0.86} [W] \quad (3.4)$$

el factor f_W introducido por Willott y su equipo de trabajo en 1999[86] representa la falta de conocimiento tanto de la composición del plasma como de la distribución de energías dentro del mismo, y que toma valores en el rango (1, 20)[21].

Por otro lado, la expansión de las fuentes para inflar los radio lóbulos se traduce en la formación de cavidades dentro de las masas de gas caliente que se pueden observar mediante los rayos X. Gracias a

los recientes avances en campañas de observación en este rango, se tiene la suficiente precisión como para medir el volumen V de dichas cavidades así como la presión p que ejercen las mismas sobre la masa de gas que las rodea[88]. Una estimación clásica de la energía de dichas cavidades vendría dada entonces por $E_{cav} \sim pV$. No obstante, hay que tener en cuenta que en el nivel en el que estamos trabajando, las velocidades relativistas de expansión o el calentamiento de las cavidades por los chorros influyen en dicha expresión, por lo que se suele establecer la relación $E_{cav} = f_{cav}pV$ donde el factor f_{cav} puede tomar valores en el rango (1, 10)[21]. De esta manera, obtenemos un ajuste análogo al presentado en la Ecuación 3.4 dado por[21]:

$$P_{mec,2} = 7 \cdot 10^{36} f_{cav} \left(\frac{L_{1.4 \text{ GHz}}}{10^{25} \text{ W} \cdot \text{s}} \right)^{0.68} [W] \quad (3.5)$$

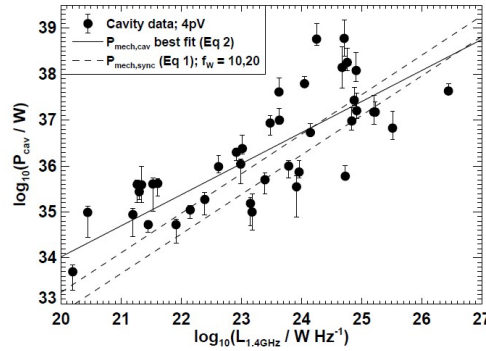


Figura 3.2: Muestra del ajuste de la energía mecánica radiada, estimada por la técnica de las cavidades. La línea sólida representa el ajuste de la Ecuación 3.4 con $f_{cav} = 4$. Las líneas discontinuas representan los ajustes de la Ecuación 3.5 para valores $f_W = 10$ y $f_W = 20$ [21].

En vista a los resultados mostrados en la Figura 3.2, el ajuste más extendido es el dado por la Ecuación 3.5 con $f_{cav} = 4$, ya que ofrece ajustes similares a los presentados por la anterior expresión.

3.2. Clasificación por color de galaxias

En la Sección 1.1 se presentó una clasificación de las galaxias versada en su morfología. Sin embargo, con la llegada de campañas de observación en el rango óptico como la SDSS, el estudio óptico de las galaxias en el Universo contemporáneo permite observar una distribución bimodal de las mismas[89]. Mediante el uso de diagramas color-magnitud (de aquí en adelante CMD), como el presentado en la Figura 3.3, se observan las dos poblaciones mencionadas, la nube azul (*blue cloud*) y la secuencia roja (*red sequence*), así como una tercera población intermedia denominada valle verde (*green valley*).

Puesto que la emisión óptica (una vez removidas las posibles contribuciones de los AGNs) se corresponde con las emisiones estelares, el color azul lo podemos asociar con poblaciones estelares jóvenes[24]. La clasificación morfológica tiene su correspondencia con la bimodalidad de color que estamos considerando: como galaxias azules nos encontramos con galaxias de tipo tardío (espirales) mientras que en las galaxias rojas se encuentran dominadas por galaxias de tipo temprano¹⁰ (elípticas)[91]. No obstante, este

¹⁰La clasificación de tipo temprano (*early type*) y tipo tardío (*late type*) se introduce en base a la actividad estelar. Como en las galaxias elípticas las estrellas se forman más tempranamente, se asocian a la primera categoría, en el caso de las galaxias espirales se presenta el caso contrario.

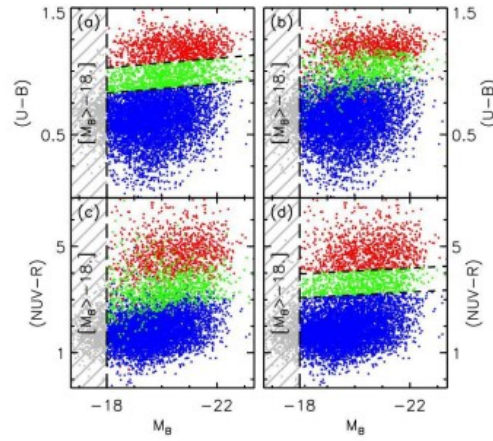


Figura 3.3: Una muestra de la distribución de galaxias en diagramas CMD, con la elección de filtros (U-B) y filtros (NUV-R). La región del valle verde viene parametrizada por $(U - B) = -0.0189 (M_B + 19.79) + 0.96$ [90].

es un esquema bastante simplificado que se puede refinar analizando la formación estelar presente en cada grupo.

- Las galaxias elípticas rojas muestran la menor tasa de formación estelar en los últimos $5 \cdot 10^8$ años, caracterizadas también por una gran riqueza de elementos pesados y una muy pequeña cantidad de polvo. Las galaxias espirales de tipo tardío rojas se presentan, morfológicamente, dominadas por el disco. Estas galaxias presentan una tasa de formación estelar baja en comparación con galaxias espirales azules, aunque puede ser hasta 17 veces la presentada por galaxias elípticas rojas. Respecto a la metalicidad o cantidad de polvo, presentan valores similares que sus análogas en la nube azul. Las galaxias espirales de tipo temprano rojas se presentan como una fase de transición entre las dos que acabamos de comentar: presentan una tasa de formación estelar menor que sus análogas de tipo tardío así como una menor cantidad de polvo, mientras que morfológicamente se encuentran dominadas por el bulbo[91].
- Las galaxias elípticas azules presentan una considerable tasa de formación estelar, aunque pasa a ser la mitad que en el resto de galaxias azules en los últimos $1 \cdot 10^{11}$ años. Si bien su metalicidad es prácticamente similar a la de las galaxias elípticas rojas, en cuanto a la distribución de polvo se observan dos poblaciones: la primera presenta la misma cantidad de polvo que las galaxias elípticas rojas; la segunda presenta una gran cantidad de polvo con efectos de oscurecimiento. Las galaxias espirales azules presentan características morfológicas similares a sus compañeras rojas. Las espirales de tipo tardío azules presentan la tasa de formación estelar más reciente, una metalicidad muy baja y considerable cantidad de polvo. Por otro lado, las espirales de tipo temprano azules se presentan como galaxias de transición entre las anteriores[91].
- Por último, en el valle verde nos encontramos con galaxias que con frecuencia se englobarían dentro de galaxias elípticas azules pero que presentan un bulbo rojo[24], pero también nos encontramos con un fracción importante ($> 10\%$) de galaxias que no presentan bulbo[90]. Sus tasas de formación estelar se muestran intermedias entre las presentadas por la nube azul y la secuencia roja, y presentan

una considerable cantidad de polvo muchas de ellas[90].

En vista a las características de estas tres familias, podemos observar que la tasa de formación estelar juega un papel determinante en la distribución de las mismas. Cabe entonces pensar si la sucesión nube azul-valle verde-secuencia roja conforma un ciclo de las galaxias. Para ello, en primer lugar, debemos comprobar si las galaxias que conforman el valle verde (zona de transición entre las dos poblaciones destacadas) suponen una mezcla de las mismas. Los resultados presentados por Mendez y su equipo de trabajo[90] confirman esta intuitiva idea. El planteamiento secuencial de esta evolución de las galaxias nos plantea una cuestión importante como es entender cómo la tasa de formación estelar puede frenarse, ya que es el mecanismo por el cual las galaxias pasarían de la nube azul al valle verde y posteriormente a la secuencia roja. Las causas de la deceleración en la formación estelar aún están siendo discutidas en la actualidad. Una posibilidad es la posible fusión de galaxias (*mergers*) pero el porcentaje de dichas galaxias que se presentan como tales no superan el 15 % [90]. Otra posibilidad es una posible regulación de la tasa por parte de procesos internos como la actividad de sus AGNs[92]. En definitiva, se tiene que un conjunto de procesos tanto externos como internos modifican las tasas de formación estelar de las galaxias.

El estudio que hemos presentado pone el énfasis en la tasa de formación estelar, por lo que es conveniente realizar un repaso en cuanto a las diferentes técnicas empleadas en la actualidad para su determinación. Una técnica es combinar observaciones realizadas en el rango ultravioleta, para detectar emisiones asociadas a estrellas muy masivas cuyos periodos de vida son más cortos, junto con observaciones realizadas en el infrarrojo, ocasionadas por una reemisión de la luz estelar por parte del polvo que las rodea[93]. Otra posibilidad es estudiar la emisión radio, aplicando el criterio de distinción entre SFGs y AGNs comentado en la [Subsección 2.4.4](#).

3.3. Análisis general de las galaxias anfitrionas (*host galaxies*)

Antes de pasar a analizar por separado las galaxias que contienen cada una de las principales familias de AGNs, realizaremos un estudio general de las galaxias anfitrionas. El punto clave de la clasificación que hemos introducido en la [Sección 3.2](#) es clasificar las galaxias mediante la formación estelar que presentan. Por lo tanto, en el estudio de las galaxias anfitrionas nos centraremos en dos magnitudes observables intrínsecamente relacionadas con la tasa de formación estelar: la masa estelar M_* y la intensidad de la rotura (*break*) de 4000 Å, denominada $D(4000)$.

La relación entre la tasa de formación estelar SFR y la masa estelar M_* se presenta como[94]:

$$SFR \propto M_*^\beta \quad (3.6)$$

donde la pendiente β toma diferentes valores dependiendo del tipo de galaxia: para las tardías se encuentra $\beta \sim 0.85$; mientras que para las tempranas se obtiene $\beta \sim 0.54$ [94]. Estos datos parecen ajustarse correctamente para valores del redshift entre $0 < z < 2$, pero para mayores distancias, se tiene una fuerte evolución de la tasa específica, entendida como el cociente entre la tasa SFR y la masa M_* , dada por $sSFR = SFR \cdot M_*^{-1} \propto (1+z)^{3.4 \pm 2.5}$ [95]. Puesto que una gran cantidad de la masa de las galaxias tiene su origen en la materia oscura, determinar la masa estelar es una cuestión de gran importancia. En la

práctica, la forma más habitual que tenemos para calcular M_* es mediante el ajuste de los datos observacionales a plantillas generadas por poblaciones estelares que cubren los rangos del infrarrojo, óptico y ultravioleta[96].

Por su parte, el índice $D(4000)$ indica, dada su intensidad, si las poblaciones estelares de las galaxias son jóvenes o viejas. Las poblaciones de estrellas jóvenes presentan átomos altamente ionizados lo que se traduce en un decremento de la fuerza del índice $D(4000)$. Teniendo en cuenta que se realizan mediciones de flujo S , necesitamos introducir una definición no relativa de dicha intensidad, y se suele emplear la expresión dada por[97]:

$$D(4000) = \frac{S(4050 \text{ \AA} - 4250 \text{ \AA})}{S(3750 \text{ \AA} - 3950 \text{ \AA})} \quad (3.7)$$

Además, la medición de este parámetro nos permite aproximar la tasa de formación estelar específica $sSFR$ para las galaxias de acuerdo a los estudios presentados por Brinchmann y su equipo de trabajo en 2004[98]. Por lo tanto, la combinación de esta medida con la de la masa estelar M_* nos ofrece un estudio directo de la SFR , el principal criterio físico que distingue las poblaciones rojas, azules y verdes.

Para analizar las propiedades de las galaxias anfitrionas utilizaremos una serie de diagramas en los planos $D(4000) - \log M_*$ (plano estelar) y $D(4000) - \log M_{BH}$ (siendo M_{BH} la masa del agujero negro) de diferentes propiedades de interés de los AGNs y de las galaxias: su masa estelar M_* , la masa del agujero negro M_{BH} , la estimación de la luminosidad radiada por el AGN dada por $L_{[OIII]}$ y la estimación de la energía emitida por los chorros L_{mec} . Este conjunto de diagramas se presenta en la [Figura 3.4](#) (a) y (b).

En la presentación gráfica de la masa estelar M_* en el plano estelar podemos observar las dos poblaciones de galaxias claramente diferenciadas: por un lado se tiene una población de galaxias que se presenta poca masa estelar pero una importante formación estelar actual (las galaxias de la nube azul) mientras que por otro lado se observan galaxias con un gran masa estelar pero cuya formación estelar parece haberse frenado (las galaxias de la secuencia roja). Por otro lado, cuando analizamos la distribución de masas de los agujeros negros M_{BH} se confirma los resultados comentados de que la masa estelar de una galaxia no juega ningún papel en la determinación de la masa del agujero negro que albergue en su interior. De acuerdo a nuestro análisis presentado en la [Sección 3.1](#), analizar la luminosidad $L_{[OIII]}$ es equivalente a analizar la población de AGNs modo-radiativo mientras que estudiar L_{mec} es equivalente a estudiar la población de AGNs modo-chorro. Es más, puesto que los AGNs modo-radiativo se caracterizan por un gran eficiencia en el proceso de acreción, obtenemos entonces que estudiar esta familia de AGNs es equivalente a estudiar el crecimiento de la masa de los agujeros negros.

Analizando el panel de figuras (a) de $L_{[OIII]}$ y L_{mec} así como de (b), obtenemos que existe una específica bimodalidad entre las galaxias que albergan AGNs modo-radiativo y modo-chorro. Los AGNs modo-radiativo se suelen localizar en galaxias con masas estelares moderadamente grandes ($M_* \sim 10^{10} - 10^{11} M_\odot$) y con una población estelar joven ($D(4000) \sim 1.2 - 1.8$). Por su parte, los AGNs modo-chorro se localizan principalmente en galaxias con una mayor masa estelar ($M_* \sim 10^{11} - 10^{12}$) y con poblaciones estelares considerablemente más viejas ($D(4000) \sim 1.7 - 2.2$). Analizando en detalle la población de AGNs modo-radiativo observamos que la mayoría de los AGNs modo-radiativo se encuentran conformados por agujeros negros con masas $M_{SMBH} \sim 10^{6.5} - 10^8 M_\odot$ mientras que el ratio $L_{[OIII]}M_{BH}^{-1}$ en el plano estelar varía exclusivamente con la edad estelar (los AGNs más poderosos presentan edades estelares más pequeñas),

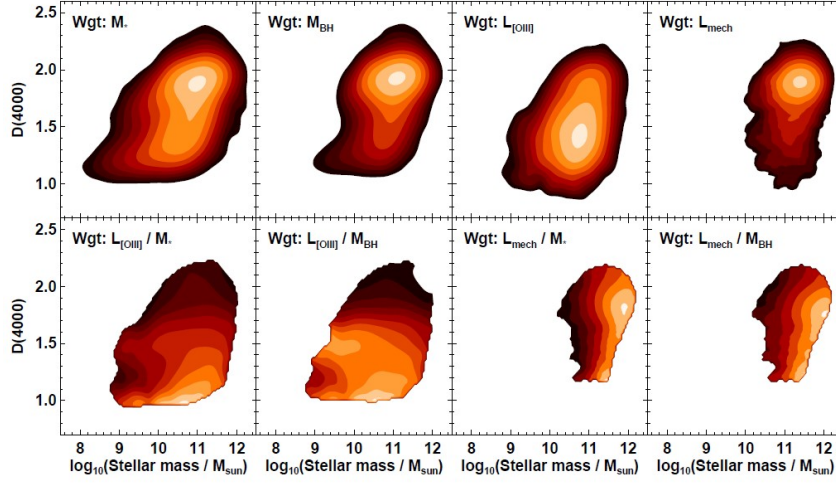
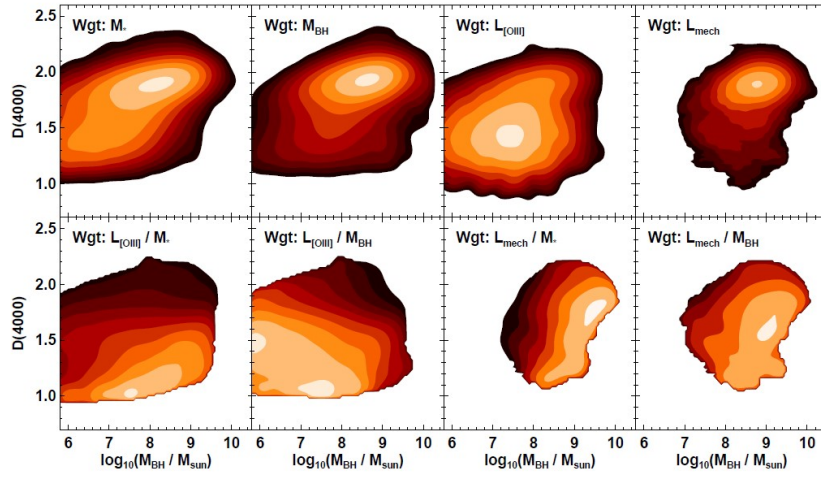
(a) Representación en el plano estelar $D(4000) - \log M_*$.(b) Representación en el plano $D(4000) - \log M_{BH}$.

Figura 3.4: Propiedades principales de las galaxias en la campaña de observación SDSS. Los valores crecen en un factor de diferencia 2 desde los colores oscuros hasta los colores más claros[21].

modelo que se reafirma al considerar el plano $D(4000) - \log M_{BH}$. Este ratio, de acuerdo a la [Ecuación 2.2](#) se puede entender como una aproximación al ratio de Eddington ($L \cdot L_{Edd}^{-1}$) del agujero negro. En el otro lado, los AGNs modo-chorro presentan generalmente agujeros negros con masas más grandes $M_{SMBH} \sim 10^8 - 10^{10}$, pero el ratio $L_{mec} M_{BH}^{-1}$ y el ratio $L_{mec} M_*^{-1}$ presentan una mayor dependencia con las masas estelares y del agujero negro que con la edad estelar.

Del estudio realizado podemos sacar dos conclusiones: la primera, que la división entre AGNs modo-radiativo y modo-chorro va más allá de la simple estructura interna de los núcleos, sino que además los entornos (las galaxias que los albergan) son distintos (galaxias azules contienen mayoritariamente AGNs modo-radiativo y galaxias rojas AGNs modo-chorro); y, el ratio entre la emisión L y la masa estelar M_* actúa también como papel diferenciador. Analicemos con más detalle este ratio LM_*^{-1} : observamos que para masas estelares en el rango $10^9 - 10^{10.5} M_\odot$ se encuentran dominadas por la luminosidad de radiación L_{rad} , siendo esta además creciente, pero luego comienza a decrecer y a adquirir un mayor peso la luminosidad mecánica de los chorros L_{mec} hasta que para una masa de $M_* \sim 10^{11.4} M_\odot$ [21] se invierte el

modelo y la luminosidad de los chorros es superior a la luminosidad de radiación. De la misma manera, observamos que L_{rad} domina en poblaciones estelares jóvenes ($1.15 \leq D(4000) \leq 1.95$) mientras que solo en galaxias con poblaciones estelares viejas ($D(4000) \geq 2$) L_{mec} comienza a tener un papel dominante[84].

Un último apunte a tener en cuenta es el tipo de AGNs que pueden contener las galaxias del valle verde. Puesto que en la [Sección 3.2](#) presentamos un modelo continuo entre nube azul-valle verde-secuencia roja, es de gran importancia analizar el contenido de AGNs que se presenta en la fase intermedia. Recurriendo al refinamiento de la familia AGNs modo-radiativo, nos encontramos con que los AGNs albergados por galaxias del valle verde se corresponden en su mayoría con AGNs tipo 2, mientras que en la nube azul se encuentran principalmente AGNs tipo 1[99]. Las propiedades de las galaxias que albergan AGNs tipo 2 ya fue estudiada por Kauffmann y su equipo de trabajo en 2003, llegando a la conclusión de que dichas galaxias se caracterizaban por: ser galaxias masivas (la probabilidad de encontrar un AGN decae bruscamente para $M_* < 10^{10} M_\odot$); sus tamaños y densidades superficiales de masa estelar μ_* se correspondían con galaxias de tipo temprano; una importante dependencia de la luminosidad radiada con la edad estelar (siguiendo el modelo presentado con anterioridad); y los AGNs con una mayor tasa de formación estelar presentan una menor densidad μ_* [100]. Los resultados arrojados por Kauffmann ratifican la idea que hemos presentado con anterioridad: los AGNs tipo 2 se localizan esencialmente en galaxias del valle verde. De hecho, son unos tipos particulares de galaxias: se trata de galaxias con tamaños y masas correspondientes a las galaxias rojas, pero cuyos bulbos centrales son jóvenes (azules). Esta conclusión se reafirma al observar que los AGNs más poderosos presentan tasas de formación estelar no concentradas en el núcleo[100].

3.4. Galaxias que contienen AGNs modo-radiativo

Si bien es cierto que las galaxias que albergan AGNs modo-radiativo presentan masas $10^{9.5} M_\odot < M_* < 10^{11.5} M_\odot$, requieren de una densidad superficial $\mu_* > 10^{7.5} M_\odot \cdot kpc^{-2}$ [100], es decir, se necesitan condiciones de elevada densidad central. Por otro lado, estas galaxias presentan una reciente actividad estelar (como consecuencia de los valores bajos de $D(4000)$ registrados), por lo que es necesario la presencia de una gran cantidad de nubes de gas frío en las que se cumplen las condiciones de colapso gravitacional para la formación de estrellas de acuerdo al conocido *criterio de Jeans*[101]. En resumidas cuentas, podemos concluir que los AGNs modo-radiativo se localizan en galaxias que presentan una gran cantidad de gas frío y denso.

La relación entre los AGNs modo-radiativo y las galaxias SFGs ya la presentamos a la hora de detectar AGNs en la [Sección 2.4](#). Dicha relación además se ha visto respaldada por el estudio que realizamos en la [Sección 3.3](#). Sin embargo, aún no hemos formalizado ni analizado a nivel cuantitativo dicha relación. La primera técnica para determinar esta relación es realizar mediciones para una muestra de AGNs de sus luminosidades y de las tasas de formación estelar registradas. LaMassa y su equipo de trabajo presentaron en 2013 un estudio de esta relación para AGNs tipo 2 seleccionados en la campaña SDSS para diferentes redshifts[102]. Los resultados se muestran gráficamente en la [Figura 3.5](#). Los investigadores anteriormente

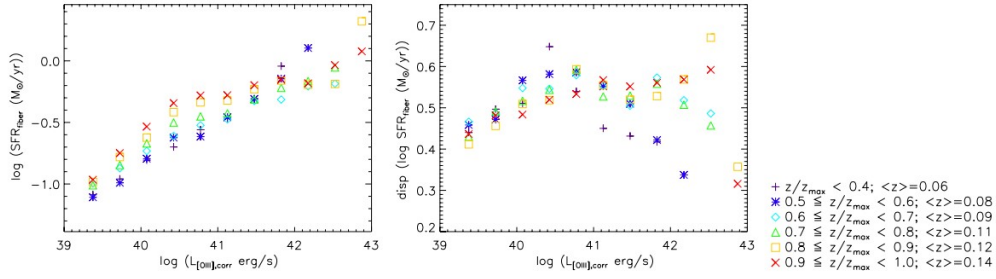


Figura 3.5: Tasas de formación estelar (SFR) correspondientes a AGNs Seyfert tipo 2 con diferentes luminosidades radiativas seleccionados por su redshift en la campaña SDSS[102].

citados encontraron la relación[102]:

$$SFR \propto L_{rad}^{\beta} \quad (3.8)$$

con el valor $\beta \sim 0.36$ [102]. Por su parte, Diamond-Stanic y Rieke realizaron un trabajo más general en 2012, analizando la variación de dicha tasa de formación con la tasa de acreción (equivalentemente con la luminosidad asociada al proceso de acreción, que es L_{rad}) obteniendo como resultado $\beta \sim 0.8$ [103]. También Rosario y su equipo de trabajo realizaron un estudio similar, mostrando que no existe correlación entre SFR y L_{rad} para AGNs con $L_{rad} < 10^{44} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ pero sí una fuerte correlación para AGNs más luminosos, con $\beta \sim 0.5$ para pequeños redshifts[104]. Todos estos estudios apuntan a la existencia de una relación sublineal entre la tasa de formación SFR y la luminosidad L_{rad} , con la ventaja adicional de que fueron realizados de forma independiente y combinando diferentes técnicas, cómo se muestra en la Tabla 3.1.

Tabla 3.1: Diferentes estudios realizados para analizar la posible correlación entre la tasa de formación estelar y la luminosidad de AGNs modo-radiativo[102][103][104].

Estudio	Estimación de la SFR	Estimación de L_{rad}	Coefficiente β
Rosario et al. (2012)	Medición en el lejano infrarrojo	Medición de $L_{[2-10 \text{ keV}]}$	0.5 ± 0.23
Diamond-Stanic y Rieke (2012)	Medición de $\begin{cases} [NeII] \\ 11.3\mu m \end{cases}$	Medición de $[OIV]$	$0.61^{+0.15}_{-0.11}$
LaMassa et al. (2013)	Medición de $D(4000)$	Medición de $[OIII]$	0.36 ± 0.04

Sin embargo, los estudios presentados requieren de una selección previa de los AGNs, por lo que existe la posibilidad de perder en dicho estudio AGNs que no se detecten como consecuencia de una emisión débil o absorbida. Para solventar este problema, Kauffmann y Heckman realizaron un estudio alternativo, analizando la probabilidad de encontrar AGNs en función del ratio de Eddington (estimado a partir del cociente $L_{[OIII]}M_{BH}^{-1}$). Sus resultados se presentaron distinguiendo entre $1.2 < D(4000) < 1.4$ (poblaciones estelares jóvenes, altas tasas $sSFR$) y $1.7 < D(4000) < 1.9$ (poblaciones estelares viejas, bajas tasas $sSFR$)[84]. Dos conclusiones muy importantes que obtenemos de analizar los datos son:

- Para galaxias con bajas tasas de formación, la probabilidad de encontrar AGNs desciende a medida que aumenta el ratio de Eddington[84], lo que reafirma la bimodalidad presentada entre los AGNs modo-radiativo y AGNs modo-chorro.
- Para galaxias con altas tasas de formación, la probabilidad de encontrar AGNs dependiendo del ratio de Eddington sigue una distribución prácticamente normal, con un máximo en el ratio 0.03[21]

que es universal respecto de la tasa $sSFR$ y respecto de la masa del agujero negro[84], lo que implica que existe una correlación prácticamente nula.

Dado que la actividad del AGN se localiza en el centro de las galaxias, es importante que analicemos si la relación anteriormente estudiada se intensifica en las regiones interiores de la galaxia. Por un lado, se tienen evidencias de que una intensa formación estelar en el disco es una condición necesaria para observar una creciente formación estelar en el núcleo galáctico, pero no es suficiente[21]. Por otro lado, los mismos estudios que presentamos anteriormente para el análisis de la correlación entre la luminosidad radiada de los AGNs y la tasa SFR muestran que la correlación es más intensa en la parte central de las galaxias $r \lesssim 1 \text{ kpc}$ [103] y prácticamente se restringe a una distancia $r \lesssim 1.7 \text{ kpc}$ [102]. Por ejemplo, si analizamos AGNs Seyfert tipo 2, para el 75 % de los AGNs más luminosos nos encontramos una población estelar joven entorno a ellos, pero dicho porcentaje cae hasta el 25 % para los menos luminosos[21].

Esta imagen que estamos reconstruyendo se reafirma si analizamos la presencia de gas frío en las zonas centrales de las galaxias. Un estudio completo de este aspecto fue presentado en 2013 por Hicks y su equipo de trabajo, quienes realizaron un análisis de la concentración de gas molecular en las regiones centrales de galaxias con AGNs Seyfert y galaxias sin formación estelar[105]. Es importante destacar que se trata de nubes de gas molecular (mayoritariamente H_2), y no gas atómico, ya que este último no influye en el crecimiento de los SMBHs[21]. Hicks muestra que los AGNs presentan una considerable luminosidad asociada a H_2 , por lo que a una distancia de hasta 100 pc, se concluye que las galaxias que albergan AGNs presentan hasta cuatro veces más masa¹¹ que las galaxias con baja formación estelar[105]. Alternativamente, la presencia de gas frío se puede estudiar de forma indirecta analizando el reddening asociado al polvo en las regiones centrales, teniendo en cuenta la conocida relación polvo-gas (el polvo y el gas molecular se encuentran mezclados por lo que la absorción que ocasionan los granos de polvo permite estimar la columna de densidad de gas). El estudio de la presencia de polvo nos revela estructuras circunscritas al núcleo en escalas de $0.1 - 1 \text{ kpc}$ [21], que confirman la distribución de gas frío presentado.

Como último complemento al estudio de la relación entre la formación estelar y la actividad del AGN que hemos iniciado en esta sección, es importante también analizar qué relación puede existir con estallidos de formación estelar (*starbursts*), entendidos como bruscos episodios en los que dicha formación se acelera. Este tema ha sido bastante discutido durante muchos años: algunos autores llegaron a proponer que directamente los AGNs tienen su origen en estallidos de formación estelar reforzados por supernovas y sus remanentes (dejando a un lado por completo el papel del SMBH); otros modelos menos radicales sugieren que la presencia de una gran cantidad de gas frío puede dar lugar al surgimiento de dichos brotes a la par que se mantiene un modelo eficiente de acreción[21]. Wild y su equipo de trabajo en 2010 presentaron un estudio detallado de esta posible relación. En primer lugar, observaron que las galaxias con bulbo que experimentan un fuerte episodio de formación estelar, albergan SMBHs con crecimientos más rápidos. De hecho, transcurridos $2.5 \cdot 10^8$ años tras el episodio, la tasa de acreción aumenta considerablemente[106]. En segundo lugar, la tasa de crecimiento en galaxias con episodios recientes es 10^{-2} veces menor que la registrada en galaxias con episodios pasados, en las cuales además el SMBH aumenta su masa $\sim 5\%$.

¹¹La correspondencia entre una alta luminosidad y la masa para gases moleculares como el H_2 es válida a grandes distancias, pero para pequeñas distancias hay que tener en cuenta mecanismos de excitación, por lo que actúa como indicador de la actividad en el centro galáctico.

En último lugar, cuando la acreción sobre el SMBH se realiza en los primeros instantes, el crecimiento experimentado es bastante rápido[106]. En base a que esta última circunstancia es bastante inusual, podemos concluir entonces que las galaxias que presentan una formación estelar creciente, pero no episódica, presentan mayores tasas de acreción, es decir, son más luminosas.

3.5. Galaxias que contienen AGNs modo-chorro

Como los AGNs modo-chorro se caracterizan por su emisión en el radio, debemos recurrir a los estudios sobre fuentes radio. Sin embargo, estos estudios realizan una clasificación versada entre AGNs radio-intensos y radio-débiles, omitiendo por completo que ambas categorías engloban AGNs pertenecientes a las dos familias principales que estamos considerando.

Si realizamos un estudio análogo al presentado en la [Sección 3.4](#), podemos observar que la probabilidad de encontrar radio fuentes tiene una fuerte dependencia con la masa estelar, en una relación $M_*^{2.5}$ [107]. Este resultado contrasta enormemente con el obtenido al analizar la emisión radiativa óptica, donde habíamos concluido que prácticamente no existía correlación, y que se podía anticipar con los resultados de la [Figura 3.4](#). Puesto que las radio fuentes constituyen una mezcla entre AGNs modo-chorro y modo-radiativo, cuando analizamos la probabilidad de encontrar radio fuentes en modo-radiativo, observamos que la dependencia es mucho menor, $M_*^{1.5}$ [21], confirmándose la tendencia anteriormente mencionada, aunque sigue contrastando.

Como se comentó en la [Subsección 2.4.4](#), dada la selección en la banda radio, se debe recurrir a la selección óptica para poder distinguir entre ambas familias. Los AGNs modo-chorro muestran una clara independencia entre su emisión óptica (que nos permite estimar la luminosidad radiativa) y la luminosidad radio; sin embargo, en AGNs modo-radiativo se aprecia una correlación entre ambas[107]. Los AGNs modo-chorro se localizan principalmente en galaxias con masas estelares $M_* > 10^{11} M_\odot$ y con densidades superficiales de masa estelar $\mu_* > 10^{8.5} M_\odot \cdot kpc^{-2}$ [21] (valores claramente superiores a los requeridos para albergar AGNs modo-radiativo). Por su parte, el análisis de las poblaciones estelares muestra que son considerablemente más viejas ($D(4000) > 1.6$). Estas conclusiones, ya presentadas con anterioridad, además muestran que los AGNs modo-chorro se localizan principalmente en el centro de los grupos y los cúmulos de galaxias[21]. La baja tasa de formación estelar registrada nos permite omitir el extenso estudio entre la SFR y la luminosidad de los AGNs realizado con la otra familia.

3.6. El entorno de los AGNs

El análisis que hemos presentado de la localización de los AGNs se ha centrado en las galaxias que los contienen, con especial énfasis en las regiones centrales que los rodean. Sin embargo, sabemos que las galaxias no se distribuyen de forma uniforme y sin interacción: se presentan en grupos, cúmulos y supercúmulos, donde se pueden introducir interacciones entre ellas. Ahora analizaremos las características de las regiones que rodean a los AGNs y a sus galaxias anfitrionas.

En primer lugar, nos encontramos con una clara dificultad técnica: de la [Sección 3.3](#) concluimos que la

actividad de los AGNs depende, en gran medida, de las propiedades de las galaxias que los albergan, lo que implica que es necesario analizar una gran cantidad de muestras para intentar extraer comportamientos relacionados estrictamente con el entorno. Pese a que grandes campañas de observación como la SDSS proporcionan muestras que reúnen los requisitos buscados, los resultados que se han presentado en los últimos años siguen aún bajo debate por dos principales razones: las categorías analizadas (pese a la división en dos grandes familias que estamos asumiendo en este trabajo, los resultados presentados muchas veces se centran en determinadas categorías de AGNs que suponen una mezcla de ambas familias) y, por otro lado, la relativización existente a la hora de hablar de las propiedades de los entornos[21].

Por ejemplo, se observa que los AGNs con espectros marcados por sus líneas de emisión ópticas se localizan principalmente en entornos aislados, siendo más baja la probabilidad de encontrarlos en entornos más densos como cúmulos o grupos. Es más, analizando la selección de AGNs detectados por su emisión en los rayos X (muestra conformada tanto por AGNs tipo 2 como AGNs modo-chorro), aquellos que se localizan en cúmulos de galaxias presentan una débil emisión en el rango óptico[21]. Estos resultados evidencian que la emisión óptica (y de acuerdo a la aproximación establecida en [Ecuación 3.3](#), la emisión global) de los AGNs decrece en ambientes densos como cúmulos o grupos, por lo que en dichos entornos la presencia de gas frío es menor. Por su parte, si se analiza la distribución de AGNs radio-intensos, estos se localizan principalmente en cúmulos y grupos, es decir, entornos densos[21].

Este modelo presentado puede ser refinado. Consideremos la familia de AGNs modo-radiativo, la cual dividimos en tipo 1 y tipo 2. Se observa que los entornos de AGNs tipo 2 se caracterizan por: la presencia de un gran número de galaxias vecinas pertenecientes a la nube azul, con una fuerte variación respecto a la distancia al AGN; y la morfología de las galaxias que albergan AGNs tipo 2 apenas se modifica por la presencia de galaxias compañeras, indicando que apenas choca con otras galaxias, siendo sus galaxias compañeras en su mayor parte galaxias enanas[108]. Los resultados que se obtienen para los AGNs tipo 1 son bastante opuestos: las galaxias vecinas presentan colores menos azules, y estos apenas cambian con la distancia al AGN; la morfología de la galaxia que los alberga depende, en gran medida, de las galaxias vecinas, con menos galaxias enanas a su alrededor que los AGNs tipo 2[108]. A raíz de estos resultados, podemos observar que la formación estelar es más intensa en las galaxias vecinas a AGNs tipo 1, lo que encaja con los resultados presentados anteriormente de una menor presencia de gas frío en galaxias vecinas a los AGNs tipo 2. Es más, este resultado también nos permite plantear un modelo de diferenciación dentro de la familia radiativa no solo versado en la orientación del AGN, sino también de las propiedades de las regiones que los rodean. Por su parte, la familia de AGNs modo-chorro claramente se diferencia de los AGNs modo-radiativo al encontrarse localizados principalmente en cúmulos y grupos, lo que refuerza más aún la distinción realizada en este trabajo.

Otro resultado interesante a la hora de analizar el entorno de los AGNs es su relación con la masa de materia oscura presente en la galaxia. Como ya argumentamos en la [Sección 1.1](#), la masa estelar representa una fracción menor de la masa total de la galaxia, estando la fracción mayoritaria en forma de halos conformados por materia oscura. La medición de concentraciones de materia oscura, en este caso en forma de halos, se puede realizar mediante dos procedimientos. El primero, consiste en analizar directamente lentes gravitacionales débiles del fondo de galaxias existente. El segundo, consiste en determinar la función

de luminosidad y la función de correlación dos-puntos¹² para así estimar un valor medio de la masa de materia oscura presente en el halo. Al analizar dicho valor medio para un conjunto de AGNs Seyfert (modo-radiativo), obtenemos que las galaxias presentan halos con masas del orden de $10^{12} M_{\odot}$, mientras que el estudio de AGNs radio-intensos (AGNs modo-radiativo a grandes luminosidades y AGNs modo-chorro), presentan halos con masas del orden de $10^{13} M_{\odot}$ [21]. En un primer momento podemos explicar estas diferencias en base a las diferentes masas estelares que caracterizan las galaxias anfitriones de cada familia pero existe una importante diferencia: al realizar el estudio de los AGNs Seyfert, se observa que las masas de los halos presentan valores similares a galaxias con la misma masa estelar, pero sin actividad central; sin embargo, al analizar las masas de los halos para los AGNs radio-intensos, estos presentan valores que duplican los obtenidos para galaxias de misma masa estelar [21]. Estos resultados confirman nuestro análisis previo de la presencia de AGNs radio-intensos en cúmulos y grupos.

3.7. Caracterización de las galaxias anfitrionas

Tabla 3.2: Principales propiedades de las galaxias que albergan AGNs.

	Modo-chorro	Modo-radiativo	
		Tipo 2	Tipo 1
Anfitriones	<ul style="list-style-type: none"> - Galaxias principalmente rojas - $M_* \geq 10^{11} M_{\odot}$ - $\mu_* > 10^{8.5} M_{\odot} \cdot kpc^{-2}$ - Poblaciones estelares viejas - Agujeros negros más masivos ($M_{SMBH} \sim 10^8 - 10^{10} M_{\odot}$) - Luminosidad dependiente con la masa 	<ul style="list-style-type: none"> - Galaxias principalmente azules - $10^{9.5} M_{\odot} < M_* < 10^{10.5} M_{\odot}$ - $\mu_* > 10^{7.5} M_{\odot} \cdot kpc^{-2}$ - Poblaciones estelares jóvenes - Agujeros negros menos masivos ($M_{SMBH} \sim 10^{6.5} - 10^8 M_{\odot}$) - Luminosidad dependiente con la formación estelar 	
Halos	<ul style="list-style-type: none"> - $M_{Halo} \sim 10^{13} M_{\odot}$ - Mayor masa que en galaxias sin AGNs 	<ul style="list-style-type: none"> - Radio-débiles: $M_{Halo} \sim 10^{12} M_{\odot}$ - Radio-intensos: $M_{Halo} \sim 10^{13} M_{\odot}$ - Misma masa que en galaxias sin AGNs 	
Cúmulos y grupos	- Entornos densos (cúmulos y grupos)	- Entornos poco densos	
		<ul style="list-style-type: none"> - Galaxias vecinas azules - Morfología independiente del entorno - Menor SFR en galaxias vecinas - Galaxias satélite enanas 	<ul style="list-style-type: none"> - Galaxias vecinas menos azules - Morfología dependiente del entorno - Mayor SFR en galaxias vecinas - Pocas galaxias satélite enanas

Con el estudio que hemos presentado en este capítulo se han caracterizado tanto las galaxias que albergan AGNs como el entorno en el que dichas galaxias se encuentran mayoritariamente. En la [Tabla 3.2](#) presentamos un resumen de las principales propiedades que caracterizan el *hábitat* de los AGNs.

¹²La función de correlación angular dos-puntos $\omega(D, \theta)$ nos permite determinar la probabilidad de encontrar una galaxia a una distancia D y en una posición angular θ respecto a una posición inicial, considerando que la densidad de galaxias venga dada por n_g . En la práctica, asumiendo una simetría circular (bajo la cual se pierde bastante información) la función de correlación pasaría a tener la forma $\omega(\theta) \propto \theta^{-\alpha}$ con $\alpha \in (0.7, 0.8)$ [70].

4. Alimentación y retroalimentación en AGNs

Una vez hemos analizado el esquema general de las galaxias y los AGNs que contienen, podemos pasar a analizar los procesos físicos que se realizan. Estos procesos se engloban en dos categorías: los procesos de alimentación del agujero negro; y las consecuencias de estos procesos en las galaxias que los albergan (procesos de retroalimentación).

4.1. Procesos generales de acreción en sistemas binarios

En el proceso de alimentación de los SMBHs de los AGNs nos centraremos en tres aspectos fundamentales: el origen del material acretado; el mecanismo por el que se transporta dicho material hacia las zonas cercanas al SMBH; y el propio flujo de acreción. Para ayudarnos en este intento, presentaremos inicialmente los resultados teóricos y prácticos que se conocen de los procesos de acreción en sistemas más accesibles y conocidos: sistemas binarios de rayos X.

4.1.1. Estudio de los sistemas binarios de rayos X

Los sistemas binarios rayos X están constituidos por un objeto compacto (estrella de neutrones o agujero negro) y una estrella ordinaria. En este sentido, los sistemas binarios agujero negro-estrella serán nuestro principal objeto de estudio ya que nos permitirán esquematizar el proceso de acreción sobre agujeros negros, pero con importantes diferencias a tener en cuenta: los agujeros negros que forman estos sistemas binarios presentan masas del orden de $4 - 20 M_{\odot}$, nada comparables a las masas de los SMBHs que conforman los AGNs; por otro lado, el comportamiento de la temperatura del disco de acreción (Ecuación 2.3) muestra que para dichas masas, la temperatura es superior en bastantes órdenes magnitud en los sistemas binarios que en los AGNs, lo que ocasiona diferencias en procesos a niveles atómicos[21].

Aunque estos sistemas pueden darse bajo la presencia tanto de un agujero negro como de una estrella de neutrones, existen peculiaridades en la explicación fenomenológica de la acreción dependiendo del objeto compacto. Posteriormente, trataremos con detalle los procesos de acreción particulares sobre agujeros negros, pero ahora introduciremos un modelo general basado en curvas equipotenciales: el conocido como *esquema de los lóbulos de Roche*. Nos encontramos con un sistema binario dado por la estrella compacta de masa M_{CS} y una estrella normal de masa M_S , y con una separación orbital dada por a . Asumiendo un modelo simplificado en el que los objetos corrotan entre ellos bajo órbitas circulares, se describen superficies equipotenciales (en la Figura 4.1 se representan las curvas en una visión en 2-dimensiones) y,

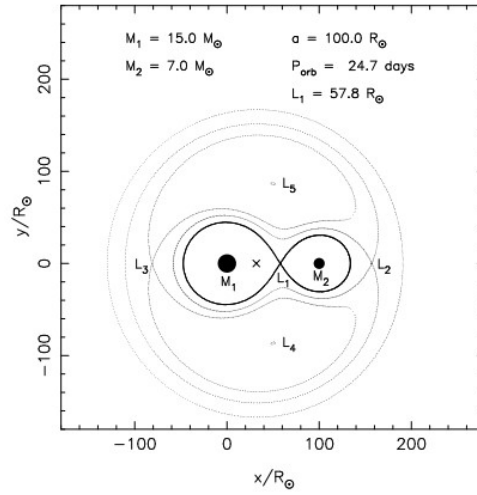


Figura 4.1: Muestra de las curvas equipotenciales en una representación esquemática en el plano de un sistema binario[109].

de ellas, se define la superficie que pasa por el punto de Lagrange¹³ L_1 como el *lóbulo de Roche*. La forma que toma el volumen encerrado por la superficie no es una esfera, como se observa en la [Figura 4.1](#), pero se puede realizar una aproximación esférica, suponiendo que el volumen encerrado es el equivalente a una esfera de radio R_L , dado por[109]:

$$\frac{R_L}{a} = \frac{0.49 \left(\frac{M_S}{M_{CS}} \right)^{\frac{2}{3}}}{0.6 \left(\frac{M_S}{M_{CS}} \right)^{\frac{2}{3}} + \ln \left[1 + \left(\frac{M_S}{M_{CS}} \right)^{\frac{1}{3}} \right]} \quad (4.1)$$

De esta representación de curvas equipotenciales, podemos observar que los elementos de masa situados dentro del lóbulo asociado a cada estrella integrante del sistema se verán atraídos hacia ese objeto. Es claro que, al considerar objetos compactos, ningún elemento sustancial de masa de los mismos podrá escapar del lóbulo, por lo que se convierten en objetos receptores de masa. No ocurre así en el otro caso, las estrellas al evolucionar con el tiempo, experimentan aumentos en sus envolturas como consecuencia de las reacciones termonucleares. Estas oscilaciones radiales en las envolturas estelares pueden superar en cierto momento el radio límite R_L , por lo que se desligan de esa estrella y pasarán a ser atraídas por la estrella compacta: se produce la acreción. Otra posibilidad es que los elementos de materia sean desprendidos por vientos estelares que los llevan hasta distancias límites bajo las cuales son atraídos por la estrella compacta[109].

A continuación, analizaremos bajo qué condiciones se tiene un proceso controlado, ya que la duración de este proceso de acreción está directamente relacionado con el tiempo bajo el que las fuentes emitirán en los rayos X. Al sufrir la pérdida de masa, la estrella sale de su equilibrio hidrostático y termal, por lo que tiende a retomar su posición de equilibrio mediante una compresión (en el caso de estrellas con envoltura radiativa) o una expansión (en el caso de estrellas con envoltura convectiva) que realizará en las dos escalas de tiempo asociadas: primero en una escala de tiempo dinámica y luego en una escala de

¹³Los puntos de Lagrange se corresponden con los puntos estacionarios en los que se anula el potencial total, suma de los potenciales generados por cada estrella más el potencial centrífugo generado por la rotación.

tiempo termal. Todo esto conduce a una variación del radio de la estrella \dot{R}_S , en el que se debe tener en cuenta no sólo la propia pérdida de masa, sino también otros procesos que alteran el radio de la misma, como por ejemplo las reacciones nucleares. Durante este proceso, se producen cambios en los valores de M_S y M_{CS} , lo que conduce también a cambios en el valor de R_L de acuerdo a la [Ecuación 4.1](#), es decir, nuevamente tendremos una variación \dot{R}_L en la que influye no sólo la transferencia de masa, sino también la pérdida de energía por ondas gravitacionales o el acoplamiento spin-órbita entre otros efectos[109]. Hablaremos de un proceso estable cuando se presente la igualdad $\dot{R}_S = \dot{R}_L$ [109].

4.1.2. Clasificación de binarias de rayos X

Hasta ahora hemos analizado de forma global los sistemas binarios de rayos X, pero estos se pueden clasificar en dos grandes categorías: binarias de rayos X de gran masa (de aquí en adelante HMXBs) y binarias de rayos X de poca masa (de aquí en adelante LMXBs). Estas dos categorías no engloban todo el conjunto de fuentes compactas galácticas de rayos X, existen también otras categorías como púlsares binarios, binarias de rayos X blandos transitorios o binarias de rayos X peculiares, pero todos ellos se pueden entender como fases iniciales o finales de los grandes grupos mencionados anteriormente[109]. Mención especial merece una tercera categoría, los denominados sistemas binarios de masa intermedia (de aquí en adelante IMXBs). Estos sistemas englobarían los casos intermedios entre los HMXBs y los LMXBs, pero su detección es bastante complicada, por lo que algunos autores han postulado que dichos sistemas evolucionan rápidamente hacia una de las dos categorías principales.

Los HMXBs presentan una emisión en los rayos X duros ($E_\nu > 15 \text{ keV}$), caracterizada por pulsaciones regulares de rayos X sin estallidos. El objeto compacto es una estrella de neutrones o agujero negro con un intenso campo magnético, mientras que su estrella compañera suele ser por lo general una estrella de tipo O con masa $M > 10 M_\odot$, con una fuerte luminosidad ($L_{opt} > L_X$) y bastante joven ($\tau < 10^7$ años). El proceso de acreción viene ocasionado por vientos en periodos de tiempo de 10^5 años[109]. Por su parte, los LMXBs presentan una emisión en los rayos X blandos ($E_\nu < 10 \text{ keV}$), caracterizada por pocas pulsaciones y frecuentes estallidos de rayos X. El objeto compacto es una estrella de neutrones o agujero negro con un débil campo magnético, mientras que su estrella compañera es una estrella de masa $M < M_\odot$ tenue ($L_{opt} \ll 0.1 L_X$) considerablemente vieja ($\tau > 10^9$ años). El proceso de acreción se debe a un proceso controlado de llenado del lóbulo de Roche, y que dura entre $10^7 - 10^9$ años[109]. El caso intermedio de los IMXBs se presentarían con estrellas compañeras de masas entre $M_\odot < M < 10 M_\odot$. La masa comparativamente pequeña de estas estrellas compañeras ocasiona que el proceso de acreción por vientos estelares no genere tanta luminosidad, por lo que se explicarían por el proceso de los LMXBs. Sin embargo, dadas las características del sistema binario, este proceso haría evolucionar rápidamente el sistema en cuestión de 10^3 años, motivo por el cual pasan a formar parte de los LMXBs en poco tiempo[109].

Otra forma más moderna de clasificar los sistemas binarios de rayos X responde una clasificación más ajustada para aquellos sistemas que presentan un agujero negro (la mayoría se engloban dentro de la fase intermedia de binarias de rayos X blandos transitorios). Se distinguen también dos familias: el estado bajo-duro (*low-hard state*), que engloba a aquellas fuentes de baja luminosidad, emisión en los rayos X duros y chorros en el rango radio; y el estado alto-blando (*high-soft state*), que engloba aquellas fuentes

con una fuerte luminosidad en los rayos X blandos y que presentan un disco de acreción. Ambos estados se diferencian en las tasas de acreción: el primero presenta tasas de acreción inferiores al límite de Eddington (Ecuación 2.4) mientras que el segundo presenta tasas de acreción superiores a ese límite[21]. Los sistemas binarios de agujeros negros transitan entre estos dos estados, observándose además que dicha transición tiene repercusiones en el mecanismo de acreción: el radio de separación entre las zonas donde se presenta una acreción por disco (zonas exteriores) y las zonas donde se presenta un flujo por advección (zonas interiores) decrece al aumentar la luminosidad, produciéndose así la transición[21].

4.1.3. Analogía con AGNs

El objetivo del estudio presentado en las anteriores subsecciones era poder establecer una comparativa, en una escala más reducida, entre los sistemas binarios de rayos X y los AGNs. La clasificación inicial que presentamos en la Subsección 4.1.2 versada en HMXBs y LMXBs no permite realizar una asociación directa, para ello es necesario recurrir a la clasificación específica de estados bajo-duro y alto-blando.

Como hemos expuesto, los estados bajo-duro se caracterizan por un acreción dominada por la advección, característica de tasas de acreción ineficientes, y por la presencia de chorros. Tanto el mecanismo de acreción como la formación de los chorros hacen de estos sistemas binarios claros análogos de la familia de AGNs modo-chorro. Por su parte, los estados alto-blando presentan una acreción controlada a partir del disco, mostrando un mecanismo eficiente de acreción con emisión radiada, convirtiéndolos en perfectos análogos de la familia de AGNs modo-radiativo. Este modelo se puede refinar, dado que la radio emisión comienza a decrecer a medida que los sistemas binarios situados en el estado bajo-duro transitan hacia el estado alto-blando[21], los estados encontrados en estas fases intermedias se pueden corresponder con AGNs modo-radiativo radio-intensos. Este resultado encaja además con las propiedades observadas en la Sección 3.6, donde concluíamos que el entorno de los AGNs radio-intensos presentaba características similares con el entorno de los AGNs modo-chorro. Sin embargo, en esta última comparativa debemos recalcar una notable diferencia: los estados intermedios de los sistemas binarios transitan entre ambos estados, pero no existen evidencias de la transición de los AGNs modo-radiativo radio-intensos entre su familia y la familia de AGNs modo-chorro.

Como acabamos de observar, los sistemas binarios de rayos X y los AGNs guardan tantas similitudes, que se pueden considerar como esquemas llevados a diferentes escalas de masa de los agujeros negros: los primeros se mueven en escalas de $1 - 10 M_{\odot}$ mientras que los últimos se corresponden con escalas de $10^6 - 10^9 M_{\odot}$. Aparentemente existe un GAP entre $10 - 10^6 M_{\odot}$, por lo que se ha postulado recientemente la existencia de sistemas binarios formados por agujeros negros de masas intermedias (de aquí en adelante IMBHs). La demostración de la existencia de los IMBHs es una cuestión debatida a día de hoy, pero bastantes autores postulan que podrían dar lugar a lo que se conoce como fuentes ultraluminosas de rayos X (de aquí en adelante ULXs)[110]. Los ULXs se caracterizan por una emisión en los rayos X superior a los $3 \cdot 10^{39} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ [110], que se correspondería bajo tasas de acreción cercanas al límite de Eddington con agujeros negros de masas $M > 20 M_{\odot}$ (aunque en realidad se postula que estos sistemas presentarían tasas de acreción muy superiores a dicho límite[110]). Más de un centenar de fuentes se han postulado como candidatos a ULXs, habiéndose detectado la primera fuente en los años 80, con la ayuda del observatorio Einstein; pero la estructura y los componentes de las mismas aún siguen bajo debate. De confirmarse que

dichas fuentes están constituidas por IMBHs, entonces se complementarí la comparativa que estamos realizando en esta sección y se abriría una nueva puerta de estudio a unos sistemas que permitirían justificar la existencia de SMBHs a grandes redshifts, como resultado de una evolución muy rápida en las etapas iniciales del Universo como consecuencia de tasas de acreción increíblemente altas[110].

4.2. Fuentes de combustible para los procesos de acreción en AGNs

La dicotomía entre la familia de AGNs modo-radiativo y AGNs modo-chorro se extiende desde las galaxias que los albergan hasta los procesos de acreción, como hemos apuntado en la [Subsección 4.1.3](#). Nuestro objetivo será ahora analizar cómo estas diferencias se trasladan al origen de la materia que es acretada sobre el SMBH, ya bien sea mediante una acreción eficientemente radiativa por disco (AGNs modo-radiativo) o bien por una acreción dominada por la advección (AGNs modo-chorro).

4.2.1. Alimentación en AGNs modo-radiativo

Del estudio que presentamos en la [Sección 3.4](#) obtenemos una clara evidencia: los AGNs modo-radiativo se localizan en galaxias que poseen una gran cantidad de gas frío. Sin embargo, dicha presencia de gas frío no implica necesariamente que se cumplan las condiciones para la acreción sobre el SMBH: es necesario, por medio de algún mecanismo físico, que dichas masas de gas fluyan hacia las vecindades del SMBH, donde se verían atrapadas en el disco de acreción para, posteriormente, fluir hacia el agujero negro.

Durante mucho tiempo, la principal hipótesis de trabajo para el movimiento de dichas masas de gas era la fusión de galaxias y las fuerzas de marea derivadas de la interacción de galaxias. La principal consecuencia de que las masas de gas situadas en zonas centrales (pero no tan próximas al SMBH) no puedan fluir hacia el centro de la actividad nuclear es el momento angular que poseen. Las fusiones de galaxias (y en menor medida las fuerzas de marea) permiten que el gas frío pierda gran parte de su momento angular atendiendo a dos mecanismos:

- El primer mecanismo se basa en una pérdida de momento de angular como consecuencia de los choques de las masas de gas de ambas galaxias. La masa de gas en la galaxia 1 $M_{g,1}$ situada a una distancia r_1 con una velocidad v_1 presentará un momento angular $\vec{L}_1 = M_{g,1}\vec{r}_1 \times \vec{v}_1$ (análogo para la masa de gas en la galaxia 2). Como consecuencia del choque (entendido como el encuentro de dos masas de fluido a diferentes velocidades), ambas masas de gas pierden velocidad, por lo que parte de la masa del gas se desplaza hacia órbitas más interiores. Esto es lo que se conoce como conducción por choques o torque hidrodinámico. Lamentablemente, para el estudio de estas dinámicas no disponemos de modelos analíticos explícitos sino que es necesario recurrir a simulaciones numéricas para describir el movimiento de estas masas de gas[111].
- El segundo mecanismo se basa en la pérdida de momento angular por la presencia de la galaxia compañera 2. Supongamos que tenemos la misma masa de gas que en el caso anterior. La presencia de la galaxia 2 origina una fuerza gravitatoria sobre la galaxia 1 en la posición r_1 dada por F_{21} . Como consecuencia de esta fuerza, se origina un torque $\vec{\tau}_{21} = \vec{r}_1 \times \vec{F}_{21}$. Dicho torque provocará un

cambio en el momento angular de la masa de gas $\vec{L}_1 + \vec{\tau}_{21}$. Dependiendo de la dirección del torque, la masa de gas puede ser conducida hacia el exterior o hacia el interior.

Este modelo así presentado es bastante simplificado, pero Hopkins y su equipo de trabajo presentaron un estudio analítico muy detallado en 2011, que conducía a la siguiente expresión para la tasa de masa de gas desplazada hacia el interior $\dot{M}_{g,i}$ dada por[111]:

$$\dot{M}_{g,i} \approx \eta_{Tor} f_d^{\frac{5}{2}} \left(\frac{M_{BH}}{10^8 M_\odot} \right)^{\frac{1}{6}} \left(\frac{M_d(R)}{10^9 M_\odot} \right) \left(\frac{R}{100 pc} \right)^{-\frac{3}{2}} \left(1 + \frac{0.31 f_d^2 \left(\frac{M_d(R)}{10^9 M_\odot} \right)^{-\frac{1}{3}}}{f_g} \right)^{-1} [M_\odot \cdot a\tilde{n}o^{-1}] \quad (4.2)$$

donde f_d representa la fracción de masa estelar y de gas del disco, f_g representa la fracción de masa de gas en el disco y $M_d(R)$ es la masa del disco total a una distancia R del agujero negro. El factor η_{Tor} es un factor de normalización en el que se tendrían en cuenta también otros procesos que a escalas más pequeñas conducirían a un transporte de masa[111].

Con independencia del mecanismo, debemos observar que no toda la masa de gas desplazada $\dot{M}_{g,i}$ se traducirá en masa acretada sobre el SMBH, sino que hay que tener en cuenta la eficiencia del proceso. Por lo tanto, concluimos que[111]:

$$\dot{M}_{SMBH} = (1 - \epsilon) \dot{M}_{g,i} \quad (4.3)$$

donde ϵ representa la eficiencia radiativa del proceso de acreción que, como hemos discutido en la **Subsección 2.1.2** tiene una dependencia en el tipo de agujero negro, y se suele aproximar por $\epsilon \sim 0.094$ (véase la **Sección 2.6**).

Dado este estudio teórico, ahora analizaremos si existe alguna evidencia observacional que lo confirme. Para ello, debemos introducir un criterio para determinar si una galaxia observada es o no el producto de una fusión de dos galaxias. Esto es lo que se conoce como la torcedura (*lopsidedness*) de las galaxias. Dada una galaxia, consideremos la densidad superficial de brillo $\Sigma(r, \phi)$, donde las coordenadas r y ϕ se corresponden con las coordenadas radiales y azimutales, respectivamente, en el plano donde se proyecta la galaxia. Realizando el desarrollo de Fourier en la coordenada ϕ obtenemos:

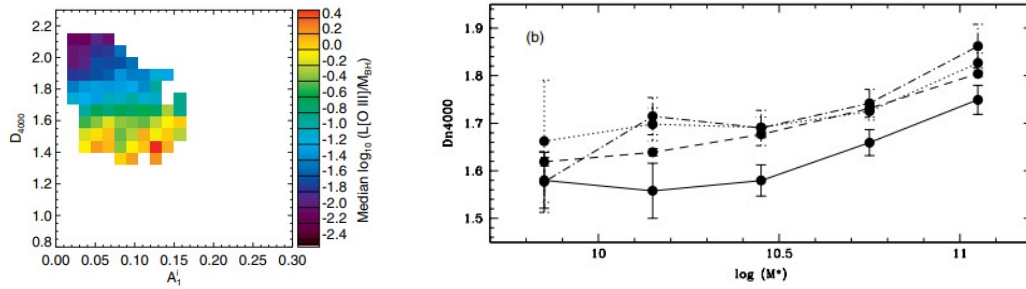
$$\Sigma(r, \phi) = \Sigma_0(r) + \sum_{i=1}^{\infty} \Sigma_i(r) \cos[m\tilde{\phi} - \phi_i(r)] \quad (4.4)$$

dado este desarrollo, la parte de $\Sigma_0(r)$ se puede considerar como la distribución media de luz en la posición r , por lo que el término Σ_1 (así como los sucesivos) podemos interpretarlos como la desviación frente a dicha distribución media descompuesta en componentes armónicas. Se utiliza como definición de torcedura el cociente[112]:

$$A_1(r) = \frac{\Sigma_1(r)}{\Sigma_0(r)} \quad (4.5)$$

Para evitar la dependencia en la coordenada radial, se suele considerar la distribución de luz entre las distancias que encierran el 50 % y el 90 % de la luz emitida por la galaxia[112].

Para mostrar los resultados de este estudio, hemos seleccionado dos trabajos de entre los muchos que



(a) Estudio presentado por Reichard y su equipo de trabajo en 2009. El parámetro A_V^i se corresponde con el valor de la Ecuación 4.5 con los criterios expuestos[112].

(b) Estudio presentado por Alonso y su equipo de trabajo en 2007. La línea continua representa los AGNs localizados en fusiones de galaxias, la línea discontinua representa AGNs aislados, la línea punteada representa AGNs cuyas galaxias se influyen por fuerzas de marea y la línea punteada y discontinua parejas de AGNs sin interactuar[113].

Figura 4.2: Resultados de dos estudios independientes de la influencia de las fusiones de galaxias en la alimentación de los AGNs.

se han publicado en los últimos años (véase la Figura 4.2). En la figura (b) se muestran los resultados de Alonso[113], en los cuales observamos que, aparentemente, los AGNs situados en galaxias en fusión presentan una mayor actividad del AGN: al presentar estrellas más jóvenes, su tasa de formación estelar es mayor, y por la Ecuación 3.8 se relaciona directamente con la actividad del AGN. Sin embargo, la figura (a) parece contradecir el anterior resultado: la acreción sobre el agujero negro (estimada por $L_{[OIII]}M_{BH}^{-1}$) sólo presenta una dependencia vertical (con la edad estelar)[112], resultado que ya se anticipó en la Sección 3.4. Es decir, aparentemente no existe una relación entre las fusiones de galaxias (A_V^i) y la tasa de acreción.

Sin embargo, estos dos estudios están lejos de ser contradictorios: el estudio presentado por Alonso muestra que claramente las galaxias en fusión presentan una mayor tasa de formación estelar, resultado que también se confirma en el estudio de Reichard al observar una tendencia diagonal en la figura (a). Este resultado ya había sido determinado con anterioridad mediante el estudio de la denominada ley de Kennicutt-Schmidt¹⁴ en dichos sistemas[111]. El estudio de Reichard profundiza más en el análisis: si bien es cierta la relación entre la fusión de galaxias y un aumento de la SFR, esto no se traduce necesariamente en que exista una relación entre la fusión de galaxias y la acreción sobre los SMBHs. Es decir, la acreción sobre los agujeros negros se ve intensificada por una intensa formación estelar en las zonas centrales, consecuencia de una mayor presencia de gas frío, pero no se ve influenciada por el origen de dichas masas de gas frío en las regiones cercanas.

Las fusiones de galaxias como acabamos de analizar no juegan un papel esencial en el transporte de las masas de gas, por lo que conviene analizar otros posibles mecanismos. Otra de las ideas planteadas en los modelos teóricos son las fuerzas de marea, es decir, la interacción mutua entre las galaxias sin necesidad de una fusión, un criterio más laxo. Para detectar estas galaxias en interacción se suele utilizar

¹⁴La ley de Kennicutt-Schmidt (ley o relación KS) es una ley empírica que establece una relación entre la tasa de formación estelar y la densidad de gas en una determinada región.

la denominada *función de correlación cruzada* que viene dada por[114]:

$$\omega(r_{\perp}) = 2 \int_0^{\infty} \xi(r_{\parallel}, r_{\perp}) dr_{\parallel} \quad \text{con} \quad \xi(r_{\parallel}, r_{\perp}) = \frac{N_R}{N_D} \frac{QD(r_{\parallel}, r_{\perp})}{QR(r_{\parallel}, r_{\perp})} - 1 \quad (4.6)$$

donde r_{\parallel} y r_{\perp} representan las separaciones paralelas y perpendiculares respecto a la línea de vista respectivamente; N_D y N_R son el número de galaxias en la muestra de referencia y en una muestra aleatoria de la misma respectivamente; $QD(r_{\parallel}, r_{\perp})$ y $QR(r_{\parallel}, r_{\perp})$ son los pares cruzados entre la galaxia de referencia (en este caso la galaxia que alberga el AGN) y la muestra de referencia y los pares cruzados entre la galaxia de referencia y la muestra aleatoria respectivamente[114].

Lo interesante de la función que hemos introducido en la [Ecuación 4.6](#) reside en que para escalas inferiores a los 100 pc permite estimar la interacción entre dos galaxias como consecuencia de las fuerzas de marea[21]. Los resultados del estudio de esta función muestran que existe una fuerte dependencia entre las fuerzas de marea y la formación estelar: a medida que decrece la distancia que separa las galaxias que están interactuando, aumenta la SFR[21]. Este resultado, lo observamos para las galaxias en general, pero si nos centramos en el estudio de galaxias que albergan AGNs, de la [Figura 4.2](#) podemos concluir que se observa prácticamente la misma tendencia en las galaxias que interactúan como en las que no. Nuevamente, concluimos que las fuerzas de marea juegan un papel importante en la formación estelar pero no en la acreción sobre el SMBH.

El descarte tanto de las fuerzas de marea como de la fusión de galaxias nos induce a pensar en otro mecanismo que permita al gas transferir parte de su momento angular a las estrellas y la materia oscura para así adentrarse en regiones más interiores. A la par que se presentaban los modelos teóricos basados en los dos mecanismos anteriores, se mantenía también un mecanismo basado en perturbaciones no-asimétricas de materia, cuyo flujo de gas es claramente más lento[21]. Estas perturbaciones se deben localizar en el disco galáctico, región donde se encuentra el gas frío que actúa como combustible del agujero negro, y pueden ser de varios tipos: la presencia de barras, las distorsiones ovales o los brazos espirales. De forma global, la estimación para el flujo de gas a la distancia R , como consecuencia de estas perturbaciones, se puede expresar como[115]:

$$\dot{M}_g(R) = \int_0^R \frac{\tau(r)}{r \cdot v_{rot}} 2\pi r N_{\phi} dr \quad (4.7)$$

donde $\tau(r)$ representa el torque generado por la perturbación, v_{rot} es la velocidad de rotación del gas a la distancia r y N_{ϕ} es el promedio de la densidad de columna de gas. Es importante destacar que esta fórmula muestra un balance neto del flujo de gas, tanto saliente (*outflow*) como entrante (*inflow*), por lo que a grandes distancias representa el flujo saliente de gas mientras que a cortas distancias es una buena estimación de la tasa de gas que debemos introducir en la [Ecuación 4.3](#). Si bien se han desarrollado modelos analíticos para calcular el torque generado por las barras, los equipos de trabajo se basan en la realización de simulaciones y mediciones, discretizando la [Ecuación 4.7](#)[115].

De entre los tres mecanismos que acabamos de citar, el de las barras es el que presentaría una mayor tasa de flujo[116], por lo que nos centraremos en analizar este caso. A grandes distancias, el efecto del torque generado por las barra de la galaxia provoca un flujo saliente de gas, el cual se reagrupa formando

un anillo exterior. Por su parte, a radios bastante pequeños el gas se desplaza hacia el centro, dando lugar a la formación de pseudobulbos. En las zonas intermedias, las masas de gas se distribuyen en zonas características dando lugar también a la formación de anillos interiores (véase la [Figura 4.3](#))[116]. A este esquema básico hay que añadir las modificaciones que va sufriendo la propia barra de la galaxia como consecuencia de estos movimientos de masas, por lo que el modelo se complica considerablemente. Este mismo estudio se puede aplicar al caso de las distorsiones ovales del disco galáctico, aunque teniendo en cuenta que son menos extremas que en el caso de las barras[116]. Por último, analizaremos el flujo de gas ocasionado por los brazos espirales. De nuestro conocimiento de la cinemática de la Vía Láctea sabemos que existe una rotación diferencial: las estrellas más próximas al centro galáctico presentan una mayor velocidad que las estrellas situadas en los brazos. Cuando las masas de gas atraviesan los brazos, se producen choques entre fluidos con diferentes velocidades, por lo que el gas pierde energía al pasar a través de los brazos espirales y fluye hacia el interior. Este efecto depende considerablemente del tipo de galaxia que consideremos: en las galaxias espirales de tipo temprano, al presentar grandes bulbos el efecto es bastante despreciable; en las galaxias de tipo tardío, la consecuencia más frecuente es la formación de un pseudobulbo[116].

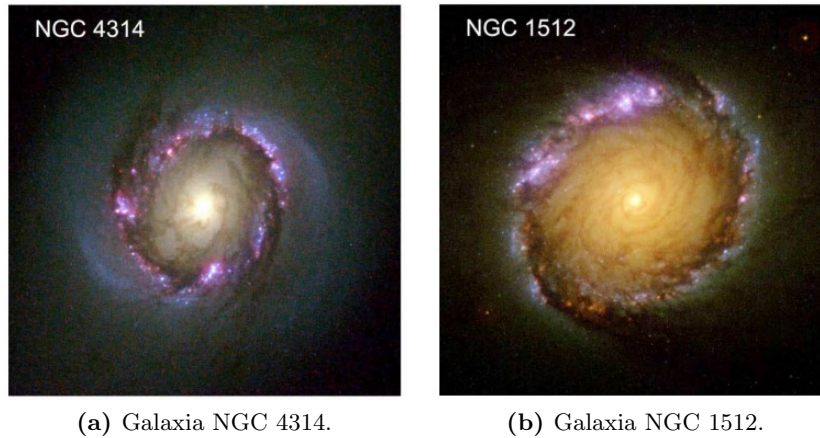


Figura 4.3: Formación de anillos donde se manifiesta la formación estelar como consecuencia del transporte del gas inducido en galaxias barradas[116].

Estos mecanismos que acabamos de describir conforman lo que se conoce como evolución secular de las galaxias, y todos ellos conducen a la formación de la estructura conocida como pseudobulbo. Es muy importante recalcar las diferencias entre estas estructuras y los bulbos tradicionales observados. Como comentamos en la [Sección 1.1](#), los bulbos clásicos se caracterizan por una población estelar bastante vieja, pero los pseudobulbos se caracterizan por una importante formación estelar[116], como consecuencia de las masas de gas frío que se han transportado hasta esa zona. Por otro lado, la formación de estructuras dinámicamente frías como barras, anillos o brazos espirales para el transporte de gas es algo que no se puede observar en los bulbos clásicos[116]. De cara a los aspectos prácticos en la detección de los pseudobulbos, observamos que los perfiles de luminosidad difieren. De acuerdo a la generalización introducida por Sersic, el perfil de luminosidad (brillo superficial) se puede expresar como[116]:

$$I(r) \propto \exp \left[-b_n \left[\left(\frac{r}{r_{eff}} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right] \right] \quad (4.8)$$

donde n es el conocido como índice de Sersic, y b_n se elige de manera que a la distancia r_{eff} se encierre la mitad del perfil de luminosidad. Tomando $n = 4$, se obtiene la conocida ley de Vaucouleurs, que permite describir el perfil de luminosidad de las galaxias elípticas, y al que se ajustan los bulbos clásicos, afianzando la idea de que el bulbo se entiende como una componente elíptica dentro del disco. Sin embargo, el mejor ajuste para los pseudobulbos se obtiene con $n = 1$, es decir, mediante una función exponencial[116]. Se obtiene así un criterio observacional directo para distinguir entre bulbos y pseudobulbos.

Este modelo de la asociación de pseudobulbos con el crecimiento de los SMBHs se ve respaldado por los modelos de transición analizando la velocidad de dispersión σ . La transición de un bulbo a un pseudobulbo se realiza cuando la velocidad de dispersión cae por debajo de $\sigma \sim 150 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ [21]. Esto quiere decir, de acuerdo a la Ecuación 2.1, que los pseudobulbos encierran agujeros negros de masas $M_{SMBH} \sim 10^{7.6} M_{\odot}$, resultado que concuerda con los datos presentados en la Figura 3.4 (b), donde observamos que las mayores tasas de acreción se registran para masas entre $10^6 - 10^8 M_{\odot}$. Es más, Heckman muestra que en un catálogo de SMBHs, las galaxias Seyfert (AGNs modo-radiativo) se localizan en 1 de 20 bulbos estudiados, pero en 11 de 22 pseudobulbos analizados[21].

De este estudio detallado podemos concluir que la evolución secular juega un papel importante en la acreción sobre el agujero negro en AGNs modo-radiativo. De entre los mecanismos analizados en la evolución secular, el más eficiente es el generado por las barras, pero no todos los AGNs se localizan en galaxias barradas[21]. Este hecho se puede explicar debido a que durante el flujo de gas hacia a las regiones interiores, la perturbación que genera la barra puede llegar a desaparecer[116]. Con independencia de que en la actualidad presenten o no barras, o bien realizan el flujo de gas por medio de alguno de los otros mecanismos, necesariamente se tiene la formación de un pseudobulbo o, en su defecto, mantienen el bulbo inicial; sin embargo, existen AGNs que se localizan en galaxias con completa ausencia de bulbo o pseudobulbo[21]. El mecanismo de transporte del gas en estos sistemas es un tema que hasta la fecha sigue siendo desconocido.

4.2.2. Alimentación en AGNs modo-chorro

Los AGNs modo-chorro se caracterizan por la presencia de SMBHs de masas del orden de $10^8 - 10^{10} M_{\odot}$ como concluimos en la Sección 3.7. Para estos sistemas, la estimación de la tasa de acreción en los procesos radiativos ($L_{[OIII]} M_{BH}^{-1}$) presenta valores claramente inferiores que en el caso de los AGNs modo-radiativo (véase la Figura 3.4). Es más, para estos AGNs recalcábamos la presencia característica de poblaciones estelares viejas. Estos datos nos sugieren plantear un modelo en el que el SMBH de los AGNs modo-chorro es alimentado por masas de gas caliente. En efecto, puesto que la población estelar es en su mayoría una población vieja, en los estadios finales de su evolución se desarrollan vientos estelares que arrancan capas de gas de las estrellas, las cuales pueden constituir el combustible para estos agujeros negros.

El modelo de gas caliente como combustible para los AGNs modo-chorro tiene bastantes argumentos a su favor. Si nos centramos en la emisión característica de estos AGNs (L_{mec}), deducimos de la Figura 3.4 que las emisiones aumentan cuando se tienen poblaciones estelares viejas (altos valores de $D(4000)$) manteniendo fija la masa estelar, y también aumentan con la masa estelar manteniendo fija la edad estelar. Es decir, la luminosidad L_{mec} parece aumentar a la vez que aumenta la masa de gas caliente perdido por las estrellas, ya bien sea por una mayor masa estelar o por un mayor envejecimiento de la

población estelar vecina. De hecho, este modelo se reafirma si tenemos en cuenta que el entorno mayoritario de los AGNs modo-chorro son cúmulos y grupos, en los cuales se forman halos de gas caliente que emiten en los rayos X y que conformarían otra vía de suministro para el agujero negro[21]. Es más, la emisión de gas caliente por parte de los chorros característicos supondría un mecanismo de retroalimentación: parte del gas acretado sobre el agujero negro es expulsado en forma de chorros, cuyas masas de gas son capturadas nuevamente en los halos[21].

Hemos presentado entonces un modelo favorable basado en la acreción de gas caliente, pero nos falta por confirmar que existe una relación entre la acreción de gas caliente y la energía mecánica emitida en forma de chorros. De confirmarse esta relación no sólo tendríamos explicado el modelo de acreción de los AGNs modo-chorro, sino que además podemos justificar la emisión mecánica en chorros de los AGNs modo-radiativo radio-intensos con las masas de gas caliente de los halos de los cúmulos y grupos donde se encuentran. En el modelo más simplificado de acreción de gas caliente, asumiendo presión nula y densidad ρ_g uniforme y velocidad del sonido v_s , la tasa de acreción se puede obtener de acuerdo a la deducción realizada por Bondi en 1952[21]:

$$\dot{M}_{g,h} = \lambda 4\pi \frac{(GM_{SMBH})^2 \rho}{v_s^3} \quad (4.9)$$

donde λ es un escalar que toma valores próximos a la unidad y que depende de las propiedades del gas que se está considerando. Sin embargo, para la emisión de energía mecánica producida por los chorros no tenemos un modelo físico que lo explique, sino que tenemos que recurrir a la estimación empírica dada en la Ecuación 3.5. Esto implica que, a priori, no tenemos un modelo analítico para expresar la relación entre la tasa de acreción de la Ecuación 4.9 y la energía mecánica emitida, por lo que se compara la potencia mecánica medida P_{mec} con la potencia asociada al proceso de acreción de gas caliente dada por la expresión $P_{g,h} = \epsilon \dot{M}_{g,h} c^2$, un modelo análogo al proceso clásico de acreción, de ahí que se suele tomar el valor $\epsilon \sim 0.1$ para la eficiencia[117, 118].

En 2006, Allen y su equipo de trabajo realizaron un estudio de la emisión mecánica, medida mediante el procedimiento de las cavidades que ya explicamos en la Subsección 3.1.2, y la emisión asociada al proceso de Bondi. Sus resultados mostraban que para una muestra de 9 AGNs se obtenía una relación prácticamente lineal[117]:

$$\log \left(\frac{P_{g,h}}{10^{43} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}} \right) = A + B \log \left(\frac{P_{mec}}{10^{43} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}} \right) \quad (4.10)$$

con $A = 0.67 \pm 0.07$ y $B = 0.74 \pm 0.08$ [117]. Este resultado se puede visualizar en la Figura 4.4 (a). Sin embargo, en el año 2011, McNamara y su equipo de trabajo realizaron un análisis similar pero con una muestra más extensa. Sus resultados (b) nos muestran que existe una importante fracción de AGNs cuya emisión es varios órdenes de magnitud superior a la calculada por el proceso de Bondi. Es decir, de acuerdo a la Ecuación 4.9, serían necesarios SMBHs con masas considerablemente mayores de las estimadas[118].

Dadas las discrepancias observadas, conviene replantearse el modelo de la acreción de Bondi de gas caliente. Una de las principales alternativas a este proceso es la posibilidad de un enfriamiento de las masas de gas caliente antes del proceso de acreción[21]: en su origen, el combustible sigue siendo el gas caliente

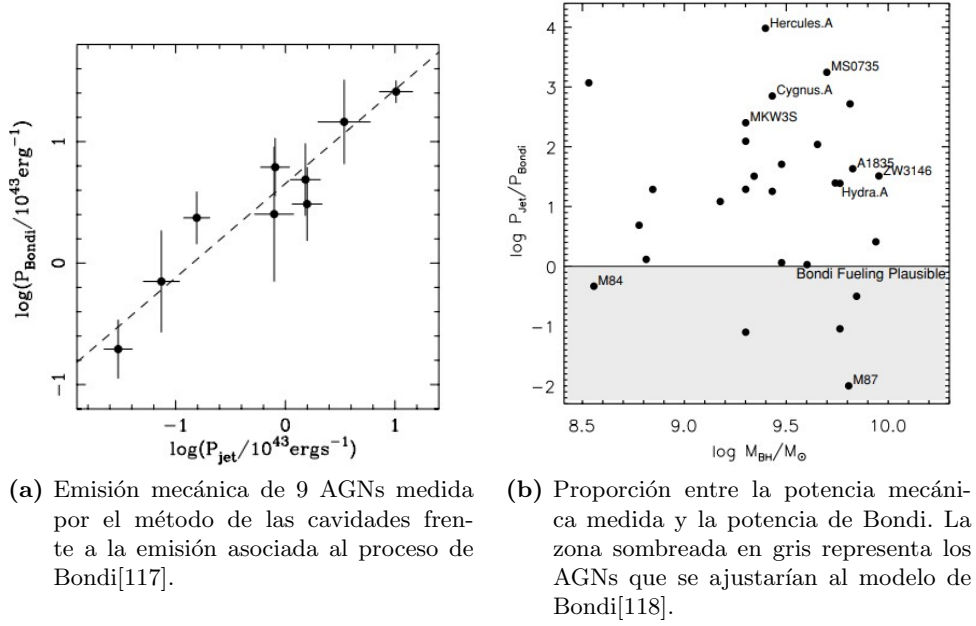


Figura 4.4: Estudio de la emisión mecánica P_{mec} y la emisión asociada al proceso de acreción de Bondi $P_{g,h}$.

cuyas fuentes abundan en los entornos de los AGNs modo-chorro, pero mediante diferentes procesos se enfrían antes de ser acretadas. El primer proceso que se considera es el enfriamiento por fuertes flujos fríos registrados en cúmulos y grupos de galaxias, que provocan la formación de nubes y filamentos de gas, cuyos choques suponen pérdidas de momento angular aumentando así la masa de gas acretada sobre el agujero negro[21]. Estos son los resultados de simulaciones realizados por diferentes equipos de investigación y cuyas tasas de acreción coinciden exactamente con las discrepancias observadas entre la tasa de Bondi y la emisión mecánica registrada. Sin embargo, este modelo contempla interacciones mecánicas muy extremas, por lo que algunos autores sugieren que procesos menos extremos, como vientos estelares producidos por estrellas orbitando en regiones centrales pueden generar presión sobre el gas, modificando así el proceso de acreción de Bondi y enfriando las masas de gas[21].

Si bien la presencia de estas masas de gas frío se ha observado en galaxias, cúmulos y grupos, en muchas ocasiones no permiten explicar del todo bien la emisión mecánica registrada por los chorros[118]. McNamara y su equipo de trabajo sugieren explorar la alternativa del spin del SMBH. El spin j podría jugar un papel muy importante en la emisión mecánica, ya que los resultados de McNamara y su equipo de trabajo muestran que, fijando una masa del agujero negro, la emisión mecánica de las cavidades aumenta con j [118]. Sin embargo, existe aún mucha controversia respecto a estos modelos[21].

Podemos resumir entonces que, con independencia de los modelos que se contemplen, existen claras evidencias de que el combustible principal de los AGNs modo-chorro está formado por gas caliente. Sin embargo, dicho gas caliente no explica por sí solo la energía mecánica producida en numerosos AGNs, por lo que en el proceso de acreción y de la formación de los chorros se producen procesos físicos, los cuáles aún se siguen discutiendo, que conducen a una mayor emisión por parte del AGN.

4.3. Procesos generales de retroalimentación en sistemas binarios

En nuestro estudio de los procesos de acreción comenzamos analizando a menor escala en la [Sección 4.1](#) como eran los procesos que se registraban en los sistemas binarios de rayos X y, posteriormente, extendimos nuestro estudio a los AGNs. A continuación, procederemos de forma completamente análoga.

Entendemos¹⁵ por retroalimentación (*feedback*) la emisión de la energía que devuelve el agujero negro por diferentes procesos tras su alimentación. Es decir, el agujero negro recibe una cantidad de energía por unidad de tiempo L_i , lo que constituye la alimentación, y emite una energía por unidad de tiempo dada por L_o , la cual constituye la retroalimentación. Partimos entonces de $L_i = L_o$ por la conservación de la energía. En los procesos de alimentación, para los sistemas binarios de rayos X tenemos dos fuentes: la acreción $L_{i,\dot{M}}$ y por otro lado el spin del propio agujero negro $L_{i,s}$. Por su parte, si analizamos la energía emitida por el agujero negro, podemos englobarla en dos categorías principales, la luminosidad bolométrica $L_{o,bol}$ y la emisión mecánica $L_{o,mec}$. Sin embargo, tenemos que tener en cuenta una tercera componente, que es la energía que se pierde al atravesar el horizonte de sucesos del agujero negro[119] y que denotaremos como $L_{o,adv}$. Esto quiere decir que tenemos el balance[119]:

$$L_{i,\dot{M}} + L_{i,s} = L_{o,bol} + L_{o,mec} - L_{o,adv} \quad (4.11)$$

Conviene destacar la importancia de los signos en la expresión anterior. En el lado izquierdo de nuestra ecuación de balance energético tenemos las fuentes de energía del agujero negro, por lo que tomarán valores positivos si suponen una fuente de energía o tomarán valores negativos si suponen una pérdida de energía. Notamos que por definición del proceso de acreción, el término $L_{i,\dot{M}}$ siempre es positivo, pero esto no ocurre con el término $L_{i,s}$. En la formación de los chorros, se cree que el spin del agujero negro juega un papel importante[119], por lo que agujeros negros con gran rotación pueden suministrar una fuente adicional de energía ($L_{i,s} > 0$). No obstante, un agujero negro sin rotación puede ganar spin como consecuencia del proceso de acreción[119], lo que implicaría que la energía asociada al spin es en verdad una energía emitida, por lo que pasaría al otro lado o, equivalentemente, toma un valor negativo ($L_{i,s} < 0$). En el otro lado, tenemos los procesos de retroalimentación y todos ellos toman un valor positivo, es decir, son emisiones de energía del agujero negro. Al anteponer el signo negativo a $L_{o,adv}$ ya estamos asumiendo que es una pérdida de energía en el proceso de retroalimentación.

Analicemos entonces las emisiones de energía L_o . Comenzamos con la emisión bolométrica (energía radiada) para los sistemas binarios de rayos X. La estimación de dicha emisión se puede realizar gracias a la medición de la luminosidad en los rayos X ($1 - 10 \text{ KeV}$), multiplicando por un factor de corrección que toma el valor ~ 2 para los sistemas en el estado alto-blando (estos sistemas ya emiten principalmente en la banda de los rayos X blandos) y el valor ~ 5 para los sistemas en el estado bajo-duro (ya que

¹⁵A la hora de particularizar los procesos de retroalimentación en AGNs, los autores pasan a definirlos como aquellos procesos bajo los cuales se regula la evolución de la galaxia, con especial énfasis en su bulbo[21, 24]. No obstante, como observaremos a continuación, existen también procesos de retroalimentación en sistemas binarios de rayos X que regulan la evolución de los mismos. Con el fin de evitar confusiones, trataremos en el presente trabajo los procesos de retroalimentación como las interacciones posteriores a la alimentación (acreción) de los agujeros negros. Con esta definición, podemos cubrir todos los escenarios presentados.

estos sistemas emiten principalmente en los rayos X duros)[119]. En el caso de que la emisión se haga por encima del 1 % del límite de Eddington, entonces la detección es bastante directa, pero en el caso de que la emisión sea inferior, la emisión de la acreción se mueve a la zona ultravioleta, donde también se registran emisiones por absorción y reemisión del medio interestelar[119].

La energía mecánica emitida $L_{o,mec}$ se puede expresar en dos términos: una energía asociada a vientos $L_{o,wind}$ y otra asociada a chorros $L_{o,jet}$. La existencia de vientos en el disco de acreción se puede determinar por la observación de líneas de absorción asociadas a [FeXXV] y [FeXXVI], características de estos modelos y no presentes en ningún otro tipo de objetos astrofísicos[119]. La característica principal de estos vientos es que solo se localizan en los sistemas binarios de rayos X en estado alto-blando, y además tienen una localización preferente en el ecuador: se observan bajo grandes inclinaciones. La clara consecuencia de la formación de estos vientos es la liberación de masa \dot{M}_w . Por medio de las líneas de absorción características (en particular, analizando su anchura) se pueden estimar las columnas de densidad del material, y con ello realizar una estimación de la tasa de masa liberada dada por[119]:

$$\dot{M}_w = 4\pi m_p v_w \frac{L_{rad}}{\xi} \frac{\Omega}{4\pi} \quad (4.12)$$

donde m_p es la masa del protón, L_{rad} la luminosidad de la radiación incidente, v_w la velocidad del flujo de salida, ξ es el parámetro de ionización y Ω es el ángulo sólido que contiene al viento[119]. La dependencia proporcional de la tasa asociada con el viento respecto a la luminosidad radiativa explica cómo estos vientos son característicos del estado alto-blando y no del bajo-duro. El origen físico de estos vientos aún sigue siendo una cuestión a debate, aunque el modelo termal, basado en una fuerte irradiación que calienta las partes más externas del disco de acreción lo que aumenta la presión termal hasta la formación de dichos vientos[119], es el más favorable.

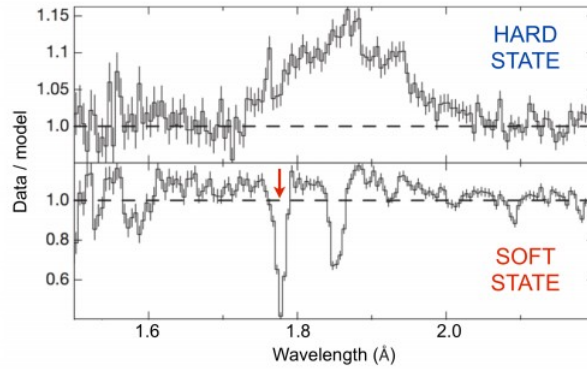


Figura 4.5: Análisis de la emisión del sistema binario de rayos X GRS 1915+105. En el estado bajo-duro no se observan líneas de absorción, pero en el estado alto-débil observamos una característica absorción (señalada con flecha roja) correspondiente a [FeXXVI], uno de los indicadores de la presencia de vientos en el disco de acreción[119].

Respecto a $L_{o,jet}$ nos encontramos con tres modos en los chorros: el modo apagado, el modo estable y el modo transitorio. De acuerdo a nuestro análisis de la [Subsección 4.1.2](#), el modo apagado se corresponde con el estado alto-blando, el modo estable se corresponde con el estado bajo-duro y el modo transitorio se corresponde con los chorros que se observan en las fases de transición entre los estados anteriores.

- El modo apagado hace referencia directa a la imposibilidad de observar radio chorros en los sistemas

binarios de rayos X. El hecho de que no se puedan observar dichos chorros implica que su luminosidad es, al menos, dos órdenes de magnitud inferior al observado por el mismo sistema binario en el estado bajo-duro[119].

- El modo estable se corresponde con los chorros detectados en sistemas binarios que presentan una componente prácticamente plana de su espectro en el rango radio. De forma análoga a la [Ecuación 3.5](#), que nos permitía estimar la energía emitida por los chorros en los AGNs, nos encontramos con otra expresión para los sistemas binarios, pero que trabaja con la frecuencia $\nu = 8.6 \text{ GHz}$, dada por[119]:

$$P_{mec,X} = 4 \cdot 10^{29} \left(\frac{L_{8.6 \text{ GHz}}}{10^{23} \text{ W}} \right)^{\frac{12}{17}} [W] \quad (4.13)$$

- El modo transitorio hace referencia a los chorros detectados en la transición desde el estado bajo-duro al estado alto-blando. La característica principal de estos chorros es la formación de estelas (*flares*), es decir, la formación de volúmenes de gas en emisión sincrotrón, y en los cuales se tienen que tener en cuenta los efectos de movimiento aparentemente superlumínicos expresados en la [Ecuación 2.5](#). Sin embargo, como se muestra en la [Figura 4.6](#), este mecanismo recurrente no sólo se presenta en longitudes de onda radio, sino que también se registra en el infrarrojo, existiendo una notable correlación. La explicación a este fenómeno se debe, en parte, a que una parte del disco interior de acreción es acelerada y expulsada durante el proceso, explicando así la emisión no-termal sincrotrón desde el infrarrojo hasta el radio, pero existen algunas emisiones cuyo origen aún es desconocido[119].

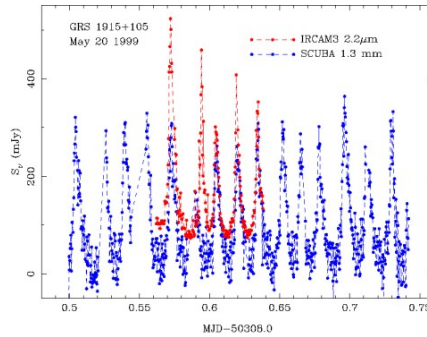


Figura 4.6: Detección de las emisiones de estelas tanto en el rango milimétrico (azul) como en el rango infrarrojo (rojo) para GRS 1915+105. En total se observan 16 estelas en el rango milimétrico y 5 en el rango infrarrojo[119].

4.4. Procesos de retroalimentación en AGNs

Continuando con la analogía establecida en la [Subsección 4.1.3](#), para los AGNs tenemos dos procesos de retroalimentación principales que se asocian con cada una de las familias que estamos considerando en el presente trabajo. Por un lado, para los AGNs modo-radiativo (análogo a los estados alto-blando) se presentan vientos que, se postulan, son los responsables de frenar la tasa de formación estelar en la galaxia y con ello migrar de la nube azul a la secuencia roja[21]. Llamaremos a estos mecanismos *procesos de evolución*. Por otro lado, para los AGNs modo-chorro (análogo a los estados bajo-duro) se presentan

los característicos chorros cuya función es la de evitar que el gas se enfríe y de esa forma permanecer en la secuencia roja[21]. Los denotaremos como *procesos de mantenimiento*.

4.4.1. Procesos de evolución en AGNs modo-radiativo

Uno de los principales resultados obtenidos en el presente trabajo es la relación intrínseca entre los AGNs modo-radiativo y una creciente formación estelar (véase Sección 3.4). Como consecuencia de esta relación, a la hora de analizar los procesos de retroalimentación en los AGNs modo-radiativo nos encontramos con dos principales agentes: el propio agujero negro supermasivo y las estrellas masivas que se forman en las regiones centrales[21].

La motivación principal por la que debemos tener en cuenta los efectos de las estrellas masivas viene dada por la gran cantidad de energía cinética liberada en su formación: $E_{kin} \sim 1.4 \cdot 10^{49}$ ergs por unidad de masa solar en la formación de las mismas[21]. La energía y el momento liberados por estrellas masivas a través de vientos estelares, supernovas y la propia radiación, pueden conducir a la formación de intensos vientos galácticos. Uno de los muchos trabajos realizados en el estudio de los vientos galácticos en las SFGs es el de Chen y su equipo de trabajo presentado en 2010[120].

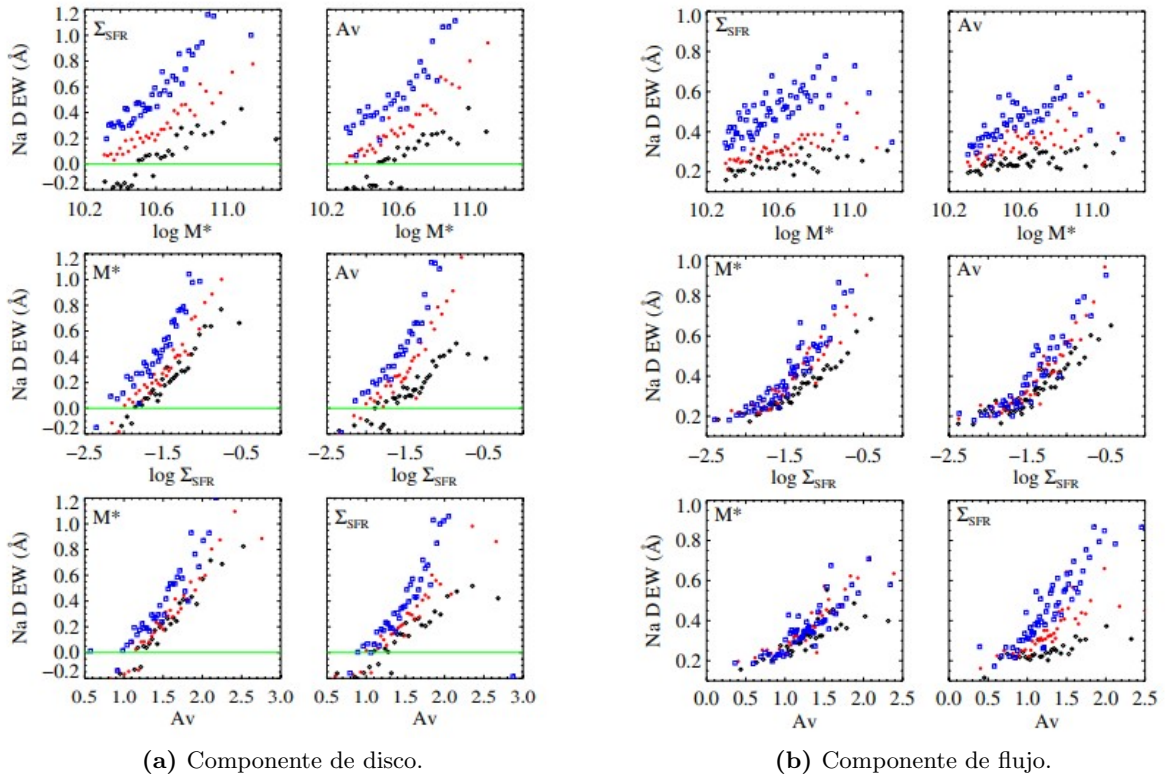


Figura 4.7: Estudio de las anchuras equivalentes para un conjunto de SFGs. El factor A_V representa la atenuación por polvo, el factor M_* la masa estelar de las galaxias y el factor Σ_{SFR} la tasa de formación estelar por unidad de área[120].

Chen y su equipo de trabajo realizaron el estudio de vientos galácticos en una muestra de SFGs de la campaña SDSS analizando las líneas de absorción $[Na I D]$ ($\lambda = 5890 \text{ Å}, \lambda = 5896 \text{ Å}$)[120], ya que estas tienen lugar por la presencia de gas frío en el disco galáctico (denominada *componente del disco*) y

en el gas frío arrastrado por los vientos galácticos (denominada *componente de flujo*). En concreto, sus resultados se presentan analizando la denominada *anchura equivalente*¹⁶ (de aquí en adelante EW), cómo se observa en la [Figura 4.7](#). La primera conclusión a la que llegan en su estudio es que la EW depende exclusivamente de tres parámetros de las galaxias: la atenuación por polvo A_V , la masa estelar M_* y tasa superficial de formación estelar Σ_{SFR} [120].

Entrando más en detalles, para la componente del disco ([Figura 4.7 \(a\)](#)) se observa que la principal dependencia es con A_V , es decir, la atenuación por polvo es el principal agente responsable de mantener el sodio neutro en el disco[120]. En la componente de flujo ([Figura 4.7 \(b\)](#)), el principal parámetro es Σ_{SFR} , seguido de cerca por A_V [120]. Físicamente, interpretamos este resultado como que la tasa superficial de formación estelar determina la cantidad de gas que puede abandonar el disco mientras que la atenuación por polvo garantiza su neutralidad como en la componente de disco. Otro resultado de gran interés es que la velocidad de dichos vientos ($v_W \sim 120 - 160 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) parece no tener ninguna dependencia con las propiedades de la galaxia[120].

Estos resultados deben ser considerados con cautela. La medición de $[NaI D]$ es bastante complicada y no exenta de problemas debido a la gran facilidad que tiene el sodio de verse excitado por la radiación emitida por estrellas masivas calientes, motivo por el cual el estudio presentado por Chen y su equipo de trabajo se restringió a clases particulares de galaxias con estallidos de formación como enanas con estallidos de formación (*dwarf starbursts*), galaxias infrarrojas luminosas (de aquí en adelante LIRGs) y galaxias infrarrojas ultraluminosas (de aquí en adelante ULIRGs)[120].

Si bien el estudio para galaxias normales con incipiente formación estelar sigue siendo una cuestión estudiada en la actualidad, en el caso de los AGNs se tiene probada la influencia de estos vientos tanto en regiones interiores como en las regiones más externas (halo gaseoso)[21]. Es más, se cree que tiene también una influencia en el crecimiento de los SMBHs, pero aún no se ha determinado de forma directa. Un ejemplo de esta posible relación es el retraso del crecimiento del agujero negro en unos $2 \cdot 10^8$ años al iniciarse un estallido de formación estelar[21]. Es decir, las supernovas generadas inhiben o ralentizan la acreción de gas sobre el agujero negro.

Una vez hemos analizado la influencia que tienen las estrellas masivas sobre la galaxia, pasaremos a trabajar con la influencia del propio SMBH sobre la misma. Puesto que el entorno de los AGNs modo-radiativo radio-intensos se asemeja al de los AGNs modo-chorro, centraremos nuestro estudio en los AGNs modo-radiativo radio-débiles. La relación entre la formación estelar y los AGNs modo-radiativo ([Sección 3.4](#)) así como su conexión con la propia alimentación del SMBH ([Subsección 4.2.1](#)) implican que a la hora de analizar los flujos de gas frío en los AGNs radio-débiles debemos tener en cuenta los vientos galácticos generados por los estallidos de formación estelar (asociados a la alimentación del agujero negro) así como los flujos generados tras la alimentación (generalmente flujos colimados, chorros, presentes en más del 35 % de AGNs Seyfert)[121].

El estudio de líneas de absorción desplazadas al azul en el rango óptico, ultravioleta y de rayos X de los AGNs tipo 1, es una clara prueba de la presencia de flujos de gas frío. En el caso de los AGNs tipo 2 su detección pasa a ser más complicada, ya que dichas corrientes no se extienden más allá de las

¹⁶La anchura equivalente (*equivalent width*) se determina a partir de una medición del área encerrada por la línea de absorción/emisión y tomando posteriormente el valor de anchura b que al multiplicarse con la intensidad del continuo proporciona el mismo área. Es una forma de comparar la intensidad de absorción de las líneas para diferentes fuentes.

zonas centrales, con lo que la detección de los mismos puede asociarse directamente a las estrellas masivas de las zonas centrales de la galaxia[21]. Como ya hemos observado en el estudio de Chen y su equipo de trabajo, determinar la profundidad de las líneas de absorción es necesario para calcular propiedades físicas fundamentales de los flujos de gas. Esta determinación ya de por sí es bastante complicada en las SFGs, y su complicación es aún mayor en el caso de las galaxias que albergan AGNs modo-radiativo puesto que en muchas ocasiones dichas líneas se encuentran saturadas[21], con lo que sólo se pueden proporcionar límites para sus propiedades. No obstante, podemos observar que los AGNs menos luminosos (Seyferts tipo 1) presentan flujos con velocidades del orden de $10^2 - 10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ y los más luminosos (RQQs) de hasta $10^5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ [21], claramente superiores a los registrados en SFGs.

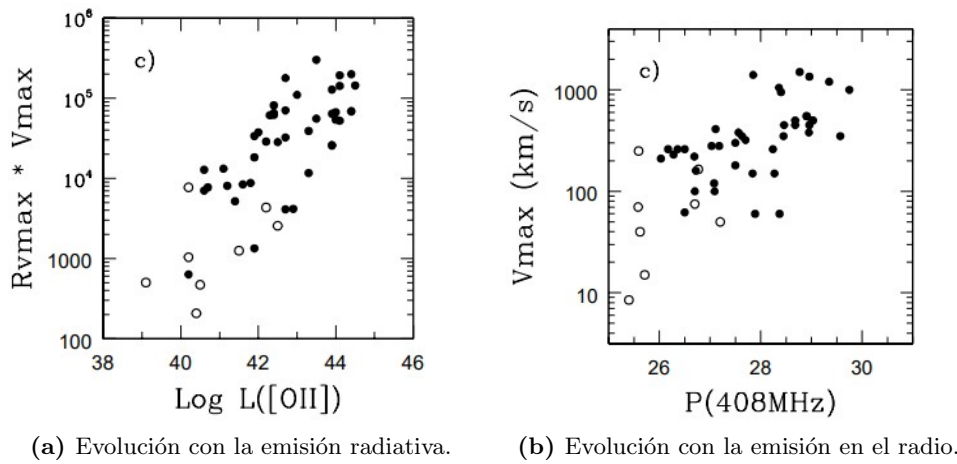


Figura 4.8: Estudio de las regiones de emisión de líneas en radio galaxias. La magnitud V_{max} se corresponde con la velocidad máxima medida respecto del núcleo y el parámetro R_{vmax} la distancia desde el núcleo en la que se registra dicha velocidad[122].

Un estudio alternativo de los flujos de gas frío versa en el análisis de la emisión de la NLR[121]. Los flujos generados en los AGNs radio-débiles, que no llegan a velocidades relativistas ($v \lesssim 0.25c$ [121]), pueden transferir su energía y momento al gas vecino en un proceso que se denomina interacción chorro-nube. Si bien este efecto también se puede observar en la BLR, el uso de la NLR viene dado porque dicha región no se encuentra oculta por el toro de polvo, con lo que el análisis se puede llevar tanto a los AGNs de tipo 1 como de tipo 2. Es claro que la anchura de las líneas de emisión en la NLR presentará dos componentes: la anchura por la velocidad generada por energía gravitatoria; y la anchura por la velocidad asociada a la interacción chorro-nube. Veilleux y su equipo de trabajo en 1991 demostraron que, si bien la parte dominante es la gravitatoria, existe una componente adicional cuyo origen tiene lugar en los flujos de gas generados[121]. La determinación de la energía cinética es una cuestión bastante compleja y no exenta de problemas, pero un estudio preliminar fue presentado en el 2000 por Baum y McCarthy (véase la Figura 4.8), donde se observa que la energía cinética de los flujos parecen escalar con la luminosidad radiativa del AGN[122].

Al igual que el análisis de la influencia de los estallidos de formación estelar en las SFGs sólo se ha podido realizar con gran detalle para objetos extremos como las LIRGs o ULIRGs, el efecto de los flujos generados por los AGNs en el combustible y en la evolución de las galaxias sólo se ha podido establecer

para AGNs muy luminosos ($L_{Bol} \gtrsim 10^{45} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ [21]) que, de acuerdo a la función de luminosidad de la [Ecuación 2.8](#), se corresponden con los objetos más raros de encontrar.

Para las ULIRGs con AGNs, cuyas luminosidades bolométricas exceden el anterior criterio, se han descubierto evidencias de flujos de gas molecular[21]. En primer lugar, analizando las líneas de absorción y emisión en el lejano infrarrojo de la molécula OH, se observan claras líneas de absorción desplazadas al azul como consecuencia de los flujos salientes de gas molecular. La EW de estas líneas de absorción parece no depender ni de la luminosidad emitida por el AGN ni del ratio entre la luminosidad del AGN y la luminosidad emitida durante el episodio de formación estelar. No ocurre lo mismo con la velocidad del flujo, donde sí que se observa un incremento de la misma con la luminosidad del AGN: en los sistemas donde dominan los estallidos de formación estelar las velocidades llegan hasta los $100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, mientras que en los dominados por la luminosidad del AGN llegan hasta los $400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, pudiendo superar los $10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ [21]. Las tasas de flujo (saliente) de masa oscilan entre los $10^2 - 10^3 M_{\odot} \cdot \text{años}^{-1}$ [21]. En segundo lugar, para ciertas ULIRGs, se puede realizar un estudio similar en el rango milimétrico estudiando la molécula de CO. Los resultados conducen a velocidades de flujo de $800 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ y tasas de $700 M_{\odot} \cdot \text{años}^{-1}$, resultados que reafirman los valores obtenidos analizando la molécula de OH, pero no se han podido replicar en muchos sistemas[21]. Por su parte, el estudio de cuásares de Tipo 2 con luminosidades excediendo los $10^{46} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ han demostrado la existencia de líneas de emisión anchas que se extienden a toda la galaxia y no sólo a la BLR, demostrando así que los flujos salientes generados tras el proceso de alimentación influyen en toda la galaxia[21].

En el Universo Local, el estudio presentado por Shin, Nagao y Woo en 2017[123] abre la posibilidad de extender las conclusiones anteriores a toda la familia de AGNs modo-radiativo. De acuerdo a dicho estudio, existe una correlación entre el flujo saliente de gas, la metalicidad y el ratio de Eddington del AGN, lo que sugiere que tanto la acreción del gas como el flujo saliente de gas están intrínsecamente relacionados con la metalicidad en las regiones centrales, es decir, que existiría una conexión entre los estallidos de formación estelar y la propia actividad del AGN: episodios de formación estelar en las proximidades del SMBH enriquecen el gas de dicha región y activan la acreción de gas sobre el agujero negro[123]. Sin embargo, hay que tener en cuenta tres importantes restricciones del estudio presentado por Shin, Nagao y Woo: se centra en el análisis de la BLR, por lo que sólo se tiene información de las zonas más interiores; no se ha encontrado ninguna correlación con la NLR; y, se ha basado en una muestra relativamente pequeña de AGNs[123].

En definitiva, si bien el estudio de la influencia de los flujos de gas para los AGNs modo-radiativo más luminosos en las galaxias que los albergan han mostrado resultados positivos, aún debemos ser cautos al extrapolar dichas consecuencias a los AGNs del Universo local.

4.4.2. Procesos de mantenimiento en AGNs radio-intensos

A la hora de analizar la alimentación de los AGNs modo-chorro ([Subsección 4.2.2](#)) ya observamos que la emisión de poderosos radio chorros era captada por los halos de gas caliente que suministraban el combustible: haces colimados de gas son emitidos por el AGN hasta que llegan al halo de gas caliente, donde se expanden formando radio lóbulos llenos de plasma relativista, burbujas en expansión y cavidades dentro del gas[21]. Como ya se comentó en la [Subsección 3.1.2](#), gran parte de la energía mecánica de los

chorros es empleada para inflar las cavidades dentro del gas caliente, proporcionándonos un método de estimación de dicha energía mecánica. Por lo tanto, se abre la posibilidad a un modelo en el que el propio AGN se autorregula su propia alimentación. Este modelo se extiende a todos los AGNs radio-intensos, por lo que tendremos que tener en cuenta las dos familias principales de AGNs. A continuación, presentaremos las evidencias observacionales para esta dinámica, empenzando por los casos más extremos como son los cúmulos más brillantes de galaxias, y posteriormente con galaxias elípticas que albergan AGNs.

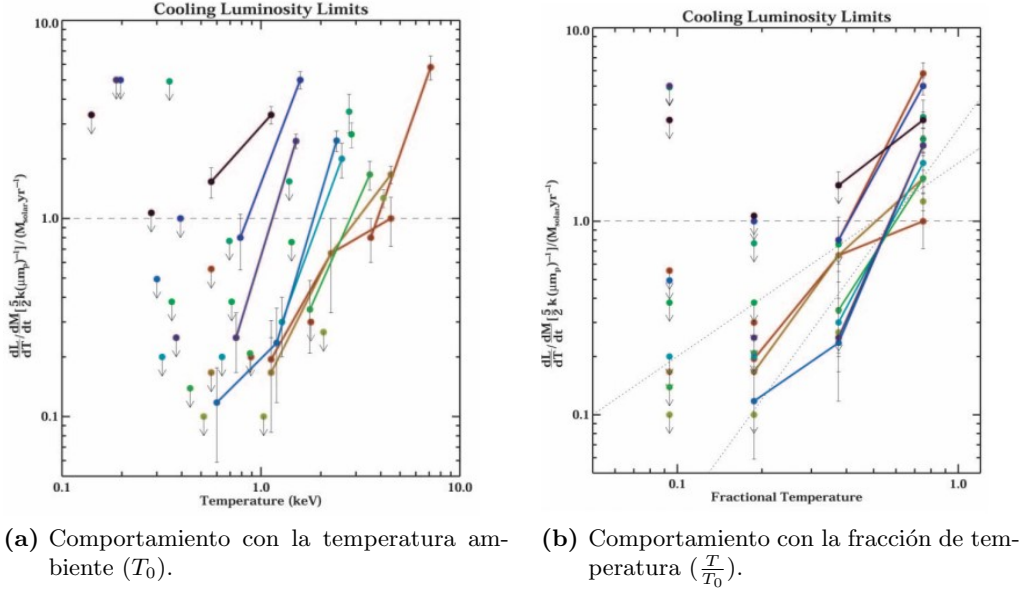


Figura 4.9: Evolución del ratio entre el perfil de luminosidad medido directamente y el estimado por la Ecuación 4.14. Cada color representa un cúmulo. La temperatura ambiente T_0 es la temperatura a la que mejor se ajusta el perfil de fondo[124].

Comencemos analizando los AGNs albergados por galaxias masivas en los centros de cúmulos y grupos (es decir, las galaxias anfitrionas habituales de los AGNs radio-intensos). Como sabemos, el combustible principal es el gas caliente que se sitúa en los halos. Dicho gas, se enfría mediante una emisión radiativa, generalmente en los rayos X, emitiendo una luminosidad L_{frio} . Por tanto, podemos aproximar el perfil de luminosidad como[124]:

$$\frac{dL_{frio}}{dT} = \frac{2}{5} \frac{k_B}{\mu m_p} \dot{M}_{frio} \quad (4.14)$$

donde μm_p representa la masa media de la partícula y \dot{M}_{frio} es la tasa de gas que se deposita, a causa del enfriamiento, en el denominado radio de enfriamiento r_{frio} . El único parámetro libre en la Ecuación 4.14 es la tasa \dot{M}_{frio} , la cual se puede estimar mediante imágenes en los rayos X de los cúmulos. Esta técnica es la que emplearon Peterson y su equipo de trabajo en 2003[124]: por un lado realizaron mediciones de las tasas de deposición de gas \dot{M}_{frio} ; y por otro, realizaron una medición directa del perfil de luminosidad $\frac{dL_{frio}}{dT}$ extrayendo la componente de fondo del perfil de luminosidad global del cúmulo[26]. Los resultados que se presentan en la Figura 4.9 (a), evidencian que el comportamiento del perfil de luminosidad se aleja del modelo teórico (de la recta horizontal con valor 1). De hecho, un estudio más exhaustivo como el

presentado en (b) muestra que en verdad el comportamiento se puede modelizar como[26]:

$$\frac{dL_{frio}}{dT} = \frac{2}{5} \frac{k_B}{\mu m_p} \dot{M}_{frio} (1 + \alpha) \left(\frac{T}{T_0} \right)^\alpha \quad (4.15)$$

con $\alpha \in [1, 2]$, claramente alejado del valor $\alpha = 0$ que supone el modelo teórico. Estudios complementarios muestran que la cantidad de gas que se enfría es sólo el 10 % de lo estimado teóricamente[21].

Todos estos resultados concuerdan con un modelo en el que se debe añadir una fuente adicional de calor, y teniendo en cuenta que la actividad en el rango radio de AGNs se ha detectado en más del 70 % de los cúmulos[21], el modelo de calentamiento dado por los radios chorros de los AGNs parece ser la explicación más razonable. Por otro lado, estimaciones de la energía emitida en los chorros y de la energía necesaria para evitar la pérdida por enfriamiento respaldan este modelo. Sin embargo, los chorros son estructuras con un alto nivel de anisotropía, por lo que es necesario explicar como el enfriamiento del gas se realiza en todas las direcciones. Podemos explicar el enfriamiento global por medio de las radio burbujas formadas, las cuales al expandirse generan ondas de choque que permiten distribuir la energía de los chorros de una forma más uniforme[21].

Por otro lado, ya en la [Subsección 4.2.2](#) analizábamos la posibilidad de que las masas de gas caliente sufrieran algún tipo de enfriamiento que permitiría justificar la energía detectada (excediendo los límites de la acreción de Bondi). Esta idea se ve más reforzada cuando analizamos el proceso de retroalimentación: que el SMBH autorregule su alimentación quiere decir que el tiempo de acreción debe ser lo suficientemente corto como para que, ante cualquier posible cambio en el entorno, mantenga el equilibrio entre el calentamiento-enfriamiento de las masas de gas. El proceso de acreción de Bondi (acreción de gas caliente) proporcionaría tiempos de acreción superiores a los 10^9 años, mientras que un modelo que contemple una acreción de masas de gas más frío, proporcionaría tiempos menores incluso para procesos advectivos[21].

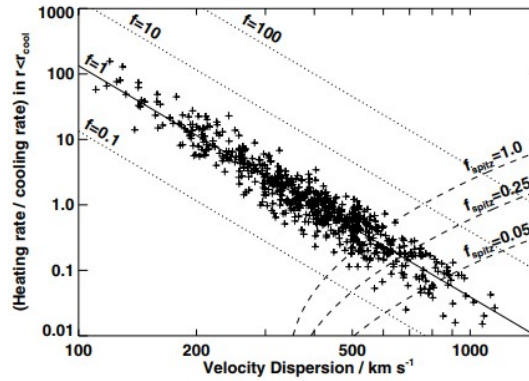


Figura 4.10: Evolución del ratio entre la tasa de calentamiento y la tasa de enfriamiento para diferentes sistemas (galaxias y cúmulos brillantes) en función de la velocidad de dispersión[125].

Al igual que ocurría en los procesos de evolución para AGNs modo-radiativo, nuestro conocimiento de los sistemas más energéticos es mayor aunque más sesgado, puesto que estos sistemas son más raros. Estudios realizados en poblaciones de AGNs radio-intensos situados en galaxias elípticas confirman que los AGNs proporcionan por medio de los chorros más energía de la necesaria para mantener el balance del enfriamiento-calentamiento del gas del entorno[21]. En este sentido, destacamos el estudio presentado por

Best y su equipo de trabajo en 2007[125], y que se muestra en la [Figura 4.10](#). La velocidad de dispersión crece con la masa del sistema, por lo que del estudio podemos deducir que para los sistemas menos masivos (ya sean pequeños grupos de galaxias o galaxias aisladas), se presenta una tasa de calentamiento entre 10–100 veces mayor que de enfriamiento[125]. Podemos entender este exceso de energía dado que los chorros no depositan necesariamente toda su energía en el radio de enfriamiento r_{frio} , sino que llevan la energía a mayores distancias donde se disipa.

Por último, en los sistemas de menor masa, se observa que el proceso de calentamiento no es una mecánica constante: se establece un claro análogo con los sistemas binarios de rayos X en modo transitorio. Cuando las masas de gas alcanzan las condiciones para el enfriamiento, el AGN activa el mecanismo de chorros, produciéndose un sobrecalentamiento de las masas de gas[21]. Esto permitiría explicar el comportamiento de los AGNs modo-radiativo radio-intensos: cuando las masas de gas se enfrían, se dan episodios cortos de formación estelar que inducen la acreción sobre el agujero negro; de esta manera, el SMBH acciona los radio chorros que calientan nuevamente las masas de gas, hasta tal punto que se genera una situación turbulenta en la que no es posible realizar el proceso de acreción. Esta idea se ve reforzada por la anticorrelación existente entre episodios recientes de formación estelar y la correspondiente emisión radio del AGN[21].

En conclusión, existen numerosas evidencias que apuntan a que la formación de chorros por parte de los AGNs radio-intensos permite mantener el gas que supone su combustible a altas temperaturas, evitando así su enfriamiento y flujo al interior, lo que implicaría mayores tasas de formación estelar. En los sistemas más masivos, este mecanismo parece mantenerse de forma constante, es decir, el SMBH siempre está realizando la emisión de chorros para autorregular su combustible, explicándose la retroalimentación en los AGNs modo-chorro. En los sistemas menos masivos, la regulación por chorros se alterna con episodios de formación estelar que activan la acreción sobre el SMBH, explicándose así la retroalimentación en los AGNs modo-radiativo radio-intensos.

4.5. Esquema de alimentación y retroalimentación en AGNs

En el presente capítulo hemos abordado el estudio tanto de los procesos de alimentación como de los procesos de retroalimentación de los AGNs y sus consecuencias para las galaxias que los albergan y sus entornos. En la [Tabla 4.1](#) presentamos un resumen de las principales conclusiones que podemos extraer. Es importante destacar que aún no tenemos un conocimiento pleno de estos procesos: existen bastantes incógnitas que se siguen estudiando y discutiendo en la actualidad.

Tabla 4.1: Mecanismos de alimentación y retroalimentación en AGNs.

	Procesos	Modo-radiativo	Modo-chorro
Alimentación	Combustible	Gas frío desplazado mediante flujos (entrantes)	Gas caliente (acretado directamente o enfriado)
	Fuente del combustible	- Evolución secular - Otros mecanismos desconocidos	- Halos de gas caliente - Chorros del propio SMBH
	Impacto sobre la galaxia anfitriona/entorno	- Formación de un pseudobulbo - O mantenimiento del bulbo inicial	- Formación de poderosos chorros que mantienen el gas caliente
Retroalimentación	Denominación	Procesos de evolución	Procesos de mantenimiento
	Mecanismo de actuación	- Activación de la acreción por estallidos de formación estelar - Formación de vientos galácticos - Formación de flujos (salientes) de gas	- Formación de radio chorros que depositan su energía en el gas evitando el enfriamiento
	Impacto sobre la galaxia anfitrión/entorno	- Las masas de gas frío son desplazadas hacia zonas externas - Se reduce la SFR (la galaxia migra de la nube azul a la secuencia roja)	- Las masas de gas caliente no se enfrían y no se desplazan hacia el interior - La galaxia anfitriona no presenta formación estelar relevante (se mantiene en la secuencia roja)

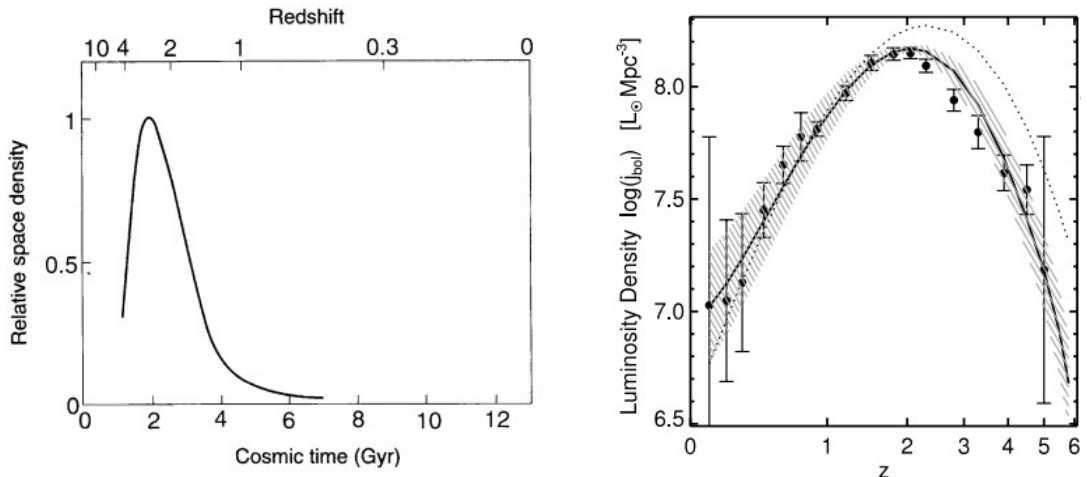
5. Estudio de AGNs a alto redshift

5.1. Estudio preliminar

Hasta ahora, hemos analizado las propiedades de los AGNs y de sus galaxias anfitrionas en el Universo local, es decir, para pequeños valores del redshift. En el modelo actual del Universo en expansión, el redshift z nos sirve tanto para hablar de la distancia a la que se encuentran los objetos como del tiempo transcurrido tras el Big Bang. Esta relación redshift-tiempo viene dada por[70]:

$$z = \left(\frac{t_0}{t}\right)^{\frac{2}{3}} - 1 \quad ; \quad t = \frac{t_0}{(1+z)^{\frac{3}{2}}} \quad (5.1)$$

donde t_0 indica el tiempo presente. La Ecuación 5.1 nos muestra que, cuanto mayor es el redshift, mayor es la diferencia entre t y t_0 . Por lo tanto, estudiar los AGNs a alto redshift y su co-evolución es equivalente a analizar si el esquema que hemos presentado es válido para toda época cósmica o, si por el contrario, sólo sirve para describirlos en la actualidad.



(a) Densidad de cuásares en función del redshift[126]. (b) Densidad de luminosidad en función del redshift[71].

Figura 5.1: Análisis de la distribución de AGNs poderosos en función del redshift.

El primer resultado de gran interés que nos encontramos es la conocida distribución de cuásares: la distribución de cuásares en función del redshift muestra un claro pico entorno a $z \sim 2-3$ (Figura 5.1 (a)). Para reforzar este resultado, podemos analizar la distribución de la luminosidad con el redshift (Figura 5.1

(b)), donde observamos que las fuentes más luminosas presentan un pico también en el mismo rango. Este resultado es el que se conoce como *Era de los Cuásares*, cuando una gran cantidad de colisiones y fusiones de galaxias tuvieron lugar proporcionando una gran cantidad de gas como combustible[127]. En primer lugar, conviene resaltar que precisamente estas dos fuentes de alimentación fueron las que se descartaron para la alimentación de los AGNs modo-radiativo en el Universo local ([Subsección 4.2.1](#)). En segundo lugar, recientes estudios ponen en duda que el intervalo $z \sim 2 - 3$ sea el intervalo de mayor luminosidad para los cuásares. Sería el resultado de una disminución en la extinción de la luminosidad frente a otras épocas, por lo que es necesario extender el estudio a mayores redshifts[127].

Dada la controversia existente con el resultado anterior, nos centraremos en otro estudio enfocado a la evolución de los SMBH. Dada la función de luminosidad, ya analizada en la [Sección 2.5](#), realizando una serie de asunciones sobre la tasa de acreción, podemos construir por medio de la [Ecuación 2.4](#) una función del crecimiento de la masa de los SMBH. Esta es la técnica que emplearon Shankar y su equipo de trabajo en 2009, y cuyos resultados se muestran en la [Figura 5.2](#). El reescalamiento de la contribución por la actividad estelar nos permite evidenciar que existe una clara correlación entre el crecimiento de los agujeros negros y el crecimiento de la masa de las galaxias por la actividad estelar[78].

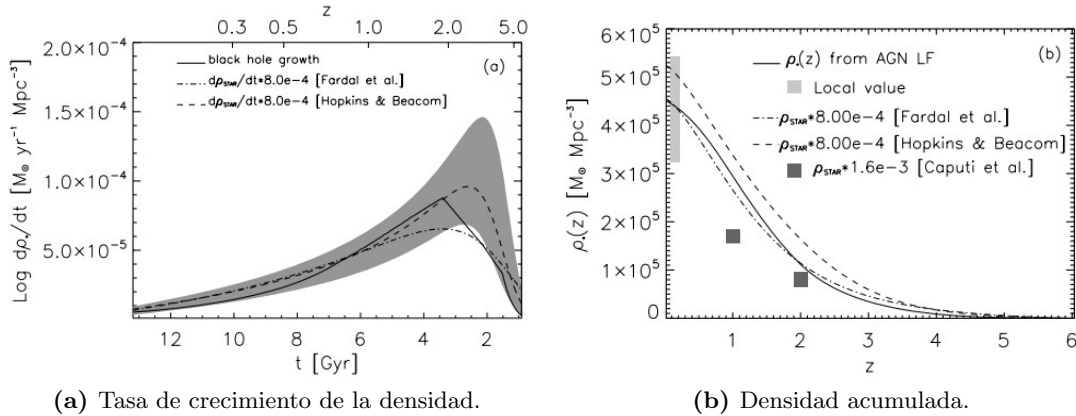


Figura 5.2: Estudio de la evolución de la densidad de materia en el Universo. La línea continua muestra los datos relativos a las masas de los agujeros negros, mientras que las líneas discontinuas se corresponden con la masa producida por formación estelar con un factor $8 \cdot 10^{-4}$ [78]

Analizando la [Figura 5.2 \(b\)](#), podemos observar que más del 75 % de la masa de los agujeros negros se ha formado para un redshift $z \sim 0.5$, mientras que menos del 25 % para un redshift $z \sim 2$, lo que indica que la mayor parte de la actividad se ha producido en redshifts intermedios[78]. La elección de estos valores no es arbitraria, ya que de acuerdo al estudio presentado por Hopkins y su equipo de trabajo en 2007, las funciones de luminosidad para dichos redshifts se encuentran bien determinadas[71]. Para $z \sim 0.5$, se observa que prácticamente la mitad del crecimiento de los SMBHs se asocia con AGNs con luminosidades $10^{11.2} L_\odot \lesssim L_{\text{bol}} \lesssim 10^{12.3} L_\odot$ mientras que para $z \sim 2$ la mitad del crecimiento se corresponde con AGNs $10^{12.5} L_\odot \lesssim L_{\text{bol}} \lesssim 10^{13.3} L_\odot$ [21]. En ambos casos, se obtiene que los principales agentes del crecimiento presentan luminosidades cercanas al valor límite L^* ([Subsección 2.5.1](#)).

En definitiva, los límites anteriores establecidos para el redshift y la luminosidad bolométrica nos permiten construir una muestra de AGNs cuyo comportamiento se puede extrapolar para entender la

evolución y crecimiento de los SMBHs por la acreción.

5.2. Estudio de AGNs modo-radiativo y sus galaxias anfitrionas

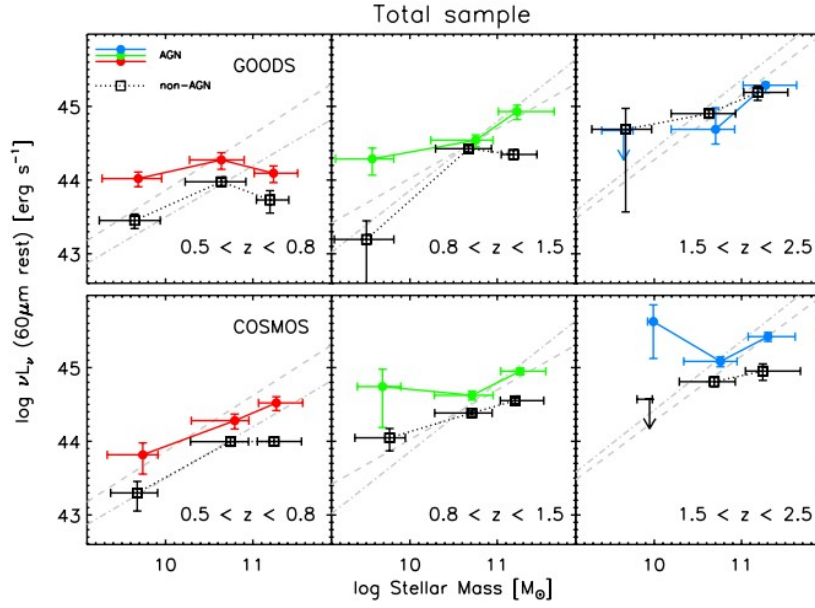
En la anterior sección determinamos la muestra de AGNs que nos permitirán realizar un estudio de la situación global a alto redshift. Ahora pasaremos a analizar las propiedades de las galaxias que albergan los AGNs modo-radiativo. En primer lugar, debemos observar que la información recogida para grandes redshifts proviene, en su amplia mayoría, de campañas de observación en los rayos X[24]. Por lo tanto, no tenemos datos relativos a su emisión óptica o infrarroja para altos redshifts, lo que implica que las propiedades derivadas de estos estudios pueden diferir de algunos resultados en el Universo local.

Uno de los estudios más destacados en las propiedades de las galaxias anfitriones de AGNs a altos redshifts es el realizado por Aird y su equipo de trabajo en 2012, cuyo análisis se centró en el rango $0.2 < z < 1.0$ [128]. Realizando un análisis probabilístico, determinaron la probabilidad de encontrar un AGN $p(L_X|M_*, z)$ en función de la luminosidad en rayos X L_X , de la masa estelar M_* y del redshift z de la galaxia, dada por[128]:

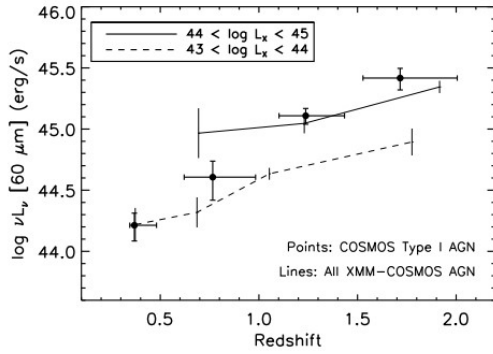
$$\log [p(L_X|M_*, z)] = b + m \log \left[\frac{M_*}{10^{11} M_\odot} \right] \quad (5.2)$$

La pendiente m varía de valores $m \sim 0.8$ en $0.2 < z < 0.6$ a valores $m \sim 0.6$ en $0.6 < z < 1.0$ [128]. Podemos observar que el cociente $L_X M_*^{-1}$ se mantiene prácticamente independiente con la masa estelar, si bien es cierto que la dependencia parece aumentar ligeramente con el redshift. Estos resultados parecen concordar con nuestro estudio derivado de la [Figura 3.4](#) (a), donde observábamos que el cociente $L_{[OIII]} M_*^{-1}$ era independiente de la masa estelar. No obstante, existe un importante resultado que contrasta notablemente con el estudio del Universo local: la caída en la probabilidad para galaxias con masas estelares $M_* > 10^{11} M_\odot$. Interpretábamos este resultado como la consecuencia de que, para estas masas estelares, la energía dominante emitida por el AGN pasaba a ser la mecánica y no la radiativa, hecho que nos permitía diferenciar las familias modo-radiativo y modo-chorro. En el estudio presentado por Aird y su equipo de trabajo no se observa la misma tendencia. Estudios posteriores de la emisión óptica (con el indicador $[OIII]$) de AGNs situados en galaxias con masas $M > 10^{11.4} M_\odot$, muestran que las líneas de emisión cambian de un tipo LINER (bajo redshift) a un tipo Seyfert (alto redshift), al menos en el rango $0.1 < z < 0.6$ [21]. Es decir, con el aumento del redshift, las galaxias anfitrionas de AGNs modo-radiativo parecen aumentar su límite superior de masa, dominando en zonas donde en el Universo local encontraríamos con mayor probabilidad un AGN modo-chorro.

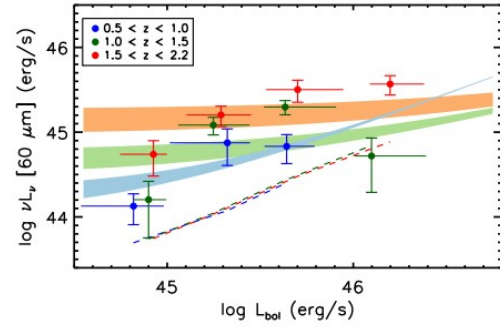
Una de los resultados más importantes obtenidos en la [Sección 5.1](#) fue la intrínseca relación entre el crecimiento de la masa del SMBH y el crecimiento de la masa por formación estelar. Por ello es importante, analizar la tasa de formación estelar en las galaxias que contienen AGNs y compararlas tanto con SFGs como con galaxias normales. En la [Figura 5.3](#) (a) se muestra como la tasa de formación estelar es mayor en las galaxias que contienen AGNs que en las galaxias normales, es decir, se tiene el mismo resultado que para el Universo local: los AGNs modo-radiativo se localizan principalmente en galaxias con una intensa



(a) Tasa de formación estelar en función de la masa estelar[129].



(b) Tasa de formación estelar en función del redshift[130].



(c) Tasa de formación estelar en función de la luminosidad[130].

Figura 5.3: Diferentes estudios sobre la tasa de formación estelar, inferida del indicador νL_ν para $\nu = 60 \mu m$ en el infrarrojo.

formación estelar. Si bien estos resultados se confirman tanto con las observaciones de las campañas COSMOS¹⁷ como de GOODS¹⁸ hasta un redshift $z < 1.5$, en el rango $1.5 < z < 2.5$ parece existir una ligera discrepancia. Sin embargo, la campaña GOODS presenta una limitación en la muestra de AGNs analizados, por lo que el mejor resultado es el proporcionado por COSMOS[21], que confirma la tendencia anteriormente mencionada.

Realizando un estudio más profundo de la SFR, se observa (Figura 5.3 (c)) que no existe una relación entre dicha tasa y la luminosidad de los AGNs, resultado que podemos comparar con el estudio presen-

¹⁷La campaña de observación COSMOS (*Cosmic Evolutionary Survey*) es un proyecto iniciado en 2013 que combina el uso de una gran variedad de instrumentos de observación para reunir información desde el rango radio hasta los rayos X, con el fin de estudiar la evolución y la formación de las galaxias con el tiempo cósmico y el entorno local de las mismas[129].

¹⁸La campaña de observación GOODS (*The Great Observatories Origins Deep Survey*) es un proyecto iniciado para el estudio de las fuentes más tenues y distantes del Universo que combina el uso de instrumentos como el *Spitzer Space Telescope* (3.6 – 24 μm), el *Hubble Space Telescope* (rango óptico) y el *Herschel Space Observatory* (100 – 500 μm), así como los datos recogidos por el observatorio CHANDRA (rayos X) y el XMM-Newton[129].

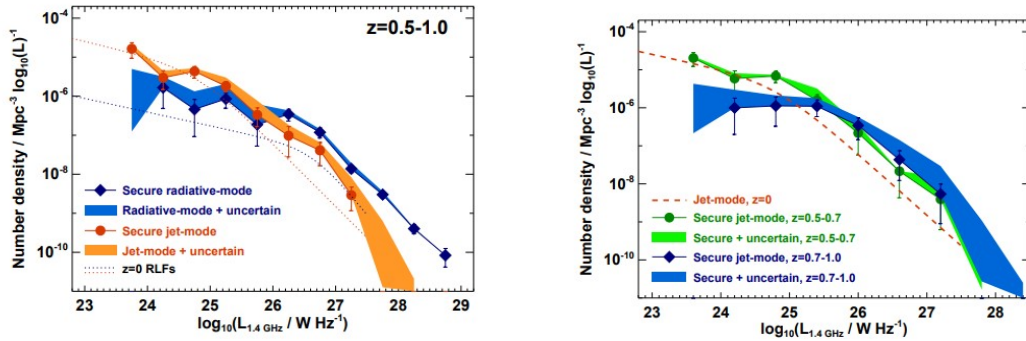
tado en el Universo local ([Sección 3.4](#)) cuyos resultados apuntaban a una relación pequeña entre ambas magnitudes. Sin embargo, sí que se evidencia que la SFR crece con el redshift ([Figura 5.3 \(b\)](#)).

Habiendo evidenciado la misma relación existente entre SFGs y AGNs modo-radiativo en el Universo local como hasta un redshift $z \lesssim 2.5$, procederemos a analizar la alimentación del SMBH. Teniendo las mismas evidencias que en el Universo local, la fuente principal de combustible para los AGNs modo-radiativo está constituida por gas frío y denso. Por otro lado, numerosos estudios confirman que las galaxias anfitrionas no presentan en su morfología signos de haber sufrido fusiones o interacciones fuertes con otras galaxias, y algunos sugieren que el principal mecanismo para la acreción del gas reside en inestabilidades violentas formadas en el disco[21].

En conclusión, el estudio de los galaxias anfitrionas de AGNs modo-radiativo a altos redshift arroja resultados similares a los obtenidos en nuestro estudio del Universo local.

5.3. Estudio de AGNs radio-intensos y sus galaxias anfitrionas

En la [Subsección 2.5.2](#) ya introdujimos el modelo de evolución (respecto al redshift) de la función de luminosidad en el rango radio para los AGNs. Sin embargo, debemos tener presente que la población de AGNs radio-intensos constituye una mezcla de AGNs modo-radiativo y AGNs modo-chorro y, puesto que ambas familias presentan diferencias en los procesos de alimentación y en sus entornos, conviene analizar si presentan modelos de evolución diferentes que confirmen la dicotomía establecida.



(a) Función de luminosidad radio para AGNs modo-radiativo y AGNs modo-chorro. (b) Función de luminosidad radio para AGNs modo-chorro en diferentes intervalos de redshift.

Figura 5.4: Funciones de luminosidad radio para AGNs con redshifts entre $0.5 < z < 1.0$. La función de luminosidad radio en el Universo local ($z = 0$) se representa como RLF[75].

El estudio realizado por Best y su equipo de trabajo en 2014[75] muestra evidencias a favor de esta dicotomía. Analizando la densidad de AGNs en función de la luminosidad en el rango radio, se observa que la densidad de AGNs modo-radiativo aumenta en un factor ~ 7 respecto a la observada en el Universo local, con independencia de la luminosidad, como se observa en la [Figura 5.4 \(a\)](#). Sin embargo, en los AGNs modo-chorro la situación es completamente distinta: hasta una luminosidad de $L_{rad} \lesssim 10^{25} \text{ W} \cdot \text{s}$, existe un ligero aumento para redshifts $z < 0.5$, pero para mayores redshifts existe una mayor densidad

de fuentes en el Universo local que en épocas más tempranas. A una luminosidad $L_{rad} \gtrsim 10^{25} \text{ W} \cdot \text{s}$, la densidad de fuentes aumenta con el redshift.

El resultado obtenido para los AGNs modo-radiativo radio-intensos concuerda con nuestro análisis de la sección anterior: el aumento la formación estelar con el redshift supone un mayor aumento de la cantidad de gas frío disponible y, por tanto, de la densidad de AGNs modo-radiativo. El resultado que se obtiene para los AGNs modo-chorro concuerda con una menor densidad disponible para las galaxias anfitrionas: a mayor redshift la densidad espacial decrece, por lo que la densidad de galaxias masivas decrece y, por tanto, la densidad de AGNs modo-chorro. Adicionalmente, Best y su equipo de trabajo muestran que existe un retraso de $1.5 \cdot 10^9$ años entre el cese de la formación estelar y el inicio de la actividad de los AGNs modo-chorro[75], exactamente el tiempo requerido para el enfriamiento del gas caliente en los halos gaseosos de galaxias elípticas masivas. Este resultado, concuerda con nuestro análisis de la [Subsección 4.2.2](#), en el cual justificamos la necesidad de introducir algún mecanismo de enfriamiento para el gas caliente que conforma el combustible de estos AGNs.

Como último apunte, estudios realizados directamente sobre las galaxias anfitrionas de AGNs modo-chorro evidencian que existe también una relación entre la masa estelar de las galaxias y la probabilidad de albergar un AGN[21], un resultado ya obtenido en el Universo local. Por otro lado, también se confirma que el entorno más favorable es aquel que se presenta en los grupos y cúmulos de galaxias[21], resultado análogo al obtenido en $z \sim 0$ y que confirma nuestro modelo de alimentación por gas caliente de los halos gaseosos

5.4. Procesos de retroalimentación

Habiendo caracterizado ya los entornos y el combustible de los AGNs, procederemos a analizar el último gran aspecto de la co-evolución de las galaxias y sus AGNs: sus procesos de retroalimentación.

El principal fenómeno de retroalimentación en los AGNs modo-radiativo en el Universo local es la formación de vientos galácticos y flujos salientes de gas que desplacen las masas de gas frío y frenen la formación estelar. Estudios basados en el trazo en el rango ultravioleta de flujos, realizados sobre cuásares con luminosidades bolométricas comprendidas entre $10^{13.3} L_{\odot} \leq L_{bol} \leq 10^{14.7} L_{\odot}$ (valores claramente superiores a los establecidos como límite en la [Sección 5.1](#)), muestran la presencia de flujos salientes de gas con energías entre el 1 – 5% de la luminosidad emitida por el AGN[21]. Complementariamente, estudios realizados sobre muestras de AGNs radio-débiles confirman que para luminosidades superiores a $L_{bol} > 10^{13} L_{\odot}$ existen flujos salientes de gas[21]. Sin embargo, el estudio en el rango infrarrojo de dichas galaxias evidencia también una intensa formación estelar en las mismas, con lo que los flujos de gas pueden deberse tanto a la actividad del AGN como a la actividad estelar.

Estudios sobre cuásares radio-intensos muestran también la existencia de un flujo de energía mecánica por medio de radio chorros[21], mecanismo similar al observado en el Universo local. La principal consecuencia de estos chorros sobre la galaxia anfitriona es la de evitar un excesivo enfriamiento de las masas de gas que suponen su fuente de combustible. Los resultados de la tasa de calentamiento en función de la

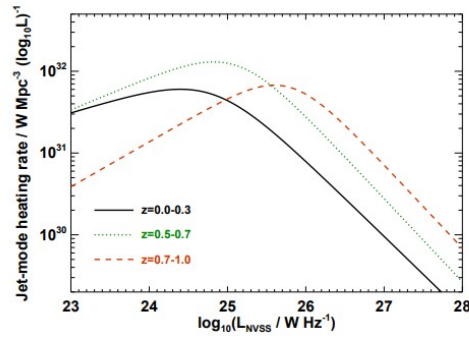


Figura 5.5: Tasa de calentamiento en función de la luminosidad para AGNs modo-chorro[75].

luminosidad que se muestran en la [Figura 5.5](#) evidencian que, al igual que la situación en $z \sim 0$, cuando los chorros tienen demasiada energía no toda ella se deposita en el gas para su calentamiento sino que una parte se disipa al llegar a zonas mucho más alejadas (decrecimiento tras alcanzar el máximo). Sin embargo, un resultado de gran interés es que la tasa de calentamiento parece desplazarse con el redshift: ha medida que se aumenta el redshift, se necesita mayor energía mecánica para obtener la misma tasa[75]. Este resultado concuerda con el modelo presentado en la [Sección 5.3](#), donde argumentábamos que el aumento del redshift desfavorecía la actividad de los AGNs modo-chorro.

6. Principales conclusiones y futuras expectativas

6.1. Conclusiones

6.1.1. Justificación de la clasificación

En la [Subsección 2.2.2](#) y en la [Sección 2.3](#) planteábamos una clasificación más moderna de los AGNs versada en las familias modo-radiativo y modo-chorro. Dicha diferenciación se justificaba en base a los mecanismos físicos que explicaban su actividad. El estudio que hemos presentado confirma esta elección: las galaxias anfitrionas y los entornos son distintos para ambas familias y, por tanto, también lo son las fuentes de alimentación y los procesos de retroalimentación. El estudio a alto redshift confirma además que poseen modelos de evolución diferentes: mientras que la densidad AGNs modo-chorro decrece con el redshift, la densidad de AGNs modo-radiativo crece. Sin embargo, esta nueva clasificación no puede dejar a un lado las clasificaciones anteriormente realizadas.

En primer lugar, la detección de los AGNs, con espacial énfasis en el rango óptico e infrarrojo permite establecer dos subfamilias dentro de los AGNs modo-chorro: los AGNs tipo 1 y tipo 2. Estas subfamilias se reconcilian bajo el modelo unificado de los AGNs: una estructura de polvo toroidal absorberá parte de la emisión del AGN dependiendo de su orientación relativa a la observación. Sin embargo, al analizar el entorno de ambos tipos se observan claras diferencias: la morfología (apenas modificada por las galaxias vecinas) y la tasa de formación estelar en sus galaxias compañeras (se mantienen en la nube azul) de los AGNs tipo 2 contrastan notablemente con los AGNs tipo 1, para los que obtenemos resultados diametralmente opuestos.

Por otro lado, la clasificación versada en la luminosidad en el rango radio se ve reforzada a la hora de analizar la retroalimentación de los AGNs. Las galaxias anfitriones de AGNs radio-intensos presentan halos más masivos como consecuencia de que los chorros generados calientan las masas de gas, evitando que se enfríen y se muevan hacia el interior, lo que supone también una nueva fuente de combustible para ellos. Este mecanismo se mantiene constante en algunos AGNs (es el caso de los AGNs modo-chorro), pero en otros casos se alterna con episodios de formación estelar (es el caso de los AGNs modo-radiativo radio-intensos) cuando masas de gas del halo se enfrían y fluyen hacia las zonas centrales de la galaxia.

6.1.2. Sobre los AGNs modo-radiativo

Los AGNs modo-radiativo se localizan principalmente en galaxias de la nube azul, es decir, en galaxias con intensa formación estelar y con SMBHs moderadamente masivos. La consecuencia inmediata de este resultado es la presencia de una gran cantidad de gas frío, combustible del SMBH, y que es llevado gracias a un disco de acreción, lo que nos permite explicar la luminosidad radiativa característica de esta familia de AGNs. Por otro lado, dado que la galaxia aún continúa con su formación estelar, las masas estelares son menores.

Si bien es claro que el combustible principal de estos AGNs son las masas de gas frío, el mecanismo por el que dichas masas de gas son transportadas es más controvertido. De nuestro estudio, hemos descartado que el mecanismo principal sean fusiones con galaxias o intensas interacciones entre las mismas, sino que el más probable sea la propia evolución secular de la galaxia, que conlleva a la formación de pseudobulbos o al mantenimiento del bulbo existente. Este modelo es más extremo a altos redshifts, donde se postula que son necesarias grandes inestabilidades en el disco galáctico para el transporte. Sin embargo, existen AGNs localizados en galaxias sin bulbos ni pseudobulbos detectables, y para los cuales no se tiene un modelo de alimentación. El proceso de acreción se activa además cuando en las regiones cercanas al SMBH se producen estallidos de formación estelar que enriquecen las masas de gas disponible.

La consecuencia de la alimentación del AGN es, en los más poderosos, la formación de intensos flujos salientes de las masas de gas frío. Entre el consumo de gas para la acreción y el posterior desplazamiento de masas de frío por flujos y vientos, cada vez se tiene menos material disponible para la formación estelar por lo que la galaxia anfitriona migra desde a la nube azul hacia la secuencia roja. Es por este motivo por el que reciben el nombre de *procesos de evolución*. En el caso de los AGNs radio-intensos, los chorros formados permiten mantener masas de gas en el halo, y se produce así una alternancia de episodios de formación estelar y de formación de chorros.

A altos redshifts la densidad de SFGs aumenta así como la SFR, es decir, aumenta la cantidad de gas frío. Por este motivo, la actividad de los AGNs modo-radiativo se ve favorecida en redshifts $z \sim 0.5 - 2.5$.

6.1.3. Sobre los AGNs modo-chorro

Los AGNs modo-chorro se localizan en galaxias de la secuencia roja, es decir, en galaxias con muy baja formación estelar y con SMBHs de mayor masa que en el caso de los AGNs modo-radiativo. Además, se asocian a entornos considerablemente densos como grupos y cúmulos de galaxias. La consecuencia inmediata de este resultado es que la galaxia ya no dispone de gas frío para actuar como combustible del SMBH, sino que se alimenta directamente de las masas de gas caliente presentes en el halo gaseoso.

Si bien el mecanismo de acreción de Bondi de masas de gas caliente permitiría explicar la emisión de energía mecánica, existe una importante fracción de la energía emitida que no se puede explicar exclusivamente por medio de este mecanismo. Esto nos permite postular la existencia de procesos físicos que enfríen, relativamente, las masas de gas caliente antes de la alimentación. Este resultado se ve confirmado con el estudio a altos redshifts, donde se observa un retraso en la actividad del AGN y el cese de la formación estelar, indicando que las masas de gas caliente emplean dicho tiempo en enfriarse.

La consecuencia directa de la alimentación por estas masas de gas es la formación de potentes chorros que emiten en el radio y que transportan una gran cantidad de energía mecánica. Dichos chorros se

extienden hasta el halo, y en algunas ocasiones mas allá, donde forman cavidades y burbujas entre las masas de gas para depositar su energía. Esto permite que las masas de gas no se enfríen, y no pueda haber desplazamientos considerables de gas frío hacia zonas interiores, manteniendo la tasa de formación estelar baja. La galaxia se mantiene en la secuencia roja motivo por el que los denominamos *procesos de mantenimiento*.

A altos redshifts, tanto la densidad de AGNs modo-chorro como la tasa de calentamiento de los mismos, nos sugieren un desfavorecimiento de su actividad.

6.2. Futuras perspectivas

En la motivación al trabajo ya comentamos que el estudio de la co-evolución de las galaxias y sus AGNs es un tema de actual interés en cosmología. Hemos presentado varias evidencias respecto al tema y analizado sus implicaciones y consecuencias, pero siguen existiendo algunas cuestiones sin resolver que, esperamos, se puedan ir respondiendo en los próximos años con el desarrollo y mejora de la instrumentación y con un mayor volumen de datos.

Entre estas cuestiones, en primer lugar podemos observar que el modelo unificado describe la detección de AGNs tipo 1 o tipo 2, pero no resuelve la incógnita de por qué cada subfamilia de AGNs presenta entornos diferentes. Es necesario introducir un modelo que reconcilie ambos resultados. Por otro lado, al analizar los mecanismos de alimentación en AGNs modo-radiativo observamos que existen casos de AGNs sin rastro de evolución secular, fusiones de galaxias o interacciones entre galaxias que expliquen el transporte de gas frío. Por último, los procesos de retroalimentación de los AGNs han sido observados y analizados para los AGNs más poderosos, pero en muchos otros casos del Universo local no se tiene constancia de los mecanismos teóricamente postulados.

En definitiva, aún quedan aspectos por investigar dentro de la teoría de los AGNs, pero teniendo en cuenta el gran avance producido en los últimos años como consecuencia de la mejora en la instrumentación y de la comunicación entre los diferentes equipos de trabajo, tenemos motivos para mirar con optimismo el futuro en este campo.

Abreviaturas

A lo largo del presente trabajo hemos utilizado abreviaturas frecuentes en los artículos y publicaciones relacionados con la astrofísica y la cosmología. A continuación se muestra un listado por orden alfabético de todas las usadas:

- AGN: Núcleo Galáctico Activo.
- BLR: Región de emisión de líneas anchas.
- CMD: Diagrama color-magnitud.
- EW: Anchura equivalente.
- FR: Fanaroff-Riley.
- FIRST: *Faint Images of the Radio Sky at Twenty-cm.*
- HMBX: Binaria de rayos X de gran masa.
- IMBH: Agujero negro de masa intermedia.
- LIRG: Galaxia infrarroja luminosa.
- LMBX: Binaria de rayos X de pequeña masa.
- NLR: Región de emisión de líneas estrechas.
- NVSS: *NRAO-VLA Sky Survey.*
- RQQ: Cuásares radio-débiles.
- RLQ: Cuásares radio-intensos.
- SDSS: *Sloan Digital Sky Survey.*
- SFG: Galaxia con intensa formación estelar.
- SMBH: Agujero negro supermasivo.
- ULIRG: Galaxia infrarroja ultraluminosa.
- ULX: Fuentes ultraluminosas de rayos X.
- XBONG: Galaxia ópticamente normal con emisión en rayos X.

Bibliografía

- [1] G. Gamow. *Newsweek*, 1964.
- [2] L. Posti y A. Helmi. *Mass and shape of the Milky Way's dark matter halo with globular clusters from GAIA and Hubble*, A&A, Vol. 621, A56, 2018.
- [3] Planck Collaboration. *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, eprint arXiv:1807.06209, 2018.
- [4] R. Genzel, F. Eisenhauer y S. Gillessen. *The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster*, Rev. Mod. Phys., Vol. 82, pp. 3121-3196, 2010.
- [5] L. S. Sparke y J. S. Gallagher. *Galaxies in the Universe: An Introduction*, Cambridge University Press, USA, 2007.
- [6] K. Freeman. *The Milky Way and its components: overview*, IAP September 2016: The Milky Way and its environment, Reasearch School of Astronomy & Astrophysics, 2016.
- [7] B. C. Reed. *New Estimates of the Scale Height and Surface Density of OB Stars in the Solar Neighborhood*, The Astronomical Journal, Vol. 120, pp. 314-318, 2000.
- [8] A. A. Stark y Y. Lee. *The Scale height of Giant Molecular Clouds Is Less than That of Smaller Clouds*, The Astrophysical Journal Letters, Vol. 619, pp. 159-162, 2005.
- [9] M. Steinmetz. *The Galactic thin and thick disk*, AN 000, No. 00, pp. 1-7, 2012.
- [10] D. Carollo et al. *Two Stellar Components in the Halo of the Milky Way*, Nature, No. 450, pp. 1020-1205, 2007.
- [11] S. Nakashima et al. *Spatial Distribution of the Milky Way Hot Gaseous Halo Constrained by Suzaku X-Ray Observations*, The Astrophysical Journal, Vol. 862, A34, 2018.
- [12] E. Hubble. *The Realm of the Nebulae (Silliman memorial lectures)*, New Haven, Yale University Press, USA, 1936.
- [13] E. K. Grebel. *The Local Group*, Microlensing 2000: A New Era of Microlensing Astrophysics, ASP Conference Series, Vol. 239, pp. 280-298, 2001.
- [14] G. de Vaucouleurs. *Reference Catalogue of Bright Galaxies*, University of Texas Press, USA, 1964.

- [15] A. Sandage y J. Bedke. *The Carneige Atlas of Galaxies. Volumes I, II.*, Carnegie Instituion of Washington Publ., No. 638, 1994.
- [16] J. Kormendy y R. Bender. *A revised parallel-sequence morphological classification of galaxies: structure and formation of S0 and spheroidal galaxies*, The Astrophysical Journal Supplement Series, Vol 198, pp. 1-40, 2012.
- [17] P. B. Nair y R. G. Abraham. *A catalog detailed visual morphological classifications for 14034 galaxies in the Sloan Digital Sky Survey*, The Astrophysical Journal Supplement Series, Vol. 186, pp. 427-456, 2010.
- [18] E. Kuminski y L. Shamir. *Computer-generated visual morphology catalog of 3,000,000 SDSS galaxies*, The Astrophysical Journal Supplement Series, Vol. 223, pp. 20-30, 2016.
- [19] A. L. Kinney et al. *Template ultraviolet to near-infrared spectra of star-formation galaxies and their application to K-corrections*, The Astrophysical Journal, Vol. 467, pp. 38-60, 1996.
- [20] R. C. Kennicutt *The integrated spectra of nearby galaxies: general properties and emission-line spectra*, The Astrophysical Journal, Vol. 388, pp. 310-327, 1992.
- [21] T. M. Heckman y P. N. Best. *The Co-Evolution of Galaxies and Supermasive Black Holes: Insights from Surveys of the Contemporany Universe*, Annu. Rev. Astron. Astrophys., Vol. 52, pp. 589-660, 2014.
- [22] J. Kormendy y L. C. Ho. *Supermassive Black Holes in Inactive Galaxies*, Enclyclopedia of Astronomy and Astrophysics, A2635, 2001.
- [23] M. Parsa et al. *Investigating the Relativistic Motion of the Stars Near the Supermassive Black Hole in the Galactic Center*, The Astrophysical Journal, Vol. 845, pp. 22-41, 2017.
- [24] L. Shao. *The Nature of AGN-host Co-evolution*, PhD Thesis, Munich, 2013.
- [25] S. Tremaine et al. *The slope of the black-hole mass versus velocity dispersion correlation*, The Astrophysical Journal, Vol. 574, pp. 740-753, 2002.
- [26] B. M. Peterson. *Reverberation Mapping of Active Galactic Nuclei*, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 105, pp. 247-268, 1993.
- [27] M. Schramm y J. D. Silverman. *The Black Hole-Bulge Relation of Active Galactic Nuclei in the Extended CHANDRA Deep Field - South Survey*, The Astrophysical Journal, Vol. 767, A13, 2013.
- [28] B. S. Ryden y B. M. Peterson. *Foundations of Astrophysics*, Pearson Eds, 2010.
- [29] H. C. Spruit. *Accretion Disks*, eprint arXiv:1005.5279v1, 2010.
- [30] M. R. S. Hawkins. *Timescale of variation and the size of the accretion disc in active galactic nuclei*, A&A, Vol. 462, 581-589, 2007.

- [31] D. Mahto, R. N. Mehta, U. Prasad, R. K. Sah y K. M. Singh. *Radiative efficiency of black holes in AGN*, International Journal of Astrophysics and Space Science, Vol. 1, pp. 52-55, 2013.
- [32] Y. Xu y X. Cao. *The advection-dominated accretion flow+thin accretion disk model for two low-luminosity active galactic nuclei: M81 and NGC4579*, Research in Astron. Astrophys., Vol. 9, No. 4, pp. 401-408, 2009.
- [33] X. Cao. *An accretion disc-corona model for X-ray spectra of active galactic nuclei*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 394, pp. 207-213, 2009.
- [34] R. C. Reis and J. M. Miller. *On the size and location of the X-ray emitting coronae around black holes*, The Astrophysical Journal Letters, Vol. 769, L7, 2013.
- [35] B. F. Liu y S. Mineshige. *Accretion Disk Corona in AGN*, The Proceedings of the IAU 8th Asian-Pacific Regional Meeting, Vol. 2, pp. 391-392, 2002.
- [36] J. S. Briggs. *A derivation of the time-energy uncertainty relation*, Journal of Pysics: Conference Series, Vol 99, id: 012002, 2008.
- [37] T. Kogure y K. C. Leung. *The Astrophysics of Emission-Line Stars*, Springer, USA, 2007.
- [38] G. E. Romero, M. Boettcher, S. Markoff, F. Tavecchio. *Relativistic Jets in Active Galactic Nuclei and Microquasars*, Space Science Reviews, Vol. 207, pp. 5-61, 2016.
- [39] J. A. Biretta, W. B. Sparks y F. Macchetto. *Hubble Space Telescope observations of superluminal motion in the M87 jet*, The Astrophysical Journal, Vol. 520, pp. 621-626, 1999.
- [40] G. Migliori. *High Energy Emission in Relativistic Jets of AGN: Theory predicions and gamma-ray view*, PhD Thesis, 2010.
- [41] L. Burtscher et al. *A diversity of dusty AGN tori: Data release for the VLTI/MIDI AGN Large Program and first results for 23 galaxies*, A&A, Vol 558, A149, 2013.
- [42] Ch. Leinert et al. *MIDI - the 10 μ m instrument on the VLTI*, Astrophysics and Space Science, Vol. 286, pp. 73-83, 2003.
- [43] W. Jaffe, K. Meisenheimer, H. J. A. Röttgering. *The central dusty torus in the active nucleus of NGC 1068*, Nature, Vol. 429, No. 6987, pp. 47-49, 2004.
- [44] P. Padovani et al. *Active Galactic Nuclei: what's in a name?*, The Astronomy and Astrophysics Review, No. 25, 10.1007/s00159-017-0102, 2017.
- [45] S. Campitiello, A. Celotti, G. Chisellini y T. Sbarrato. *Black hole mass and spin estimates on the most distant quasars*, preprint arXiv: 1809.00010v1, 2018.
- [46] CALIFA collaboration. *The nature of LINER galaxies: Ubiquitous hot old stars and rare accreting black holes*, A&A, Vol. 558, A43, 2013.

- [47] P. Padovani. *On the two main classes of Active Galactic Nuclei*, Nature Astronomy, Vol. 1, id. 0194, 2017.
- [48] L. C. Ho. *Nuclear Activity in Nearby Galaxies*, Annu. Rev. Astron. Astrophys., Vol. 46, pp. 475-539, 2008.
- [49] R. Antonucci. *Unified Models for Active Galactic Nuclei and Quasars*, Annu. Rev. Astron. Astrophys., Vol. 31, pp. 473-521, 1993.
- [50] C. M. Urry y P. Padovani. *Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei*, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 107, pp. 803-845, 1995.
- [51] L. Dobos et al. *A High Resolution Atlas of Composite SDSS Galaxy Spectra*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 420, pp. 1217-1238, 2012.
- [52] J. A. Baldwin, M. M. Phillips y R. Terlevich. *Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects*, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 93, pp. 5-19, 1981.
- [53] S. Veilleux y D. E. Osterbrock. *Spectral Classification of Emission-Line Galaxies*, The Astrophysical Journal Supplement Series, Vol. 63, pp. 295-310, 1987.
- [54] L. J. Kewley, B. Groves, G. Kauffmann y T. Heckman. *The host galaxies and classification of active galactic nuclei*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 372, pp. 961-976, 2006.
- [55] W. N. Brandt y G. Hasinger. *Deep Extragalactic X-ray Surveys*, Annu. Rev. Astron. Astrophys., Vol. 43, pp. 827-859, 2005.
- [56] K. L. Smith, M. Koss y R. F. Mushotzky. *An Infrared and Optical Analysis of a Sample of XBONGs and Optically-Elusive AGN*, The Astrophysical Journal, Vol. 794, pp. 112-129, 2014.
- [57] W. Voges et al. *The ROSAT All-Sky Survey Bright Source Catalogue*, A&A, Vol. 349, pp. 389-405, 1999.
- [58] M.-L. Menzel et al. *A Spectroscopic Survey of X-ray Selected AGN in the Northern XMM-XXL Field*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 457, pp. 110-132, 2016.
- [59] W. H. Baumgartner et al. *The 70 month Swift-BAT All-Sky Hard X-Ray Survey*, The Astrophysical Journal Supplement Series, Vol. 207, pp. 19-31, 2013.
- [60] A. Pasquali, G. Kauffmann y T. M. Heckman. *The Excess Far-Infrared Emission of AGN in the Local Universe*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 343, pp. 1121-1130, 2005.
- [61] S. Mateos et al. *Uncovering obscured luminous AGN with WISE*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 434, pp. 941-955, 2013.
- [62] U. Klein, U. Lisenfeld y S. Verley. *Radio synchrotron spectra of star-forming galaxies*, A&A, Vol. 611, A55, 2018.

- [63] P. N. Best, G. Kauffmann, T. M. Heckman y Ž. Ivezić. *A sample of radio-loud active galactic nuclei in the Sloan Digital Sky Survey*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 362, pp. 9-24, 2005.
- [64] B. J. Boyle et al. *Extending the infrared radio correlation*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 376, pp. 1182-1188, 2007.
- [65] C. Simpson et al. *Radio imaging of the Subaru/XMM-Newton Deep Field-III. Evolution of the radio luminosity function beyond $z = 1$* , Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 421, pp. 3060-3083, 2012.
- [66] M. A. Gendre y J. V. Wall. *The Combined NVSS-FIRST Galaxies (CoNFIG) sample – I. Sample definition, classification and evolution*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 390, pp. 819-828, 2008.
- [67] P. Schechter. *An analytic expression for the luminosity function for galaxies*, The Astrophysical Journal, Vol. 203, pp. 297-306, 1976.
- [68] A. D. Montero-Dorta y F. Prada. *The SDSS DR6 Luminosity Function of Galaxies*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 399, pp. 1106-1118, 2009.
- [69] D. W. Hogg, I. K. Baldry, M. R. Blanton y D. J. Eisenstein. *The K correction*, arXiv:astro-ph/0210394v1, 2002.
- [70] M. S. Longair. *Galaxy Formation*, Springer, Cambridge, UK, 2008.
- [71] P. F. Hopkins, G. T. Richards y L. Hernquist. *An observational determination of the bolometric quasar luminosity function*, The Astrophysical Journal, Vol. 654, pp. 731-753, 2007.
- [72] L. Toffolatti, A. Franceschini, G. De Zotti y L. Danese. *The local radio luminosity function of galaxies*, A&A, Vol. 184, pp. 5-15, 1987.
- [73] T. Mauch y E. M. Sadler. *Radio sources in the 6dFGS: Local luminosity functions at 1.4 GHz for star-forming galaxies and radio-loud AGN*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 375, pp. 931-950, 2007.
- [74] Z. Yuan, J. Wang, M. Zhou, L. Qin y J. Mao. *A Mixture Evolution Scenario of the AGN Radio Luminosity Function. II. Do Low- and High-power Radio-loud AGNs Evolve Differently?*, The Astrophysical Journal, Vol. 846, pp. 78-87, 2017.
- [75] P. N. Best, L. M. Ker, C. Simpson, E. E. Rigby y J. Sabater. *The cosmic evolution of radio-AGN feedback to $z = 1$* , Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 445, pp. 955-969, 2014.
- [76] M. B. Pracy et al. *GAMA/WiggleZ: The 1.4 GHz radio luminosity functions of high- and low-excitation radio galaxies and their redshift evolution to $z=0.75$* , Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 460, pp. 2-17, 2016.

- [77] X. Cao. *Cosmological evolution of massive black holes: effects of Eddington ratio distributions and quasar lifetime*, The Astrophysical Journal, Vol. 725, pp. 388-393, 2010.
- [78] F. Shankar, D. H. Weinberg y J. Miralda-Escude. *Self-consistent models of the AGN and black hole populations: duty cycles, accretion rates, and the mean radiative efficiency*, The Astrophysical Journal, Vol. 690, pp. 20-41, 2009.
- [79] E. Lusso et al. *Bolometric luminosities and Eddington ratios of X-ray selected Active Galactic Nuclei in the XMM-COSMOS survey*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 425, pp. 623-640, 2012.
- [80] E. Marchese et al. *The optical-UV spectral energy distribution of the unabsorbed AGN population in the XMM-Newton Bright Serendipitous Survey*, A&A, Vol. 539, A48, 2012.
- [81] N. P. Abel y S. Satyapal. *[Ne v] Emission in optically classified starbursts*, The Astrophysical Journal, Vol. 678, pp. 686-692, 2008.
- [82] S. M. LaMassa et al. *Indicators of intrinsic Active Galactic Nucleus Luminosity: A multi-wavelength approach.*, The Astrophysical Journal, Vol. 720, pp. 786-810, 2010.
- [83] T. M. Heckman et al. *Present-day growth of black holes and bulges: the Sloan Digital Sky Survey perspective*, The Astrophysical Journal, Vol. 613, pp. 109-118, 2004.
- [84] G. Kauffmann y T. M. Heckman. *Feast and Famine: regulation of black hole growth in low-redshift galaxies*, Montly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 397, pp. 135-147, 2009.
- [85] A. Pennell, J. C. Runnoe y M. S. Brotherton. *Updating quasar bolometric luminosity corrections. III.[O iii] bolometric corrections*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 468, pp. 1433-1441, 2017.
- [86] C. J. Willot, S. Rawlings, K. M. Blundell y M. Lacy. *The emission line-radio correlation for radio sources using the 7C Redshift Survey*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 309, pp. 1017-1033, 1999.
- [87] K. W. Cavagnolo et al. *A relationship between AGN jet power and radio power*, The Astrophysical Journal, Vol. 720, pp. 1066-1072, 2010.
- [88] L. Birzan et al. *A systematic study of radio-induced X-ray cavities in clusters, groups and galaxies*, The Astrophysical Journal, Vol. 607, pp. 800-809, 2004.
- [89] I. Strateva et al. *Color separation of galaxy types in the Sloan Digital Sky Survey imaging data*, The Astronomical Journal, Vol. 122, pp. 1861-1874, 2001.
- [90] A. J. Mendez et al. *AEGIS: The morphologies of green galaxies at $0.4 < z < 1.2$* , The Astrophysical Journal, Vol. 736, A110, 2011.
- [91] R. Tojeiro et al. *The different star-formation histories of blue and red spiral and elliptical galaxies*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 432, pp. 359-373, 2013.

- [92] T. N. A. Gutcke. *The quenching of star formation in galaxies*, PhD Thesis, Heidelberg, 2018.
- [93] A. K. Leroy et al. *Estimating the Star Formation Rate at 1 kpc scales in nearby galaxies*, The Astronomical Journal, Vol.144, A3, 2012.
- [94] S. Oliver et al. *Specific star formation and the relation to stellar mass from $0 < z < 2$ as seen in the far-infrared at 70 and 160 μm* , Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 405, pp. 2279-2294, 2010.
- [95] B. Salmon et al. *The relation between star formation rate and stellar mass for galaxies at $3.5 \leq z \leq 6.5$ in CANDELS*, The Astrophysical Journal, Vol. 799, A183, 2015.
- [96] B. Mobasher et al. *A critical assessment of stellar mass measurement methods*, The Astrophysical Journal, Vol. 808, A101, 2015.
- [97] B. M. Poggianti y G. Barbaro. *Indicators of star formation: 4000 Å break and Balmer lines*, A&A, Vol. 325, pp. 1025-1030, 1997.
- [98] J. Brinchmann et al. *The physical properties of star-forming galaxies in the low-redshift Universe*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 351, pp. 1151-1179, 2004.
- [99] S. Salim. *Green Valley galaxies*, Serbian Astronomical Journal, Vol. 189, pp. 1-14, 2014.
- [100] G. Kauffmann et al. *The host galaxies of active galactic nuclei*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 346, pp. 1055-1077, 2003.
- [101] A. C. Phillips. *The Physics of Stars*, Chichester, Wiley, UK, 1994.
- [102] S. M. LaMassa, T. M. Heckman, A. Ptak y C. M. Urry. *On the Star Formation-AGN connection at $z \lesssim 0.3$* , The Astrophysical Journal Letters, Vol. 765, L33, 2013.
- [103] A. M. Diamond-Stanic y G. H. Rieke. *The relationship between blackhole growth and star formation in Seyfert galaxies*, The Astrophysical Journal, Vol. 746, A168, 2012.
- [104] D. J. Rosario et al. *The mean star formation rate of X-ray selected active galaxies and its evolution from $z \sim 2.5$: results from PEP-Herschel*, A&A, Vol. 545, A45, 2012.
- [105] E. K. S. Hicks et al. *Fueling Active Galactic Nuclei. I. How the global characteristics of the central kiloparsec of Seyferts differ from quiescent galaxies*, The Astrophysical Journal, Vol. 768, A107, 2013.
- [106] V. Wild, T. Heckman y S. Charlot. *Timing the starburst-AGN connection*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 405, pp. 933-947, 2010.
- [107] P. N. Best et al. *The host galaxies of radio-loud active galactic nuclei: mass dependences, gas cooling and active galactic nuclei feedback*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 362, pp. 25-40, 2005.
- [108] B. Villarroel, A. Korn y Y. Matsuoka. *AGN environments: is the viewing angle sufficient to explain the difference between broad-line and narrow-line AGN?*, eprint arXiv:1211.0528v1, 2012.

- [109] T. M. Tauris y E. P. J. van den Heuvel. *Compact stellar X-ray sources*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2006.
- [110] P. Kaaret, H. Feng y T. P. Roberts. *Ultraluminous X-Ray Sources*, Annu. Rev. Astron. Astrophys., Vol. 55, pp. 343-387, 2017.
- [111] D. Anglés-Alcázar, R. Davé, C. Faucher-Giguère, F. Özel y P. F. Hopkins. *Gravitational torque-driven black hole growth and feedback in cosmological simulations*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 464, pp. 2840-2853, 2017.
- [112] T. A. Reichard et al. *The Lopsidedness of Present-Day Galaxies: Connections to the Formation of Stars, the Chemical Evolution of Galaxies, and the Growth of Black Holes*, The Astrophysical Journal, Vol. 691, pp. 1005-1020, 2009.
- [113] M. S. Alonso, D. G. Lambas, P. Tissera y G. Coldwell. *Active galactic nuclei and galaxy interactions*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 375, pp. 1017-1024, 2007.
- [114] C. Li et al. *The clustering of narrow-line AGN in the local Universe*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 373, pp. 457-468, 2006.
- [115] M. Querejeta et al. *Gravitational torques imply molecular gas inflow towards the nucleus of M51*, A&A, Vol. 588, A33, 2016.
- [116] J. Kormendy y R. C. Kennicutt. *Secular Evolution and the Formation of Pseudobulges in Disk Galaxies*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., Vol. 42, 603-683, 2004.
- [117] S. W. Allen, R. J. H. Dunn, A. C. Fabian, G. B. Taylor y C. S. Reynolds. *The relation between accretion rate and jet power in X-ray luminous elliptical galaxies*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 372, pp. 21-30, 2006.
- [118] B. R. McNamara, M. R. Adegan y P. E. J. Nulsen. *Are radio Active Galactic Nuclei powered by accretion or black hole spin?*, The Astrophysical Journal, Vol. 727, A. 39, 2011.
- [119] R. Fender y T. Muñoz-Darias. *The balance of power: accretion and feedback in stellar mass black holes*, eprint arXiv:1505.03526, 2015.
- [120] Y.-M. Chen et al. *Absorption-lines probes of the prevalence and properties of outflows in present-day Star-Forming Galaxies*, The Astronomical Journal, Vol. 140, pp. 445-461, 2010.
- [121] S. Veilleux, G. Cecil y J. Bland-Hawthorn. *Galactic Winds*, Annu. Rev. Astron. Astrophys., Vol. 43, pp. 769-826, 2005.
- [122] S. A. Baum y P. J. McCarthy. *Emission-Line Properties of 3CR Radio Galaxies III: Origins and Implications of the Velocity Fields*, The Astronomical Journal, Vol. 119, pp. 2634-2644, 2000.
- [123] J. Shin, T. Nagao y J.-H. Woo. *Outflow and metallicity in the Broad-Line Region of Low-Redshift Active Galactic Nuclei*, The Astrophysical Journal, Vol. 835, A13, 2017.

- [124] J. R. Peterson et al. *High-resolution X-ray spectroscopic constraints on cooling-flow models for cluster of galaxies*, The Astrophysical Journal, Vol. 590, pp. 207-224, 2003.
- [125] P. N. Best, A. von der Linden, G. Kauffmann, T. M. Heckman y C. R. Kaiser. *On the prevalence of radio-loud active galactic nuclei in brightest cluster galaxies: implications for AGN heating of cooling flows*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 379, pp. 894-908, 2007.
- [126] P. A. Shaver, J. V. Wall, K. I. Kellermann, C. A. Jackson y M. R. S. Hawkins. *Decrease in the space density of quasars at high redshift*, Nature, Vol. 384, pp. 439-441, 1996.
- [127] V. Vandaryan, D. Weedman y L. Sargsyan. *Seeking the epoch of maximum luminosity for dusty quasars*, The Astrophysical Journal, Vol. 790, A88, 2014.
- [128] J. Aird et al. *PRIMUS: The independence of AGN accretion on host stellar mass and color*, The Astrophysical Journal, Vol. 746, A90, 2012.
- [129] P. Santini et al. *Enhanced star formation rates in AGN hosts with respect to inactive galaxies from PEP-Herschel observations*, A&A, Vol. 540, A109, 2012.
- [130] D. J. Rosario et al. *The Mean Star-Forming Properties of QSO Host Galaxies*, A&A, Vol. 560, A72, 2013.