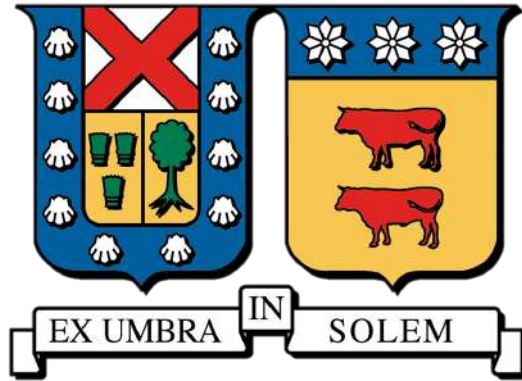


UNIVERSIDAD TÉCNICA FEDERICO SANTA MARÍA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA



Caracterizando el Polvo Circumnuclear en AGN
usando ALMA y JWST

Emilio José Paz Godoy

MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE LICENCIATURA EN ASTROFÍSICA

TUTORA: DRA. PROF. ALEJANDRA ROJAS
CO-TUTORA: DRA. YAHERLYN DIAZ

JULIO-2026



CONSTANCIA DE VALIDACIÓN Y CONFIDENCIALIDAD DE MONOGRAFÍA A REPOSITORIO ACADÉMICO

1.- IDENTIFICACIÓN DEL TRABAJO ACADÉMICO

Tipo de monografía (marcar una opción): ☒ Memoria o trabajo de título ☐ Tesis de Postgrado

Título del trabajo: Caracterizando el Polvo Circumnuclear en AGN usando ALMA y JWST

Nombre del candidato(a): Emilio José Paz Godoy

Carrera / Grado: Licenciatura en Astrofísica

Campus: San Joaquín

Departamento: Departamento de Física

2.- VALIDACIÓN DEL PROFESOR GUÍA/DIRECTOR DE TESIS

Yo, Alejandra Rojas Lilayú, en mi calidad de profesor(a) guía/director(a) del trabajo académico mencionado anteriormente **DEJO CONSTANCIA** que:

- He revisado esta versión del documento y corresponde a la versión final aprobada del trabajo.
- El trabajo cumple con los requisitos académicos y de formato establecidos por la institución.

3.- EVALUACIÓN DE CONFIDENCIALIDAD POR PROPIEDAD INDUSTRIAL (marcar una opción)

☒ El trabajo **NO contiene** información que amerite confidencialidad y puede ser publicado de inmediato en repositorio con acceso abierto.

☐ El trabajo **CONTIENE** información con potenciales implicancias de propiedad industrial o intelectual y requiere un periodo de confidencialidad (**embargo**) por (**marcar una opción**):

☐ 6 meses ☐ 12 meses ☐ 2 años ☐ 3 años ☐ 5 años ☐ 10 años

Fundamentación de la necesidad de confidencialidad (obligatorio si se solicita embargo):

4.- FIRMAS

Profesor(a) guía o director(a) de memoria o tesis:

Fecha: 30/09/2026 **Firma:** 

Estudiante o Candidato(a):

Fecha: 30/09/2026 **Firma:** 

Este formulario debe ser insertado como página 2 de la memoria o tesis, completado y firmado por estudiante y profesor(a) antes de la entrega en portal PRISMA de Biblioteca USM.

*«¿Sabías que, antiguamente, la gente creía que si
te dormías con la luz de la luna de frente te volvías loco?
De ahí procede la palabra lunático»*

— **John Katzenbach, La historia del loco**

El universo evolucionó desde el plasma extremo del Big Bang hasta estructurarse en halos de materia oscura que dieron origen a las primeras galaxias. En el corazón de estas emergió un componente clave para la arquitectura del cosmos: los agujeros negros supermasivos.

Aunque un agujero negro aislado es invisible, cuando el gas circundante pierde momento angular y cae hacia él, desata el mecanismo de conversión de masa en energía más eficiente del universo, dando vida a las **Galaxias de Núcleo Activo (AGN)**. Desde una región no mucho mayor que el Sistema Solar, un AGN puede eclipsar en brillo a gran parte de las estrellas de su galaxia, lo que nos permite detectarlos en épocas donde el universo tenía menos del 5 % de su edad actual.

La estructura de un AGN es un rompecabezas multiescala, el cual su emisión abarca todo el espectro electromagnético: desde un disco de acreción en el ultravioleta y coronas de rayos X, hasta toros de polvo en el infrarrojo y jets relativistas en ondas de radio. Durante décadas, el **Modelo Unificado** sugirió que la inmensa variedad de AGN que observamos era solo un efecto de orientación. Sin embargo, la evidencia actual demuestra que se trata de un ecosistema mucho más dinámico, donde la tasa de acreción y la evolución del entorno juegan un papel fundamental. De hecho, existen sistemas donde el núcleo parece haberse encendido y apagado en escalas de tiempo ínfimas comparadas con la vida de su galaxia, dejando huellas visibles en el gas circundante mucho después del evento: los Voorwerpjes.

El interés central en los AGN radica en su impacto a gran escala y su rol en el universo. Diversos estudios han demostrado que la masa del Agujero Negro Supermasivo (SMBH) está correlacionada con propiedades del bulbo de la galaxia anfitriona, como la dispersión de velocidades estelares ($M_{SMBH} - \sigma$), lo que constituye una de las principales evidencias observacionales de la coevolución entre galaxias y agujeros negros. Esta sincronía se explica a través del **feedback**: la extrema energía radiativa y cinética liberada por el AGN calienta y expulsa el gas intergaláctico, «apagando» o «re-activando» la formación de nuevas estrellas y regulando la coevolución entre la galaxia y su agujero negro central.

A pesar de su importancia cósmica, los AGN siguen albergando enigmas que motivan el desarrollo de esta tesis. En particular, persisten interrogantes sobre cómo se formaron sus semillas y lograron alcanzar tamaños colosales tan temprano en el universo; cómo se transfiere físicamente la energía de una zona minúscula al medio interestelar a escalas galácticas; y por qué su comportamiento es tan impredecible en escalas de tiempo que la física estándar de acreción aún no logra explicar. En síntesis, estudiar los AGN es descifrar cómo la física gravitacional extrema en la escala más pequeña coevoluciona con galaxias enteras.

Agradecimientos

En primer lugar, agradecer a mi casa de estudios la Universidad Técnica Federico Santa María, quien me proporcionó la educación académica necesaria para formarme hoy como profesional.

A CIAC, por haberme aceptado en su hermosa comunidad. Por haberme apoyado y brindarme la formación académica y pedagógica, además de todos los cafecitos matutinos. Manifiesto explícitamente que la taza de la ESO queda en propiedad de Aura Lizana.

A mis tutoras, la Dra. Yaherlyn Diaz y la profesora y Dra. Alejandra Rojas, por todo el apoyo psicoacadémico en este proceso. Por sus motivaciones, palabras especiales y por darme algo que nunca podré devolverles: el tiempo. Gracias por la paciencia, los consejos y la orientación profesional.

A Matías Montesinos, miembro del comité de evaluación, por el acceso al cluster que me permitió obtener resultados y ajustes fundamentales en mi trabajo. Gracias también por su apoyo y orientación personal.

A mis padres, por darme la oportunidad de estudiar lo que más quise, por respetar mis espacios, decisiones y por apoyarme siempre que lo necesité. Gracias por entender el valor del estudio aunque no tuvieron las mismas oportunidades que yo. Ustedes son y siempre serán un pilar fundamental en mi vida. Gracias por darme más de lo que yo alguna vez podré darles.

A mis hermanas y hermano, por apoyarme a pesar de todo. Gracias Paula por ayudarme en inglés y matemáticas en la educación básica (por enseñarme a restar). Gracias Pancha por literalmente haber sido mi profesora de matemáticas, eres una gran referente como docente para mí. Gracias Natalia por haberme ayudado con matemáticas en la educación media (por ayudarme con sistemas de ecuaciones), me ayudaste a entender el valor del estudio en mi edad más adolescente. Gracias Juako, por haberme cuidado como tu hermano menor desde que viajábamos juntos al colegio cuando éramos niños hasta el día de hoy. Todos ustedes fueron una parte fundamental de mi educación académica, que sepan que lo tengo presente y se los agradezco eternamente.

A mis amigos de la universidad, sin ustedes la universidad no habría sido lo mismo. Gracias por todos los almuerzos compartidos, las conversaciones y el apoyo psicoacadémico. Quiero mencionar especialmente a Aura Lizana, Juan José Castro, Francisco Ahumada, Isidora García, Enathian Ferrada, Emil Zabala y Luciano Laroze. Tengo hermosos recuerdos con cada uno de ustedes. Los quiero mucho, gracias por ser mis amigos, no, mis mejores amigos.

A mi pareja, Belén Sepúlveda Meyer, quien me proporcionó apoyo en todo el proceso académico, tu amor y paciencia fueron factores fundamentales en esta etapa. Gracias por estar conmigo en los momentos más difíciles, por entenderme y por amarme. Emilio y Belén de 2019 estarían orgullosos de lo que hemos logrado juntos.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Breve historia de AGN	1
1.2. Producción de energía	2
1.2.1. El Principio de la Acreción	5
1.2.2. Luminosidad de Eddington	6
1.3. Estructura de los AGN y Modelo Unificado	7
1.4. Emisión Multi-banda de los AGN	9
1.4.1. AGN en Radio	9
1.4.2. AGN en Infrarrojo	11
1.4.3. AGN en Óptico	11
1.4.4. AGN en Rayos X	12
1.4.5. AGN en Rayos γ	13
1.5. Clasificación de los AGN y Esquemas de Unificación	13
1.6. La Evidencia Observacional del Toro de Polvo	17
1.6.1. Absorción y Reflexión óptico-UV	17
1.6.2. Absorción, Reflexión y Emisión de Rayos X	17
1.6.3. Conos de Ionización	18
1.6.4. El límite polvoriento de la BLR	18
1.6.5. Emisión del Toro de polvo	19
1.6.6. Misiones en IR y Radio	26
1.7. Motivación de la tesis	30
2. Datos	31
2.1. Reducción de Datos	31
2.2. Muestra y Datos Observacionales	33
3. Metodología	34
3.1. Espectro Nuclear	34
3.1.1. Conjunto de datos	34

3.1.2.	Apertura de extracción	34
3.1.3.	Procedimiento de extracción	35
3.1.4.	Corrección de <i>fringing</i> residual	37
3.1.5.	Escalado y unión de las bandas	38
3.1.6.	Corrección de defectos localizados	39
3.1.7.	Verificación del espectro	39
3.1.8.	Limitaciones de la extracción	40
3.2.	Extracción Espectral	40
3.2.1.	Enmascarado de líneas de emisión	40
3.2.2.	Descomposición del continuo con SPIRIT	42
3.2.3.	Descomposición del continuo con CAFE	44
3.2.4.	Comparación de ambas descomposiciones	44
3.2.5.	Construcción de la SED del polvo calentado por el AGN	45
3.3.	Modelamiento del toro de polvo con BayesCLUMPY2	48
3.3.1.	Comparación de Modelos: Evidencia Bayesiana	49
4.	Resultados	50
4.1.	NGC 7469	50
4.1.1.	Modelo Nenkova	50
4.1.2.	Modelo Hönig	51
4.1.3.	Comparación de modelos	53
4.2.	NGC 7319	53
4.2.1.	Modelo Nenkova	53
4.2.2.	Modelo Hönig	54
4.2.3.	Comparación de modelos	55
4.3.	Síntesis de los ajustes	56
4.4.	Contraste con el continuo submilimétrico	57
5.	Discusión y Conclusión	60
5.1.	Síntesis de los resultados principales	60
5.2.	Interpretación física de la geometría inferida	61
5.2.1.	NGC 7469: un viento polar polvoriento	61
5.2.2.	NGC 7319: un toro clumpy compacto	62
5.2.3.	Determinaciones, cotas y resolución de la grilla	62
5.3.	Orientación: contraste con el modelo unificado y con los rayos X	63
5.3.1.	Consistencia interna entre modelos	63
5.3.2.	Predicción del estado de oscurecimiento	63
5.3.3.	La extinción de apantallamiento no traza el oscurecimiento nuclear	64

5.4.	¿Qué característica espectral impulsa la preferencia?	64
5.5.	Contraste con estudios previos	65
5.6.	La región nuclear como estructura multifásica	66
5.7.	Limitaciones	67
5.7.1.	Descomposición del continuo	67
5.7.2.	Calibración de las incertidumbres	68
5.7.3.	Bineado y correlación entre puntos	68
5.7.4.	Apertura de extracción	69
5.7.5.	Cobertura espectral y resolución de las grillas	69
5.7.6.	Tamaño de la muestra	69
5.8.	Conclusiones	69
5.9.	Trabajo a futuro	71

Capítulo 1

Introducción

1.1. Breve historia de AGN

Las primeras pistas sobre la existencia de núcleos activos de galaxias (o AGN por su sigla en inglés *Active Galactic Nuclei*) comenzaron en el año 1908 cuando se descubrieron fuertes líneas de emisión, con anchos de hasta $\sim 3000 \text{ km s}^{-1}$, en el espectro de la galaxia NGC 1068. Sin embargo, no fue hasta 1943 que Carl Seyfert realizó un análisis sistemático de los núcleos de estas galaxias, a las que llamó *Seyfert*. De inmediato, su estudio atrajo la atención de los astrónomos de la época, ya que presentaban un brillo superficial extremadamente alto y el espectro de su región central estaba dominado por líneas de emisión de alta excitación, como por ejemplo [O III], N II y S II en el rango óptico. Este ensanchamiento, que llegaba a valores de $\Delta v \sim 8500 \text{ km s}^{-1}$, podría ser producido por efecto Doppler ($\Delta\lambda/\lambda = \Delta v/c$ ¹). Por otro lado, al tener una alta energía de excitación, se necesitaba que los átomos fueran excitados por fotones más energéticos que aquellos provenientes de estrellas jóvenes y responsables de la ionización de las regiones de formación estelar, H II.

Posteriormente en 1959, Lodewijk Woltjer notó que el tamaño de los núcleos de las galaxias Seyfert debía ser extremadamente pequeño, con $r \lesssim 100 \text{ pc}$. Esta deducción provino del hecho de que, en las observaciones de la época, estos núcleos no mostraban estructura espacial y se veían simplemente como objetos puntuales; es decir, su tamaño real era menor al límite de resolución de los instrumentos. Si se asume que el gas que genera la línea de emisión está ligado gravitacionalmente, debe cumplirse la relación

$$\frac{GM}{r} \simeq v^2 \quad (1.1)$$

entre la masa central M ($< r$), la separación r del gas desde el centro, y la velocidad del gas v , donde G es la constante de gravitación universal. Recordemos que la velocidad se obtiene del ensanchamiento de la línea: normalmente $v \sim 1000 \text{ km s}^{-1}$. Entonces, con $r \lesssim 100 \text{ pc}$, podemos estimar la masa directamente

$$M \gtrsim 10^{10} \left(\frac{r}{100 \text{ pc}} \right) M_{\odot} \quad (1.2)$$

¹Se define $\Delta\lambda$ como la diferencia entre las longitudes de onda observadas (λ_{obs}) y en reposo (λ_{rest}), Δv es la velocidad radial que indica si un objeto se desplaza al rojo o al azul del espectro, y c es la velocidad de la luz.

Por lo tanto, o bien $r \sim 100$ pc lo cual implicaría una enorme cantidad de concentración de masa en el centro de estas galaxias, o r es mucho menor que el límite superior estimado lo que implica una enorme cantidad de densidad de energía al interior de estas galaxias (Schneider 2015).

Años más tarde, el 5 de Febrero de 1963, Maarten Schmidt descubrió lo que sería el primer cuasar (*quasi-stellar radio source*), 3C273². Schmidt estaba intrigado por este objeto, un objeto que emite una gran cantidad de radiación en prácticamente todas las frecuencias y que tenía un espectro inusual: sus líneas de emisión no coincidían con ningún elemento químico conocido. Eventualmente se dio cuenta que, de hecho, el hidrógeno (serie de Balmer) podía explicar el espectro, siempre que hubiera un *redshift* muy alto ($z \gtrsim 0,1$ para ese entonces) en las líneas. Esto solo podía significar que el objeto se encontraba a unos tres mil millones de años luz de distancia. Para estar tan lejos y ser tan visible para los astrónomos, debía estar brillando con la luz de unos dos billones de estrellas. Schmidt publicó esta revelación en la revista *Nature* el 16 de marzo de 1963 (Schmidt 1963) y luego el astrofísico Hong-Yee Chiu acuñó el término «quasar» en un artículo en mayo de 1964 en *Physics Today* (Chiu 1964).

Este tipo de galaxias presentan una amplia distribución de energía espectral (*Spectral Energy Distribution*, SED), desde longitudes de onda de radio hasta rayos X e incluso rayos gamma. Como vimos, esta emisión no puede ser explicada por la formación estelar y se origina principalmente en una región central muy pequeña de galaxias activas. La interpretación que cumple con los requisitos observados, es que la emisión se debe a la acreción de material en torno a un agujero negro supermasivo ($M \sim 10^6\text{--}9 M_\odot$, Bentz & Katz 2015), a lo que hoy llamamos Galaxias de Núcleo Activo (o AGN, por sus siglas en inglés).

En la siguiente sección se detalla la estructura y los mecanismos físicos que componen a un AGN.

1.2. Producción de energía

En el paradigma actual de la evolución galáctica, se acepta ampliamente que la mayoría de las galaxias albergan un Agujero Negro Supermasivo (SMBH) en sus centros (Kormendy & Ho 2013). Durante las fases en las que este agujero negro acreta activamente material de su entorno, el núcleo galáctico emite cantidades masivas de energía a través de todo el espectro electromagnético, llegando en algunas ocasiones a superar la luminosidad estelar de la galaxia en donde se encuentra (*host galaxy*). Estos sistemas, conocidos como AGN, representan uno de los fenómenos más energéticos del universo. Sin embargo estos son poco comunes, representando apenas un 10 % de las galaxias observadas (Ho et al. 1997). Así pues, la observación directa del mecanismo central suele ser un gran desafío debido a su tamaño y a las limitaciones observacionales. No obstante, en 2019 el proyecto Event Horizon Telescope (EHT) obtuvo la primera imagen de un agujero negro en el centro de la galaxia M87 (Fig. 1.1), publicado en "First M87 Event Horizon Telescope Results. IV. Imaging the Central Supermassive Black Hole".

Antes de la colaboración del EHT, habría sido natural cuestionar que el mecanismo central de un AGN sea un agujero negro supermasivo acreta material. Por ello, se presentan los siguientes

²Descubierto en radio, de ahí su nombre por el catálogo *Third Cambridge Catalog of Radio Sources*, 3C

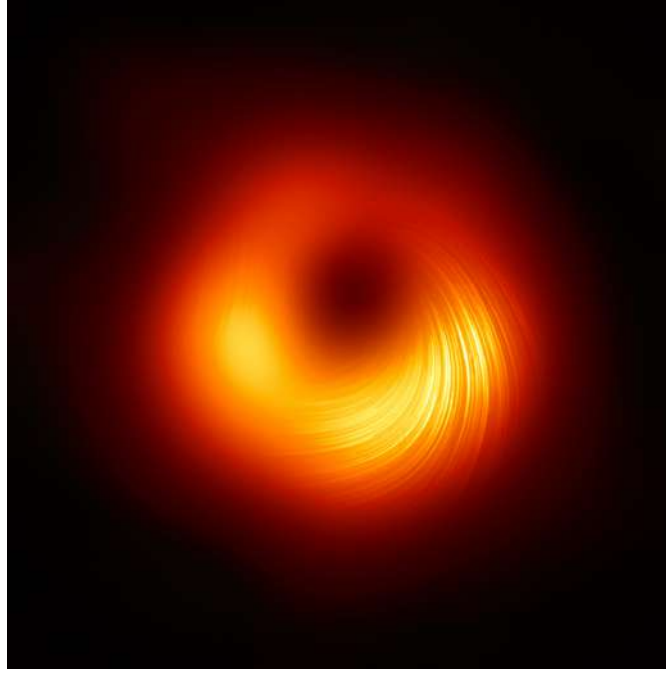


Figura 1.1: La colaboración EHT muestra cómo se ve con luz polarizada el enorme objeto que hay en el centro de la galaxia M87. Esta polarización es una huella que dejan los campos magnéticos tan cerca del borde del agujero negro. Créditos: EHT Collaboration.

argumentos y conclusiones que apoyan su existencia:

- La extensión de algunas fuentes de radio en AGNs puede alcanzar $\gtrsim 1$ Mpc. A partir de esta escala de longitud se puede derivar un tiempo de vida mínima para la actividad en el núcleo de estos objetos, ya que incluso si la fuente de radio se expande hacia afuera del núcleo a la velocidad de la luz, la edad de dicha fuente sería

$$\tau \sim 10^7 \text{ yr} \quad (1.3)$$

Esto es una estimación de la actividad del material del disco de acreción entorno al agujero negro central.

- Los quasar alcanzan luminosidades bolométricas de hasta $L_{\text{bol}} \sim 10^{47} \text{ erg/s}$ (Schneider 2015). Suponiendo que la luminosidad no cambia sustancialmente durante el tiempo de vida de la fuente, se puede estimar una energía total a partir de la luminosidad y la edad mínima,

$$E \gtrsim 10^{47} \text{ erg/s} \times 10^7 \text{ yr} \sim 3 \times 10^{61} \text{ erg} \quad (1.4)$$

no obstante, la suposición de una luminosidad esencialmente constante no está necesariamente justificada, pero sirve como primera aproximación.

- La luminosidad de algunos AGN puede variar más de un 50 % en tan solo un día (Schneider 2015). Sabiendo lo rápido que ocurre este cambio, podemos calcular el tamaño máximo que

tiene el objeto que emite esa luz. Esto se debe a que la información no puede viajar más rápido que la luz. Para que todo el objeto cambie su brillo al mismo tiempo, sus componentes deben estar lo suficientemente cerca para «comunicarse» entre sí de forma casi instantánea (usualmente llamado contacto causal). Si la fuente fuera demasiado grande, un extremo tardaría demasiado en enterarse de que el otro lado está cambiando, y el cambio total de brillo no sería tan rápido. Por lo tanto, esto nos indica que el tamaño máximo de la fuente central es de

$$1 \text{ lightday} \sim 3 \times 10^{15} \text{ cm} \quad (1.5)$$

Ahora combinaremos las observaciones anteriores y derivaremos de ellas que la producción básica de los AGN debe ser de naturaleza gravitacional. Para ello, se observa que el método «clásico» más eficiente de producción de energía es la fusión nuclear, tal como ocurre en las estrellas. Cabe decir que, si suponemos provisionalmente que la producción de energía en AGNs se basa de procesos termonucleares, llegaremos a una contradicción.

En el proceso de la quema de hidrógeno en hierro al interior de las estrellas (el núcleo con la mayor energía de enlace por nucleón), se liberan 8 MeV/nucleón, o $0,008 m_p c^2$ por nucleón, con m_p la masa del protón (Schneider 2015). Entonces, la eficiencia máxima de la fusión nuclear es $\epsilon \lesssim 0,8\%$, donde ϵ corresponde a la fracción de masa o el «combustible» que se convierte en energía acorde a

$$E = \epsilon m c^2 \quad (1.6)$$

Para generar la energía $E = 3 \times 10^{61} \text{ erg}$ por fusión nuclear, se necesitaría una masa total de combustible donde m está dada por

$$m = \frac{E}{\epsilon c^2} \sim 4 \times 10^{42} \text{ g} \sim 2 \times 10^9 M_\odot \quad (1.7)$$

Así pues, si la energía de un AGN fuese producida por fusión nuclear debe haber materia consumida de masa $(1 - \epsilon)m$ en el núcleo del AGN.

Recordando que el radio de Schwarzschild es aquel donde ni la luz escapa de la influencia gravitacional de un SMBH, para esta masa este radio corresponde a

$$\begin{aligned} r_s &= \frac{2Gm}{c^2} = \frac{2GM_\odot}{c^2} \frac{m}{M_\odot} \\ &= 3 \times 10^5 \text{ cm} \frac{m}{M_\odot} \sim 6 \times 10^{14} \text{ cm} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Es decir, el radio de Schwarzschild de la «ceniza nuclear» está dentro del mismo orden de magnitud que la estimación anterior de la extensión de la fuente central. Así pues, este argumento demuestra que la energía de enlace gravitacional de la ceniza es mucho mayor que la energía liberada por la combustión nuclear. Por lo tanto, los efectos gravitacionales deben desempeñar un papel crucial; puesto que la suposición de energía termonuclear como fuente de energía primaria ha sido refutada debido a su baja eficiencia ϵ (Schneider 2015). El único mecanismo que produce una mayor cantidad de energía mediante una mayor eficiencia ϵ es la producción de energía gravi-

tacional.

Si bien la ecuación (1.7) da una aproximación al orden de magnitud de la masa de los SMBH, hoy en día existen técnicas para medir indirectamente esta cantidad física; en particular el método *Reverberation Mapping* (RM) mide la estructura de la *Broad Line Region* (BLR, véase la sección 1.3) en el centro de la galaxia activa y entonces permite estimar la masa del agujero negro de una forma muy precisa. Este método se considera «primario» ya que la masa se mide directamente del movimiento inducido por la fuerza gravitacional en el gas y toma en cuenta la ley de gravitación de Newton que define una relación directa entre la masa del objeto central y la velocidad de un objeto más pequeño en órbita alrededor de una masa central. Entonces, para la materia que orbita un agujero negro, la masa del agujero negro M_{SMBH} se relaciona con la expresión

$$GM_{\text{SMBH}} = f R_{\text{BLR}} (\Delta V)^2 \quad (1.9)$$

donde f es un «factor de forma» poco conocido que depende de la forma de la BLR, ΔV es la velocidad del gas que se mueve alrededor del SMBH en la BLR y R_{BLR} es el radio de dicha región. Mientras que ΔV puede ser medido directamente mediante espectroscopía, R_{BLR} es menos sencillo de determinar. Es aquí donde entra el método RM que aprovecha el hecho de que los fluidos de las líneas de emisión varían considerablemente en respuesta a los cambios en el continuo, es decir, la luz del disco de acreción cerca del agujero negro. En pocas palabras, dado que el gas de la BLR es ionizado por la radiación del disco de acreción, cualquier fluctuación en el brillo del disco provocará un cambio proporcional en la intensidad de las líneas de emisión. Sin embargo, como la luz tarda un tiempo finito en viajar desde el disco hasta la BLR, esta respuesta no es inmediata, sino que ocurre con un desfase temporal. Al medir este retraso y asumir que se debe exclusivamente al tiempo de viaje de la luz, podemos calcular directamente la distancia recorrida ($c \cdot \Delta t$), obteniendo así el radio de la BLR.

1.2.1. El Principio de la Acreción

El gas que cae sobre un objeto compacto pierde energía potencial en el proceso, la cual es convertida en energía cinética. Si no se impide la caída, el gas caerá al agujero negro sin haber irradiado esta energía. En general, se espera que el gas tenga momento angular no cero. Por lo tanto, no puede caer directamente sobre el objeto compacto, ya que se ve impedido por la conservación de esta cantidad. Debido a la fricción con otras partículas de gas y a la transferencia de momento angular, el gas se agrupará en un disco orientado perpendicularmente a la dirección del vector momento angular. Se espera que las fuerzas viscosas en el gas sean mucho menores que la fuerza gravitacional. Por lo tanto, el disco rotará localmente con una velocidad kepleriana, aproximadamente. Dado que un disco kepleriano rota diferencialmente, y en este sentido la velocidad kepleriana depende del radio, el gas en el disco se calentará por fricción interna. Además, esta misma fricción provoca una ligera desaceleración de la velocidad rotacional, por lo que el gas se moverá lentamente hacia adentro. La fuente de energía para calentar el gas en el disco la proporciona este gas en movimiento hacia adentro, es decir, la conversión de energía potencial en energía cinética, la cual se convierte en energía interna (calor) por fricción.

1.2.2. Luminosidad de Eddington

Tal como mencionamos antes, la acreción sobre objetos masivos y la liberación de energía gravitacional son las fuentes de radiación más importantes en la astrofísica. Este proceso es geoméricamente dependiente y puede desarrollarse mediante varios factores. En particular, los sistemas esféricos y no esféricos pueden comportarse de maneras muy diferentes. Existen dos cantidades fundamentales que están relacionadas a tales procesos, los cuales son la *Luminosidad de Eddington* y la *Tasa de acreción de Eddington*.

Supongamos una fuente puntual central de masa M , luminosidad total L , y luminosidad monocromática L_ν . Supongamos también un gas completamente ionizado a una distancia r de la fuente. La fuerza de presión de radiación que actúa sobre una partícula de este gas es

$$f_{\text{rad}} = \frac{N_e \sigma_T}{4\pi r^2 c} \int_0^\infty L_\nu d\nu = \frac{N_e \sigma_T}{4\pi r^2 c} L \quad (1.10)$$

donde N_e es la densidad del electrón y σ_T es la sección eficaz de Thomson. La fuerza gravitacional por partícula es

$$f_g = \frac{GM\mu m_p N_e}{r^2} \quad (1.11)$$

donde μ es el peso molecular medio (número promedio de protones y neutrones por electrón; aproximadamente 1,17 para un gas de composición solar completamente ionizado). La acreción esférica de un gas completamente ionizado sobre el objeto central puede proceder siempre que se cumpla que $f_g > f_{\text{rad}}$. Entonces, el requisito límite para la acreción, $f_g = f_{\text{rad}}$, conduce a la definición de la luminosidad de Eddington

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi c GM \mu m_p}{\sigma_T} \simeq 1,5 \times 10^{38} (M/M_\odot) \text{ erg s}^{-1} \quad (1.12)$$

donde el factor $1,5 \times 10^{38}$ depende del valor exacto de μ y fue calculada para un gas de metalicidad solar. Para un gas de hidrógeno puro, este factor es de $1,28 \times 10^{38}$. El valor de L_{Edd} definido de esta manera representa la máxima luminosidad permitida para objetos «alimentados», durante un largo período de tiempo, por una acreción en estado estacionario. Por supuesto que la luminosidad puede exceder este límite para una corta duración: e.g., inmediatamente después de un *outburst*.

Dada la definición de L_{Edd} , y la tasa de acreción $\dot{M} = L/\eta c^2$, donde η es la eficiencia de conversión Masa-Luminosidad, podemos definir otras cantidades útiles. La primera es la tasa de acreción de Eddington, $\dot{M}_{\text{Edd}}$, que es la tasa de acreción requerida para producir una luminosidad total de L_{Edd} ,

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{\eta c^2} \simeq 3M_8 \left[\frac{\eta}{0,1} \right]^{-1} M_\odot \text{ y}^{-1} \quad (1.13)$$

donde $M_8 \equiv M/10^8 M_\odot$. El segundo es el tiempo de Eddington, t_{Edd} , lo que proporciona el tiempo típico asociado a esta tasa de acreción

$$t_{\text{Edd}} = \frac{M}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \simeq 4 \times 10^8 \eta \text{ yr} \quad (1.14)$$

La terminología anterior nos permite expresar la tasa de acreción relativa, que es la tasa de acreción por unidad de masa del agujero negro, dada por

$$\frac{L}{L_{\text{Edd}}} \propto \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \propto \frac{\dot{M}}{M} \quad (1.15)$$

Luego, la tasa de acreción de Eddington normalizada es:

$$\dot{m} = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} = \frac{\dot{M}}{L_{\text{Edd}}/\eta c^2} = \frac{\eta \dot{M} c^2}{L_{\text{Edd}}} \quad (1.16)$$

la cual, ocasionalmente, es utilizada para definir una relación libre de escala que involucre la luminosidad de Eddington. En la práctica, normalmente se utiliza la cantidad medible L/L_{Edd} como sustituto de la tasa de acreción normalizada. Obviamente esto no es una medición directa de la acreción ya que involucra η .

Es importante recalcar que que la cantidad $\dot{M}$ se refiere a la tasa de masa que entra (*inflow*) al agujero negro, y entonces corresponde a la tasa de acreción de caída (*infall accretion rate*). La tasa de crecimiento del BH es $\dot{M}(1 - \eta)$.

1.3. Estructura de los AGN y Modelo Unificado

La Figura 1.2 presenta las distintas componentes en la estructura de un AGN, las cuales se definen a continuación:

- **Disco de acreción** ($10^{-4} - 10^{-3}$ pc): Flujo de acreción sub-pc dominado por rotación. Los discos ópticamente gruesos pueden ser geoméricamente delgado (*thin accretion disk*) o grueso (*slim or thick accretion disk*). Los discos de acreción ópticamente delgados ocasionalmente están dominados por la advección. Estas estructuras se denominan flujo de acreción ineficiente en radiación (RIAF), o flujo de acreción dominado por advección (ADAF)(Narayan 2005).
- **Corona** ($\sim 10^{-5}$ pc): Generalmente se representa como una atmósfera sobre el disco de acreción interno, aunque se desconoce su geometría exacta. Se cree que la emisión intrínseca de rayos X de los AGN se debe a la dispersión Compton inversa de los fotones de la corona del disco de acreción (Padovani et al. 2017).
- **Broad Line Region (BLR)** ($10^{-3} - 10^{-1}$ pc): Nubes de gas de alta densidad ($n \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) y libres de polvo que se mueven a velocidades, aproximadamente, keplerianas ($v \sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$). En el espectro, producen ensanchamiento de Doppler en las líneas de emisión.
- **Toro de polvo** (0,1–10 pc): Una estructura polvorienta axisimétrica con dimensiones dependientes de la luminosidad. Su geometría y propiedades serán discutidas de forma exhaustiva en la Sección 1.6.5.

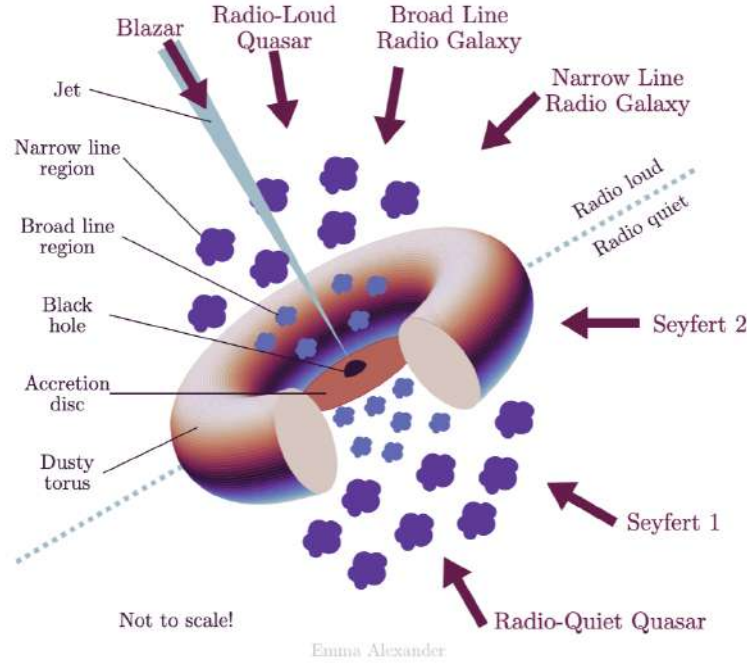


Figura 1.2: Modelo unificado de AGN adaptado de [Urry & Padovani \(1995\)](#). Las flechas gruesas representan diferentes ángulos de visión y el objeto observado resultante. Nótese la asimetría del diagrama; esto sirve para ilustrar las dos posibilidades de emisión de radio intensa/suave y no representa un único objeto.

- **Narrow Line Region** (NLR) ($10^2 - 10^3$ pc): Gas ionizado de menor densidad ($n \sim 10^{3-6} \text{ cm}^{-3}$) y menor velocidad ($v \sim 10^2 \text{ km s}^{-1}$) que se extiende desde justo fuera del toro desde cientos e incluso miles de pársecs a lo largo de la dirección general de la abertura del toro («conos de ionización»). La mayor parte de este gas contiene polvo, excepto en las zonas muy cercanas, en una región conocida como la «región de líneas coronales».
- **Jet**: Chorro de partículas relativistas ocasionalmente asociado con la emisión de rayos gamma. Se observan en escalas que van desde unidades astronómicas (AU) hasta megaparsecs (Mpc) y desde longitudes de onda métricas hasta energías de TeV.

Estas componentes se han tratado ampliamente en numerosos libros y artículos de revisión ([Robson 1996](#), [Peterson 1997](#), [Krolik 1999](#), [Blandford et al. 1990](#), [Osterbrock & Ferland 2006](#), [Netzer 2013](#)).

Además, podemos ver en la figura que según la línea de visión al centro de la galaxia, tendremos distintas clasificaciones de AGN, que pueden ser interpretadas como un mismo objeto según el modelo unificado ([Antonucci 1993](#), [Urry & Padovani 1995](#)).

La idea detrás de este modelo, es que la gran diversidad de propiedades observadas en los AGN puede explicarse mediante un número reducido de parámetros físicos. El modelo representa un intento de combinar la creciente cantidad de subgrupos dentro de un panorama general basado en dos parámetros (Figura 1.2): la inclinación del toro con respecto a la línea de visión (LOS, por sus siglas en inglés) y la luminosidad de la fuente. Este esquema es quizás la forma más simple

posible de caracterizar el hecho conocido de que el continuo nuclear y la radiación de las líneas de emisión de los AGN pueden sufrir dispersión (*scattering*), absorción y reflexión dependientes de la longitud de onda en su trayectoria de escape. Estos últimos pueden tener lugar en el toro, en el disco de la galaxia anfitriona, en los *outflows* estelares y nucleares, y dentro de la propia BLR.

Recientemente se sugirió que la actividad de los AGN puede dividirse en dos grandes grupos: AGN en «modo radiativo» y en «modo jet» (Heckman & Best 2014). La mayor parte de la energía liberada en los AGN en modo radiativo se presenta en forma de radiación electromagnética, y es el resultado directo de la acreción de materia a través de un disco de acreción central ópticamente grueso. En la literatura, a este grupo se le conoce como galaxias Seyfert. Los AGN en modo radiativo son acretores muy eficientes con $L_{\text{AGN}}/L_{\text{Edd}} \geq 0,01$.

Una denominación alternativa, son los AGN en modo jet que corresponde a la energía cinética a gran escala (*bulk kinetic energy*) transportada en jets bilaterales. Su razón de Eddington típica es mucho menor y lo más probable es que los jets estén alimentados por un RIAF (*Radiatively Inefficient Accretion Flow*). Los miembros de este grupo son radiogalaxias de baja luminosidad y LINERs (*Low-Ionization Nuclear Emission-line Region*), siendo una definición espectroscópica alternativa la de «AGN de baja ionización». En el universo local, la masa media del agujero negro en los objetos del segundo grupo es mayor.

1.4. Emisión Multi-banda de los AGN

Hasta ahora hemos hablando de AGN de forma general, pero como muestra la Figura 1.3, este muestra características físicas y procesos que emiten en todo el espectro electromagnético. A continuación se presentan los mecanismos físicos que dominan en cada régimen y que son los responsable de la distribución espectral de energía característica de los AGN (ver 1.3).

1.4.1. AGN en Radio

Las frecuencias de observaciones típicas en el rango de radio oscilan alrededor de los 10 MHz ($\lambda \sim 30$ m) hasta unas pocas decenas de GHz (e.g., 30 GHz, $\lambda \sim 1$ cm).

El proceso de emisión dominante en la banda de radio es la emisión de sincrotrón, es decir, la radiación producida por partículas cargadas que giran a velocidades relativistas a través de campos magnéticos. Al ser de origen no térmico, esta emisión se suele parametrizar mediante una ley de potencias de la forma $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ donde S_ν es la densidad de flujo (expresada en Jy, mJy, etc.) a la frecuencia ν , y α es el índice espectral. A nivel macroscópico, esta radiación no térmica se manifiesta en inmensas estructuras de plasma, principalmente en forma de jets y lóbulos que se extienden mucho más allá de la galaxia anfitriona.

Radiogalaxias: Fanaroff & Riley (1974) diferenciaron las radiogalaxias (RG) en los tipos I y II basándose en el cociente entre la separación de las regiones de mayor brillo superficial en los lados opuestos de la galaxia central, y la extensión de la fuente medida desde el contorno de menor brillo superficial. Comúnmente en la literatura se hace referencia a estas clases como radiogalaxias FR I (cociente $< 0,5$) y FR II (cociente $> 0,5$), donde las primeras suelen describirse

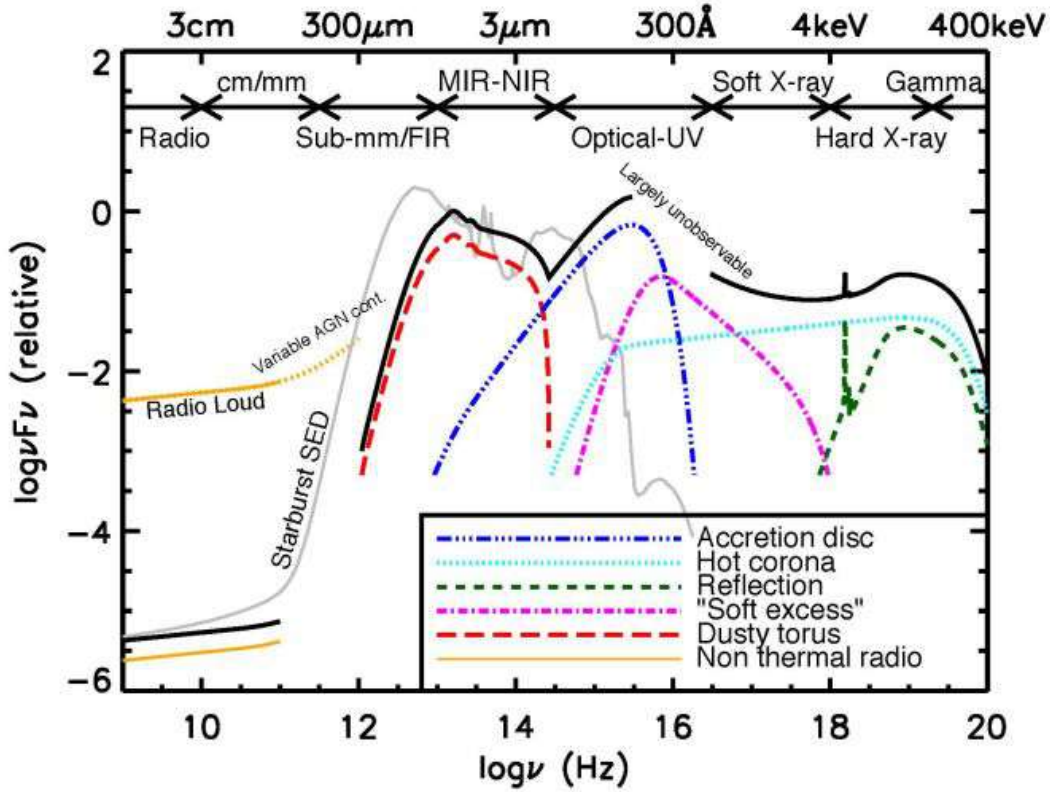


Figura 1.3: Representación esquemática de la SED de un AGN no oscurecido (curva negra), separada en sus principales componentes físicas (indicadas por las curvas de colores) y comparada con la SED de una galaxia SF (curva gris claro). Figura de [Harrison \(2014\)](#).

como más brillantes en el núcleo, y las segundas más brillante en los bordes. También se separan en el plano de la luminosidad en radio frente a la luminosidad óptica de la galaxia anfitriona ([Ledlow & Owen 1996](#); véase también la Fig. 11 en [Buttiglione et al. 2010](#)). Luego, [Baldi et al. \(2015\)](#) (véase también [Baldi & Capetti 2010](#)) sugirieron una tercera clase, FR 0, que incluye radiogalaxias que comparten las propiedades de las FR I pero que carecen de una emisión de radio extendida prominente, estando dominadas por el núcleo en un factor de ~ 30 . Una de las clasificaciones más utilizadas de radio AGN es la división entre Radio Quiet (RQ) y Radio Loud (RL). [Padovani \(2016\)](#) (véase también [Padovani et al. 2017](#)) ha argumentado que la distinción entre estos dos tipos de AGN no es simplemente una cuestión de semántica, sino que más bien las dos clases representan objetos intrínsecamente diferentes, en los que los AGN RL emiten una gran fracción de su energía de forma no térmica y en asociación con potentes jets relativistas, mientras que la emisión en múltiples longitudes de onda de los AGN RQ está dominada por la emisión térmica, relacionada directa o indirectamente con el disco de acreción. Además, señaló que las clasificaciones de «radio-loud/radio-quiet» no son muy precisas. Dado que la principal diferencia física entre estas dos clases es la presencia o ausencia de potentes jets relativistas, lo cual también implica que ambas clases alcanzan energías máximas de fotones muy diferentes, es común apropiarse los términos «con jets» (*jetted*) y «sin jets» (*non-jetted*) en lugar de AGN RL y RQ.

1.4.2. AGN en Infrarrojo

Los estudios en infrarrojo (IR) han tenido un fuerte impacto en la comprensión de la estructura de los AGN. El IR se divide en tres regímenes de longitud de onda: infrarrojo cercano (NIR, 0.75-5 μm), infrarrojo medio (MIR, 5-30 μm) e infrarrojo lejano (FIR, 30-1000 μm) (Ver Figura 1.5).

A pesar de sus numerosos inconvenientes (e.g. *changing-look AGNs*), el paradigma del toro de polvo ha tenido bastante éxito explicando la apariencia de una amplia variedad de AGNs. La base de este paradigma, es la presencia de una estructura toroidal polvorienta que rodea el disco de acreción en escalas mayores que la de la BLR, con un límite interno establecido por la temperatura de sublimación de los granos de polvo (Barvainis 1987). Este polvo reprocesa la emisión del disco de acreción en el IR y domina la SED del AGN desde longitudes de onda mayores a $\sim 1 \mu\text{m}$ hasta unas pocas decenas de micras.

En el MIR, el polvo calentado por el disco de acreción reemite la energía generando un continuo característico en forma de ley de potencias. Observacionalmente, esto permite identificar los AGN utilizando criterios de color específicos (e.g., Stern et al. 2004; Donley et al. 2012) que los distinguen de galaxias con formación estelar y estrellas. Esta identificación en el MIR es considerablemente menos sensible al oscurecimiento del mecanismo central por parte del polvo en comparación con la selección óptica, ya que la opacidad del polvo es menor a longitudes de onda más largas. Por lo tanto, resulta ser una herramienta superior para encontrar AGN oscurecidos, aunque su sensibilidad disminuye al aumentar el redshift debido a la corrección K (e.g., Assef et al. 2011). Este efecto ocurre porque, a medida que la galaxia se aleja, su espectro se desplaza hacia longitudes de onda observadas más largas; en consecuencia, las bandas fijas de los instrumentos (como las del MIR) comienzan a medir partes distintas de la distribución de energía del AGN, alterando los colores observados.

En la sección 1.6.5 se detalla y profundiza este régimen ya que es el rango espectral en el que se encuentran las observaciones usadas en esta tesis.

1.4.3. AGN en Óptico

En el espectro óptico de los AGN (3800 – 7500 Å), las líneas de emisión más prominentes incluyen tanto transiciones permitidas como prohibidas, las cuales son cruciales para diagnosticar la física del gas. Entre las más intensas destacan las líneas de recombinación del hidrógeno, particularmente H α y H β , que pueden exhibir perfiles muy anchos o estrechos dependiendo del tipo de AGN (Figura 1.4) y la visibilidad del núcleo. Asimismo, el espectro suele estar dominado por las líneas prohibidas originadas en la NLR, siendo [O III] (especialmente en $\lambda 5007 \text{ Å}$) habitualmente la más fuerte. A esta se suman los característicos dobletes de líneas prohibidas de [N II] (a $\lambda 6548,08 \text{ Å}$ y $\lambda 6583,45 \text{ Å}$), [S II] (a $\lambda 6717 \text{ Å}$ y $\lambda 6732 \text{ Å}$) y [O I] (a $\lambda 6300,31 \text{ Å}$), cuyas relaciones de flujo respecto a las líneas de Balmer (utilizadas clásicamente en los diagramas BPT) permiten distinguir de forma inequívoca la actividad del AGN de la emisión producida por regiones de formación estelar.

Se cree que los AGN están alimentados por la acreción hacia un SMBH lo que da lugar a altas luminosidades desde rayos X a óptico, a un continuo característico de ley de potencias en el UV/óptico en el marco en reposo (muy distinto del continuo de las galaxias no activas), así como

el llamado «big blue bump», y a una caída de este continuo a $\sim \lambda 1000\text{\AA}$. Se han desarrollado muchos modelos, asumiendo generalmente el modelo estándar de disco de acreción geoméricamente delgado y ópticamente grueso de Shakura & Sunyaev (Shakura & Sunyaev, 1973), con el fin de explicar esta emisión en el régimen óptico-UV (e.g., Sun & Malkan 1989; Laor & Netzer 1989; Hubeny et al. 2001, y referencias allí citadas). Los AGN cuya línea de visión hacia el mecanismo central no está oscurecida muestran líneas de emisión anchas con velocidades de gas típicas de unos pocos miles de km s^{-1} , que abarcan un amplio rango de intensidades y perfiles, cuyas propiedades se correlacionan con la luminosidad del AGN (e.g., Baldwin 1977), como la BLR y la NLR.

El mayor vacío en la selección de AGN mediante fotometría óptica es, sin duda, el de los AGN oscurecidos (o de tipo 2). No importa si el oscurecimiento óptico es producido por un toro smooth o por uno clumpy: el modelo tradicional de AGN tiene una región donde la mayor parte de la emisión óptica queda oscurecida. La aparente contradicción radica en que una gran fracción de los AGN de tipo 2 conocidos se siguen seleccionando en el óptico (Zakamska et al. 2003; Reyes et al. 2008; Alexandroff et al. 2013; Yuan et al. 2016). Este resultado se debe a una combinación de efectos: la galaxia anfitriona no está (siempre) oscurecida y tanto las líneas de emisión intensas como la dispersión pueden dar lugar a un flujo óptico nada despreciable que produce colores inusuales (o incluso similares a los de un AGN), lo que puede hacer que sean identificados como posibles fuentes de tipo 1 a pesar de ser de tipo 2.

1.4.4. AGN en Rayos X

En el espectro de rayos X (0,1 – 200 keV) de los AGN, la característica de emisión más prominente es la línea de fluorescencia del hierro $K\alpha$ ($\text{Fe } K\alpha$) a 6,4 keV. Esta línea se origina al iluminarse el disco de acreción, y su perfil ensanchado permite estudiar los efectos relativistas cerca del agujero negro.

En esta banda se utiliza convencionalmente la energía en keV en lugar de la longitud de onda porque los detectores de rayos X miden directamente la energía depositada por cada fotón individual. Además, resulta mucho más práctico e intuitivo para describir los fenómenos de alta energía involucrados, evitando trabajar con longitudes de onda minúsculas ($1 \text{ keV} \approx 12.4 \text{ \AA}$).

Las observaciones en rayos X proporcionan una selección casi completa de AGN con una baja contaminación por parte de sistemas no-AGN. Las principales razones de esto son: (1) la emisión de rayos X de los AGN parece ser (casi) universal; (2) los rayos X son capaces de penetrar grandes densidades de columna de gas y polvo (particularmente a altas energías de rayos X); y (3) la emisión de rayos X proveniente de los procesos de la galaxia anfitriona es típicamente débil en comparación con la del AGN (ver también la Sec. 1.1 de Brandt & Alexander 2015).

La emisión intrínseca de rayos X de los AGN se debe a procesos relacionados con el disco de acreción (véase Mushotzky et al. 1993; Done 2010; Gilfanov & Merloni 2014 para revisiones). Se cree que el proceso principal es la dispersión Compton inverso de los fotones de altas energías provenientes del mecanismo central y los electrones relativistas en la «corona». Posteriormente, la emisión de rayos X se ve modificada debido a la interacción con la materia en la región nuclear (e.g., reflexión, dispersión y absorción fotoeléctrica de fotones provenientes del disco de acreción y/o del toro oscurecedor del AGN).

1.4.5. AGN en Rayos γ

La banda de rayos γ se divide convencionalmente en la banda de alta energía (HE), entre 100 MeV y ~ 100 GeV, y la banda de muy alta energía (VHE), que abarca el rango de ~ 50 GeV a ~ 10 TeV.

La banda de rayos γ es la parte más energética del espectro electromagnético y, por lo tanto, está fuera del alcance de la mayoría de las fuentes astronómicas. Esto también se aplica a la mayoría de los objetos extragalácticos, incluidos los AGN sin jets, detectados en gran número en estudios infrarrojos, ópticos y de rayos X gracias a la radiación resultante de la acreción sobre el SMBH.

Los blázares, a pesar de ser intrínsecamente muy raros (órdenes de magnitud menos abundantes que los AGN sin jets de la misma magnitud óptica), dominan el cielo extragaláctico en rayos γ , que también incluye algunos otros AGN, principalmente RG cercanas. No se han detectado AGN sin jet en rayos γ (Ackermann et al. 2012). La potencia emitida por los blázares abarca todo el espectro electromagnético y está dominada por radiación no térmica, desplazada al azul y potenciada por el efecto Doppler, que surge en un jet relativista dirigido hacia el observador (e.g., Urry & Padovani 1995). Es debido a esta intensa emisión no térmica y a las condiciones geométricas tan particulares que los blázares alcanzan las partes más extremas del espectro electromagnético con flujos muy superiores a la sensibilidad de los instrumentos que operan actualmente.

1.5. Clasificación de los AGN y Esquemas de Unificación

El término «esquemas de unificación» engloba dos esquemas distintos pero complementarios que intentan explicar la diversidad de los AGN mediante efectos de orientación.

Por un lado, la **unificación basada en el oscurecimiento** (evidenciada en las bandas infrarroja, óptica, UV y rayos X) postula la existencia de un toro de polvo opaco alrededor del disco de acreción. Según este esquema, propuesto a finales de la década de 1980, las diferenciales fundamentales entre los AGN de tipo 1 y tipo 2 se deben puramente al ángulo de visión como vimos en la Sección 1.3.

Por otro lado, la **unificación de radio** se aplica al $\sim 10\%$ de la población de AGN que emite intensamente en esta banda. Este esquema añade a la estructura del toro la presencia de potentes jets relativistas lanzados perpendicularmente al disco, como vimos en la Sección 1.4.1. Esta unificación explica las profundas diferencias morfológicas y espectrales observadas entre las radiogalaxias extendidas (vistas de lado) y los blázares o cuásares compactos en radio (cuyos jets apuntan directamente hacia el observador).

Observaciones recientes de grandes muestras de AGN y una información más detallada sobre fuentes específicas llevan a la conclusión de que el antiguo esquema de unificación requiere tres modificaciones importantes. La primera se relaciona con la física y la estructura del núcleo central oscurecedor (que pasa de ser un toro estático a un medio dinámico y grumoso). La segunda es la constatación de que existen diferencias intrínsecas entre los distintos subgrupos, más allá de la dependencia de la luminosidad y el ángulo de visión. Estas diferencias responden a cambios en

el régimen físico de acreción, como la transición a un flujo radiativamente ineficiente (RIAF, por sus siglas en inglés) a bajas tasas de acreción (e.g., [Ho 2008](#); [Yuan & Narayan 2014](#); [Heckman & Best 2014](#)). Este cambio de estado explica por qué algunos AGN carecen intrínsecamente de uno o más de los componentes clásicos, como el propio toro de polvo o la BLR. La tercera modificación es la incorporación de una perspectiva temporal mediante la «unificación evolutiva». Según este paradigma (e.g., [Hopkins et al. 2008](#); [Hickox & Alexander 2018](#)), las fases oscurecidas y no oscurecidas representan distintas etapas en el ciclo de vida de la galaxia. Un evento como una fusión galáctica canaliza enormes cantidades de gas y polvo hacia el centro, alimentando una fase de crecimiento fuertemente oscurecida. Posteriormente, la presión de radiación y los vientos del propio AGN (feedback) expulsan el material circundante, revelando un cuásar no oscurecido que, finalmente, se apaga al agotar su combustible.

- **Seyfert:** Estas galaxias se separan en dos categorías según la línea de visión, como muestra el modelo unificado.

Tipo 1: Fuentes que muestran líneas de emisión permitidas y semiprohibidas **anchas** ($1000 - 20000 \text{ km s}^{-1}$) y una fuente puntual central brillante no estelar visible en todas las longitudes de onda que no están contaminadas por luz estelar. Casi todos los AGN de tipo 1 de luminosidad baja a intermedia muestran líneas de emisión estrechas, fuertes y de alta ionización, muchas de las cuales son líneas prohibidas. La mayoría de los papers se refieren a estas fuentes como galaxias **Seyfert 1** ([Khachikian & Weedman, 1974](#)). En los espectros de muchos AGN de tipo 1 de alta luminosidad carecen de líneas de emisión estrechas. A menudo en la literatura se encuentran varios subgrupos de AGN tipo 1, como el tipo 1.5, 1.8 o 1.9 (ver Figura 1.4). Esta subclasificación, introducida por [Osterbrock \(1981\)](#), se refiere a la intensidad relativa de las componentes anchas y estrechas de las líneas de Balmer, siendo el tipo 1.9 el que presenta la componente estrecha mucho más fuerte en relación con una componente ancha apenas visible en $H\alpha$.

Tipo 2: Fuentes que contienen líneas de emisión NIR-óptico-UV intensas y **estrechas** ($300 - 1000 \text{ km s}^{-1}$) que son algo más anchas que las observadas en galaxias con líneas de emisión similares. Estas líneas muestran un claro indicio de fotoionización por una fuente no estelar ([Baldwin et al., 1981a](#); [Osterbrock & Ferland, 2006](#)). Las líneas más intensas son $[O \text{ III}]\lambda 5007\text{\AA}$, $[N \text{ II}]\lambda 6584\text{\AA}$, $[O \text{ II}]\lambda 3727\text{\AA}$, $[O \text{ IV}]\lambda 25,9\mu\text{m}$, $[Ne \text{ V}]\lambda 3426\text{\AA}$, $C \text{ IV } \lambda 1549\text{\AA}$ junto con las líneas de hidrógeno de Balmer y Lyman. Al igual que los AGN de tipo 1, también muestran una fuente puntual de rayos X. Los avances en la espectroscopía del infrarrojo medio permitieron clasificar y diagnosticar la naturaleza de estos objetos utilizando dos indicadores clave en sus espectros. Por un lado, se utiliza la característica de los granos de polvo de silicato a $9,7\mu\text{m}$, cuya intensidad refleja la geometría del oscurecimiento: en los AGN de tipo 2 esta banda se observa fuertemente en absorción debido a la gruesa columna de polvo frío en la línea de visión, mientras que en los de tipo 1 suele aparecer en emisión. Por otro lado, se utiliza el ancho equivalente (EW) de las bandas de emisión de hidrocarburos aromáticos policíclicos (PAH, por ejemplo, a $6,2\mu\text{m}$) para cuantificar la contribución de la formación estelar (SF) en la galaxia anfitriona frente a la radiación del propio AGN ([Hao et al. 2007](#); [Spoon et al. 2006](#)).

- **Cuáasar (QSO):** Un cuáasar es un tipo de AGN extremadamente activo y luminoso. Si bien todos los cuásares son AGN, no todos los AGN son cuásares. Históricamente, este tipo se diferencia de las galaxias Seyfert no por su distancia, sino mediante un límite empírico de luminosidad: se clasifican como cuásares aquellos núcleos con una magnitud absoluta en la banda B de $M_B < -23$ (Schmidt & Green (1983)). En este régimen, el brillo del motor central es tan intenso que eclipsa visualmente a su galaxia anfitriona.
- **Radiogalaxias:** Este tipo de AGN es extremadamente luminoso en el régimen de radio, alcanzando luminosidades de hasta 10^{47} erg s⁻¹ en el rango de frecuencias entre 10 MHz y 100 GHz. Esta potente emisión no es térmica, sino que se debe principalmente a la radiación de sincrotrón generada por electrones relativistas acelerados en los jets del núcleo (Hardcastle & Croston (2020)).
- **Blazars:** Este grupo representa una subclase de AGN *radio-loud* caracterizada por una variabilidad extrema en escalas de tiempo muy cortas, un alto grado de polarización en longitudes de onda ópticas y de radio, y una fuerte emisión continua no térmica. Estas propiedades observacionales se deben a efectos de amplificación Doppler relativista (*beaming*), causados por la orientación del jet de plasma, el cual apunta casi directamente hacia la línea de visión del observador (Urry & Padovani (1995)).
- **LINERs:** AGN que se caracteriza por su baja ionización y líneas de emisión estrechas provenientes de gas ionizado por una fuente no estelar. Las líneas de emisión intensas típicas en este grupo son [N II]λ6548Å, [N II]λ6584Å y [S II]λ6731Å, y las líneas de Balmer. LINERs también se dividen en tipo 1 (líneas de emisión anchas) y tipo 2 (solo líneas de emisión estrechas). Algunos LINERs, pero no todos, muestran fuentes puntuales de rayos X y UV y variabilidad espectral de rayos X y UV (Maoz (2007), Hernández-García, L. et al. (2013)).

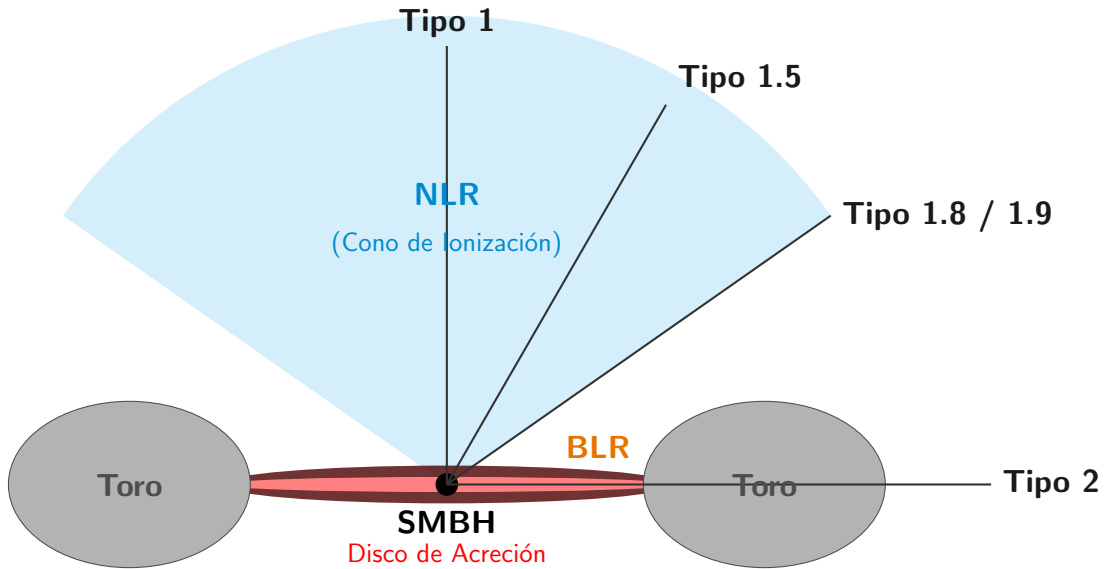


Figura 1.4: Esquema de clasificación entre los AGN de tipo 1, 1.5, 1.8, 1.9 y 2. Se determina en función de la inclinación de la línea de visión del observador respecto al toroide de polvo ecuatorial.

Es posible clasificar AGN de tipo 1 a partir de un espectro óptico, excepto en aquellos casos donde la BLR está fuertemente enrojecida por polvo en la línea de visión. Identificar y clasificar los AGN de líneas estrechas es un desafío mayor, especialmente cuando no se dispone de datos en rayos X duros (14 keV – 195 keV), en parte porque las galaxias de formación estelar (SF) pura (también conocidas como galaxias H II), que son más numerosas que los AGN, pueden también presentar algunas de las líneas de emisión estrechas e intensas. Una forma eficiente de separar los grupos es utilizar «diagramas de diagnóstico» (véase Baldwin et al. (1981b); Veilleux & Osterbrock (1987); Kauffmann et al. (2003); Kewley et al. (2006)) que comparan diversos cocientes de líneas que varían según la naturaleza del continuo ionizante (estelar o no estelar). Los cocientes de líneas más útiles son [O III] $\lambda 5007/H\beta$, [N II] $\lambda 6584/H\alpha$ y [O I] $\lambda 6300/H\alpha$. Los diagramas de diagnóstico muestran varias regiones bien definidas: una que incluye los AGN de alta ionización, otra que incluye principalmente a los LINERs, y una ocupada por galaxias SF. La región ubicada entre los sistemas SF puros y los AGN está ocupada por «fuentes compuestas», las cuales presentan propiedades espectrales intermedias. La mayoría de los AGN conocidos hasta la fecha fueron descubiertos en grandes cartografiados (*surveys*), como el Sloan Digital Sky Survey (SDSS), mediante observaciones espectroscópicas con aperturas relativamente grandes (e.g., 3 arcosegundos en el SDSS). Si bien una fracción importante de los AGN se encuentra en galaxias con niveles significativos de formación estelar (Rosario et al. 2012; Rosario et al. 2013), sus anfitrionas abarcan un amplio rango de propiedades, extendiéndose desde sistemas starburst hasta galaxias masivas y pasivas, dependiendo fuertemente de la luminosidad del núcleo y la masa estelar del sistema.

Podemos estimar la luminosidad total emitida por formación estelar, L_{SF} , y distinguir los sistemas «dominados por el AGN» ($L_{\text{AGN}} > L_{\text{SF}}$) de los «dominados por la formación estelar» ($L_{\text{SF}} > L_{\text{AGN}}$). La estimación de L_{SF} depende fuertemente del método utilizado y de la banda de observación. Típicamente, se calcula mediante el ajuste de la distribución espectral de energía (SED) —lo cual es intrínsecamente dependiente de los modelos de polvo y poblaciones estelares asumidos— o mediante calibradores empíricos. En el régimen infrarrojo, es vital distinguir entre el MIR y el FIR. Dado que el infrarrojo medio está fuertemente contaminado por la emisión térmica del toro del AGN, el infrarrojo lejano (FIR) actúa como un trazador mucho más robusto del polvo frío calentado por formación estelar. En este contexto, estudios como el de Ichikawa et al. (2019) utilizan observaciones en el FIR para fijar la SED de la galaxia anfitriona (L_{SF}); esto permite aislar de manera precisa la contribución del AGN a longitudes de onda más cortas y calcular su porcentaje real de emisión en el MIR. De manera análoga, en el régimen óptico, por ejemplo, en la muestra espectroscópica de 3 arcosegundos del SDSS, dicha comparación revela que muchas fuentes compuestas (clasificadas mediante diagramas de diagnóstico) son galaxias dominadas por la formación estelar. Las dificultades para identificar o separar la contribución del AGN en estas fuentes compuestas pueden afectar el censo de los AGN locales de tipo 2, así como sus funciones de luminosidad y masa (LFs, MFs). El censo de AGN de tipo 1 se basa en otros métodos (como la selección por colores ópticos y líneas anchas) y no está sujeto a estas incertidumbres más allá de un redshift de aproximadamente 0.1, donde el brillo del núcleo supera ampliamente la luz estelar de la galaxia anfitriona capturada por las fibras espectroscópicas (Richards et al. 2002; Vanden Berk et al. 2006).

1.6. La Evidencia Observacional del Toro de Polvo

1.6.1. Absorción y Reflexión óptico-UV

El esquema de unificación original ([Antonucci \(1993\)](#), y referencias allí citadas) incluía una estructura axisimétrica central de polvo, cuya columna de densidad es lo suficientemente grande ($N_H \sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$) como para ocultar completamente la fuente central en algunas direcciones. Esta estructura se suele denominar «toro» central; un nombre algo ambiguo que, sin embargo, se mantendrá aquí. El toro más simple está formado por una distribución uniforme de materia. Las estructuras más elaboradas, compuestas de cúmulos y material intercúmulo, son las preferidas por las observaciones actuales. El gas en el radio interior del toro está ionizado por la fuente central. En las zonas más internas, el toro contiene gas molecular polvoriento.

Es relevante estudiar las consecuencias observacionales de colocar una estructura geométrica tan simple alrededor del agujero negro central y el disco de acreción. La primera predicción es una dependencia de la columna de oscurecimiento con respecto a la inclinación de la línea de visión, donde la inclinación se mide en relación con el eje z del sistema (la dirección perpendicular al disco central). Inclinaciones pequeñas, casi frontales, permiten una visión clara de la fuente central, mientras que inclinaciones grandes provocan una gran oscurecimiento en longitudes de onda UV-ópticas.

La segunda predicción se basa en el hecho de que la radiación electromagnética reflejada por los granos de polvo y electrones libres está polarizada, con un ángulo y porcentaje de polarización que dependen de la geometría y de la longitud de onda. El trabajo fundamental de [Antonucci & Miller \(1985\)](#) se encuentra entre los primeros de muchos artículos que muestran cómo detectar líneas de emisión anchas ocultas mediante espectropolarimetría y cómo inferir la cinemática y la geometría general de la BLR a partir de dichas observaciones. Estudios polarimétricos posteriores y más profundos (e.g., [Tran \(2003\)](#)) muestran una gran fracción de Seyfert tipo 2 sin indicios de líneas anchas polarizadas. Esto llevó a sugerir que los objetos que carecen de líneas anchas polarizadas no están oscurecidos, pero carecen de gas en la BLR, como los AGN de tipo 2 reales que no muestran líneas anchas detectables incluso cuando no están oscurecidos.

1.6.2. Absorción, Reflexión y Emisión de Rayos X

La siguiente consecuencia inevitable es una absorción de rayos X dependiente de la columna de densidad. La suposición utilizada aquí es la de una fuente central de rayos X que emite de manera isotrópica, posiblemente a una corona caliente sobre la parte central del disco de acreción. Para un toro delgado de Compton, con $N_H < 1,25 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$, la columna de densidad de oscurecimiento se puede medir modelando el espectro observado siempre que se conozca la SED intrínseca y la metalicidad del gas.

Existen varias características espectrales en rayos X que pueden ayudar a diagnosticar las propiedades del toro. La primera es el Compton hump («Joroba de Compton»), un exceso de radiación en torno a 30 keV debido a la dispersión hacia bajas energías (*down scattering*) de los fotones de rayos X duros. Además, la línea de Fe $K\alpha$ a 6,4 keV también es una componente de reflexión entre

la corona y el disco de acreción, como vimos en la sección 1.4.4. Casi todos los AGN de tipo 1 muestran jorobas de Compton en sus espectros.

1.6.3. Conos de Ionización

La radiación ionizante sin obstrucciones de la fuente central llega al gas de la galaxia, provocando calentamiento e ionización. Esto resulta en varias líneas de emisión estrechas. Una geometría tipo toroide dará como resultado dos «conos de ionización» (o bicono). Dependiendo de la geometría y de la inclinación con respecto a la línea de visión, es posible que uno de los conos no se pueda observar.

1.6.4. El límite polvoriento de la BLR

La temperatura de sublimación del polvo, T_{sub} , es la temperatura máxima que alcanza un grano de polvo antes de evaporarse. Esta depende del tamaño y la composición del grano, así como del flujo local. Para los granos de grafito típicos del medio interestelar (ISM), la temperatura máxima de sublimación es $T_{\text{sub}} \simeq 1800$ K, y para los granos de silicato, $T_{\text{sub}} \simeq 1400$ K. Estos números pueden usarse para derivar un radio medio de sublimación, $\langle R_{\text{sub}} \rangle$, que es el radio mínimo donde un grano de cierto tamaño puede sobrevivir al campo de radiación local. Promediando sobre los tamaños de grano del tipo ISM, se obtienen las siguientes distancias medias de sublimación para los granos de grafito (C) y silicato (Si) (e.g., Barvainis (1987)):

$$\langle R_{\text{sub,C}} \rangle \simeq 0,5 L_{46}^{1/2} \left(\frac{1800}{T_{\text{sub}}} \right)^{2,6} f(\theta) \text{ pc}$$

$$\langle R_{\text{sub,Si}} \rangle \simeq 1,3 L_{46}^{1/2} \left(\frac{1500}{T_{\text{sub}}} \right)^{2,6} f(\theta) \text{ pc}$$

donde $L_{46} = L_{\text{AGN}}/10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ y $f(\theta)$ es un término dependiente del ángulo que tiene en cuenta la anisotropía de la radiación de la fuente central (Netzer & Trakhtenbrot (2014)). Para una fuente isotrópica $f(\theta) = 1$, y para un disco delgado con una atmósfera dispersora de electrones, $f(\theta) = [\cos \theta (1 + 2 \cos \theta)/3]^{1/2}$ (Netzer (2013)). Los números anteriores están calculados para un tamaño medio de grano de $a = 0,5 \mu\text{m}$, y la distancia depende aproximadamente de a^{-2} .

El polvo puede competir eficazmente con la ionización del gas debido a sus grandes secciones eficaces de absorción en todas las longitudes de onda mayores que unos $0,02 \mu\text{m}$. Para un gas altamente ionizado, $N_{\text{dust}}/N_{H^0} \propto N_{\text{gas}}/N_{H^0} \propto U_H$, donde N_{dust} , N_{gas} , N_{H^0} son la densidad del polvo, gas e hidrógeno neutro respectivamente, y U_H es el parámetro de ionización definido sobre el continuo de Lyman del hidrógeno (Netzer (2013)). En niveles altos de ionización, el polvo absorbe una fracción mayor de los fotones capaces de ionizar el hidrógeno y el helio. Esto reduce el tamaño de la parte ionizada de la nube y disminuye la intensidad de la mayoría de las líneas de emisión. Los fotones de las líneas de emisión producidos lejos de la superficie de una nube de gas ionizado y polvoriento sufren una atenuación adicional en su camino de salida debido a la absorción por el polvo. Esto es más notable en líneas con gran profundidad óptica, donde el gran número de

dispersiones de los fotones de la línea aumenta considerablemente la longitud del camino recorrido. Por lo tanto, una predicción clara del escenario del toro es que el gas a alta velocidad cerca del agujero negro se dividirá en dos regiones distintas: gas libre de polvo con fuerte emisión de líneas y gas polvoriento con débil emisión de líneas (Netzer & Laor (1993)).

1.6.5. Emisión del Toro de polvo

El presente trabajo tiene como objetivo estudiar el régimen IR y vincularlo con datos en Radio. Por ello, resulta pertinente profundizar un poco más en la física de estos rangos del espectro.

Como vimos, la emisión del toro de polvo es muy prominente en el MIR tanto para los AGN de tipo 1 como de tipo 2. La emisión de polvo de la SF puede rivalizar en luminosidad con la del AGN, pero con temperaturas típicamente mucho más frías ($\lesssim 40$ K) (e.g., Magnelli et al. (2012)). Dado que la actividad de formación estelar es significativa y se produce regularmente en las galaxias anfitrionas de muchos AGN, es más probable que domine el FIR (e.g., Hatziminaoglou et al. (2010)). En longitudes de onda del NIR en el sistema de referencia de la galaxia, donde la emisión del AGN presenta un mínimo local en el punto de transición entre la emisión descendente del disco de acreción y la emisión ascendente de polvo, el pico estelar de $1,6 \mu\text{m}$ puede dificultar gravemente la identificación del AGN. A medida que la emisión estelar disminuye bruscamente hacia longitudes de onda mayores que el pico de $1,6 \mu\text{m}$, la contaminación estelar es menos susceptible a sesgos en el MIR. Por lo tanto, las longitudes de onda MIR son las longitudes de onda IR óptimas para la identificación de AGN.

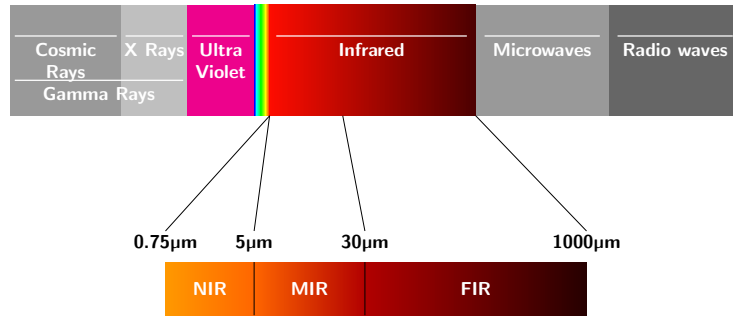


Figura 1.5: Espectro electromagnético resaltando las bandas del infrarrojo (NIR, MIR, FIR).

Espectroscopía MIR: La identificación mediante espectroscopía en el MIR es muy poderosa, lo que permite detectar componentes oscurecidas de AGN incluso cuando el MIR está dominado por la galaxia anfitriona. Se han desarrollado varios diagramas de clasificación para determinar la contribución del AGN a un espectro observado basándose en ciertas características espectrales, tales como las líneas de emisión de alta ionización ($IP > 100$ eV) como [Ne V] $\lambda 14,3 \mu\text{m}$, $24,3 \mu\text{m}$, [Ne II] $\lambda 12,8 \mu\text{m}$ y [O IV] $\lambda 25,9 \mu\text{m}$, el EW de las bandas de PAH y la intensidad de la banda de silicatos a $9,7 \mu\text{m}$ (véase e.g., Spoon et al. (2006); Armus et al. (2007); Veilleux & Osterbrock (1987); Hernán-Caballero & Hatziminaoglou (2011)). Asimismo, se ha desarrollado una serie de técnicas para modelar los espectros observados en el MIR y delimitar las contribuciones del AGN y de los starburst. Entre estos enfoques destacan la descomposición espectral mediante la combinación

lineal de plantillas empíricas (e.g., [Nardini et al. \(2008\)](#)), el modelado físico de la transferencia radiativa a través del polvo del toro (e.g., [Schweitzer et al. \(2008\)](#); [Feltre et al. \(2016\)](#)), y el uso de diagramas de diagnóstico basados en la medición de características específicas, como el ancho equivalente de las bandas de emisión de PAHs y la fuerza de los silicatos (e.g., [Deo et al. \(2009\)](#)).

Silicatos y PAH: Las características espectrales más prominentes del polvo en el MIR son las bandas de silicatos y las emisiones de moléculas complejas conocidas como PAH (Hidrocarburos Policíclicos Aromáticos). Los granos de polvo ricos en silicatos, presentes en el toro y en la galaxia anfitriona, producen transiciones vibracionales pronunciadas a $9,7 \mu\text{m}$ (estiramiento del enlace Si-O) y a $18 \mu\text{m}$ (flexión del enlace O-Si-O). Estas resonancias permiten sondear componentes a diferentes temperaturas y profundidades ópticas; mientras que la banda de $9,7 \mu\text{m}$ está dominada por polvo cálido ($T \sim 250 - 400 \text{ K}$) situado en las regiones más internas e irradiadas, la característica a $18 \mu\text{m}$ se origina en una componente significativamente más fría ($T \sim 100 - 200 \text{ K}$), representativa de las regiones más externas y extendidas. En el marco del modelo unificado, la apariencia de estas bandas depende fuertemente del ángulo de visión: los AGN de tipo 1 suelen mostrar la banda de $9,7 \mu\text{m}$ en emisión, ya que se observa directamente la superficie caliente y ópticamente delgada del embudo interior del toro. Por el contrario, en los AGN de tipo 2, la línea de visión atraviesa las gruesas y frías nubes de polvo externas, por lo que la característica de silicatos se observa típicamente en profunda absorción ([Xie et al. \(2017\)](#)). Es importante notar que modelos de toro clumpy demuestran que la distribución geométrica de estas nubes puede producir variaciones en esta dicotomía, permitiendo cierta emisión de silicatos en algunos tipo 2 o absorción en tipo 1.

Por otro lado, los PAH producen fuertes bandas de emisión, destacando particularmente la característica a $6,2 \mu\text{m}$, además de los complejos a $7,7$, $8,6$ y $11,3 \mu\text{m}$. Estas moléculas son excitadas por fotones UV suaves provenientes de estrellas jóvenes y masivas, por lo que su EW es uno de los trazadores más robustos de actividad reciente de formación estelar. Sin embargo, en la vecindad inmediata del mecanismo central, el intenso y duro campo de radiación de rayos X y UV extremo del AGN tiende a destruir estas moléculas ([Diamond-Stanic & Rieke \(2010\)](#)). Esto genera una marcada dicotomía espacial y espectral en el infrarrojo medio, ya que mientras la supervivencia y emisión de los PAH mapean los brotes de formación estelar circunnucleares, el continuo infrarrojo dominado por el calentamiento del polvo traza la estructura central del AGN. Precisamente para desenredar esta mezcla, observaciones recientes con alta resolución espacial y espectral, como las obtenidas con el instrumento MIRI (Mid-Infrared Instrument) a bordo del Telescopio Espacial James Webb *JWST*, han sido fundamentales; estas han permitido aislar con una precisión sin precedentes la contribución térmica pura del toro frente a la emisión de PAH de la galaxia anfitriona ([García-Bernete, I. et al. \(2022a\)](#)).

En la emisión de radio se encuentra el rango milimétrico y submilimétrico donde se pueden estudiar los siguientes componentes del ISM:

Gas Molecular Frío: Esta información constituye un elemento clave para los estudios sobre la evolución de las galaxias, ya que es a partir de este gas la galaxia puede formar estrellas. La mayor parte del gas molecular en el ISM existe en forma de hidrógeno molecular (H_2). Sin embargo, en las ventanas ópticas o de radio del espectro electromagnético, comúnmente utilizadas, el H_2 no presenta líneas de emisión ni de absorción a las bajas temperaturas típicas del ISM, lo que hace

necesario utilizar otras moléculas como trazadores en la mayoría de los casos. La alta abundancia de monóxido de carbono (CO) lo convierte en uno de los trazadores más populares (Kakkad et al. (2017)).

Recientemente, las observaciones del Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) del polvo frío en galaxias Seyfert han resuelto espacialmente la contraparte submilimétrica del toro (e.g. Gallimore et al. (2016)). García-Burillo et al. (2021) hallaron que la mayor parte de la emisión nuclear de polvo frío en galaxias Seyfert es ecuatorial, con un diámetro medio de aproximadamente 42 pc. Estos toros moleculares polvorientos también se han detectado en observaciones de gas molecular de galaxias Seyfert y AGN de baja luminosidad (e.g., Alonso-Herrero et al. (2018)). Estos resultados sugieren una naturaleza multifásica para la estructura del toro (García-Bernete, I. et al. (2022b)).

- **Observaciones del Toro:** El gran número de misiones espaciales en el infrarrojo exitosas de los últimos 20 años, las misiones actuales y exitosas de rayos X, y las mejoras significativas en la interferometría terrestre, han revolucionado el estudio de los toros de los AGN. Estas misiones proporcionan enormes conjuntos de datos que pueden utilizarse para obtener SED fiables en el IR, permiten estudios en múltiples longitudes de onda de muchos miles de AGN, y han hecho posible sondear regiones con un tamaño de 1 pc cerca del agujero negro.

La luminosidad variable de la fuente central produce un calentamiento e ionización dependientes del tiempo del gas y el polvo circundantes, lo que puede utilizarse para obtener información valiosa sobre la geometría y las condiciones físicas de estas regiones. El mapeo de reverberación se ha utilizado durante años para mapear la distribución de las líneas de emisión del gas, principalmente $H\beta$, en la BLR ("line RM", véase Kaspi et al. (2000), Bentz et al. (2013) y referencias allí citadas).

SED fitting: Los distintos modelos de toro hacen predicciones específicas sobre la SED emitida que puede compararse con las observaciones en NIR-MIR (Figura 1.3). Esta ha sido un área de investigación activa debido a varias misiones espaciales exitosas, principalmente el telescopio espacial *Spitzer* y el explorador de sondeo infrarrojo de campo amplio (*WISE*). Los datos satelitales se complementan con observaciones terrestres en las bandas J, K, H, L y N, con una longitud de onda inferior pero una resolución espacial mucho mayor. Las características espectroscópicas del toro que permiten distinguir los SED de tipo 1 de los de tipo 2 son las características de silicato a 9,7 y 18 μm y la pendiente del continuo de 1 a 8 μm .

La resolución espacial de las observaciones IR es de gran importancia debido a la emisión a escala galáctica, que diluye la señal característica del toro. La emisión estelar puede contribuir a la señal observada en el NIR, y la emisión de polvo de las regiones SF puede diluir la señal del toro entre 10 y 30 μm (básicamente el MIR). En particular, las intensas características de los PAH, pueden contribuir significativamente a la emisión en el MIR y diluir las observaciones fotométricas de banda ancha. Además, la emisión de polvo de la NLR puede contribuir significativamente al continuo de 10 a 30 μm (Schweitzer et al. (2008); Mor et al. (2009); Mor & Netzer (2012)). Por ello, se prefieren las observaciones espectroscópicas de pequeña apertura. Lamentablemente, las aperturas espectroscópicas del *Spitzer* son de varios arcosegundos e incluyen una contribución significativa de la galaxia anfitriona en los AGN de baja

luminosidad (véase una amplia recopilación de estos datos en [Buchanan et al. \(2006\)](#)). Una comparación detallada de las observaciones espectroscópicas de apertura grande y pequeña se presenta en [Alonso-Herrero et al. \(2011\)](#) y [Lira et al. \(2013\)](#).

³ Muchos AGNs deben contener una estructura mucho más grande, en forma de disco, de 1 a 100 pc de tamaño, que conecta el disco interno con la galaxia anfitriona. La parte interna de esta estructura puede tener una geometría gruesa, en cuyo caso se convierte en el toro interno. Toda la estructura, que puede extenderse más allá del toro, se denomina «disco central». Este último contiene una gran cantidad de gas molecular que, con una columna de densidad suficientemente alta, experimenta formación estelar asociada a explosiones de supernovas (SN), al crecimiento de un cúmulo estelar nuclear, etc. Algunos de estos procesos dan lugar a una viscosidad efectiva local que puede convertir toda la estructura en un gran disco de acreción, donde el gas pierde su momento angular y se desplaza hacia el centro.

■ Modelamiento del Toro:

Una predicción clara de cualquier modelo de toro es una amplia distribución de energía espectral en el IR, con una luminosidad total que depende casi por completo de la fracción de radiación de la fuente central absorbida por el polvo en el toro (una combinación de la profundidad óptica y el factor de cobertura). La radiación puede emitirse de manera isotrópica o anisotrópica, dependiendo de la profundidad óptica y la geometría exacta. Se predice que la SED mostrará varias características de silicatos centradas en torno a 9.7 y 18 μm , ya sea en absorción o en emisión, dependiendo de la geometría exacta y de la profundidad óptica en la línea de visión. Esto dará como resultado un flujo incidente dependiente del tiempo sobre las paredes internas del toro, así como una emisión dependiente del tiempo en el infrarrojo cercano y medio por parte del polvo.

1. **Modelos Generales:** Se han considerado dos tipos (generales) de discos centrales y toros centrales. El primero son modelos teóricos (e.g., [Krolik & Begelman \(1988\)](#); [Collin & Zahn \(1999\)](#); [Emmering et al. \(1992\)](#); [Schartmann et al. \(2005\)](#); [Beckert & Duschl \(2004\)](#); [Hönig & Beckert \(2007\)](#); [Krolik \(2007\)](#); [Elitzur & Shlosman \(2006\)](#); [Vollmer et al. \(2008\)](#); [Wada et al. \(2009\)](#)) que fueron desarrollados para explorar aspectos específicos como la formación, estabilidad, forma y evolución de la estructura central. El segundo tipo son los modelos fenomenológicos, modelos *ad hoc* que hacen suposiciones sobre el tamaño, la composición y la geometría del toro en un intento de explicar las observaciones, principalmente las imágenes resueltas espacialmente y la SED en el NIR-MIR (e.g., [Pier & Krolik \(1992\)](#); [Fritz et al. \(2006\)](#); [Nenkova et al. \(2008a\)](#); [Hönig et al. \(2010\)](#); [Stalevski et al. \(2012\)](#)). Un toro gaseoso no puede mantener una gran relación altura/radio con rotación pura. Mantener una estructura gaseosa gruesa requiere un movimiento turbulento de alta velocidad, o un movimiento de outflow, y parece funcionar mejor en un medio clumpy donde hay colisiones frecuentes entre nubes.

³Para entender mejor al toro de polvo, es necesario aclarar que el término disco de acreción interno se refiere al flujo de acreción dentro del radio de sublimación, donde el gas acretado está perdiendo momento angular a través de fuentes de viscosidad moleculares, magnéticas u otras

2. **Modelos Fenomenológicos del Toro:** El nombre elegido aquí para los modelos de toro fenomenológicos se refiere a los modelos *ad hoc* que se construyen para permitir un tratamiento más preciso de la transferencia radiativa y una mejor modelización de la SED emitida y las imágenes del toro a diferentes longitudes de onda. Existen tres tipos genéricos de modelos fenomenológicos de toro: modelos de distribución de gas continua (*smooth*) (e.g., Pier & Krolik (1992); Granato et al. (1997); Efstathiou & Rowan-Robinson (1995); Dullemond & van Bemmél (2005); Fritz et al. (2006)), modelos de toro grumoso (*clumpy torus*) (e.g., Dullemond & van Bemmél (2005), Nenkova et al. (2008a,b), Hönig et al. (2010)), y modelos compuestos (una combinación de clumpy y smooth, Stalevski et al. (2012)). Todos los modelos fenomenológicos son axisimétricos y se asume que las paredes internas del toro se encuentran en el radio de sublimación del polvo (R_{sub}).

Para ilustrar esta evolución en la comprensión geométrica del oscurecedor central, la Figura 1.6 contrasta el clásico modelo clumpy ecuatorial (basado en Nenkova et al. (2008a)) contra uno smooth (Fritz et al. (2006)). Así también, la Figura 1.7 muestra un modelo más reciente que incorporan un viento polar polvoriento (Hönig & Kishimoto (2017)), reflejando el cambio de paradigma sugerido por las observaciones en el infrarrojo medio.

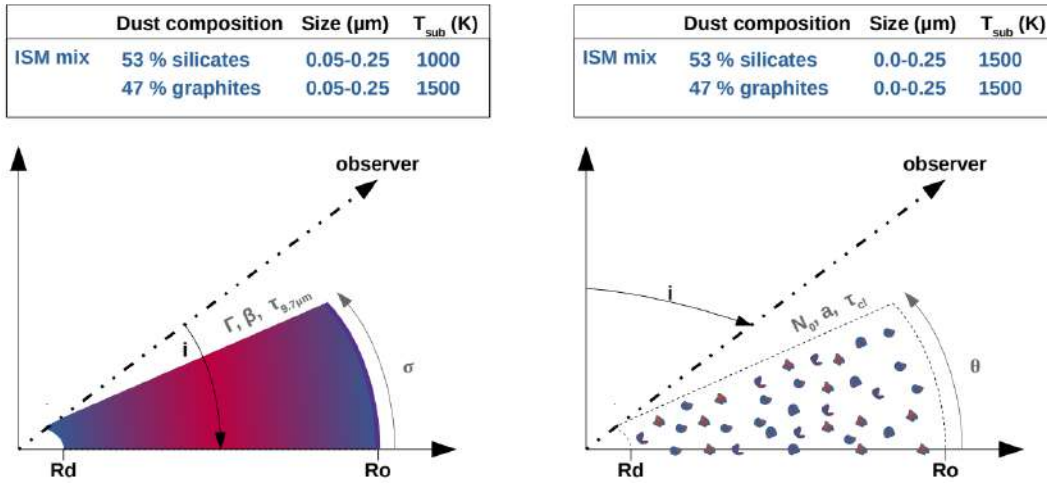


Figura 1.6: Representación esquemática de los modelos fenomenológicos clásicos para la distribución de polvo circumnuclear. **Izquierda:** Modelo de distribución smooth, caracterizado por un gradiente de densidad continuo. **Derecha:** Modelo de distribución clumpy, representativo del formalismo de Nenkova et al. (2008a), donde el medio ópticamente grueso se concentra en nubes discretas separadas por regiones vacías. Los parámetros físicos del modelo son descritos en la Sección 3.3. Las tablas superiores detallan la mezcla de granos del medio interestelar (ISM) y sus temperaturas de sublimación (T_{sub}) asumidas para estas configuraciones. Adaptado de García-Bernete et al. (2022).

Los parámetros importantes de los modelos fenomenológicos continuos son los radios interno y externo del toro, el perfil de densidad y el ángulo de apertura. Los parámetros adicionales de los modelos de toros clumpy son la densidad de columna de los grumos

	Dust composition	Size (μm)	T_{sub} (K)
ISM mix	53 % silicates	0.025-0.25	1200
		0.1-1.0	1200
	47 % graphites	0.025-0.25	1200
		0.1-1.0	1200
Gr-dom	30 % silicates	0.05-0.25	1200
	70 % graphites	0.05-0.25	1200
Pure graphite	100 % graphites	0.75-1.0	1900

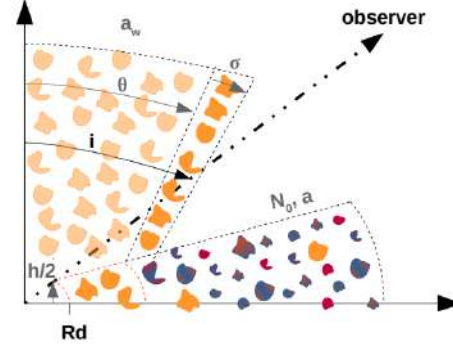


Figura 1.7: Esquema del modelo geométrico multifásico que incorpora un toro ecuatorial clumpy junto a un componente de viento polar polvoriento (polar outflow), representativo del formalismo de [Hönig & Kishimoto \(2017\)](#). Esta visualización refleja el cambio de paradigma geométrico motivado por observaciones de alta resolución espacial. Los parámetros físicos del modelo son descritos en la Sección 3.3. La tabla de la izquierda detalla la estratificación química y de tamaños de grano asumida en este modelo compuesto; destaca la inclusión de una población dominada por grafito puro en las zonas más expuestas a la radiación, capaz de sobrevivir a temperaturas de sublimación extremas ($T_{\text{sub}} = 1900$ K). Adaptado de [García-Bernete, I. et al. \(2022b\)](#).

individuales, la distribución radial de los grumos (esto reemplaza la variación de la densidad del gas en el modelo smooth), el factor de llenado y la distribución de densidad de los grumos.

La transferencia radiativa es manejable en toros de polvo smooth, pero no ocurre lo mismo en toros clumpy. Diferentes estudios adoptan distintos enfoques para resolver este problema. Los cálculos analíticos unidimensionales de [Nenkova et al. \(2008a\)](#) tienen limitaciones para tratar geometrías complejas, pero pueden abarcar un amplio espacio de parámetros con diferentes tamaños de grumos, ángulos de apertura del toro y distribución de los grumos. Los cálculos tridimensionales de [Hönig et al. \(2010\)](#) y [Stalevski et al. \(2012\)](#) son ejemplos de modelos que utilizan una técnica de transferencia de Monte Carlo (MC), combinada con trazado de rayos (ray-tracing), que permite obtener soluciones más precisas y, en principio, puede manejar diferentes tamaños y composiciones de grano. Sin embargo, estos cálculos son computacionalmente intensivos y el espacio de parámetros explorado es más limitado.

Hay dos razones fundamentales para las diferentes SED de los modelos de toro clumpy. Primero, los lados iluminados y posteriores de los grumos individuales irradian a temperaturas muy diferentes. Esto permite que una cierta ubicación en el toro tenga un amplio rango de temperaturas en lugar de la temperatura única típica de los modelos smooth. Segundo, y más importante, los gaps entre los grumos permiten una línea de visión libre y no atenuada desde el centro hasta las profundidades del toro. Un grumo a varios R_{sub} puede emitir a la temperatura local del polvo dependiente de la distancia, extendiendo las regiones de alta temperatura sobre partes más grandes del toro. Hay dos consecuencias importantes: la intensidad de la característica de absorción a $9,7 \mu\text{m}$

es muy inferior a su intensidad predicha en los casos de distribución continua, y la anisotropía de la radiación emitida es menor.

Cada uno de los modelos discutidos anteriormente tiene su propio factor de cobertura efectivo. Para los modelos de toro continuo, esto es simplemente una cuestión de geometría y de las profundidades ópticas dependientes de la longitud de onda. Para los modelos clumpy, depende del número de nubes y de su distribución en 3D. La constatación de una dispersión significativa en el factor de cobertura (f_C) para una luminosidad dada sugiere que este es un segundo parámetro de unificación (Elitzur (2012)).

La mayoría de los intentos de derivar parámetros del toro, como el número de cúmulos a lo largo de una dirección determinada y sus profundidades ópticas, arrojan resultados inconclusos. Lira et al. (2013) realizaron una comparación detallada entre los modelos de toro clumpy, bastante diferentes entre sí, de Nenkova et al. (2008b) y Stalevski et al. (2012), y lograron obtener ajustes estadísticamente satisfactorios para ambos. Uno de los parámetros del ajuste es el ángulo de inclinación, pero, lamentablemente, no existe correlación entre los ángulos obtenidos al aplicar ambos modelos. Lira et al. (2013) también hallaron que el ajuste de la SED de aproximadamente la mitad de sus fuentes de tipo 2 requiere un componente adicional de polvo muy caliente, con una temperatura de ~ 2000 K, para explicar el flujo NIR observado. Parece que los espectros NIR-MIR de los AGN de todo tipo no contienen suficientes características espectrales para distinguir un objeto de otro, ni un modelo de toro clumpy de otro. En otras palabras, los modelos de toro contienen suficientes parámetros libres para ajustarse a casi cualquier distribución espectral de energía observada.

En resumen, las SED típicas en NIR-MIR de los AGN de tipo 1 y tipo 2 son bastante diferentes. La mayoría de los tipo 1, aunque no todos, muestran una emisión significativa de polvo caliente. Los de tipo 2 muestran una diversidad mucho mayor, con algunos objetos similares a los de tipo 1 y otros mostrando una fuerte caída desde las longitudes de onda largas a las cortas. Los modelos de toro clumpy proporcionan ajustes adecuados para muchas SED observadas, pero parecen ser degenerados con respecto a sus parámetros básicos. Debido a esto, modelos con diferente geometría, distribución de polvo e incluso inclinación, pueden producir ajustes igualmente buenos para los mismos datos. La región interna del toro que contiene polvo de grafito puro es claramente requerida por las observaciones, pero está ausente en los modelos actuales. Dado todo esto, aún no está claro si los modelos fenomenológicos actuales se asemejan bien a los toros reales de los AGN.

Anisotropía y Factor de cobertura: Se han obtenido factores de cobertura para un gran número de AGN de tipo 1 utilizando el método de $L_{\text{dust}}/L_{\text{AGN}}$ (Netzer (2015); Maiolino et al. (2007); Treister et al. (2008); Mor & Trakhtenbrot (2011); Roseboom et al. (2013); Lusso et al. (2013)). La calidad de los ajustes de las SED en dichos estudios varía de deficiente a muy buena, siendo los ajustes basados en espectroscopía los que proporcionan medidas más fiables. No todos los estudios incluyen el término de corrección de anisotropía, lo que resulta en una sobreestimación del factor de cobertura f_C . Todos los estudios muestran una distribución amplia de f_C para una luminosidad dada, con una media poblacional para los

tipo 1 de 0,3 a 0,6. En general, hay una clara indicación de una disminución del factor de cobertura medio a medida que aumenta la luminosidad de la fuente.

Aunque complicados efectos de transferencia radiativa pueden dar como resultado inusuales imágenes modelo (véase [Schartmann et al. \(2005\)](#)), los resultados interferométricos para Circinus y NGC 3783, y las indicaciones de estructuras similares en otras dos fuentes, sugieren un posible cambio de paradigma. Es posible que aún se necesite un toro central ecuatorial con un factor de cobertura pequeño para explicar la emisión del polvo caliente, pero gran parte del polvo más frío a 300 K bien podría residir en un componente adicional que tiene una geometría, tamaño y profundidad óptica diferentes y, tal vez, una dinámica diferente (es decir, un componente de viento). Un modelo realista para esta nueva estructura debe combinar varios elementos diferentes y tener en cuenta el hecho de que el toro interno más caliente también debe emitir parte del flujo MIR observado (e.g., el 20 % en el caso de Circinus). También debería responder a varias preguntas pendientes sobre el paso despejado hacia el cono de ionización, indicado por fuertes líneas estrechas no enrojecidas, si el flujo es ópticamente grueso, o la falta de emisión de silicatos en el espectro de Circinus si es ópticamente delgado. También se deben descartar las estimaciones del factor de cobertura que se aplican únicamente a toros axisimétricos simples. En particular, la suposición de $f_C(\text{total}) = f_C(\text{polvo caliente}) + f_C(\text{polvo cálido})$ podría no funcionar en este tipo de geometría. Finalmente, es interesante notar que varios modelos hidrodinámicos sugieren outflows polvorientos polares ([Wada \(2012\)](#)), lo cual podría ayudar a explicar parcialmente las observaciones.

1.6.6. Misiones en IR y Radio

Dado que este estudio se fundamenta en datos observacionales, a continuación se describen los instrumentos utilizados para obtener la muestra analizada.

La resolución de los objetos de interés de este trabajo demanda observaciones con resolución espacial y espectral suficientes para separar con precisión la emisión del toro de la contribución de la galaxia anfitriona y de las regiones de formación estelar circumnucleares. Las limitaciones instrumentales de generaciones previas (en particular las grandes aperturas espectroscópicas del telescopio *Spitzer* y la resolución angular insuficiente para resolver la región nuclear de la galaxia anfitriona) impidieron esta separación de manera sistemática ([Alonso-Herrero et al. \(2011\)](#); [Lira et al. \(2013\)](#)). La disponibilidad actual del instrumento MIRI/MRS a bordo del (*JWST*), y ALMA, con líneas de base de hasta 16 km en el régimen milimétrico, supera cualitativamente estas limitaciones, brindando la resolución necesaria para aislar la SED térmica del núcleo. De este modo, se obtiene una base observacional lo suficientemente robusta como para someter a prueba de forma rigurosa los modelos en competencia.

1.6.6.1. Telescopio Espacial James Webb

El *JWST* es el observatorio infrarrojo insignia de la Administración Nacional de Aeronáutica y el Espacio (NASA). Se constituye de una colaboración internacional entre la NASA, la Agencia Espacial Europea (ESA) y la Agencia Espacial Canadiense (CSA). Siguiendo el legado técnico y científico de observatorios espaciales ópticos e infrarrojos anteriores, como el *Hubble*, el *Spitzer* y

el *Herschel*, el *JWST* ofrece mejoras de varios órdenes de magnitud en sensibilidad y resolución espacial, desde 0,6 hasta 28,8 μm , lo que permite una investigación transformadora en una amplia gama de áreas científicas, incluyendo el sistema solar, los exoplanetas, la formación de estrellas y planetas, la ciencia galáctica, la formación y evolución de galaxias y la cosmología.

El telescopio Webb estudia cada fase de la historia de nuestro Universo, desde los primeros destellos luminosos tras el Big Bang hasta la formación de sistemas solares capaces de albergar vida en planetas como la Tierra, pasando por la evolución de nuestro propio Sistema Solar. El Webb fue lanzado el 25 de diciembre de 2021. A diferencia del telescopio espacial *Hubble*, no orbita alrededor de la Tierra, sino que lo hace alrededor del Sol, a 1,5 millones de kilómetros de distancia, en el segundo punto Lagrangiano (L2).

El instrumento MIRI⁴ del *JWST* ofrece modos de observación espectroscópica y de imagen desde 4,9 hasta 27,9 μm , con FOV (Campo de visión, por sus siglas en inglés) de hasta $6,6'' \times 7,7''$ y resolución espectral (MRS) de $R \sim 1500 - 3500$. Estas longitudes de onda pueden utilizarse para estudios que incluyen, pero no se limitan a: la obtención de imágenes directas de exoplanetas jóvenes y cálidos y la espectroscopía de sus atmósferas; la identificación y caracterización de las primeras galaxias a redshift $z > 7$; y el análisis de polvo cálido y gas molecular en estrellas jóvenes y discos protoplanetarios.

Capacidades de observación: MIRI ofrece 4 modos de observación diferentes, que incluyen (1) obtención de imágenes con 9 bandas fotométricas, (2) obtención de imágenes coronográficas con 4 filtros diferentes, (3) espectroscopía de baja resolución con una configuración con rendija o sin rendija, y (4) espectroscopía de resolución media con 4 IFU (Unidad de campo integral, por sus siglas en inglés) diferentes. Cada modo tiene su propia plantilla en el Astronomer's Proposal Tool (APT). Cabe destacar que MIRI también puede utilizarse de manera eficaz para observaciones en paralelo con otros instrumentos. La Figura 1.8 muestra el esquema general del sistema MIRI MRS.

En el contexto de la física extragaláctica y los AGN, la resolución espacial sin precedentes y el rango espectral de MIRI son cruciales para separar la potente emisión térmica del núcleo de la galaxia anfitriona. Además, permite un modelado robusto del continuo infrarrojo y la identificación de trazadores clave, como las características de los silicatos y las bandas de emisión de moléculas PAH, fundamentales para estudiar la interacción entre el campo de radiación del agujero negro y el medio interestelar circundante.

1.6.6.2. ALMA e Interferometría

ALMA estudia la luz proveniente de algunos de los objetos más fríos del Universo. Esta luz posee longitudes de onda en torno a un milímetro, situándose entre el IR y las ondas de radio, en lo que se conoce como radiación milimétrica o submilimétrica. ALMA está compuesto por 66 antenas de alta precisión, distribuidas a distancias que pueden alcanzar los 16 km.

Astronomía submilimétrica: La luz en estas longitudes de onda proviene de grandes nubes frías en el medio interestelar (a temperaturas de solo unas pocas decenas de grados por encima del cero absoluto) y de algunas de las galaxias más tempranas y distantes del Universo. Los astrónomos pueden utilizar esta luz para estudiar las condiciones químicas y físicas dentro de las nubes

⁴Para más información, véase <https://jwst-docs.stsci.edu/jwst-mid-infrared-instrument#gsc.tab=0>

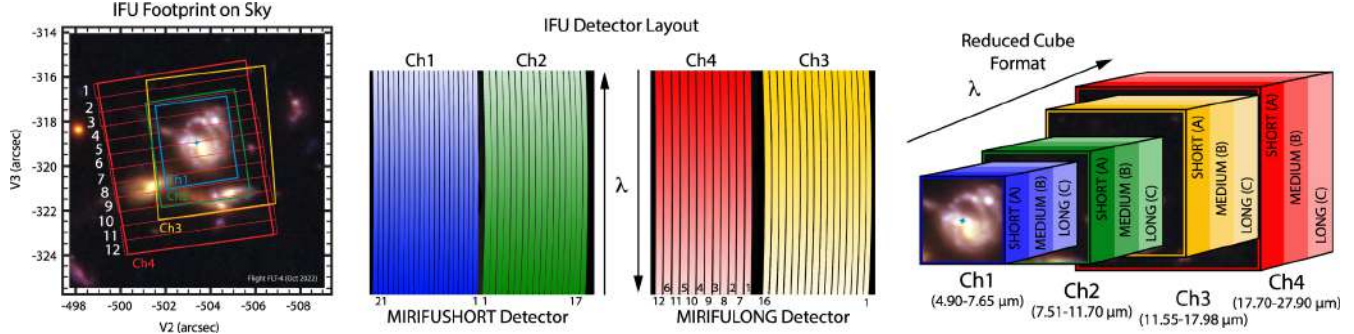


Figura 1.8: **Izquierda:** Campo de visión efectivo de cada uno de los cuatro canales del MRS se proyecta en el cielo en el sistema de coordenadas de la nave espacial (V2, V3). Los canales 1, 2, 3 y 4 se muestran en azul, verde, amarillo y rojo, respectivamente. A modo de ejemplo, se muestran las ubicaciones de las doce secciones del canal 4. **Medio:** Los espectros MRS de los cuatro canales se dispersan simultáneamente en dos detectores para una sola exposición. Cada franja codificada por color representa el espectro de «rendija larga» de una sola sección. Las secciones adyacentes en el cielo se intercalan en el detector (como se indica en la ilustración del canal 4). **Derecha:** El proceso de calibración del *JWST* rectifica los datos de MRS a un formato de cubo 3D muestreado regularmente y puede combinar información de los cuatro canales y tres configuraciones de rejilla (CORTA, MEDIA y LARGA). Nótese la mayor apertura del canal 4 en comparación con el canal 1. Créditos: Law et al. (2023).

moleculares, que, como bien dijimos, son regiones densas de gas y polvo donde se forman nuevas estrellas. Frecuentemente, estas regiones del Universo se encuentran oscurecidas y permanecen ocultas en el rango visible (óptico) de la luz, pero brillan intensamente en las regiones milimétrica y submilimétrica del espectro.

Conceptos básicos sobre ALMA: Dado que ALMA es un **interferómetro** que consta de un gran conjunto de antenas de 12 m con líneas de base de hasta 16 km, es importante definir y describir algunos conceptos fundamentales⁵.

Interferometría: Un interferómetro es un instrumento que muestrea la función de visibilidad, la cual es la transformada de Fourier de la distribución de brillo del cielo. Esta visibilidad $V(u, v)$ se mide como función de la posición en el plano $u-v$. Las coordenadas u y v describen simplemente la separación vectorial entre cada par de elementos del interferómetro, medida en longitudes de onda, como se muestra en la Figura 1.9.

Frecuencias de observación: El rango de frecuencias disponible en ALMA se divide en distintas bandas de receptores. Los datos solo pueden adquirirse en una banda a la vez. Estas bandas van desde la banda 1, que comienza en 35 GHz, hasta la banda 10, que llega hasta ~ 950 GHz. A modo de comparación, una frecuencia de 300 GHz corresponde a una longitud de onda de aproximadamente 1 mm.

Campo de visión (FOV): Se expresa en términos del haz primario, que describe la respuesta (sensibilidad) de la antena en función del ángulo respecto al eje principal. El haz primario puede aproximarse mediante una función gaussiana, aunque también presenta lóbulos laterales. El FWHM

⁵Para más información, véase <https://ALMAscience.eso.org/about-ALMA/ALMA-basics>

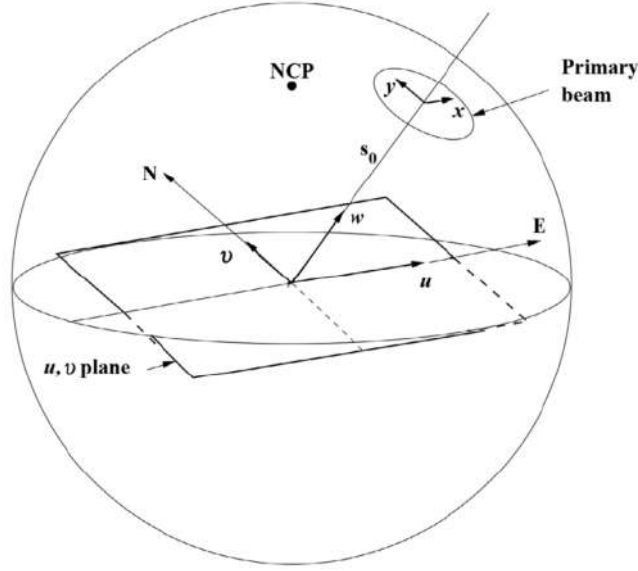


Figura 1.9: Geometría del sistema de coordenadas (u, v, w) utilizado en la obtención de imágenes por síntesis en radio. El eje w apunta hacia el centro de seguimiento de fase (s_0), mientras que el plano u, v representa la proyección de las líneas de base perpendicular a la dirección de la fuente. Las coordenadas del cielo (x, y) se definen en el plano tangente centrado en el haz primario.

(Ancho Total a la Mitad del Máximo, por sus siglas en inglés) del haz primario suele tomarse como el diámetro del campo de visión de un interferómetro; sin embargo, nótese que la sensibilidad no es uniforme en este campo, ya que alcanza un máximo en el centro y disminuye hacia los bordes.

Resolución espacial: La resolución espacial es el nivel de detalle (en píxeles) de una imagen. Una alta resolución espacial implica más detalle y un tamaño de celda de la rejilla más pequeño, mientras que una resolución espacial menor implica menos detalle y un tamaño de píxel mayor.

Resolución espectral: La resolución espectral describe la cantidad de detalle espectral dentro de una banda. Una alta resolución espectral implica canales más estrechos, mientras que una baja resolución espectral presenta canales más anchos que cubren una mayor fracción del espectro.

Sensibilidad: El ruido térmico teórico esperado para una imagen usando ponderación natural de los datos de visibilidad viene dado por

$$\sigma_{\text{rms}} = \frac{1}{\eta_s} \frac{S_{\text{EFD}}}{\sqrt{N(N-1)\tau\Delta\nu}} \quad (1.17)$$

donde:

- σ_{rms} : Nivel de ruido rms de la densidad de flujo.
- η_s : Eficiencia del sistema, considerando pérdidas en la electrónica y la digitalización.
- S_{EFD} : Densidad de flujo equivalente del sistema; ruido instrumental + atmosférico.
- N : Número de antenas.
- τ : Tiempo de observación.

- $\Delta\nu$: Ancho de banda.

1.7. Motivación de la tesis

Como se ha expuesto en las secciones precedentes, el toro de polvo circumnuclear constituye una pieza fundamental del esquema de unificación de los AGN. Sin embargo, su geometría exacta, distribución espacial y composición química siguen siendo objeto de intenso debate. Históricamente, las limitaciones en resolución angular dificultaron la caracterización detallada de esta componente, provocando que la emisión intrínseca del polvo oscurecedor se confundiera con la luz de la galaxia anfitriona.

Hoy, gracias a las capacidades observacionales de nueva generación, es posible superar esta barrera. El problema actual radica en determinar qué configuraciones físicas (ya sean distribuciones fragmentadas puras clumpy o sistemas complejos que incluyen vientos polares) reproducen con mayor fidelidad la emisión térmica observada. En este escenario, resulta imperativo contrastar los modelos teóricos de vanguardia con observaciones de altísima calidad espacial y espectral, con el fin de esclarecer la verdadera naturaleza de esta estructura oscurecedora a través de las diferentes clasificaciones de AGN.

Objetivo General: Modelar la SED del polvo circumnuclear en dos AGN emparejados por su luminosidad intrínseca en rayos X duros ($L_{14-195\text{ keV}}$) pero con distinta clasificación óptica: NGC 7469 (Sy 1.5) y NGC 7319 (Sy 2). Con ello, se busca aislar el efecto de la orientación y restringir la geometría del material oscurecedor mediante inferencia bayesiana en el NIR/MIR, contrastando posteriormente estos resultados con observaciones milimétricas para evaluar la naturaleza multifásica del entorno nuclear.

Objetivos Específicos:

- Extraer y aislar la SED infrarroja nuclear de ambos objetos a partir de observaciones espectroscópicas de alta resolución espacial obtenidas con los instrumentos MIRI y NIRSpec del *JWST*, complementando el análisis físico con datos del régimen milimétrico provenientes del interferómetro ALMA.
- Ajustar la SED observada mediante inferencia bayesiana empleando dos aproximaciones teóricas distintas: el modelo clumpy clásico de [Nenkova et al. \(2008a,b\)](#) y el modelo de disco más viento polar de [Hönig & Kishimoto \(2017\)](#).
- Comparar estadísticamente la calidad de los ajustes y contrastar los parámetros físicos y geométricos derivados, evaluando si las diferencias estructurales inferidas resultan coherentes con la clasificación óptica (Seyfert 1.5 frente a Seyfert 2) y el estado de oscurecimiento de cada galaxia.

Capítulo 2

Datos

El análisis desarrollado en esta tesis se fundamenta principalmente en observaciones de espectroscopía de campo integral obtenidas por el (*JWST*). En particular, se emplearon datos espectroscópicos de alta resolución espacial y espectral en el infrarrojo medio, capturados por el instrumento MIRI/MRS. Los conjuntos de datos científicos correspondientes a la muestra analizada son de carácter público y fueron obtenidos directamente desde el archivo científico del observatorio, el *JWST Science Archive*¹. Dada la considerable demanda de recursos computacionales y de memoria que exige la ejecución completa del pipeline del *JWST*, el procedimiento de reducción de datos personalizado que se describe a continuación se aplicó detalladamente a un único espectro. Este procedimiento sirve como caso de estudio metodológico para ilustrar el tratamiento de los datos.

2.1. Reducción de Datos

La reducción de datos del modo espectroscópico del *JWST* se estructura en tres pipelines secuenciales, implementados mediante el sistema de archivos de referencia CRDS (Calibration References Data System), que provee los archivos de calibración necesarios para cada etapa.

El primer pipeline, **Detector1**, opera sobre los datos crudos del detector, los cuales se adquieren en forma de rampas de integración con conteos acumulados. Este pipeline los convierte en imágenes de tasa de conteo corregidas (count-rate images), constituyendo los productos de nivel 2a.

El segundo pipeline, **Spec2**, toma estas imágenes y aplica las correcciones instrumentales necesarias para producir exposiciones individuales completamente calibradas (nivel 2b). Los pasos más relevantes incluyen: la asignación del Sistema de Coordenadas Mundial (WCS), que mapea cada píxel del detector a coordenadas de RA, DEC y longitud de onda; la sustracción de fondo píxel a píxel; la corrección de flatfield, que normaliza las variaciones de sensibilidad del detector; la sustracción de luz parásita (straylight); la corrección de franjas de interferencia (fringe flat); y la calibración de flujo (PhotomStep), que convierte las tasas de conteo en unidades radiométricas físicas (e.g., Jy) mediante estándares espectrofotométricos. Al final de esta etapa se construyen cubos de datos 3D preliminares por exposición.

El tercer pipeline, **Spec3**, combina todas las exposiciones calibradas en un producto final rectificado, con corrección de distorsión y alineación astrométrica. Las etapas clave comprenden la sustracción del fondo maestro (Master Background Subtraction), que mejora el cociente señal/ruido

¹<https://jwst.esac.esa.int/archive/>

respecto a la sustracción píxel a píxel; el ajuste de fondo residual entre exposiciones (Residual Background Matching); y la detección y enmascaramiento de valores atípicos como rayos cósmicos (Outlier Detection), mediante comparación de cada exposición con un cubo combinado limpio. El resultado es un cubo de datos compuesto 3D (nivel 3) listo para hacer ciencia. El proceso completo se resume en la Figura 2.1.

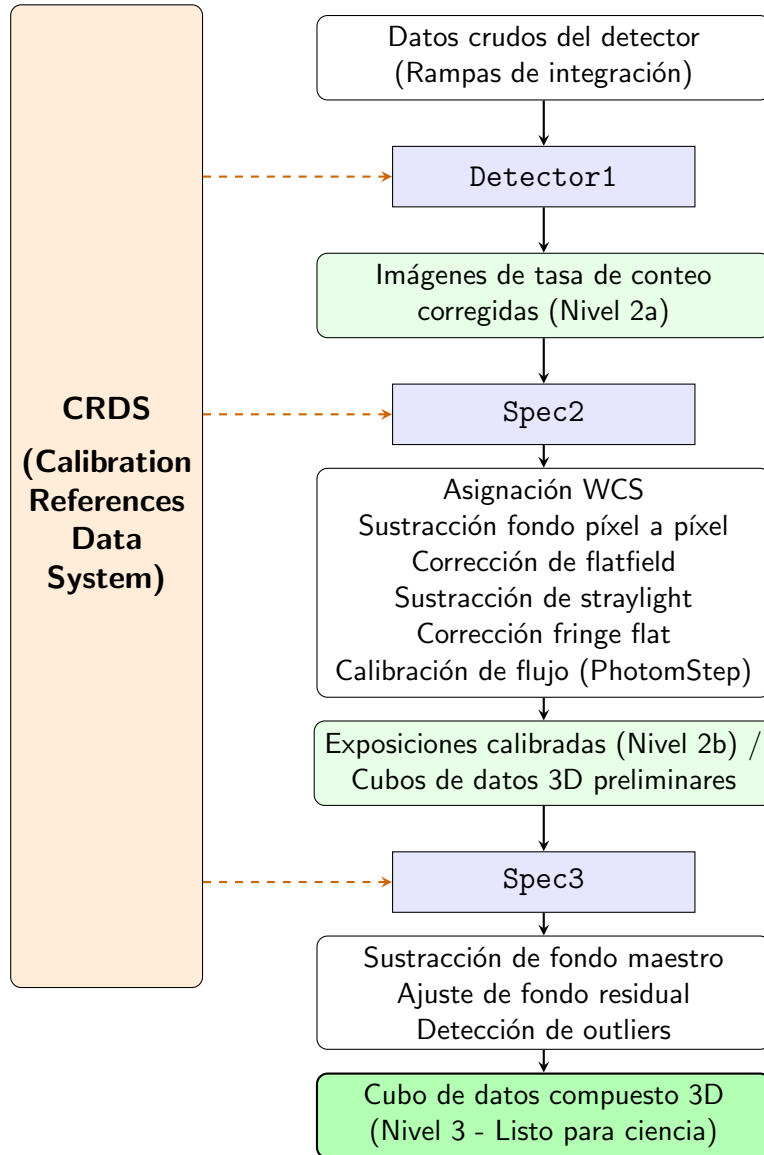


Figura 2.1: Diagrama de flujo de los pipelines de reducción de datos espectroscópicos del *JWST*. El sistema CRDS provee los archivos de calibración necesarios para cada etapa transversalmente.

2.2. Muestra y Datos Observacionales

El presente estudio emplea todas las observaciones de galaxias Seyfert de MIRI/MRS que actualmente están disponibles públicamente en el archivo *JWST*: NGC 7319 (Early Release Observations: Program ID 2732, PI K. M. Pontoppidan; Pontoppidan et al. (2022)) y NGC 7469 (Early Release Science: Program ID 1328, PI L. Armus).

NGC 7319 alberga un AGN de tipo 2 sin evidencia de actividad de starburst (SB) Sulentic et al. (2001). NGC 7469 es una galaxia barrada Seyfert 1 (Osterbrock & Ferland (2006)) que alberga un SB nuclear (Davies et al. (2007); $r \sim 50 - 65$ pc) y está rodeada de un anillo de SB de 1.6 kpc (e.g., Glass (1997); Díaz-Santos et al. (2007)). Las propiedades principales de estas dos galaxias se muestran en la Tabla 2.1.

Name	Spectral type	z	D_L (Mpc)	$\log L_{14-195 \text{ keV}}$ (erg s $^{-1}$)	$\log N_H^{\text{X-ray}}$ (cm $^{-2}$)	$\log M_{\text{BH}}$ ($M_\odot$)	$\log L_{\text{bol}}$ (erg s $^{-1}$)	$\log \lambda_{\text{Edd}}$
NGC 7319	Sy2	0.022	96.1	43.76	23,82	8.10	44.61	-1.67
NGC 7469	Sy1.5	0.016	67.2	43.59	20,53	6.96	44.41	-0.72

Cuadro 2.1: Propiedades principales de las galaxias Seyfert utilizadas en este trabajo. Los tipos espectrales, la distancia de luminosidad (D_L) y la luminosidad en rayos X ($L_{14-195 \text{ keV}}$) fueron tomados de García-Bernete, I. et al. (2022a). El resto de los parámetros físicos (z , N_H , M_{BH} , L_{bol} y λ_{Edd}) provienen del *BASS Survey Data Release 2* (Koss et al. 2022). Para la luminosidad bolométrica del *BASS* se asume un factor de corrección $L_{\text{bol}} = 8 \times L_{14-195 \text{ keV}}$ (Koss et al. 2022, Ricci et al. 2017). Las distancias se calcularon utilizando la cosmología $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0,3$, y $\Omega_\Lambda = 0,7$.

Capítulo 3

Metodología

En este capítulo se describe la metodología observacional y computacional empleada para aislar y caracterizar la emisión infrarroja del núcleo activo. El procedimiento se divide en tres etapas fundamentales: en primer lugar, se detalla la adquisición, procesamiento y reducción de las observaciones espectroscópicas obtenidas con los instrumentos MIRI y NIRSpec a bordo del *JWST*. A continuación, se expone la estrategia de extracción espectral, justificando el uso de un modelamiento directo del continuo para el régimen del infrarrojo medio y la identificación de trazadores como las bandas PAH. Finalmente, se describe la implementación del motor de inferencia **BayesCLUMPY2**, utilizado para ajustar los datos observacionales a modelos de transferencia radiativa y así restringir los parámetros físicos y geométricos del toro de polvo.

3.1. Espectro Nuclear

3.1.1. Conjunto de datos

Para ambas galaxias se emplearon cubos de datos calibrados (Nivel de procesamiento 3, equivalente a productos de datos calibrados como resultado de la combinación de múltiples exposiciones en un único producto integrado.¹) descargados del archivo ESA/JWST. En los dos casos el conjunto combina espectroscopía IFU de NIRSpec, que cubre el infrarrojo cercano, con los cuatro canales de MIRI/MRS, que cubren el infrarrojo medio hasta $\sim 28 \mu\text{m}$. La cobertura de NIRSpec difiere entre ambos objetos por tratarse de programas observacionales distintos, lo que tiene consecuencias sobre la resolución espectral disponible en el infrarrojo cercano (Tabla 3.1).

La escala espacial del spaxel varía entre cubos, desde $0,10'' \text{ px}^{-1}$ en NIRSpec hasta $0,35'' \text{ px}^{-1}$ en el canal 4 de MRS, lo que debe tenerse en cuenta al definir una apertura de extracción común.

3.1.2. Apertura de extracción

El espectro nuclear de ambas galaxias se extrajo empleando una apertura circular de radio $r = 0,5''$. Dicha elección busca un balance óptimo entre dos requisitos observacionales que se comentan a continuación.

¹Para más información véase <https://jwst-docs.stsci.edu/jwst-science-calibration-pipeline/stages-of-jwst-data-processing#gsc.tab=0>

	NGC 7469	NGC 7319
Programa	ERS 1328	ERO 2732
z	0,01626	0,0225
Configuración NIRSpec	G140H/F100LP, G235H/F170LP G395H/F290LP	PRISM/CLEAR
Resolución NIRSpec	$R \sim 2700$	$R \sim 30\text{--}300$
Cobertura NIRSpec (μm)	0,95–5,2	0,60–5,3
Cubos MIRI/MRS	12	12
Nº total de cubos	15	13

Cuadro 3.1: Conjunto de cubos empleado para cada objeto. Los doce cubos de MIRI/MRS corresponden en ambos casos a los cuatro canales en sus tres sub-bandas (*short*, *medium*, *long*. Ver Figura 1.8).

Por una parte, en NGC 7469 resulta imprescindible aislar el núcleo del anillo circumnuclear de formación estelar de 1,6 kpc de diámetro ($r \sim 1,5''$; véase Sección 2.2), cuya emisión (dominada por bandas PAH y líneas de baja ionización) contaminaría el continuo nuclear. Una apertura de $0,5''$ corresponde a ~ 230 pc en NGC 7319 y ~ 160 pc a la distancia de NGC 7469, excluyendo espacialmente dicho anillo y sus nudos de formación estelar. En NGC 7319, que no presenta actividad de starburst apreciable, la exigencia es menos crítica, pero se mantuvo la misma apertura para garantizar la homogeneidad del análisis entre ambos objetos.

Por otra parte, aperturas significativamente menores resultarían comparables o inferiores al ancho a media altura de la PSF (Point Spread Function) en los canales largos de MRS (FWHM $\sim 1''$ en el canal 4), lo que introduciría pérdidas de flujo fuertemente dependientes de la longitud de onda y, en consecuencia, una pendiente espuria en el continuo.

La adecuación de la apertura se verificó construyendo, para cada cubo, la imagen colapsada espectralmente y superponiendo la apertura en coordenadas físicas comunes (Figuras 3.1 y 3.2). Este control confirma que el centro de extracción coincide con el núcleo en la totalidad de los cubos de ambos objetos, y que las estructuras circundantes aparecen en posiciones relativas consistentes entre canales, descartando centrados espurios sobre máximos secundarios. En NGC 7469 se aprecia además que el anillo de formación estelar y sus regiones individuales quedan fuera de la apertura.

3.1.3. Procedimiento de extracción

Para cada cubo se aplicó el siguiente procedimiento:

1. **Enmascarado de vóxeles (píxeles volumétricos) defectuosos.** Se anularon todos los elementos marcados como DO_NOT_USE (bit 0) en la extensión DQ, propagando el enmascarado a la extensión de errores.
2. **Determinación del centro.** El cubo se colapsó espectralmente y el centro de la apertura se fijó en el máximo de la imagen resultante.
3. **Integración de la apertura.** El flujo se obtuvo sumando los spaxels contenidos en la apertura y convirtiendo de intensidad superficial a densidad de flujo mediante el ángulo

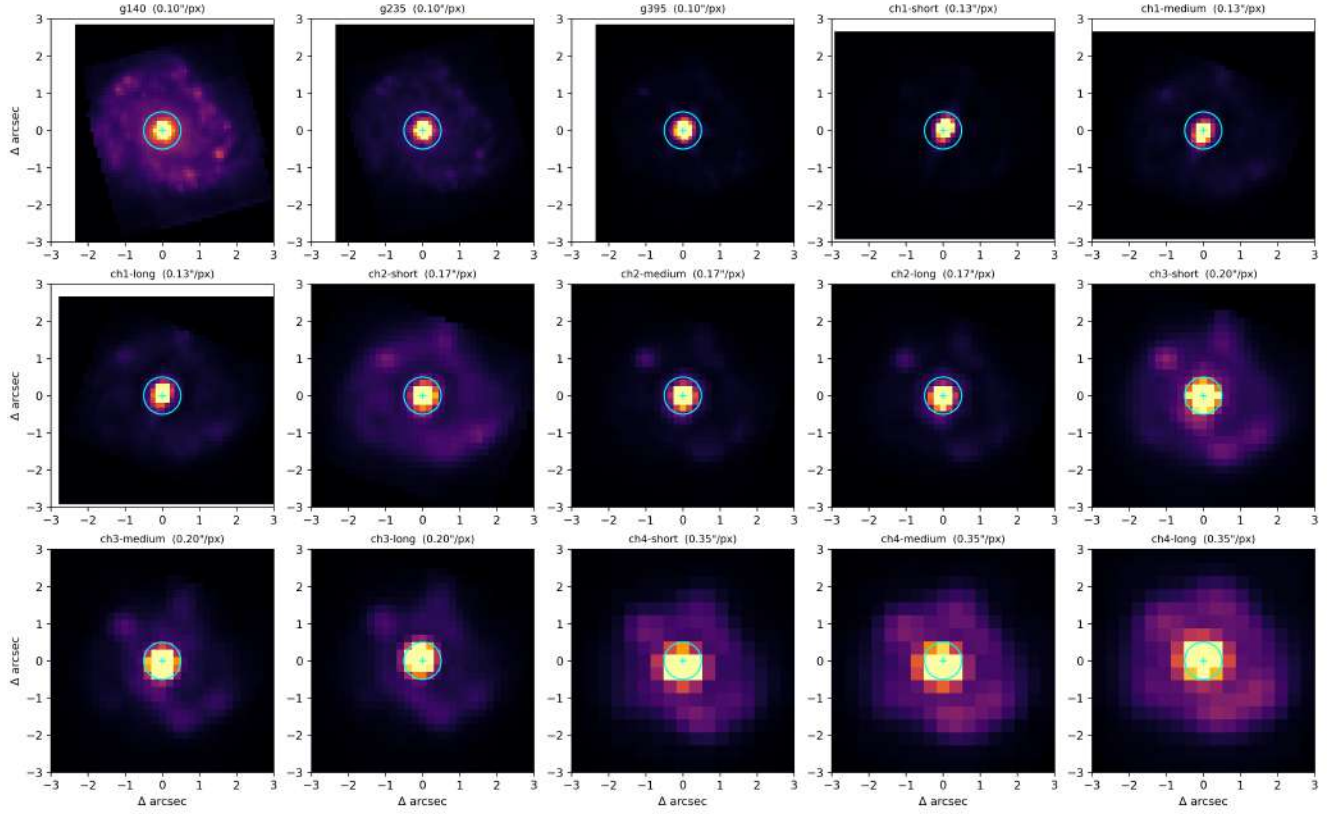


Figura 3.1: Verificación de la apertura de extracción en NGC 7469. Cada panel muestra uno de los quince cubos colapsados espectralmente, en coordenadas de desplazamiento angular respecto al centro de extracción, determinado independientemente en cada cubo como el máximo de la emisión colapsada. El círculo cian indica la apertura circular de $r = 0,5''$ empleada y la cruz señala su centro. El valor entre paréntesis en cada título corresponde a la escala espacial del spaxel del cubo respectivo, obtenida de su WCS. La consistencia de las estructuras circundantes entre paneles confirma que el centrado es correcto en la totalidad de los cubos. En las configuraciones de NIRSpect y en los canales cortos de MIRI/MRS se resuelven los nudos de formación estelar del anillo circumnuclear, a $\sim 1\text{--}1,5''$ del núcleo, que quedan excluidos de la apertura. En el canal 4, en cambio, el FWHM de la PSF excede el radio de la apertura y la emisión nuclear se extiende más allá de esta (véase Sección 5.7).

sólido del spaxel, $\Omega = (\Delta\theta)^2$, con $\Delta\theta$ obtenido del WCS de cada cubo:

$$F_\nu [\text{mJy}] = \sum_i I_{\nu,i} [\text{MJy sr}^{-1}] \cdot \Omega [\text{sr}] \cdot 10^9 \quad (3.1)$$

4. **Propagación de incertidumbres.** Las incertidumbres se propagaron en cuadratura sobre los spaxels de la apertura, asumiendo independencia entre ellos.
5. **Eje espectral.** Se construyó a partir del WCS del cubo. En los cubos que incluyen una tabla explícita de longitudes de onda (`WCS-TABLE`) la cual se leyó directamente, en lugar de reconstruir una grilla lineal a partir de las palabras clave `CRVAL3` y `CDEL3`. Esta última

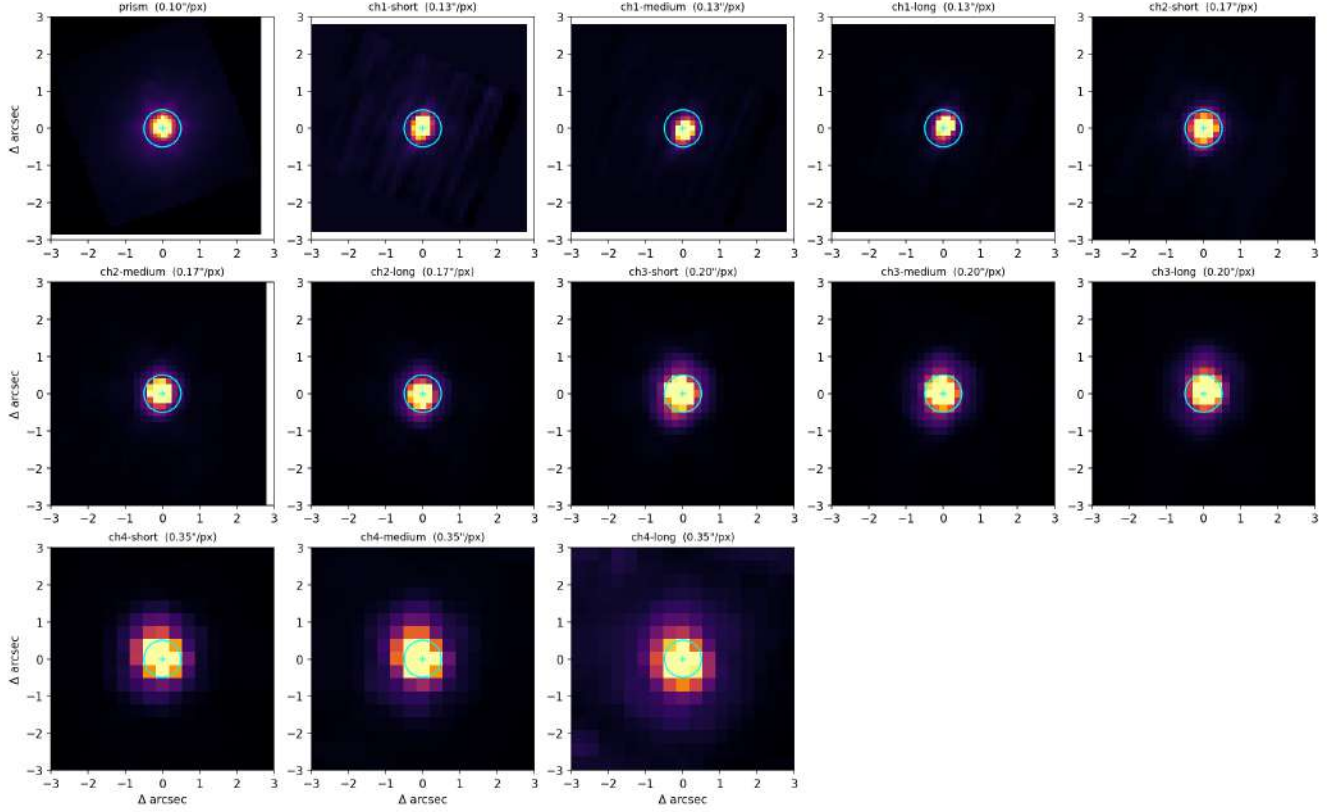


Figura 3.2: Verificación de la apertura de extracción en NGC 7319, en el mismo formato que la Figura 3.1: 13 cubos colapsados espectralmente, en coordenadas de desplazamiento angular respecto al centro de extracción, con la apertura de $r = 0,5''$ superpuesta en cian y la escala espacial del spaxel indicada entre paréntesis. A diferencia de NGC 7469, el entorno del núcleo no presenta estructura circumnuclear brillante, consistente con la ausencia de actividad de starburst en este objeto, de modo que la apertura no requiere excluir emisión extendida contaminante. Se observa nuevamente que en el canal 4 la emisión nuclear se extiende más allá de la apertura debido al ensanchamiento de la PSF. El bandeado diagonal tenue apreciable en el fondo de algunos paneles del canal 1 corresponde a residuos de bajo nivel del procesamiento, dos órdenes de magnitud por debajo de la emisión nuclear, sin efecto sobre la extracción.

precaución es relevante para el cubo PRISM de NGC 7319, cuya dispersión es intrínsecamente no lineal.

Todos los espectros se corrigieron por redshift, quedando en el marco en reposo.

3.1.4. Corrección de *fringing* residual

Los espectros de MIRI/MRS presentan patrones de interferencia (*fringing*) originados en las superficies del detector y en el dicróico², que se manifiestan como ondulaciones cuasi-sinusoidales del continuo, con amplitud creciente hacia longitudes de onda largas. La corrección aplicada por

²Filtro que separa la luz por longitud de onda.

el pipeline en el espacio del detector deja un residuo apreciable en los cubos reconstruidos, particularmente en el canal 4.

Se empleó la corrección de *fringing* residual unidimensional implementada en el paquete oficial `jwst` (`jwst.residual_fringe.utils.fit_residual_fringes_1d`, en adelante *rf1d*), que ajusta y sustrae las componentes sinusoidales del patrón sobre el espectro ya extraído (Gasman et al., 2023). La corrección se aplicó individualmente a cada sub-banda de MRS, antes de cualquier escalado o combinación, indicando en cada caso el canal correspondiente. Los espectros de NIRSpec no requieren esta corrección.

En el canal 4 de ambos objetos, una única pasada dejaba un residuo sinusoidal detectable por inspección visual, atribuible a la componente asociada al microscopio, cuyo período es más largo; en dichas sub-bandas se aplicó una segunda pasada del mismo algoritmo. En NGC 7469 se aplicó igualmente una segunda pasada a la sub-banda `ch3-short`. El procedimiento se limitó deliberadamente a dos iteraciones: al tratarse de un ajuste de funciones sinusoidales, iteraciones adicionales aumentan el riesgo de absorber estructura espectral real de baja amplitud. Se verificó, por comparación directa de los espectros antes y después de cada pasada, que los perfiles de las bandas PAH y de las líneas de emisión permanecieran inalterados.

En una sub-banda del canal 3 de NGC 7319 el ajuste no convergió, debido a la presencia de una línea de emisión intensa dentro de la ventana de ajuste. En ese caso la línea se interpoló temporalmente, se ajustó el *fringing* sobre el continuo resultante y se restituyó la línea original sobre el continuo ya corregido.

3.1.5. Escalado y unión de las bandas

Las diferencias de apertura efectiva, de pérdidas por PSF y de calibración absoluta entre canales producen discontinuidades de flujo en las regiones de solapamiento. Estas se corrigieron mediante un escalado multiplicativo secuencial: tomando la banda de longitud de onda más corta como referencia, cada banda sucesiva se escaló por el factor

$$k = \text{mediana} \left[\frac{F_{\text{ref}}(\lambda)}{F_{\text{nueva}}(\lambda)} \right], \quad (3.2)$$

evaluado en la región de solapamiento tras descartar un 5 % del rango en cada extremo, con el fin de evitar los bordes de banda, donde la respuesta instrumental decae y la calibración es menos fiable. El espectro de referencia se interpoló a la grilla del espectro a escalar, y el uso de la mediana confiere robustez frente a líneas de emisión y valores atípicos dentro del solapamiento. El escalado se calcula sobre los espectros completos, antes de cualquier recorte de bordes, de modo de preservar la máxima extensión del solapamiento.

Los factores obtenidos resultaron estables y consistentes entre bandas adyacentes en ambos objetos: $k \simeq 1,006\text{--}1,016$ entre *gratings* (rejillas) de NIRSpec y $k \simeq 1,15\text{--}1,18$ en la transición NIRSpec→MIRI y entre sub-bandas de MRS en NGC 7469; $k \simeq 1,05\text{--}1,20$ en NGC 7319. La regularidad de estos valores indica que el patrón de pérdida de flujo varía suavemente con la longitud de onda y que el anclaje relativo entre bandas es fiable; factores erráticos habrían señalado un problema de centrado o de solapamiento insuficiente.

Los espectros escalados se combinaron sobre una grilla común de longitud de onda, con paso igual al menor de los pasos medianos de las bandas individuales. Cada espectro se interpoló a dicha

grilla y la combinación se realizó mediante un promedio ponderado por el inverso de la varianza,

$$F(\lambda) = \frac{\sum_i w_i F_i(\lambda)}{\sum_i w_i}, \quad w_i = \frac{1}{\sigma_i^2(\lambda)}, \quad (3.3)$$

con incertidumbre resultante $\sigma(\lambda) = (\sum_i w_i)^{-1/2}$, el estimador de mínima varianza para medidas independientes. En las regiones de solapamiento este esquema pondera naturalmente a favor de la banda con mayor relación señal-ruido.

3.1.6. Corrección de defectos localizados

La inspección de las sub-bandas por separado en las regiones de solapamiento reveló un número reducido de defectos no atribuibles a emisión física, identificables por estar presentes en una única sub-banda mientras la banda contigua cubría la misma región sin anomalía. En NGC 7469 se identificaron una depresión estrecha en 11,66 μm , presente solo en el extremo rojo de **ch2-long** (banda que en consecuencia se truncó en 11,60 μm , quedando la región cubierta por **ch3-short**), y un artefacto puntual en 12,085-12,145 μm en **ch3-short**, que se enmascaró directamente. En NGC 7319 se identificó un artefacto en el último canal del cubo PRISM, que se eliminó truncando dicho espectro en 5,29 μm , además de dos valores discrepantes de 1-2 píxeles en el canal 4. Todas estas intervenciones se aplicaron después del escalado y antes de la combinación, y quedaron documentadas explícitamente; no se aplicó ninguna corrección adicional no justificada por este diagnóstico.

De los espectros combinados se descartaron finalmente:

- Los **Brechas entre detectores de NIRSpec** en NGC 7469, intrínsecos a las configuraciones de alta resolución, que dividen cada *grating* entre los detectores NRS1 y NRS2: 1,408-1,486, 2,360-2,491 y 3,983-4,205 μm en marco observado. La configuración PRISM de NGC 7319 emplea un único detector y no presenta estas brechas (Böker et al. (2022)).
- El **extremo rojo del canal 4** más allá de 27,5 μm , donde la sensibilidad del MRS decae abruptamente, el fondo térmico del telescopio domina y la calibración de flujo es menos fiable. Este recorte no elimina ninguna característica espectral de interés ya que la línea más roja empleada en el análisis es [O IV] 25,89 μm .

3.1.7. Verificación del espectro

La calidad y consistencia de los espectros finales se verificó mediante tres controles independientes.

Posición de las líneas de emisión. Todas las transiciones identificadas aparecen en las longitudes de onda esperadas (Figura 3.3) para los redshifts adoptados, validando simultáneamente la calibración en longitud de onda y el valor de z . En NGC 7469 esta verificación fue confirmada de forma independiente por el ajuste espectral (Sección 3.2), que arroja un desplazamiento residual de velocidad de $\sim 7 \text{ km s}^{-1}$. En NGC 7319, la posición de Pa α en el espectro de PRISM confirma adicionalmente la calibración del eje espectral en el infrarrojo cercano.

Continuidad a través de las uniones de banda. El continuo cruza las transiciones Ch1|Ch2, Ch2|Ch3 y Ch3|Ch4, así como la unión NIRSpc→MIRI, sin escalones detectables.

Contribución del fondo. Se evaluó la sustracción de fondo mediante un anillo concéntrico a la apertura (radios interno y externo de 1,2" y 1,8"), comparando el espectro resultante con el no sustraído. La prueba se realizó sobre NGC 7319, por ser el objeto con el continuo nuclear más débil y, por tanto, aquel en que la contribución relativa del fondo es mayor. La diferencia resultó inferior al 0,3 % en el infrarrojo medio y al 1,5 % en el extremo del canal 4, muy por debajo de la incertidumbre de calibración absoluta. Dado que en el canal 4 el anillo contiene alas de la PSF de la propia fuente (de modo que la sustracción eliminaría flujo del objeto), se optó por no aplicar la corrección, dejando documentada la verificación. Siendo el núcleo de NGC 7469 sustancialmente más brillante, la contribución relativa del fondo es allí aún menor.

3.1.8. Limitaciones de la extracción

La apertura empleada no aísla el toro de polvo, cuya escala física es de unos pocos parsecs, es decir, entre dos y tres órdenes de magnitud menor que la región muestreada. Los espectros extraídos contienen, además de la emisión del toro, contribución del polvo circumnuclear calentado por el AGN, emisión difusa del disco galáctico y, en el caso de NGC 7469, formación estelar nuclear ($r \sim 50\text{--}65$ pc; Davies et al., 2004; Davies et al., 2007). La separación de estas componentes se aborda mediante la descomposición espectral descrita en la Sección 3.2.

Adicionalmente, en el canal 4 de MRS el FWHM de la PSF excede el radio de la apertura, de modo que una fracción creciente con la longitud de onda del flujo de la fuente puntual queda fuera de ella. Esta pérdida es absorbida parcialmente por el escalado relativo entre bandas (Sección 3.1.5), pero implica que los espectros no están corregidos por apertura en sentido absoluto. Por esta razón, el análisis posterior se apoya en la «forma» del continuo más que en su normalización vertical, que en BayesCLUMPY2 es en todo caso absorbida por el factor de normalización vertical (*shift*), ajustado como parámetro libre (véase Sección 3.3).

3.2. Extracción Espectral

El espectro nuclear construido en la sección anterior (Figura 3.3) no constituye una entrada válida para los modelos de toro: contiene emisión de bandas PAH y de polvo frío del medio interestelar de la galaxia anfitriona, componentes que los modelos clumpy no producen por construcción, y cuya inclusión sesga sistemáticamente los parámetros inferidos. Resulta por tanto necesaria una etapa intermedia de descomposición que aísle la emisión térmica del polvo calentado por el AGN.

3.2.1. Enmascarado de líneas de emisión

Previo al ajuste del continuo se enmascararon las líneas de emisión identificadas en cada espectro. La motivación es evitar el acoplamiento entre el modelo de línea y el modelo de continuo: dado que ambos se ajustan simultáneamente y compiten por el mismo flujo en cada ventana espectral, cualquier imperfección en el perfil de línea se transfiere al continuo local. Este efecto es tanto más

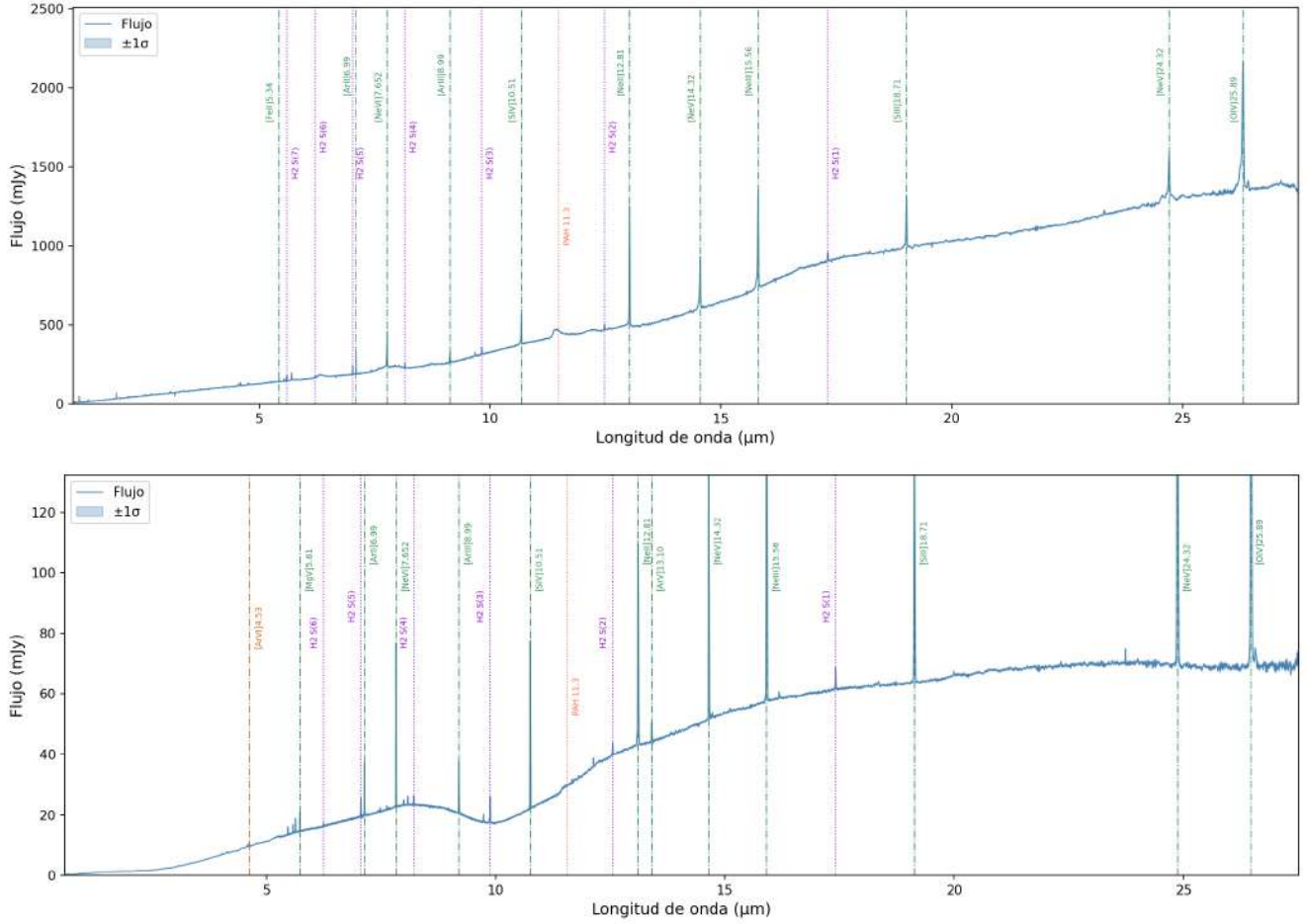


Figura 3.3: Espectros nucleares combinados NIRSpec+MIRI extraídos con una apertura de $r = 0,5''$, para NGC 7469 (panel superior) y NGC 7319 (panel inferior), en marco reposo. La banda sombreada indica la incertidumbre de 1σ . Las líneas verticales señalan las posiciones esperadas, al redshift de cada objeto, de las líneas iónicas de estructura fina (verde), las transiciones rotacionales de H_2 (violeta), las líneas del infrarrojo cercano (naranja) y las bandas PAH (rojo) más prominentes del espectro. Nótese la mayor profundidad de la absorción de silicatos en $\sim 9,7 \mu m$ y la mayor intensidad relativa de las líneas de alta ionización en NGC 7319, consistentes con su clasificación como AGN de tipo 2 sin formación estelar nuclear. Nótese también la diferencia de un factor ~ 20 en el nivel de flujo entre ambos objetos, atribuible a la mayor distancia de NGC 7319 (factor ~ 2), a la anisotropía de la emisión infrarroja asociada a su mayor oscurecimiento ($\log N_H = 23,82$ frente a $20,53$) y a la contribución adicional del starburst nuclear en NGC 7469, pese a que NGC 7319 posee una luminosidad intrínseca en rayos X duros ligeramente superior (Tabla 2.1)

importante cuanto mayor es el contraste línea/continuo, y resulta particularmente relevante en NGC 7319, donde las líneas de alta ionización alcanzan varias veces el nivel del continuo.

Los anchos de las ventanas se determinaron empíricamente mediante inspección individual de las líneas más intensas en cada espectro, verificando en cada caso que la ventana contuviera el perfil completo, incluidas sus alas, sin extenderse innecesariamente sobre el continuo adyacente. Los valores adoptados fueron:

- $\pm 600 \text{ km s}^{-1}$ para líneas estrechas;
- $\pm 2500 \text{ km s}^{-1}$ para las líneas corales y de alta ionización ([S IV], [Ne V], [Ne III], [O IV], [Ne VI]), que presentan alas azules posiblemente asociadas a un outflow, por inspección individual;
- $\pm 4500 \text{ km s}^{-1}$ para las líneas de recombinación con componente ancha procedente de la BLR. Este último caso aplica únicamente a NGC 7469: al tratarse NGC 7319 de un AGN de tipo 2, sus líneas de recombinación no presentan componente ancha detectable.

En el espectro PRISM de NGC 7319 las ventanas del infrarrojo cercano se definieron en cambio como intervalos fijos en longitud de onda, dimensionados según la resolución instrumental local, dado que a $R \sim 100\text{-}300$ el ancho observado de las líneas está determinado por el instrumento y no por la cinemática del gas.

Las bandas PAH **no** se enmascararon, por formar parte del continuo a modelar y ser ajustadas explícitamente por ambos códigos. El enmascarado elimina $\sim 3,7\%$ de los puntos espectrales en NGC 7469 y $\sim 7\%$ en NGC 7319, donde el mayor número de líneas corales detectadas (consistente con su naturaleza de AGN de tipo 2 sin formación estelar nuclear) requiere un conjunto más extenso de ventanas.

Los espectros enmascarados se exportaron en densidad de flujo (Jy) y en marco de reposo, restringidos a $\lambda_{\text{rest}} \geq 1,5 \mu\text{m}$, rango de validez común a ambos códigos de ajuste. Ambos códigos recibieron exactamente el mismo archivo por objeto, de modo que la comparación entre ellos no está afectada por diferencias de rango, muestreo o preprocesado.

3.2.2. Descomposición del continuo con SPIRIT

Para la extracción del continuo se empleó SPIRIT (*Spectral InfraRed Inference Tool*; [Donnan et al. 2024³](#)), que adopta una aproximación no paramétrica: en lugar de un número fijo de componentes, ajusta una distribución bidimensional de polvo $\Psi(T, \tau_{9,8})$ sobre una grilla de temperaturas (35-1500 K) y profundidades ópticas, regularizada por un término de suavidad, junto con bandas PAH, líneas y continuo estelar. Su formulación admite extinción diferencial, es decir, que componentes a distinta temperatura sufran distinta atenuación, lo que resulta especialmente pertinente en núcleos oscurecidos.

Los ajustes se obtuvieron con geometría de polvo diferencial, emisividad física que incluye silicatos y el método de optimización rápida, restringiendo el espectro a $\lambda_{\text{rest}} \geq 1,5 \mu\text{m}$, rango de validez del modelo. La Figura 3.4 muestra el ajuste obtenido para NGC 7469 y NGC 7319.

³<https://github.com/FergusDonnan/SPIRIT>

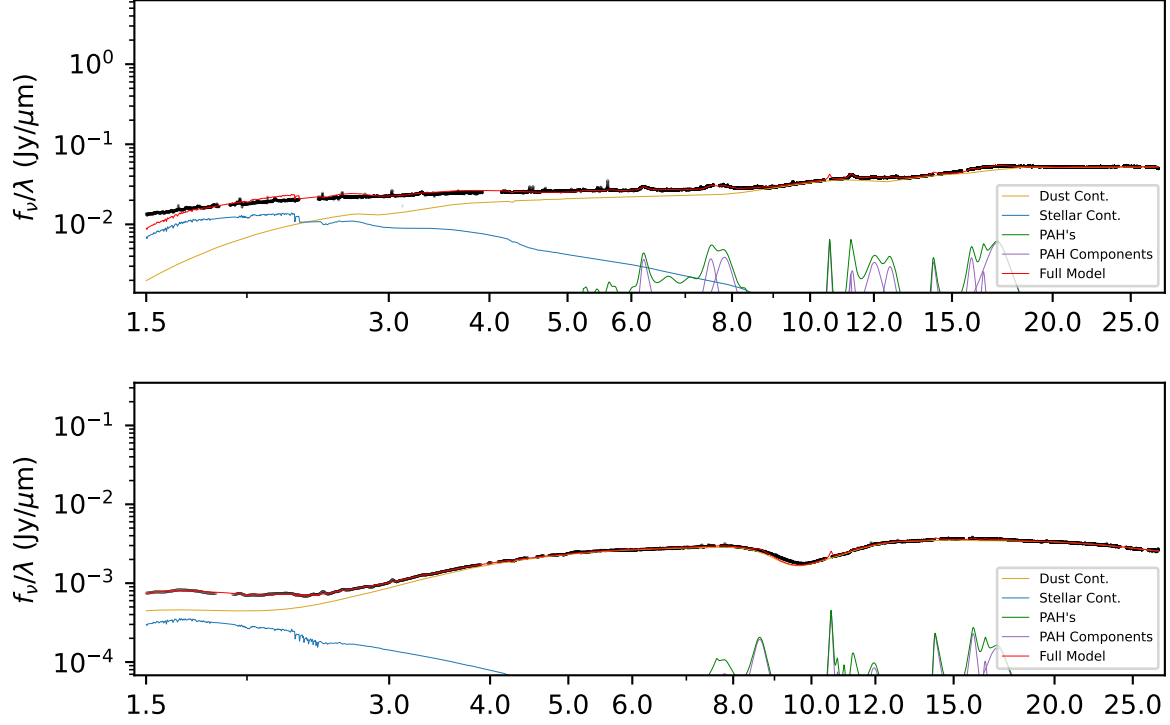


Figura 3.4: Ajustes del continuo obtenidos con SPIRIT mediante el método de optimización rápida para NGC 7469 (panel superior) y NGC 7319 (panel inferior). En NGC 7319 la descomposición resulta consistente con las propiedades del objeto: el continuo estelar contribuye de forma apreciable únicamente por debajo de $\sim 4 \mu\text{m}$, mientras que el continuo de polvo domina el resto del rango espectral. En NGC 7469, en cambio, el modelo subestima sistemáticamente el continuo observado por debajo de $\sim 4 \mu\text{m}$: el ajuste atribuye esa región mayoritariamente a emisión estelar en lugar de a polvo caliente, atribución difícilmente compatible con la contribución conocida del cúmulo estelar nuclear de este objeto (Davies et al., 2004). Esta discrepancia motiva la comparación sistemática entre ambos códigos presentada en la Sección 3.2.4.

3.2.3. Descomposición del continuo con CAFE

Se empleó el código CAFE (*Continuum And Feature Extraction*; [Diaz-Santos et al. \(2025\)](#)⁴), en su versión adaptada a espectros de *JWST*, que ajusta simultáneamente un continuo compuesto por componentes de polvo a distintas temperaturas características, un continuo estelar, una componente de starburst y un continuo de disco de acreción; bandas PAH mediante perfiles de Drude; líneas de emisión mediante perfiles gaussianos; y extinción, con profundidades ópticas independientes por componente.

Dado que los espectros se proporcionaron ya en marco de reposo, el redshift se fijó en $z = 0$ para evitar una doble corrección.

Esta descomposición se aplicó únicamente a NGC 7469 debido a la desviación sistemática bajo $\sim 4 \mu\text{m}$ del ajuste de SPIRIT. Para esta galaxia, la descomposición asigna la mayor parte del continuo entre 1,5 y $5 \mu\text{m}$ a una componente de polvo caliente a $\sim 950 \text{ K}$, consistente con polvo próximo a la temperatura de sublimación y por tanto con las regiones internas del toro, mientras que una componente tibia a $\sim 170 \text{ K}$ domina el infrarrojo medio y una componente fría a $\sim 64 \text{ K}$ controla el extremo rojo del espectro (Figura 3.5).

La principal ventaja de CAFE para los objetivos de este trabajo reside en que sus componentes están etiquetadas físicamente, lo que permite aislar la emisión atribuible al polvo calentado por el AGN y separarla de la emisión del medio interestelar de la galaxia anfitriona.

3.2.4. Comparación de ambas descomposiciones

La comparación entre ambos códigos se realizó evaluando los dos modelos sobre los mismos puntos espectrales y calculando el residuo fraccional y su RMS (Figura 3.6). En NGC 7469 se obtiene un RMS de 1,92 % para CAFE y de 3,15 % para SPIRIT. La diferencia no es uniforme en longitud de onda: mientras ambos modelos reproducen el infrarrojo medio de forma comparable, el ajuste de SPIRIT presenta una desviación sistemática por debajo de $\sim 4 \mu\text{m}$, donde el modelo subestima el continuo observado. Esta región corresponde precisamente al intervalo en que la emisión de polvo caliente, el continuo estelar y el continuo del disco de acreción son mutuamente degenerados: el ajuste rápido de SPIRIT atribuye una fracción considerable de dicho continuo a la componente estelar, mientras que CAFE lo asigna mayoritariamente a polvo a $\sim 950 \text{ K}$. Dado que NGC 7469 alberga un cúmulo estelar nuclear que aporta sólo 20-30 % de la luz en banda K ([Davies et al., 2004](#)), la atribución de CAFE resulta más consistente con las propiedades conocidas del objeto, y es la que se adopta para construir la SED del polvo asociado al AGN.

En consecuencia, y atendiendo a la naturaleza de cada objeto, la SED asociada al AGN se derivó de la descomposición de CAFE en NGC 7469 (por ser el único de los dos códigos que etiqueta explícitamente las componentes y permite excluir el polvo frío de la galaxia anfitriona) y de la descomposición de SPIRIT en NGC 7319, donde la sustracción de la componente estelar al continuo total proporciona directamente la emisión de polvo, sin contaminación apreciable del medio interestelar dentro de la apertura.

⁴<https://github.com/GOALS-survey/CAFE>

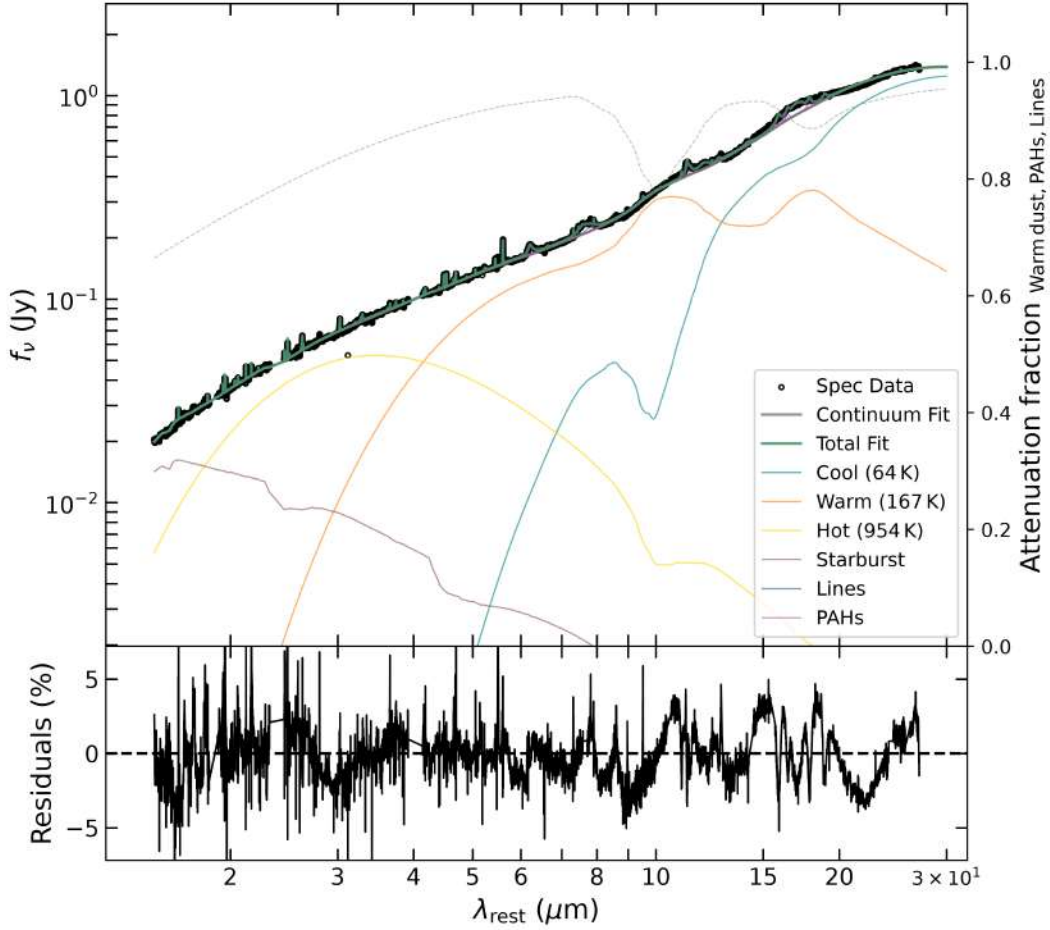


Figura 3.5: Descomposición del continuo nuclear de NGC 7469 obtenida con CAFE. El panel superior muestra el espectro observado con las líneas de emisión enmascaradas (puntos negros), el modelo total (verde azulado) y las componentes individuales del continuo: polvo caliente (~ 950 K), tibio (~ 170 K) y frío (~ 64 K), junto con las componentes de starburst, bandas PAH y líneas residuales. La curva puntueada gris, referida al eje vertical derecho, indica la fracción de flujo transmitida tras la extinción para las compinentes del polvo tibio, PAH y líneas de emisión; los mínimos en $\sim 9,7$ y $\sim 18 \mu\text{m}$ corresponden a la banda de extinción de silicatos. El panel inferior muestra los residuos fraccionales del ajuste, contenidos mayoritariamente dentro de $\pm 5\%$. Nótese la transición entre las componentes de polvo: la componente caliente domina el continuo entre $1,5$ y $\sim 5 \mu\text{m}$, la tibia el infrarrojo medio, y la fría el extremo rojo del espectro.

3.2.5. Construcción de la SED del polvo calentado por el AGN

A partir de la descomposición de CAFE para NGC 7469 (Figura 3.5) se construyeron las distribuciones espectrales de energía que constituyen la entrada de BayesCLUMPY2. Se consideraron tres combinaciones de componentes, correspondientes a distintas hipótesis sobre la extensión del polvo atribuible al AGN:

- **HOT:** únicamente la componente de polvo caliente (~ 950 K), que traza el material próximo a la temperatura de sublimación en las regiones internas del toro. Constituye la hipótesis más

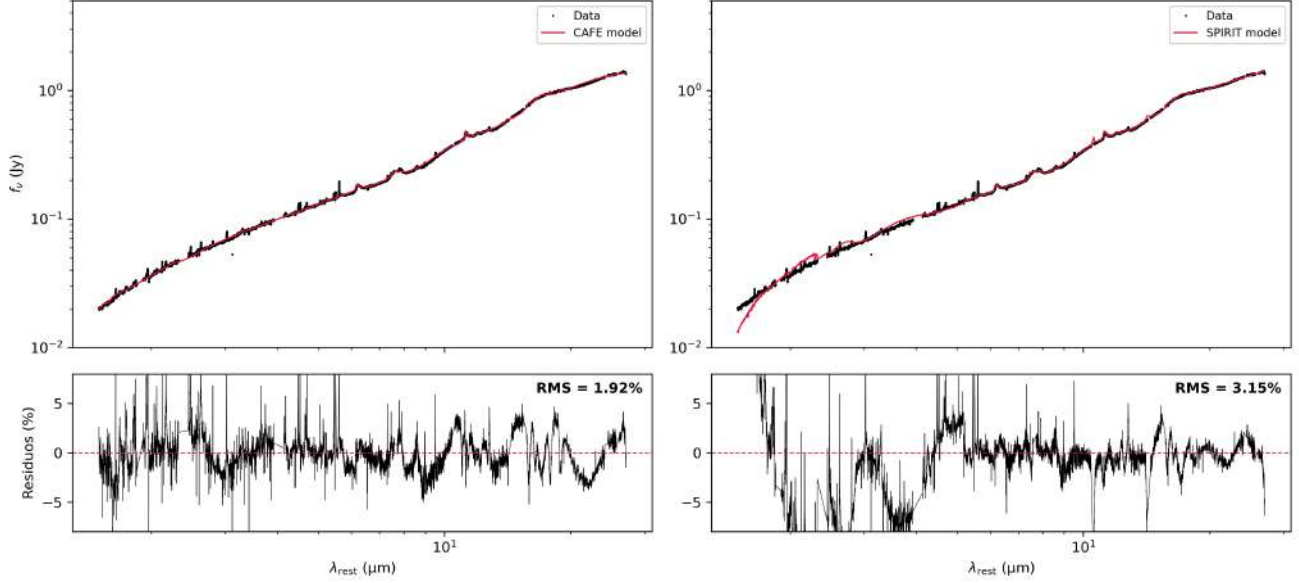


Figura 3.6: Comparación de las descomposiciones del continuo de NGC 7469 obtenidas con CAFE (izquierda) y SPIRIT (derecha). Los paneles superiores muestran el espectro observado con las líneas enmascaradas (puntos negros) junto al modelo total de cada código (rojo); los paneles inferiores presentan los residuos fraccionales, con el RMS correspondiente indicado en cada caso. Ambos modelos fueron evaluados sobre los mismos puntos espectrales, a partir del mismo archivo de entrada, de modo que la comparación no está afectada por diferencias de rango, muestreo o preprocesado. Mientras ambos códigos reproducen el infrarrojo medio de forma comparable, el modelo de SPIRIT presenta una desviación sistemática por debajo de $\sim 4 \mu\text{m}$, donde subestima el continuo observado.

restrictiva.

- **HOT+WARM:** incluye además la componente tibia ($\sim 170 \text{ K}$), asociada a material circumnuclear a escalas de decenas de parsecs.
- **HOT+WARM+COOL:** incorpora asimismo la componente fría (64 K). Su inclusión responde a que la descomposición no identifica ninguna otra fuente de emisión apreciable en el MIR lejano dentro de la apertura. Como se logra apreciar en la Figura 3.7, al excluir esta componente fría la SED resultante queda un factor ~ 5 por debajo del continuo observado a $25 \mu\text{m}$, mientras que al incorporarla ambas curvas resultan prácticamente coincidentes más allá de $15 \mu\text{m}$: la suma de las tres componentes de polvo reproduce por sí sola la totalidad del continuo en ese rango, siendo despreciable la contribución de las componentes que el ajuste asigna explícitamente a la galaxia anfitriona. Prescindir de la componente fría supondría, por tanto, descartar la mayor parte del flujo observado a $\lambda \gtrsim 20 \mu\text{m}$ sin poder atribuirlo a un mecanismo de calentamiento alternativo identificado.

Se verificó que la inclusión de la componente fría mejora sustancialmente la reproducción del infrarrojo medio por parte de los modelos de toro. No obstante, dado que los modelos clumpy pueden generar emisión a longitudes de onda largas incrementando la extensión radial del toro,

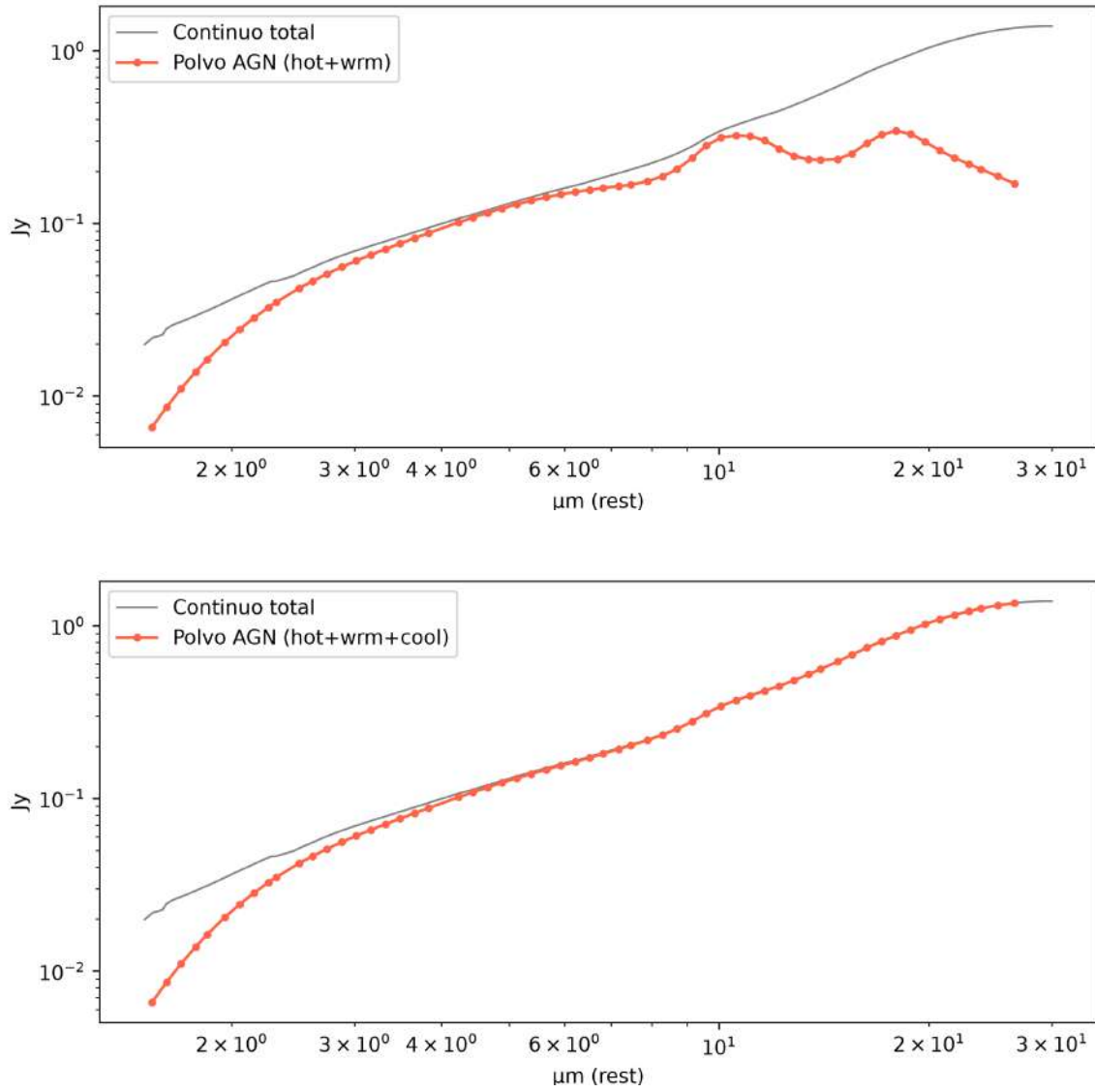


Figura 3.7: Distribuciones espectrales de energía del polvo asociado al AGN de NGC 7469, construidas a partir de la descomposición de CAFE (Figura 3.5) y bineadas a ~ 60 puntos espaciados logarítmicamente. En **rojo** se muestra la SED adoptada como entrada de **BayesCLUMPY2** y en **gris** el continuo total del ajuste, correspondiente a la suma de todas las componentes. El panel superior corresponde a la combinación HOT+WARM y el inferior a HOT+WARM+COOL. Ambas combinaciones son equivalentes por debajo de $\sim 7 \mu\text{m}$, donde domina el polvo caliente, y difieren progresivamente hacia el rojo: excluyendo la componente fría, la SED del AGN queda un factor ~ 5 por debajo del continuo observado a $25 \mu\text{m}$, mientras que al incluirla ambas curvas resultan prácticamente coincidentes más allá de $\sim 15 \mu\text{m}$. Esto indica que, dentro de la apertura de extracción, el continuo del infrarrojo medio lejano es reproducido esencialmente en su totalidad por las componentes de polvo.

la calidad del ajuste por sí sola no constituye evidencia concluyente de la atribución; el control pertinente es la distribución posterior del parámetro Y , cuya convergencia dentro del rango de la grilla se examina en el Capítulo 4.

En el caso de NGC 7319, la SED del polvo se obtuvo de la descomposición de SPIRIT (Figura 3.4), sustrayendo la componente estelar al continuo total. Al no presentar este objeto formación estelar nuclear ni contribución apreciable del medio interestelar dentro de la apertura, dicha sustracción proporciona directamente la emisión de polvo asociada al AGN, sin requerir la separación por componentes de temperatura descrita para NGC 7469.

En ningún caso se incluyeron las bandas PAH ni las líneas de emisión, ausentes por construcción en los modelos de toro. La comparación entre los resultados obtenidos con las tres combinaciones proporciona una estimación directa de la incertidumbre sistemática asociada a la descomposición del continuo.

3.3. Modelamiento del toro de polvo con BayesCLUMPY2

Para el modelamiento de la SED nuclear se empleó el código BayesCLUMPY2 (Asensio Ramos & Ramos Almeida, 2009). Esta herramienta implementa un marco de inferencia bayesiana que permite contrastar las observaciones con diferentes bibliotecas de modelos de polvo circumnuclear. A diferencia de un ajuste tradicional de mínimos cuadrados, la inferencia bayesiana no aborda el problema como la búsqueda de un único conjunto de parámetros óptimos, sino como la determinación de la distribución de probabilidad posterior de cada parámetro. Esto se logra combinando la información empírica que aportan los datos con el conocimiento *a priori* sobre el comportamiento físico del sistema.

En este trabajo, el análisis se llevó a cabo evaluando dos familias de modelos geométricos distintos integrados en el código:

Por un lado, se utilizó el modelo clumpy clásico de Nenkova et al. (2008a,b). Este modelo describe el entorno nuclear del AGN como una distribución toroidal de cúmulos de polvo discretos, parametrizada por seis variables físicas libres: el ángulo de apertura del toro (σ), la extensión radial del toro ($Y = R_{\text{out}}/R_{\text{sub}}$), el número de nubes interceptadas a lo largo de la línea de visión ecuatorial (N_0), el índice de la distribución radial de densidad (q), la profundidad óptica de cada nube individual en la banda V (τ_V) y el ángulo de inclinación de la línea de visión (i).

Por otro lado, se implementó el modelo de disco+viento polar (CAT3D-WIND) desarrollado por Hönig & Kishimoto (2017). Esta geometría incorpora explícitamente un outflow polvoriento, motivado por las observaciones interferométricas en el infrarrojo medio que revelan emisión extendida en dirección polar. Su parametrización describe tanto la componente ecuatorial como la del viento mediante las siguientes variables: el índice de la distribución radial de nubes en el disco (a), la escala de altura geométrica del disco (h), la razón entre la emisión térmica del viento y la del disco (f_{wd}), el semiángulo de apertura del viento (θ_w), la anchura angular del viento en torno a la superficie del cono (θ_σ), el índice de la distribución radial del viento (a_w), el radio externo del sistema (R_{out}) y el ángulo de inclinación de la línea de visión (i).

Adicionalmente, los ajustes en BayesCLUMPY2 permiten incorporar parámetros globales como la extinción de apantallamiento en la línea de visión (A_V) y un factor de desplazamiento vertical (*shift*) para ajustar la normalización del flujo.

Para explorar este complejo espacio paramétrico, el código utiliza el algoritmo de Cadenas de

Markov Monte Carlo (MCMC). El resultado de este proceso son las distribuciones de probabilidad posteriores marginalizadas para cada parámetro. Con esto, no solo es posible extraer los valores más probables (como la mediana o la moda) para definir la geometría del material, sino también cuantificar de forma rigurosa sus intervalos de confianza estadísticos y caracterizar las posibles degeneraciones entre las distintas variables físicas.

3.3.1. Comparación de Modelos: Evidencia Bayesiana

El algoritmo de *nested sampling* (Skilling (2004)) implementado en `nestle` proporciona, además de las distribuciones posteriores, una estimación de la evidencia bayesiana

$$Z = \int \mathcal{L}(\theta) \pi(\theta) d\theta \quad (3.4)$$

donde θ , $\mathcal{L}(\theta)$ y $\pi(\theta)$ son el vector de parámetros del modelo, la función de verosimilitud y la distribución a priori, respectivamente. Es decir, la verosimilitud marginalizada sobre todo el espacio de parámetros. Entonces, la comparación entre dos modelos ajustados a un mismo conjunto de datos se realiza mediante el factor de Bayes $B_{12} = Z_1/Z_2$, que bajo la hipótesis de igual probabilidad a priori para ambos modelos equivale al cociente de sus probabilidades posteriores. En la práctica se trabaja con $\Delta \log Z = \log Z_1 - \log Z_2$.

Adoptamos la escala de interpretación de Jeffreys (Tabla 3.2), donde valores de $|\Delta \log Z| < 1$ se considera no concluyente, entre 1 y 2.5 indican evidencia débil, entre 2.5 y 5 evidencia moderada, y por encima de 5 evidencia fuerte a favor del modelo con mayor evidencia.

Hay dos propiedades que cabe destacar de este criterio. En primer lugar, la evidencia penaliza de forma automática la complejidad del modelo: un modelo con más parámetros distribuye su densidad de probabilidad a priori sobre un volumen mayor, de modo que solo resulta favorecido si la mejora en el ajuste compensa dilución. Por lo tanto, no es necesario introducir términos de penalización adicionales. En segundo lugar, el factor de Bayes solo es interpretable si ambos modelos se han ajustado a datos idénticos. En este trabajo, cada par de ajustes emplea el mismo archivo de entrada, con el mismo binnedo y el mismo esquema de incertidumbres.

Cuadro 3.2: Escala empírica para evaluar la fuerza de la evidencia al comparar dos modelos, $\mathcal{M}_0$ frente a $\mathcal{M}_1$ (la llamada «escala de Jeffreys»). Los valores umbrales se establecen empíricamente y ocurren para valores del logaritmo del factor de Bayes de $|\ln B_{01}| = 1,0, 2,5$ y $5,0$. La columna del extremo derecho indica nuestra convención para denotar los diferentes niveles de evidencia por encima de estos umbrales. La columna de probabilidad se refiere a la probabilidad a posteriori del modelo favorecido, asumiendo distribuciones a priori no informativas para los dos modelos en competencia, es decir, $p(\mathcal{M}_0) = p(\mathcal{M}_1) = 1/2$ y que ambos modelos agotan el espacio de modelos, $p(\mathcal{M}_0|d) + p(\mathcal{M}_1|d) = 1$. Extraído de Trotta (2008).

$ \ln B_{01} $	Razón (Odds)	Probabilidad	Fuerza de la evidencia
$< 1,0$	$\lesssim 3 : 1$	$< 0,750$	No concluyente
1,0	$\sim 3 : 1$	0,750	Evidencia débil
2,5	$\sim 12 : 1$	0,923	Evidencia moderada
5,0	$\sim 150 : 1$	0,993	Evidencia fuerte

Capítulo 4

Resultados

En este capítulo presentamos los resultados de los ajustes realizados con `BayesCLUMPY2` para NGC 7319 y NGC 7469. Para cada galaxia se ajustaron ambos modelos de toro: el modelo clumpy de [Nenkova et al. \(2008a\)](#) y el modelo de disco+viento CAT3D-WIND de [Hönig & Kishimoto \(2017\)](#) de modo que la elección entre ellos se realiza a posteriori mediante la evidencia bayesiana y no de forma previa.

En ambos casos el continuo de polvo se obtuvo de la descomposición espectral descrita en la metodología, se llevó al sistema en reposo (parámetro fijo $z = 0$) y se rebinó logarítmicamente a ~ 60 puntos antes de realizar el ajuste. El muestreo se realizó con el algoritmo *nested sampling* implementado en `nestle`.

4.1. NGC 7469

A continuación se muestran los resultados obtenidos para cada modelo:

4.1.1. Modelo Nenkova

El ajuste converge a una solución bien definida, con una evidencia $\log Z = -30,35$ y un $\chi^2 = 26,9$ para 8 parámetros libres, es decir $\chi^2/\text{dof} = 0,54$. La Figura 4.1 muestra que el modelo reproduce el continuo observado en todo el rango 1,6-26,5 μm . Un valor de χ^2/dof apreciablemente menor que la unidad indica que las incertidumbres asignadas al espectro de entrada son conservadoras, lo que se traduce en intervalos de confianza más amplios para los parámetros (véase la Sección 5.7).

Los parámetros que describen la distribución de nubes están bien constreñidos y sus distribuciones posteriores presentan un único máximo, es decir, están bien definidas. (Figura 5.1, Tabla 4.1). Además, obtenemos una extensión radial $Y = 38,6^{+7,2}_{-6,0}$, un ángulo de apertura toroidal $\sigma = 40,8^{+3,2}_{-2,8}$ deg y un número de nubes en la línea ecuatorial de visión $N_0 = 9,5^{+2,5}_{-1,9}$, todos ellos en el interior de la grilla de modelos.

Uno de los resultados más destacables de este ajuste es la inclinación, $i = 5,4^{+5,0}_{-3,8}$ deg, que sitúa al toro en una configuración vista prácticamente de frente. El posterior correspondiente (Figura 5.1) es notablemente asimétrico y se acumula contra el límite inferior del rango permitido, de modo que el valor debe interpretarse como una cota superior ($i \lesssim 10$ deg) en vez de una medida. Esta

orientación es la esperable para un AGN de tipo 1, en el que la línea de visión no se ve afectada por el material oscurecedor como bien vimos en la Sección 1.5.

Junto a la inclinación, otros tres parámetros se acumulan contra los límites de la grilla: el índice de distribución radial $q = 0,05^{+0,11}_{-0,04}$ que satura su valor mínimo, la profundidad óptica de las nubes $\tau_V = 134,8^{+10,1}_{-14,5}$ tiende al máximo permitido de 150, y la extinción de apantallamiento $A_V = 4,76^{+0,17}_{-0,27}$ también muestra una tendencia al máximo de 5 impuesto por el ajuste. En el caso de $q \rightarrow 0$ corresponde a una distribución radial de nubes prácticamente uniforme, poco habitual en ajustes de este tipo. La acumulación simultánea de varios parámetros en los bordes del espacio de parámetros sugiere que el modelo requeriría configuraciones fuera de la grilla disponible para reproducir la forma observada del continuo, y constituye un primer indicio de que la geometría clumpy no es la descripción más óptima para esta fuente. Esto se confirma cuantitativamente en la Sección 4.1.3

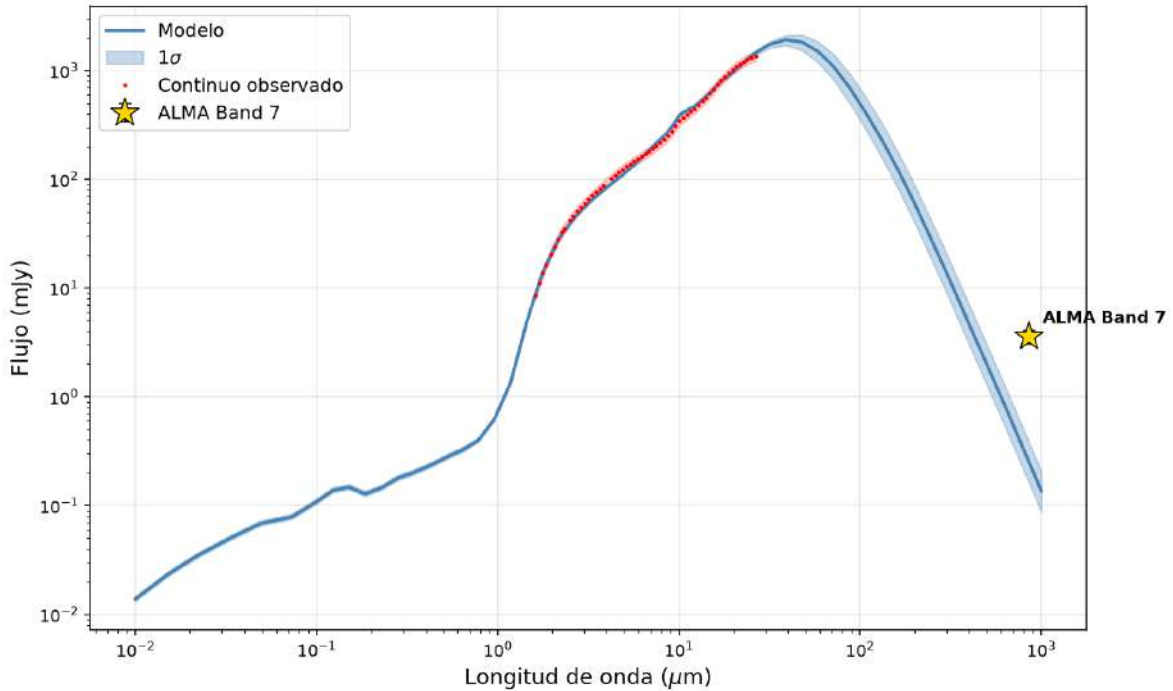


Figura 4.1: SED ajustada para NGC 7469 con el modelo de [Nenkova et al. \(2008a\)](#). Se figura la mediana del posterior ([azul](#)) con su intervalo de confianza del 68 %, continuo observado ([rojo](#)) y el punto de ALMA en banda 7 (estrella). Más detalles sobre este punto fotométrico se discuten en la Sección 4.4.

4.1.2. Modelo Hönig

El ajuste con el modelo de disco+viento alcanza una evidencia $\log Z = -21,7$ y un $\chi^2 = 8,2$ para 11 parámetros libres, es decir $\chi^2/\text{dof} = 0,17$. La Figura 4.2 muestra un buen acuerdo con el continuo observado. Notar que el valor de χ^2 obtenido es más de 3 veces menor que el del modelo clumpy (8,2 frente a 26,9) sobre exactamente el mismo conjunto de datos.

Varios de los parámetros que describen la geometría del disco quedan bien determinados y se mantienen dentro de la grilla (Figura 5.2, Tabla 4.2). Se reportan valores del índice de la distribución radial de nubes del disco $a = -1,67^{+0,07}_{-0,08}$, la escala de altura $h = 0,34^{+0,06}_{-0,06}$ y la apertura angular del viento $\theta_\sigma = 10,1^{+2,6}_{-1,6}$ deg. La razón entre la emisión del viento y la del disco, $f_{wd} = 1,79^{+0,29}_{-0,32}$, indica que ambas componentes contribuyen de forma comparable al continuo infrarrojo, con un ligero predominio del viento polvoriento.

El radio externo, en cambio, no queda constreñido por los datos. Su distribución posterior es esencialmente plana y cubre casi todo el intervalo permitido ($R_{\text{out}} = 475^{+16}_{-15}$ frente a un rango de [450, 500]) lo que equivale a decir que el ajuste no distingue entre ninguno de los valores disponibles. Este efecto puede atribuirse a que la emisión térmica procedente de las regiones más externas y frías del toro domina a longitudes de onda superiores a las cubiertas por nuestro espectro, que se extiende únicamente hasta $\sim 27 \mu\text{m}$.

Nuevamente, tres parámetros muestran cierta tendencia a acumularse contra los límites de la grilla, aunque de forma menos pronunciada que en el caso anterior: el índice de distribución radial del viento $a_w = -0,74^{+0,16}_{-0,23}$, el semiángulo de apertura $\theta_w = 42^{+2,0}_{-3,2}$ deg y la extinción de apantallamiento $A_V = 4,32^{+0,46}_{-0,73}$.

Finalmente, la inclinación obtenida ($i = 7,9^{+5,7}_{-4,3}$ deg) es compatible dentro de las incertidumbres con la del modelo clumpy ($i = 5,4^{+5,0}_{-3,8}$ deg). Que dos parametrizaciones geométricamente muy distintas converjan al mismo valor refuerza la robustez de este resultado.

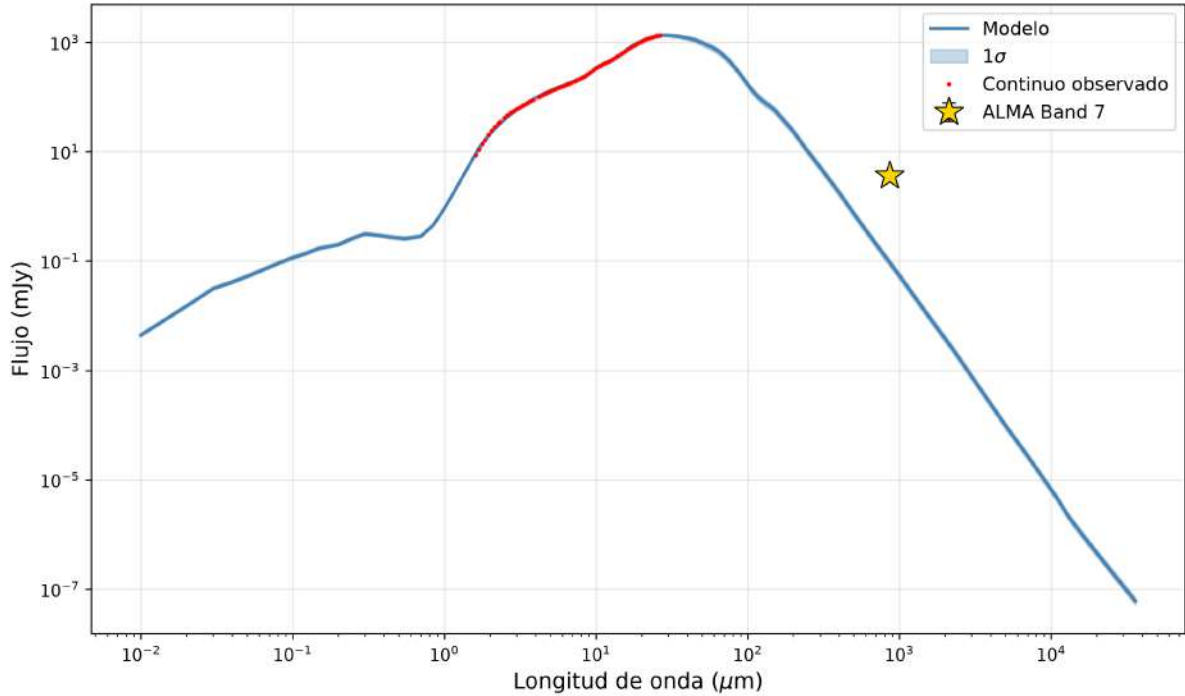


Figura 4.2: Igual que la Figura 4.1 para el modelo CAT3D-WIND.

4.1.3. Comparación de modelos

La diferencia de evidencia entre ambos ajustes es $\Delta \log Z = \log Z_{\text{Hönig}} - \log Z_{\text{Nenkova}} = -21,7 - (-30,4) = 8,7$ a favor del modelo de disco+viento. De acuerdo con la escala adoptada en la Sección 3.3.1, este resultado constituye una evidencia fuerte. Cabe destacar que esta preferencia es aún más significativa si consideramos que el modelo CAT3D-WIND cuenta con 11 parámetros libres frente a los 8 del modelo clumpy, logrando imponerse a pesar de la penalización por complejidad intrínseca de la evidencia bayesiana.

Esta preferencia resulta aún más significativa si consideramos el número de parámetros de cada modelo. Dado que el modelo CAT3D-WIND cuenta con 11 parámetros libres frente a los 8 del modelo clumpy, parte con una clara desventaja: la evidencia bayesiana penaliza de forma inherente la complejidad, ya que los parámetros adicionales diluyen la probabilidad a priori sobre un volumen paramétrico mayor. Que el modelo más complejo logre imponerse a pesar de esta estricta penalización demuestra que su mejora en la calidad del ajuste es sustancial.

Esta mejora también se refleja en el estadístico χ^2 , que pasa de 26,9 a 8,2 sobre el mismo conjunto de datos. Cabe destacar que esta comparación es independiente de la calibración absoluta de las incertidumbres del espectro, ya que un factor de escala global en los errores afectaría a ambos ajustes por igual. Por otro lado, el hecho de que el χ^2/dof sea menor a la unidad en ambos casos (Sección 5.7) sugiere que dichas incertidumbres son conservadoras. Esto juega en contra del propio $\Delta \log Z$, puesto que sobrestimar las barras de error tiende a comprimir las diferencias de evidencia entre modelos. Por consiguiente, el valor reportado debe interpretarse como un límite inferior a la preferencia real.

Desde un punto de vista físico, este resultado indica que el continuo infrarrojo nuclear de NGC 7469 se explica mejor mediante una combinación de un disco ecuatorial y un viento polar polvoriento, en lugar de una clásica distribución de nubes confinada puramente al plano ecuatorial. Las implicaciones de esta geometría, en el contexto de la literatura previa, se discutirán en detalle en el Capítulo 5.

4.2. NGC 7319

Análogamente al caso anterior, a continuación se muestran los resultados obtenidos para cada modelo:

4.2.1. Modelo Nenkova

Este ajuste es el que presenta mejor calidad estadística de los cuatro realizados en este trabajo. La evidencia obtenida es $\log Z = -122,2$ y el $\chi^2 = 49,2$ para 8 parámetros libres, lo que da $\chi^2/\text{dof} = 0,96$, esencialmente el valor ideal. A diferencia de lo observado en NGC 7469, las incertidumbres asignadas al espectro de entrada resultan aquí bien calibradas, de modo que los intervalos de confianza citados en la Tabla 4.1 pueden interpretarse directamente. La Figura 4.3 muestra que el modelo reproduce el continuo observado en todo el rango 1,5-26,3 μm , incluyendo la absorción de silicatos en torno a 9,7 μm .

La mayor parte de los parámetros quedan determinados en el interior de la grilla y con incertidumbres realista (Figura 5.3). Los valores obtenidos son: extensión radial $Y = 23,1_{-1,4}^{+1,7}$, ángulo

de apertura toroidal $\sigma = 44,2^{+2,2}_{-2,2}$ deg y profundidad óptica $\tau_V = 29,5^{+1,5}_{-1,2}$. La extinción de apantallamiento ($A_V = 1,36^{+1,38}_{-0,96}$) es la única de los 4 ajustes que no se apoya en el límite superior del rango adoptado, aunque su errores son altos.

El resultado más relevante desde el punto de vista físico es la inclinación $i = 54,9^{+2,4}_{-2,6}$ deg. Se trata de una determinación bien constreñida, con un posterior de un único máximo claramente separado por ambos extremos del rango permitido, y corresponde a una línea de visión que intercepta el material oscurecedor, ya que como $\sigma \simeq 44$ deg, la geometría resultante sitúa a la fuente dentro del ángulo cubierto por la distribución de nubes, lo que resulta consistente con su clasificación de AGN tipo 2 (véase Sección 1.5).

Únicamente dos parámetros se acumulan contra los límites de la malla: el número de nubes en la línea ecuatorial de visión $N_0 = 14,3^{+0,5}_{-0,7}$, que tiende al máximo 15, y el índice de distribución radial $q = 0,04^{+0,07}_{-0,03}$, que satura su valor mínimo. Ambos apuntan a una distribución de nubes densa y radialmente poco decreciente. En todo caso, esto se trata de un nivel de saturación mucho menor que el observado en los ajustes previamente discutidos, y no compromete la interpretación del resto de parámetros.

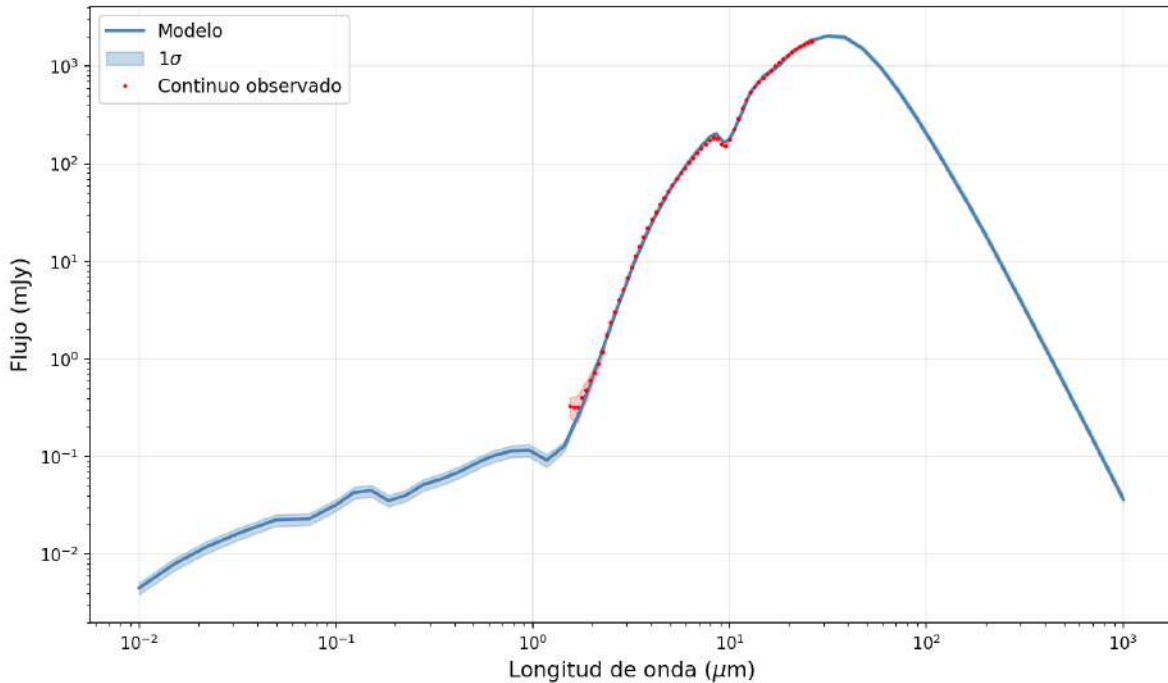


Figura 4.3: SED ajustada para NGC 7319 con el modelo de [Nenkova et al. \(2008a\)](#).

4.2.2. Modelo Hönig

El ajuste con el modelo disco+viento resulta claramente deficiente para esta fuente. La evidencia obtenida es $\log Z = -158,2$ y el $\chi^2 = 248,0$, es decir $\chi^2/\text{dof} = 5,06$, un valor cinco veces superior al alcanzado por el modelo clumpy sobre el mismo conjunto de datos. La Figura 4.4 muestra el espectro obtenido para este ajuste.

Notamos que el comportamiento defectuoso se manifiesta en la Figura 5.4 y en los valores de la Tabla 4.2: prácticamente todos los parámetros se acumulan contra alguno de los extremos de la grilla de los modelos; la escala de altura $h = 0,497$ frente a su límite 0.5, el índice de distribución radial del viento satura igualmente su valor superior ($a_w = -0,512$ frente a $-0,5$), la apertura angular del viento se aproxima a su máximo ($\theta_\sigma = 14,1$ frente a 15 deg), el radio externo se desplaza al mínimo permitido ($R_{\text{out}} = 453$ sobre 450) y la extinción de apantallamiento $A_V = 4,97$ frente al límite de 5. Las incertidumbres asociadas son, además, artificialmente pequeñas, consecuencia directa de que las distribuciones aparecen truncadas por los bordes del espacio de parámetros.

De hecho, el caso más extremo es la inclinación, $i = 89,5^{+0,3}_{-0,6}$ deg, que satura el límite superior del rango correspondiente a una visión completamente de canto al toro. El ajuste explora así la configuración más oscurecida disponible dentro de la grilla y, aun así, no consigue reproducir las observaciones. Por lo tanto esto no constituye una interpretación física de la orientación de la fuente, sino la manifestación de que el modelo agota los recursos geométricos a su alcance en un intento fallido de ajustar la forma del continuo observado.

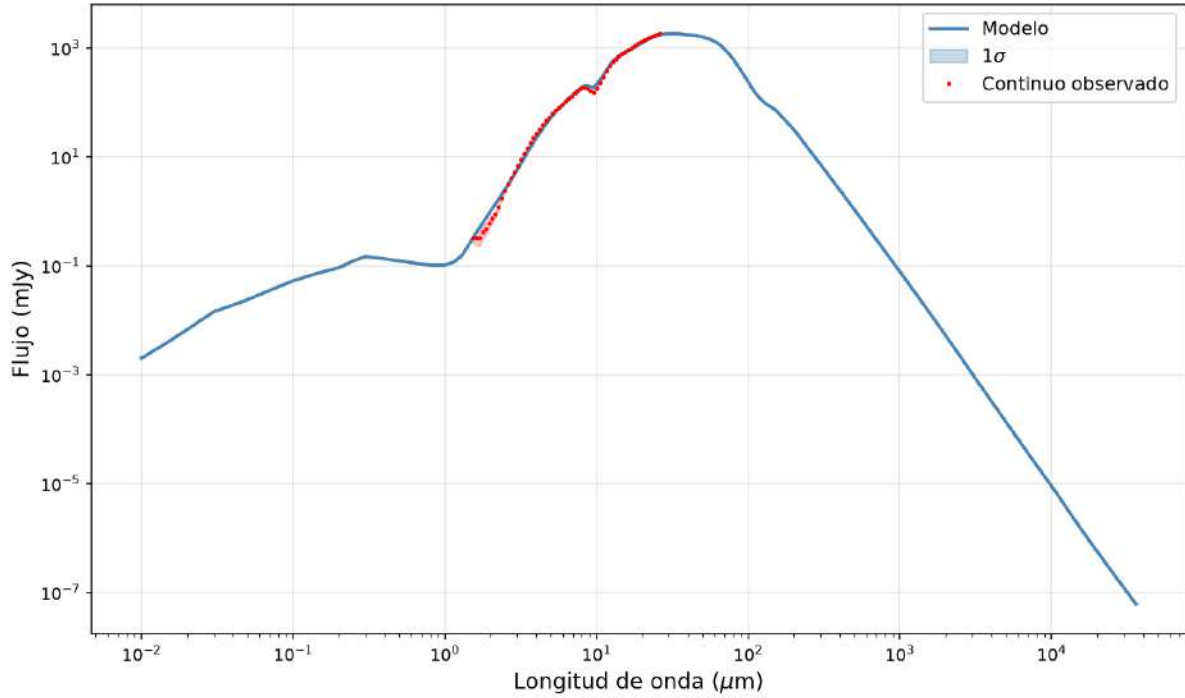


Figura 4.4: Igual que la Figura 4.3 para el modelo CAT3D-WIND.

4.2.3. Comparación de modelos

La diferencia de evidencia entre ambos ajustes es $\Delta \log Z = \log Z_{\text{Nenkova}} - \log Z_{\text{Hönig}} = -122,2 - (-158,2) = 36,0$ a favor del modelo clumpy. De acuerdo con la escala adoptada en la Sección 3.3.1, este valor supera el umbral de evidencia fuerte, por lo tanto NGC 7319 corresponde a un toro de geometría clumpy.

A diferencia del caso de NGC 7469, aquí la penalización por complejidad intrínseca de la evidencia bayesiana favorece al mismo modelo que la calidad del ajuste, dado que el modelo clumpy

tiene menos parámetros libres. Sin embargo, esto no resta peso al resultado: la diferencia de χ^2 entre ambos ajustes (49,6 frente a 248,0 para el mismo conjunto de datos) es tal que la preferencia está determinada por la capacidad de reproducir el continuo observado, más que por el número de parámetros. En otras palabras, el modelo de disco+viento no se descarta por ser más complejo, sino por su incapacidad para reproducir los datos.

4.3. Síntesis de los ajustes

En esta sección reportamos los valores tabulados obtenidos en cada ajuste para cada galaxia, además de la evidencia estadística que favorece a al modelo disco+viento de [Hönig & Kishimoto \(2017\)](#) para NGC 7469 y el modelo clumpy de [Nenkova et al. \(2008a\)](#) para NGC 7319 (Tabla 4.3).

Cuadro 4.1: Parámetros del modelo clumpy de [Nenkova et al. \(2008a\)](#). Se indica la mediana del posterior y el intervalo de confianza del 68 %. La columna Rango reporta los límites de la grilla de modelos.

Parámetro	Rango	NGC 7469	NGC 7319
Y	[5, 100]	$38,58^{+7,18}_{-5,97}$	$23,11^{+1,69}_{-1,35}$
σ (deg)	[15, 70]	$40,77^{+3,17}_{-2,82}$	$44,23^{+2,23}_{-2,24}$
N_0	[1, 15]	$9,48^{+2,46}_{-1,94}$	$14,34^{+0,47}_{-0,73}$
q	[0, 3]	$0,05^{+0,11}_{-0,04}$	$0,04^{+0,07}_{-0,03}$
τ_V	[10, 150]	$134,84^{+10,14}_{-14,52}$	$29,49^{+1,51}_{-1,16}$
i (deg)	[0, 90] ^a	$5,44^{+5,04}_{-3,78}$	$54,93^{+2,41}_{-2,59}$
shift	[-10, 10]	$-2,57^{+0,02}_{-0,02}$	$-2,38^{+0,06}_{-0,04}$
A_V	[0, 5]	$4,76^{+0,17}_{-0,27}$	$1,36^{+1,38}_{-0,96}$
z	fijo	0	0

^a En el ajuste de NGC 7469 el prior de i se restringió a [0, 60] deg.

Cuadro 4.2: Parámetros del modelo CAT3D-WIND de [Hönig & Kishimoto \(2017\)](#).

Parámetro	Rango	NGC 7469	NGC 7319
a	$[-3, -0,5]$	$-1,67^{+0,066}_{-0,082}$	$-2,47^{+0,022}_{-0,027}$
N_0	$[5, 10]$	$8,87^{+0,75}_{-1,17}$	$6,55^{+0,38}_{-0,33}$
h	$[0,1, 0,5]$	$0,339^{+0,065}_{-0,058}$	$0,497^{+0,0025}_{-0,0048}$
a_w	$[-2,5, -0,5]$	$-0,738^{+0,16}_{-0,23}$	$-0,512^{+0,0094}_{-0,016}$
θ_w (deg)	$[30, 45]$	$42,3^{+2,03}_{-3,23}$	$42,8^{+1,4}_{-1,45}$
θ_σ (deg)	$[7, 15]$	$10,1^{+2,57}_{-1,63}$	$14,1^{+0,60}_{-0,70}$
f_{wd}	$[0,15, 2,25]$	$1,79^{+0,29}_{-0,32}$	$1,85^{+0,19}_{-0,11}$
R_{out}	$[450, 500]$	$475^{+15,6}_{-15,2}$	$453^{+5,6}_{-1,9}$
i (deg)	$[0, 90]^a$	$7,9^{+5,66}_{-4,26}$	$89,5^{+0,32}_{-0,55}$
shift	$[-10, 10]$	$-2,55^{+0,030}_{-0,033}$	$-2,32^{+0,0057}_{-0,0063}$
A_V	$[0, 5]$	$4,32^{+0,46}_{-0,73}$	$4,97^{+0,023}_{-0,051}$
z	fijo	0	0

^a En el ajuste de NGC 7469 el prior de i se restringió a $[0, 60]$ deg.

Cuadro 4.3: Comparación de modelos. $\Delta \log Z$ se calcula respecto al modelo desfavorecido de cada galaxia. Ambos ajustes de una misma galaxia emplean el mismo conjunto de datos, condición necesaria para que el factor de Bayes sea válido.

Galaxia	Modelo	N	χ^2	χ^2/dof	$\log Z$	$\Delta \log Z$
NGC 7469	Nenkova	58	26.9	0.54	-30,4	
NGC 7469	Hönig	58	8.2	0.17	-21,7	8,7
NGC 7319	Nenkova	60	49.6	0.96	-122,2	36,0
NGC 7319	Hönig	60	248.0	5.06	-158,2	

4.4. Contraste con el continuo submilimétrico

Los ajustes presentados en las secciones anteriores se realizaron exclusivamente sobre el continuo NIR/MIR (1,6-26,5 μm). La detección de NGC 7469 a 860 μm con ALMA de [Izumi et al. \(2015\)](#) proporciona por tanto una comprobación independiente, en un régimen espectral no empleado en el ajuste, de las predicciones de ambos modelos.

La emisión submilimétrica de un AGN no procede en general del toro de polvo, sino de una combinación de radiación de sincrotrón asociada al núcleo compacto, emisión free-free ligada a la formación estelar y polvo frío del disco circumnuclear. De haberse incluido dicha medida en el ajuste habría forzado al modelo a reproducir emisión de naturaleza distinta a la que pretende

describir, sesgando la determinación de los parámetros del toro.

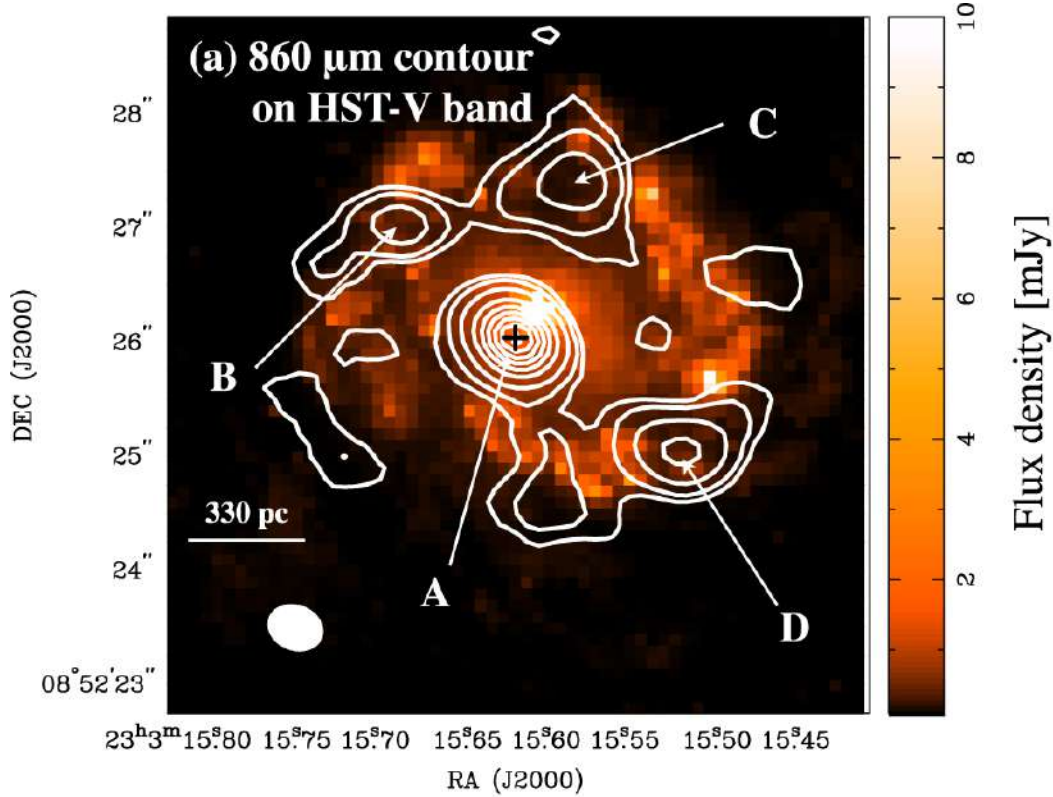


Figura 4.5: Mapa de continuo a $860\ \mu\text{m}$ (contornos) superpuesto a la imagen del *HST* en banda V (F550M, escala de color) de la región central de NGC 7469. La cruz marca la posición del pico del continuo VLA a 8,4 GHz (Condon et al. (1991)), coincidente con la del continuo submilimétrico y adoptada como posición del AGN. La elipse blanca indica el beam sintetizado ($0.50'' \times 0.40''$, PA = $68,6^\circ$). La componente A corresponde al núcleo mientras que B, C y D son nudos brillantes del anillo de formación estelar circumnuclear. Figura reproducida de Izumi et al. (2015).

La intensidad de pico medida en la posición del AGN es $5,19 \pm 0,09\ \text{mJy beam}^{-1}$ según reportan Izumi et al. (2015). Dichos autores analizan el origen de esta emisión construyendo la SED nuclear con datos de resolución angular comparable o superior a la de ALMA, y encuentran que el continuo centimétrico se reproduce bien mediante emisión sincrotrón con índice espectral $\alpha = -0,62 \pm 0,02$. La extrapolación de dicha componente a $860\ \mu\text{m}$ da cuenta de aproximadamente el 30 % del flujo observado, de modo que el 70 % restante (unos 3.6 mJy) corresponde a emisión térmica del polvo. Esta conclusión se ve reforzada por el índice espectral positivo que los autores obtienen entre 343,7 y 356,0 GHz.

Comparando con este valor, la contribución del toro a la emisión térmica resulta de aproximadamente un 10 % para el modelo clumpy y un 3 % para el modelo disco+viento. El grueso del polvo térmico a $860\ \mu\text{m}$ procede, por tanto, del disco circumnuclear, que Izumi et al. (2015) identifican con la fuente central de su mapa. Entonces se trata de una estructura de gas y polvo de escala $\sim 100\text{-}300\ \text{pc}$, físicamente distinta del toro aunque situada en la misma región, y cuya emisión el modelo de toro no intenta describir.

Cabe señalar una clara limitación de esta comparación: la apertura circular de radio 0.5'' empleada en la extracción del espectro infrarrojo subtiende un ángulo sólido aproximadamente 3.5 veces mayor que el beam sintetizado de ALMA. Ambas regiones quedan contenidas dentro del anillo de formación estelar, por lo que la comparación no se ve afectada por la emisión de los nudos B, C y D, pero la apertura infrarroja podría incluir emisión circumnuclear que el valor de ALMA no recoge.

Cuadro 4.4: Predicción de los modelos ajustados a $860\,\mu\text{m}$ para NGC 7469, comparada con la intensidad de pico medida por [Izumi et al. \(2015\)](#) ($3,6\,\text{mJy beam}^{-1}$). Dado que el valor observado es una intensidad por haz, las fracciones deben interpretarse como cotas superiores a la contribución del toro.

Modelo	Predicción (mJy)	Fracción del flujo observado (térmico)
Nenkova	$0,354^{+0,185}_{-0,126}$	$9,8^{+5,1}_{-3,5}\%$
Hönig	$0,125^{+0,019}_{-0,020}$	$3,4^{+0,5}_{-0,5}\%$

Finalmente, ambos modelos quedan por debajo del valor observado, de modo que ninguno resulta descartado por este test. Por el contrario, una predicción que excediera el flujo medido sí constituiría una inconsistencia. Las implicaciones de este resultado, así como el alcance de esta como criterio de selección de modelos (o apoyo a estos), se abordan en la Sección 5.

A diferencia de NGC 7469, para NGC 7319 no fue posible incorporar un punto de continuo submilimétrico que restringiera el extremo frío de la SED. Esta galaxia, miembro del Quinteto de Stephan, alberga un núcleo Seyfert 2 cuya emisión nuclear en radio está dominada por un jet sincrotrón: las observaciones VLA de [Aoki et al. \(1999\)](#) revelan una estructura triple en escalas de ~ 4 (1,7 kpc), con índices espectrales empinados ($\alpha \approx -1,2$ a $-1,4$) consistentes con radiación sincrotrón, y una morfología asociada a las radiogalaxias de tipo FR II aunque con menor potencia. Esta naturaleza radio-loud dominada por el AGN se refleja también en su clasificación como radiogalaxia en bases de datos como SIMBAD. En un núcleo con estas características, un eventual flujo submilimétrico estaría contaminado o dominado por procesos no térmicos asociados al jet, cuya descomposición requeriría un muestreo detallado de la distribución espectral en radio del que no se dispone. Por ello, el análisis del toro en NGC 7319 se ancló exclusivamente en el rango infrarrojo medio observado con *JWST*, donde la firma del polvo calentado por el AGN se manifiesta de manera más directa.

Capítulo 5

Discusión y Conclusión

5.1. Síntesis de los resultados principales

El análisis del Capítulo 4 revela dos resultados principales, los cuales se derivaron directamente de los datos, sin requerir restricciones impuestas a priori.

En primer lugar, cada galaxia favorece una familia distinta de modelos de toro. Para NGC 7469, la evidencia bayesiana prefiere el modelo de disco+viento de [Hönig & Kishimoto \(2017\)](#) con $\Delta \log Z = 8,7$; en cambio, para NGC 7319 se inclina por el modelo clumpy de [Nenkova et al. \(2008a\)](#) con $\Delta \log Z = 36,0$ (Tabla 4.3). Estos valores superan claramente el umbral de evidencia fuerte definido en la Sección 3.3.1. Además, esta preferencia está respaldada de forma independiente por el estadístico χ^2 evaluado sobre los mismos datos: 8,2 frente a 26,9 en NGC 7469, y 49,6 frente a 248,0 en NGC 7319.

En segundo lugar, los ajustes revelan inclinaciones muy distintas para cada objeto. Para NGC 7469 obtenemos $i = 7,9^{+5,66}_{-4,26}$ deg, lo que indica que vemos el AGN prácticamente de frente. Por el contrario, en NGC 7319 la inclinación es de $i = 54,9^{+2,41}_{-2,59}$ deg, situando nuestra línea de visión directamente a través de la distribución de nubes ($\sigma = 44,23^{+2,23}_{-2,24}$ deg). Destaca el caso de NGC 7469, donde ambos modelos coinciden en esta configuración frontal (el modelo clumpy da $i = 5,4^{+5,04}_{-3,78}$ deg) a pesar de tener geometrías radicalmente distintas. De este modo, la inclinación inferida encaja a la perfección con la clasificación espectral de cada galaxia, incluso cuando esta información no se introdujo en ningún momento en los ajustes.

Es importante destacar que los resultados de ambas galaxias apuntan en direcciones opuestas. Esto es un fuerte indicador de que nuestros análisis son robustos: si existiera un sesgo sistemático debido al procesamiento de los datos (como la extracción del continuo nuclear, el binado logarítmico o las incertidumbres asumidas), este afectaría a los dos objetos en la misma dirección, favoreciendo siempre a la misma familia de modelos.

Es fundamental destacar el diseño de la muestra empleada. Ambas galaxias tienen luminosidades intrínsecas en rayos X duros casi idénticas ($\log L_{14-195\text{ keV}} = 43,59$ para NGC 7469 y 43,76 para NGC 7319; Tabla 2.1), con una diferencia de apenas 0,17 dex (un factor $\sim 1,5$). Puesto que la luminosidad del AGN influye sobre la geometría del material oscurecedor según el esquema de unificación clásico (Sección 1.5), tener dos objetos emparejados en esta cantidad nos permite aislar el efecto de la clasificación espectral. En otras palabras, las diferencias que observamos no pueden atribuirse a un contraste de luminosidad.

El resto de este capítulo explora las implicaciones de los hallazgos descritos. En la Sección 5.2 interpretamos los parámetros derivados para caracterizar la estructura física del material circumnuclear, distinguiendo entre estimaciones robustas y valores que representan únicamente límites. Posteriormente, en la Sección 5.3, contrastamos los ángulos de inclinación obtenidos con las densidades de columna medidas en rayos X, lo que permite una validación geométrica independiente. La Sección 5.4 evalúa qué características espectrales favorecen la preferencia estadística de un modelo sobre otro. A continuación, enmarcamos estos resultados dentro del contexto de la literatura científica actual (Sección 5.5) y retomamos las observaciones submilimétricas introducidas en la Sección 4.4 para examinar la naturaleza multifásica de la región nuclear (Sección 5.6). Finalmente, la Sección 5.7 aborda las limitaciones del análisis, mientras que la Sección 5.8 resume las conclusiones generales, estableciendo las bases para el trabajo futuro planteado en la Sección 5.9

5.2. Interpretación física de la geometría inferida

5.2.1. NGC 7469: un viento polar polvoriento

El parámetro que más información nos aporta en el ajuste de NGC 7469 es la proporción entre la emisión del viento y la del disco, $f_{wd} = 1,79^{+0,29}_{-0,32}$. Que este valor supere la unidad significa que el viento polar contribuye al continuo infrarrojo tanto, o incluso un poco más, que el propio disco ecuatorial. Es importante aclarar que f_{wd} compara la luz que emite cada componente y no cuánta masa tienen. Como el viento está expuesto de forma directa a la radiación de la fuente central, reprocesa la energía de manera mucho más eficiente por unidad de masa que el disco. Por tanto, dominar la emisión no equivale necesariamente a dominar en cantidad de materia.

Adicionalmente, esta configuración encaja a la perfección con el cambio de paradigma geométrico que introdujimos en la Sección 1.6.5. Las observaciones interferométricas en el infrarrojo medio de fuentes cercanas ya nos habían revelado que buena parte de la emisión a estas longitudes de onda no se alarga por el ecuador, sino por los polos. Esto motivó la creación de modelos que incluyen explícitamente un outflow o viento de polvo (Hönig & Kishimoto, 2017), algo que las simulaciones hidrodinámicas de la región nuclear ya predecían (Wada, 2012). Nuestro resultado confirma que NGC 7469 es, justamente, uno de estos objetos.

Los demás parámetros del disco cuentan la misma historia. El índice de la distribución radial de las nubes del disco, $a = -1,67^{+0,07}_{-0,08}$, refleja una caída abrupta en la densidad de nubes a medida que nos alejamos del centro, lo que concentra el material del disco en las regiones internas y más calientes. Su escala de altura, $h = 0,34^{+0,06}_{-0,06}$, nos habla de un disco geoméricamente grueso, aunque sin llegar al límite máximo del modelo. Por su parte, la apertura angular del viento, $\theta_\sigma = 10,1^{+2,6}_{-1,6}$ deg, describe un flujo bastante colimado alrededor de la superficie del cono.

Por último, es destacable el buen acuerdo entre esta geometría y la orientación que hemos deducido. Con una inclinación de $i \simeq 8$ deg y un semiángulo de apertura del viento de $\theta_w \simeq 42$ deg, nuestra línea de visión entra de lleno en el cono, permitiéndonos ver directamente la cara iluminada de la estructura. Esta postura explica de forma natural el intenso continuo infrarrojo cercano que observamos en este objeto (Figura 3.3) y la falta de una absorción profunda de silicatos.

5.2.2. NGC 7319: un toro clumpy compacto

En el caso de NGC 7319, el ajuste nos dibuja un escenario bastante distinto. La extensión radial obtenida, $Y = 23,1_{-1,4}^{+1,7}$, indica que el borde exterior del toro se sitúa a unas 23 veces el radio de sublimación. Esto es un valor moderado dentro del margen permitido ($[5, 100]$), típico de una estructura espacialmente compacta. La profundidad óptica por nube, $\tau_V = 29,5_{-1,2}^{+1,5}$, corresponde a nubes que son individualmente opacas, pero sin llegar a los extremos de la grilla.

Si combinamos un ángulo de apertura amplio ($\sigma = 44,2_{-2,2}^{+2,2}$ deg) con una gran cantidad de nubes en el plano ecuatorial ($N_0 = 14,3_{-0,7}^{+0,5}$), obtenemos una distribución que cubre gran parte del cielo visto desde el núcleo. Bajo el formalismo de [Nenkova et al. \(2008b\)](#), estos dos parámetros dictan la probabilidad de que nuestra línea de visión escape limpia. Con valores tan altos, es altamente improbable que podamos ver la fuente central directamente. Esto cuadra perfectamente con su clasificación como AGN de tipo 2 y, como veremos en la Sección 5.3, con el nivel de oscurecimiento medido en rayos X.

En cuanto a cómo se reparten las nubes a lo largo del radio ($q = 0,04_{-0,03}^{+0,07}$), la distribución parece ser prácticamente uniforme. Hay que tomar este dato con algo de precaución, ya que este valor tiende al límite inferior del modelo, pero el mensaje de fondo es coherente con los valores de Y y N_0 : la materia no se aglomera exclusivamente en el centro, sino que se extiende por todo el cuerpo del toro.

5.2.3. Determinaciones, cotas y resolución de la grilla

Antes de dar por sentada la física detrás de estos números, debemos aclarar que no todos los parámetros que aparecen en las Tablas 4.1 y 4.2 tienen la misma firmeza.

Para NGC 7469, podemos fiarnos plenamente de a , h , θ_σ y f_{wd} , ya que sus distribuciones presentan un pico claro y bien definido dentro de los límites del modelo (Figura 5.2). Por el contrario, a_w , θ_w y A_V se amontonan contra sus topes máximos, por lo que es más honesto tratarlos como límites inferiores. El radio externo R_{out} , directamente, se queda sin definir.

En cambio para NGC 7319 los valores sólidos son Y , σ , τ_V e i , mientras que N_0 y q se apoyan en los bordes de la grilla. La extinción por apantallamiento, aunque cae dentro del rango, tiene un margen de error tan grande que apenas nos da información útil.

A todo esto hay que sumarle un detalle técnico sobre cómo están contruidos los modelos. La biblioteca CAT3D-WIND evalúa algunos de sus parámetros (como θ_w y R_{out}) en muy pocos puntos exactos. Por tanto, cuando el ajuste nos da un valor intermedio, no está seleccionando un modelo precalculado, sino una interpolación creada por la red neuronal de [BayesCLUMPY2](#). En estos casos, debemos interpretar el resultado como una simple preferencia por un extremo u otro, y no como una medida de alta precisión. Esto explica de forma muy natural por qué R_{out} queda en el aire (Sección 4.1.2), algo que además tiene todo el sentido físico: la luz que emiten las zonas más lejanas y frías del toro brilla en longitudes de onda que nuestro espectro simplemente no llega a cubrir.

5.3. Orientación: contraste con el modelo unificado y con los rayos X

5.3.1. Consistencia interna entre modelos

La inclinación es el único parámetro que ambas familias de modelos comparten con un significado geométrico equivalente. Esto nos permite hacer una prueba de consistencia de manera limpia, sin depender de la parametrización específica de cada modelo. Para NGC 7469, el modelo clumpy proporciona $i = 5,4^{+5,0}_{-3,8}$ deg y el de disco+viento entrega $i = 7,9^{+5,7}_{-4,3}$ deg. Ambos valores son perfectamente compatibles dentro de sus márgenes de incertidumbre, lo cual es muy destacable si consideramos que describen geometrías físicamente muy distintas (una distribución de nubes concentrada en el ecuador frente a un sistema de disco más viento polar). Esta coincidencia sugiere que la información sobre la orientación está codificada en la forma del continuo de manera muy robusta, permitiendo recuperarla sin importar las suposiciones geométricas iniciales.

Vale la pena mencionar que esta comprobación no se puede replicar en NGC 7319: allí, el ajuste de disco+viento entrega $i = 89,5^{+0,3}_{-0,6}$ deg, un valor pegado al límite superior del rango que, como ya vimos en la Sección 4.2.2, no refleja la orientación real sino las limitaciones del propio ajuste en esa fuente.

5.3.2. Predicción del estado de oscurecimiento

Las inclinaciones obtenidas nos abren la puerta a una validación completamente distinta e independiente. En el formalismo de [Nenkova et al. \(2008a,b\)](#), las nubes se distribuyen de forma gaussiana alrededor del plano ecuatorial. Así, el número medio de nubes que intercepta una línea de visión con un ángulo $\beta = 90^\circ - i$ respecto a dicho plano se calcula como

$$\mathcal{N}(\beta) = N_0 e^{-(\beta/\sigma)^2}, \quad (5.1)$$

mientras que la probabilidad de escape para la luz del núcleo sin chocar con ninguna nube sigue una distribución de Poisson: $P_{\text{esc}} = e^{-\mathcal{N}(\beta)}$. En la práctica, esto significa que la geometría que inferimos contiene una predicción concreta sobre si deberíamos ver la fuente central oscurecida o no. Esta predicción se puede contrastar directamente con las columnas de densidad (N_{H}) medidas en rayos X (Tabla 2.1), datos que provienen de observaciones independientes del infrarrojo.

Para NGC 7319 obtenemos $i = 54,9$ deg, lo que nos da $\beta = 35,1$ deg. Dado que este ángulo es menor que el ancho del toro ($\sigma = 44,2$ deg), la línea de visión atraviesa de lleno el material oscurecedor. En este caso, el número de nubes sube a $\mathcal{N} \simeq 7,65$ y la probabilidad de escape cae a un diminuto $P_{\text{esc}} \sim 4,77 \times 10^{-4}$, haciendo que el oscurecimiento sea prácticamente inevitable. La observación en rayos X confirma de nuevo la predicción: su valor de $\log N_{\text{H}} = 23,82$ muestra un núcleo fuertemente absorbido, en el régimen Compton-thin.

Por el contrario, para NGC 7469 el modelo favorecido (disco+viento) no proporciona una expresión análoga, pero la predicción es igualmente inequívoca: con $i \simeq 8$ deg y un semiángulo de apertura del viento $\theta_w \simeq 42$ deg, la línea de visión se sitúa en el interior del cono polar, sin interceptar el disco ecuatorial. Por lo tanto, la configuración predice una fuente central no oscurecida, en concordancia con el valor medido de $\log N_{\text{H}} = 20,53$, compatible con el material del ISM.

En definitiva, esta excelente concordancia entre la orientación inferida y el oscurecimiento real sirve como una sólida validación externa de nuestra geometría. Además, respalda de forma muy directa la idea central del modelo unificado (Sección 1.5).

5.3.3. La extinción de apantallamiento no traza el oscurecimiento nuclear

Es importante mencionar el factor de extinción de apantallamiento para evitar malas interpretaciones de los datos. Si miramos los valores de A_V de los ajustes, notaremos un comportamiento que parece contradictorio si se piensa como un indicador del oscurecimiento del núcleo: alcanza un valor de $4.76^{+0.17}_{-0.27}$ en NGC 7469 (la galaxia que en rayos X se muestra transparente) y apenas $1.36^{+1.38}_{-0.96}$ en NGC 7319 (la que está fuertemente oscurecida).

Esta aparente contradicción se aclara al entender qué papel juega cada componente en los modelos. El oscurecimiento propio del material nuclear ya está considerado en la propia geometría del toro (a través de i , σ , N_0 y τ_V). Por lo tanto, A_V mide una capa adicional de polvo ubicada en la línea de visión pero externa al núcleo, probablemente perteneciente al disco de la galaxia anfitriona. No hay motivo, por ende, para esperar que este parámetro se correlacione con N_H o τ_V .

Dicho esto, hay un matiz técnico que debemos considerar: en NGC 7469, el valor de A_V topa contra el límite superior del rango permitido en la grilla. Esto sugiere que el parámetro está intentando absorber un ligero desajuste en la forma del continuo en el infrarrojo cercano, que es justamente la región espectral donde separar la emisión de polvo caliente de la luz estelar resulta más complejo. Por esta razón, más que una medición física estricta de la extinción, este valor particular debe interpretarse como una advertencia técnica del ajuste.

5.4. ¿Qué característica espectral impulsa la preferencia?

Hasta ahora los resultados presentados establecen qué modelo prefiere cada galaxia, pero no por qué. En el intento de responder esta pregunta, resulta pertinente examinar qué rasgo del continuo observado determina la preferencia, tanto porque proporciona una interpretación física al resultado, como también porque permite anticipar su generalización a otros objetos.

La comparación entre las Figuras 4.3 y 4.2 resulta ilustrativa respecto a lo planteado. El desajuste del modelo de disco+viento en NGC 7319 no consiste en un desplazamiento global de la normalización (ya que este se absorbe mediante el parámetro shift de `BayesCLUMPY2`) sino en una discrepancia de forma que se aprecia con mayor claridad en el NIR y en la zona más azul de la banda de silicatos, mientras que el extremo más rojo del espectro resulta reproducido de manera aceptable.

Físicamente, esto tiene mucho sentido si pensamos en la geometría detrás de cada modelo. En el escenario de disco+viento, la componente polar recibe luz directa de la fuente central y aporta una emisión de polvo caliente que «rellena» el infrarrojo cercano y suaviza el extremo azul de la absorción de silicatos. Esto es ideal para una galaxia observada de frente como NGC 7469, donde nuestra mirada entra directo por el cono polar (Sección 5.3). Sin embargo, al aplicar este modelo a NGC 7319, nos fuerza a añadir un exceso de emisión que en la realidad no observamos, puesto que nuestra línea de visión atraviesa la zona oscurecida. En el fondo, la preferencia entre los modelos se decide por la profundidad de los silicatos y la pendiente del continuo que lo precede.

Curiosamente, estos son exactamente los mismos dos rasgos que la Sección 1.5 identifica como la clave para discriminar entre AGN de tipo 1 y tipo 2.

Basta mirar los espectros para confirmar que vamos en la dirección correcta: la absorción de silicatos en torno a los $9,7\ \mu\text{m}$ es visiblemente más profunda en NGC 7319 que en NGC 7469 (Figura 3.3). De hecho, un estudio reciente con datos de MIRI/MRS en una muestra de AGN cercanos (García-Bernete et al., 2025) caracteriza el espectro nuclear de NGC 7469 por tener rasgos de silicato débiles (incluso en ligera emisión) y un continuo que se aplanan más allá de los $20\ \mu\text{m}$, un comportamiento que lo distingue del resto de la muestra analizada en dicho trabajo.

5.5. Contraste con estudios previos

Estudios estadísticos recientes que aplican esta metodología aportan matices importantes al panorama general. Por ejemplo, González-Martín et al. (2019) analizaron la fracción de ajustes exitosos para distintas bibliotecas de modelos, desglosando sus resultados tanto por tipo óptico como por rango de luminosidad (ver su Figura 7). A nivel global, el modelo de disco+viento de Hönig & Kishimoto (2017) resultó ser el más versátil, logrando describir adecuadamente al 50 % de la muestra, aunque notaron que esta tasa de éxito depende fuertemente de la luminosidad del AGN.

Curiosamente, nuestros resultados no parecen regirse por este eje de luminosidad. Como ya comentamos en la Sección 5.1, ambas galaxias poseen luminosidades intrínsecas en rayos X duros prácticamente idénticas ($\log L_{14-195\text{ keV}} = 43,59$ y $43,76$). De hecho, las dos caen justo en el intervalo de luminosidad ($43,5 < \log L_X < 44$) donde el modelo de disco+viento alcanza su máxima eficacia estadística. Por lo tanto, si la luminosidad fuera el factor determinante, esperaríamos que ambas galaxias prefirieran este modelo. Sin embargo, nuestros ajustes demuestran que seleccionan geometrías distintas; es más, la fuente marginalmente más luminosa (NGC 7319) es precisamente la que se inclina por el modelo clumpy, contradiciendo la tendencia general.

El panorama cambia, sin embargo, cuando miramos el desglose por tipo óptico, el cual se sintoniza a la perfección con nuestros hallazgos. En el estudio de González-Martín et al. (2019), el modelo clumpy de Nenkova et al. (2008a) logró su mejor desempeño en galaxias Seyfert 2, superando claramente sus resultados en las de tipo 1. Por otra parte, el modelo de disco+viento alcanzó su máximo de aciertos en las fuentes de tipo 1. Nuestros dos objetos son un reflejo individual exacto de esta dicotomía estadística: la galaxia Seyfert 1.5 favorece la geometría de disco+viento, mientras que la Seyfert 2 exige una distribución clumpy.

Aquí es donde radica la principal fortaleza de nuestro análisis detallado frente a los estudios estadísticos masivos: el control de variables. Al tener un par de galaxias cuidadosamente emparejadas en luminosidad, logramos aislar ese efecto. La diferencia estructural que observamos debe atribuirse de manera natural al otro gran parámetro del esquema de unificación clásico: la orientación. Esta conclusión teórica encaja de manera impecable con las inclinaciones que nuestros modelos derivaron de forma puramente empírica e independiente (Sección 5.3).

En este sentido, nuestros hallazgos son plenamente compatibles con la formulación más directa del esquema de unificación: si vemos la fuente de frente, los datos exigen un modelo donde la emisión polar (el viento) aporte sustancialmente al continuo infrarrojo; pero si la observamos a través del material oscurecedor, una distribución de nubes confinada al ecuador entrega un ajuste muy superior. No obstante, debemos evitar hacer una lectura excesivamente literal de esta

correspondencia. El modelo de disco+viento no es intrínsecamente exclusivo para AGN de tipo 1. Lo que nuestro análisis demuestra de forma empírica es que la componente polar resulta necesaria para reproducir el continuo de NGC 7469, pero prescindible, y a la vez perjudicial, para reproducir el de NGC 7319. Saber si esto refleja una verdadera diferencia física en la estructura de ambos objetos, o si es simplemente un efecto del ángulo de visión, requeriría analizar una muestra considerablemente mayor.

Cabe recalcar que no podemos perder de vista que esta investigación se basa en el análisis detallado de dos únicos objetos. Nuestros resultados ilustran un caso que dialoga muy bien con el modelo unificado, pero no pretenden ser una confirmación estadística global del mismo. La conclusión de [González-Martín et al. \(2019\)](#) sobre que ningún modelo único es capaz de describir la totalidad de una muestra sigue plenamente vigente.

Esta misma limitación se asoma en nuestros propios resultados bajo otra forma. Aunque la calidad estadística de los ajustes sea satisfactoria, hay varios parámetros que chocan de lleno contra los bordes de las grillas: q y τ_V en el ajuste clumpy de NGC 7469, N_0 y q en el de NGC 7319, y a_w , θ_w y A_V en el de disco+viento de NGC 7469. Esto es un claro mensaje de los datos: las configuraciones físicas preferidas se sitúan en la frontera del espacio de parámetros explorado, o incluso fuera de él. Por tanto, nuestros resultados reafirman la idea de que las bibliotecas teóricas actualmente disponibles, por avanzadas que sean, aún no logran agotar la inmensa diversidad estructural que demandan las observaciones.

5.6. La región nuclear como estructura multifásica

La comparación con el continuo submilimétrico, presentada en la Sección 4.4, nos invita a una lectura que va mucho más allá de una simple prueba de consistencia. A $860\ \mu\text{m}$, los modelos ajustados predicen una emisión que representa apenas un 10 % del flujo térmico observado para el caso del modelo clumpy, y un 3 % para el de disco+viento (Tabla 4.4). Dado que ambas observaciones (el espectro infrarrojo y el pico de intensidad de ALMA) exploran una región nuclear equivalente y quedan bien contenidas dentro del anillo de formación estelar (Figura 4.5), este déficit en la predicción de los modelos sugiere fuertemente que la emisión térmica a esta longitud de onda está dominada por una componente de polvo adicional, distinta al toro, pero ubicada en la misma región espacial.

Esta componente no es otra que el disco circumnuclear, la misma estructura de gas molecular y polvo que [Izumi et al. \(2015\)](#) identifican como la fuente central en su mapa. Hablamos de una estructura a escalas de $\sim 100\text{--}300\ \text{pc}$, dos órdenes de magnitud mayor que el toro y físicamente independiente de él. La conexión entre ambas escalas ha sido objeto de estudio sistemático gracias a observaciones milimétricas de alta resolución. Por ejemplo, sabemos que los toros moleculares resueltos por ALMA en galaxias Seyfert tienen diámetros típicos de $\sim 42\ \text{pc}$ y se distribuyen principalmente en el plano ecuatorial ([García-Burillo et al., 2021](#)). Su detección sistemática mediante trazadores de gas denso, tanto en galaxias Seyfert como en AGN de baja luminosidad, ha consolidado la idea de que la estructura circumnuclear posee una naturaleza inherentemente multifásica ([García-Bernete et al., 2022](#)).

Nuestros resultados encajan de forma muy natural en este paradigma. Cada régimen espectral es sensible a una fase distinta del material circumnuclear. Mientras el infrarrojo medio rastrea el polvo caliente y templado que recibe la radiación directa del núcleo (precisamente el material

que describen los modelos de toro utilizados en este trabajo), el rango submilimétrico detecta el polvo frío que reside en estructuras a escalas mucho mayores. Por lo tanto, la aparente falta de flujo de nuestros modelos frente a la observación de ALMA no es un problema del ajuste, sino la confirmación de que ambas mediciones están interrogando componentes físicas diferentes.

De esto se desprende una lección metodológica que vale la pena subrayar. La práctica de ajustar simultáneamente el continuo infrarrojo y los datos submilimétricos usando un único modelo de toro carece de sustento físico, ya que estas geometrías no están diseñadas para describir el disco circumnuclear ni mucho menos las emisiones no térmicas. Un ajuste de ese tipo forzaría artificialmente al modelo a dar cuenta de una luz que no le corresponde, sesgando los parámetros hacia configuraciones excesivamente extensas y frías. Por ello, la decisión de excluir el punto de ALMA de nuestra función de verosimilitud (Sección 4.4) responde justamente a esto: es mucho más riguroso utilizarlo a posteriori como una validación independiente.

Por último, debemos reconocer que esta validación tiene un peso limitado a la hora de discernir entre modelos. Si bien las predicciones de ambas geometrías a $860\ \mu\text{m}$ difieren por un factor de ~ 3 , las dos quedan tan por debajo de la observación de ALMA que resultan igualmente compatibles con ella; ninguna queda favorecida ni descartada. Este empate no se rompería ni siquiera con una medición submilimétrica más precisa. Cualquier diferencia entre las predicciones a estas longitudes de onda es, en el fondo, una extrapolación matemática no anclada por los datos (Sección 5.7).

Para lograr separar estas componentes físicas, necesitaríamos una cobertura multifrecuencia en el rango radio-submilimétrico que nos permita aislar los distintos mecanismos mediante sus índices espectrales (como hacen Izumi et al. (2015) para estimar la contribución sincrotrón), complementada con fotometría en el infrarrojo lejano para ubicar con precisión el pico de emisión térmica del polvo. Por todo ello, la discriminación entre familias de modelos que presentamos en este trabajo se sustenta, de forma exclusiva y robusta, en el continuo infrarrojo entre $1,6$ y $26,5\ \mu\text{m}$.

5.7. Limitaciones

5.7.1. Descomposición del continuo

La limitación metodológica más importante de nuestro análisis reside en la etapa previa al ajuste. Tal como justificamos en la Sección 3.2, la SED del polvo asociado al AGN se construyó utilizando el código que mejor se adaptaba a las propiedades de cada objeto: **CAFE** para NGC 7469 y **SPIRIT** para NGC 7319. Aunque esta elección es completamente defendible de forma individual, implica que la comparación entre ambas galaxias no está estrictamente controlada respecto al código de extracción. Por lo tanto, no podemos descartar por completo la posibilidad de que las SED generadas por cada software introduzcan leves sesgos sistemáticos que favorezcan a una u otra familia de modelos de toro.

Es fundamental, sin embargo, delimitar el alcance de este problema. La comparación de evidencias dentro de una misma galaxia es perfectamente robusta, ya que ambos modelos se ajustaron exactamente al mismo archivo de entrada (condición indispensable para la validez del factor de Bayes, Sección 3.3.1). Lo que queda fuera de este control riguroso es la comparación cruzada entre galaxias y, por extensión, el argumento de que sus preferencias apuntan en direcciones opuestas (Sección 5.1). Una forma directa de probar la solidez de este resultado sería repetir el ajuste de NGC 7469 usando la descomposición de **SPIRIT**; si la preferencia por el modelo de disco+viento

se mantiene, esta limitación quedaría formalmente resuelta.

A esto se suma la degeneración intrínseca a la que se enfrentan ambos códigos en el NIR, una región donde separar la emisión del polvo caliente, el continuo estelar y la luz directa del disco de acreción resulta sumamente complejo. Las discrepancias que documentamos entre ambas descomposiciones por debajo de los $\sim 4 \mu\text{m}$ (Figura 3.6) son una medida directa de esta incertidumbre sistemática. No es casualidad que justamente en esa zona se concentren las mayores barras de error asignadas a nuestros espectros de entrada.

Por último, la construcción de la SED de NGC 7469 nos obligó a tomar una decisión sobre qué componentes de temperatura debían atribuirse al polvo calentado por el AGN (Sección 3.2.5). Los resultados que hemos presentado corresponden a la combinación HOT+WARM+COOL, elegida porque la suma de estas tres componentes reproduce fielmente el continuo total observado más allá de los $15 \mu\text{m}$. No obstante, no hemos llevado a cabo una comparación sistemática con las otras combinaciones posibles, lo que nos habría dado una estimación cuantitativa de la incertidumbre ligada a esta elección.

5.7.2. Calibración de las incertidumbres

Los valores de χ^2/dof que obtuvimos para NGC 7469 (0,54 con el modelo clumpy y 0,17 con el de disco+viento) revelan que fuimos bastante conservadores al asignar las incertidumbres a su espectro de entrada; es decir, los residuos reales resultaron ser bastante menores que las barras de error teóricas. Como consecuencia, los intervalos de confianza reportados en las Tablas 4.1 y 4.2 para esta galaxia deben interpretarse como cotas superiores a la incertidumbre real de los parámetros. En contraste, para NGC 7319 la calibración fue muy atinada, logrando un $\chi^2/\text{dof} = 0,96$ en su modelo favorecido.

Esta asimetría entre ambos objetos nace del presupuesto de errores que adoptamos, particularmente del peso que tiene la incertidumbre de la descomposición espectral en cada galaxia. Afortunadamente, el impacto de sobreestimar estos errores actúa en nuestro favor a la hora de seleccionar modelos: unas barras de error infladas tienden a comprimir las diferencias de evidencia bayesiana. Por lo tanto, el rotundo valor de $\Delta \log Z = 8,7$ obtenido para NGC 7469 debe interpretarse como un límite inferior, lo que implica que la preferencia real por el modelo de disco+viento es aún más fuerte.

5.7.3. Bineado y correlación entre puntos

El rebineado logarítmico a unos 60 puntos aplicado a las SED de entrada busca un equilibrio entre mantener una buena resolución espectral y asegurar la independencia estadística. No obstante, dado que estas SED provienen de una descomposición del continuo (es decir, de un modelo continuo y suave ajustado a los datos, y no de mediciones crudas independientes), los puntos resultantes conservan cierto grado de correlación. Puesto que nuestra función de verosimilitud asume que los puntos son independientes, el número efectivo de datos con el que trabaja el ajuste podría resultar ser inferior a esos 60 puntos nominales.

5.7.4. Apertura de extracción

Tal como discutimos en la Sección 5.7, la apertura de extracción de $r = 0,5''$ no logra aislar espacialmente al toro de polvo, cuya escala física es entre dos y tres órdenes de magnitud más pequeña que la región muestreada. Además, los espectros no están corregidos por apertura en un sentido absoluto, ya que en el canal 4 de MRS el FWHM de la PSF excede el radio de extracción. Es por esto que nuestro análisis se realiza en gran parte a la forma del continuo y no en su normalización vertical (la cual es absorbida de todos modos por el parámetro shift).

Si pensamos en la comparación con los datos submilimétricos (Sección 4.4), esta apertura abarca un ángulo sólido unas 3,5 veces mayor que el haz sintetizado de ALMA. Esta asimetría espacial entre ambas mediciones tiene como efecto secundario que las predicciones del toro a $860 \mu\text{m}$ estén ligeramente sobreestimadas.

5.7.5. Cobertura espectral y resolución de las grillas

Nuestros espectros ajustados llegan solo hasta los $\sim 27 \mu\text{m}$, por lo que toda emisión predicha por los modelos a longitudes de onda mayores es, en rigor, una extrapolación libre y no restringida por los datos empíricos. Esto afecta la fiabilidad de cualquier cantidad que dependa del infrarrojo lejano, como la posición exacta del pico de emisión térmica del polvo, la luminosidad bolométrica total del toro y, por supuesto, las predicciones a $860 \mu\text{m}$ (Sección 4.4).

5.7.6. Tamaño de la muestra

Finalmente, no podemos obviar que esta tesis se basa en el análisis detallado de solo dos objetos. Por muy robustas que sean nuestras conclusiones sobre la relación entre la clasificación óptica del AGN y la geometría del polvo circumnuclear, estas ilustran un caso particular que concuerda exitosamente con el modelo unificado, pero no constituyen una demostración estadística del mismo. Comprobar si este comportamiento es una regla general exigirá aplicar esta misma metodología a una muestra considerablemente mayor, idealmente manteniendo el mismo rigor en el control de variables (como la luminosidad) que hemos aplicado en este par de galaxias.

5.8. Conclusiones

En este trabajo hemos modelado la distribución espectral de energía del polvo circumnuclear en dos galaxias Seyfert de luminosidad comparable pero distinta clasificación óptica: NGC 7469 (Sy 1.5) y NGC 7319 (Sy 2). Utilizando espectroscopía IFU del *JWST* e inferencia bayesiana sobre dos familias de modelos de toro, hemos llegado a las siguientes conclusiones principales:

1. Gracias a la resolución angular sin precedentes de NIRSpec y MIRI/MRS, logramos extraer espectros nucleares en una apertura de apenas $r = 0,5''$ (~ 160 pc en NGC 7469 y ~ 230 pc en NGC 7319). Esto nos permitió excluir espacialmente la fuerte contaminación del anillo circumnuclear de formación estelar para la galaxia Sy 1.5. La posterior descomposición del continuo aisló con éxito la emisión térmica del polvo calentado exclusivamente por el AGN, entregándonos una SED óptima para el modelamiento geométrico.

2. El análisis revela una clara preferencia estadística por una familia de modelos distinta según la galaxia analizada. Para NGC 7469, la evidencia bayesiana selecciona de manera contundente el modelo de disco+viento de [Hönig & Kishimoto \(2017\)](#) ($\Delta \log Z = 8,7$). Por el contrario, NGC 7319 se decanta por el modelo clumpy de [Nenkova et al. \(2008a\)](#) ($\Delta \log Z = 36,0$). Ambas preferencias superan ampliamente el umbral de evidencia fuerte y están respaldadas, de forma totalmente independiente, por el estadístico χ^2 .
3. El hecho de que ambas galaxias apunten hacia modelos geométricos opuestos es nuestro mejor argumento de robustez. Si existiera un sesgo sistemático en nuestra forma de extraer o procesar los datos, este habría empujado a ambos objetos hacia la misma familia de modelos.
4. Los ajustes revelan inclinaciones radicalmente diferentes: $i = 7,9^{+5,66}_{-4,26}$ deg para NGC 7469 (una vista casi de frente) e $i = 54,9^{+2,4}_{-2,6}$ deg para NGC 7319 (una línea de visión que atraviesa el material oscurecedor). En el caso de NGC 7469, esta configuración frontal se recupera consistentemente sin importar qué parametrización geométrica asumamos. De este modo, la orientación deducida encaja a la perfección con la clasificación óptica de cada AGN, a pesar de que esta información jamás se introdujo en el procedimiento de ajuste.
5. Las geometrías que inferimos a partir del infrarrojo predicen con éxito el estado de oscurecimiento medido en rayos X. En NGC 7469, la línea de visión entra libremente por el cono polar, lo que anticipa un núcleo destapado ($\log N_H = 20,53$); en NGC 7319, la visión intercepta contra la pared de nubes, consistente con un fuerte oscurecimiento ($\log N_H = 23,82$). Esta extraordinaria sintonía funciona como una rigurosa validación externa de nuestra geometría.
6. Dado que tuvimos la precaución de seleccionar dos galaxias con luminosidades intrínsecas en rayos X duros casi idénticas ($\log L_{14-195 \text{ keV}} = 43,59$ y $43,76$), las profundas diferencias estructurales que observamos no pueden atribuirse a la luminosidad. Deben atribuirse estrictamente a la orientación, reforzando la validez del esquema de unificación clásico.
7. Extrapolando nuestros ajustes a $860 \mu\text{m}$, los modelos predicen aportar entre un 3 % y un 10 % de la emisión térmica total medida por ALMA. Al quedar tan por debajo, son perfectamente consistentes con la observación (la cual excluimos del ajuste). Esto demuestra que la inmensa mayoría del polvo que brilla en el submilimétrico no pertenece al toro del AGN, sino al disco circumnuclear (una estructura físicamente distinta), respaldando empíricamente la naturaleza multifásica del entorno nuclear.
8. En consecuencia, una única observación fotométrica en el submilimétrico no basta para discriminar entre modelos de toro. Aunque las predicciones de ambas geometrías difieran por un factor de ~ 3 , su contribución es tan pequeña que queda completamente dominada por la emisión del disco circumnuclear. Por este motivo, la selección del modelo óptimo está determinada fundamentalmente por la información contenida en el continuo infrarrojo entre $1,6$ y $26,5 \mu\text{m}$.
9. Finalmente, la acumulación de varios parámetros contra los topes de las grillas teóricas nos deja una advertencia clara: las configuraciones óptimas que exigen los datos suelen caer en las fronteras del espacio paramétrico explorado. Esto confirma empíricamente que las bibliotecas teóricas actuales, por sofisticadas que sean, aún no logran capturar toda la inmensa diversidad estructural que el universo nos presenta.

A modo de síntesis, los resultados de este trabajo demuestran que la espectroscopía infrarroja de alta resolución angular es una herramienta extraordinariamente capaz de discriminar geometrías de polvo en objetos individuales. Más aún, prueba que esta discriminación estructural es físicamente coherente tanto con la clasificación óptica de las fuentes como con su opacidad en rayos X. El siguiente y lógico desafío será extender esta metodología a una muestra estadísticamente representativa, para confirmar si esta íntima correspondencia entre tipo espectral y geometría es verdaderamente la regla general que rige a los núcleos galácticos activos.

5.9. Trabajo a futuro

Los resultados y las limitaciones expuestas en este trabajo abren de forma natural varias vías de desarrollo para futuras investigaciones. Estas perspectivas apuntan tanto a afinar la precisión metodológica de los análisis como a generalizar las conclusiones obtenidas.

El paso más inmediato para dar continuidad a esta investigación es ampliar la muestra de estudio. Para confirmar si la correspondencia que observamos entre el tipo óptico y la geometría del polvo es una regla general en los AGN, necesitamos aplicar este análisis a un conjunto estadísticamente significativo de objetos. No obstante, la clave del éxito residirá en mantener el rigor de nuestro diseño actual: la muestra debe construirse a partir de pares de galaxias Sy 1/Sy 2, estrictamente emparejadas por su luminosidad intrínseca en rayos X duros. Solo conservando este control de variables podremos seguir aislando el efecto de la orientación, evitando así las degeneraciones que suelen afectar a los estudios de muestras masivas.

Desde el punto de vista observacional, resulta indispensable extender la cobertura de los datos hacia el FIR. Puesto que nuestros espectros de *JWST* terminan cerca de los $27\ \mu\text{m}$, la caída de la emisión térmica del polvo queda fuera de nuestro rango de visión. Incorporar fotometría FIR permitiría anclar los modelos en esa región, restringiendo con precisión la posición del pico de emisión y permitiéndonos calcular de forma robusta la luminosidad bolométrica real del toro (L_{bol}), y por consiguiente estimar más cantidades físicas.

En relación con el estudio multifásico de la región nuclear, un refinamiento necesario es la igualación de las escalas espaciales. Para que la comparación entre los datos del *JWST* y los de ALMA sea completamente justa, la extracción del espectro en el infrarrojo medio debería realizarse ajustando la apertura geométrica para que coincida exactamente con el haz sintetizado (*beam*) de la observación interferométrica. Esto eliminaría la asimetría espacial actual y permitiría un contraste directo y cuantitativo entre el polvo caliente trazado por el *JWST* y el polvo frío del disco circumnuclear.

En el plano netamente metodológico, la etapa de descomposición del continuo tiene un gran margen de mejora estadística. Implementar técnicas de remuestreo computacional (como *bootstrap*) o ajustes MCMC para explorar el espacio de parámetros en herramientas como *SPIRIT*, le otorgaría una solidez mucho mayor al proceso. Esto proporcionaría una caracterización probabilística rigurosa de las incertidumbres asociadas a la SED aislada, permitiendo propagar estos errores de forma natural y completa hacia el ajuste final de los modelos de toro.

Finalmente, y en una perspectiva más amplia, el desafío definitivo para esta línea de investigación trasciende la mera ampliación estadística de la muestra. El verdadero salto cualitativo consistirá en combinar el modelado espectral del infrarrojo con información espacialmente resuelta y datos cinemáticos. Esta aproximación morfológica y cinemática simultánea es fundamental para

romper las degeneraciones geométricas y paramétricas inherentes a los modelos teóricos actuales. Solo a través de esta integración multidimensional será posible desentrañar con precisión la verdadera distribución tridimensional y la dinámica del polvo circumnuclear en las Galaxias de Núcleos Activos.

Bibliografía

- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2012, , 747, 104, doi: [10.1088/0004-637X/747/2/104](https://doi.org/10.1088/0004-637X/747/2/104)
- Alexandroff, R., Strauss, M. A., Greene, J. E., et al. 2013, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 435, 3306, doi: [10.1093/mnras/stt1500](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1500)
- Alonso-Herrero, A., Ramos Almeida, C., Mason, R., et al. 2011, , 736, 82, doi: [10.1088/0004-637X/736/2/82](https://doi.org/10.1088/0004-637X/736/2/82)
- Alonso-Herrero, A., Pereira-Santaella, M., García-Burillo, S., et al. 2018, , 859, 144, doi: [10.3847/1538-4357/aabe30](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aabe30)
- Antonucci, R. 1993, , 31, 473, doi: [10.1146/annurev.aa.31.090193.002353](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.31.090193.002353)
- Antonucci, R. R. J., & Miller, J. S. 1985, , 297, 621, doi: [10.1086/163559](https://doi.org/10.1086/163559)
- Aoki, K., Kosugi, G., Wilson, A. S., & Yoshida, M. 1999, , 521, 565, doi: [10.1086/307559](https://doi.org/10.1086/307559)
- Armus, L., Charmandaris, V., Bernard-Salas, J., et al. 2007, , 656, 148, doi: [10.1086/510107](https://doi.org/10.1086/510107)
- Asensio Ramos, A., & Ramos Almeida, C. 2009, The Astrophysical Journal, 696, 2075, doi: [10.1088/0004-637X/696/2/2075](https://doi.org/10.1088/0004-637X/696/2/2075)
- Assef, R. J., Kochanek, C. S., Ashby, M. L. N., et al. 2011, , 728, 56, doi: [10.1088/0004-637X/728/1/56](https://doi.org/10.1088/0004-637X/728/1/56)
- Baldi, R. D., & Capetti, A. 2010, , 519, A48, doi: [10.1051/0004-6361/201014446](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014446)
- Baldi, R. D., Capetti, A., & Giovannini, G. 2015, , 576, A38, doi: [10.1051/0004-6361/201425426](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425426)
- Baldwin, J. A. 1977, , 214, 679, doi: [10.1086/155294](https://doi.org/10.1086/155294)
- Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981a, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 93, 5, doi: [10.1086/130766](https://doi.org/10.1086/130766)
- . 1981b, , 93, 5, doi: [10.1086/130766](https://doi.org/10.1086/130766)
- Barvainis, R. 1987, , 320, 537, doi: [10.1086/165571](https://doi.org/10.1086/165571)
- Beckert, T., & Duschl, W. J. 2004, , 426, 445, doi: [10.1051/0004-6361:20040336](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20040336)

- Bentz, M. C., & Katz, S. 2015, , 127, 67, doi: [10.1086/679601](https://doi.org/10.1086/679601)
- Bentz, M. C., Denney, K. D., Grier, C. J., et al. 2013, , 767, 149, doi: [10.1088/0004-637X/767/2/149](https://doi.org/10.1088/0004-637X/767/2/149)
- Blandford, R. D., Netzer, H., Woltjer, L., Courvoisier, T. J.-L., & Mayor, M., eds. 1990, Active Galactic Nuclei
- Böker, T., Arribas, S., Lützgendorf, N., et al. 2022, , 661, A82, doi: [10.1051/0004-6361/202142589](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202142589)
- Brandt, W. N., & Alexander, D. M. 2015, The Astronomy and Astrophysics Review, 23, doi: [10.1007/s00159-014-0081-z](https://doi.org/10.1007/s00159-014-0081-z)
- Buchanan, C. L., Gallimore, J. F., O’Dea, C. P., et al. 2006, , 132, 401, doi: [10.1086/505022](https://doi.org/10.1086/505022)
- Buttiglione, S., Capetti, A., Celotti, A., et al. 2010, , 509, A6, doi: [10.1051/0004-6361/200913290](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913290)
- Chiu, H.-Y. 1964, Physics Today, 17, 21, doi: [10.1063/1.3051610](https://doi.org/10.1063/1.3051610)
- Collin, S., & Zahn, J.-P. 1999, , 344, 433
- Condon, J. J., Huang, Z.-P., Yin, Q. F., & Thuan, T. X. 1991, , 378, 65, doi: [10.1086/170407](https://doi.org/10.1086/170407)
- Davies, R. I., Müller Sánchez, F., Genzel, R., et al. 2007, , 671, 1388, doi: [10.1086/523032](https://doi.org/10.1086/523032)
- Davies, R. I., Tacconi, L. J., & Genzel, R. 2004, The Astrophysical Journal, 602, 148, doi: [10.1086/380995](https://doi.org/10.1086/380995)
- Deo, R. P., Richards, G. T., Crenshaw, D. M., & Kraemer, S. B. 2009, , 705, 14, doi: [10.1088/0004-637X/705/1/14](https://doi.org/10.1088/0004-637X/705/1/14)
- Diamond-Stanic, A. M., & Rieke, G. H. 2010, , 724, 140, doi: [10.1088/0004-637X/724/1/140](https://doi.org/10.1088/0004-637X/724/1/140)
- Díaz-Santos, T., Alonso-Herrero, A., Colina, L., Ryder, S. D., & Knapen, J. H. 2007, , 661, 149, doi: [10.1086/513089](https://doi.org/10.1086/513089)
- Díaz-Santos, T., Lai, T. S. Y., Finnerty, L., et al. 2025, CAFE: Continuum And Feature Extraction tool, Astrophysics Source Code Library, record ascl:2501.001
- Done, C. 2010, Observational characteristics of accretion onto black holes. <https://arxiv.org/abs/1008.2287>
- Donley, J. L., Koekemoer, A. M., Brusa, M., et al. 2012, , 748, 142, doi: [10.1088/0004-637X/748/2/142](https://doi.org/10.1088/0004-637X/748/2/142)
- Donnan, F. R., García-Bernete, I., Rigopoulou, D., et al. 2024, , 529, 1386, doi: [10.1093/mnras/stae612](https://doi.org/10.1093/mnras/stae612)
- Dullemond, C. P., & van Bemmelen, I. M. 2005, , 436, 47, doi: [10.1051/0004-6361:20041763](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041763)
- Efstathiou, A., & Rowan-Robinson, M. 1995, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 273, 649, doi: [10.1093/mnras/273.3.649](https://doi.org/10.1093/mnras/273.3.649)

- Elitzur, M. 2012, , 747, L33, doi: [10.1088/2041-8205/747/2/L33](https://doi.org/10.1088/2041-8205/747/2/L33)
- Elitzur, M., & Shlosman, I. 2006, , 648, L101, doi: [10.1086/508158](https://doi.org/10.1086/508158)
- Emmering, R. T., Blandford, R. D., & Shlosman, I. 1992, , 385, 460, doi: [10.1086/170955](https://doi.org/10.1086/170955)
- Fanaroff, B. L., & Riley, J. M. 1974, , 167, 31P, doi: [10.1093/mnras/167.1.31P](https://doi.org/10.1093/mnras/167.1.31P)
- Feltre, A., Charlot, S., & Gutkin, J. 2016, , 456, 3354, doi: [10.1093/mnras/stv2794](https://doi.org/10.1093/mnras/stv2794)
- Fritz, J., Franceschini, A., & Hatziminaoglou, E. 2006, , 366, 767, doi: [10.1111/j.1365-2966.2006.09866.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.09866.x)
- Gallimore, J. F., Elitzur, M., Maiolino, R., et al. 2016, , 829, L7, doi: [10.3847/2041-8205/829/1/L7](https://doi.org/10.3847/2041-8205/829/1/L7)
- García-Bernete, I., González-Martín, O., Ramos Almeida, C., et al. 2022, , 667, A140, doi: [10.1051/0004-6361/202244230](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202244230)
- García-Bernete, I., Donnan, F. R., Rigopoulou, D., et al. 2025, , 696, A135, doi: [10.1051/0004-6361/202452455](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202452455)
- García-Burillo, S., Alonso-Herrero, A., Ramos Almeida, C., et al. 2021, , 652, A98, doi: [10.1051/0004-6361/202141075](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141075)
- García-Bernete, I., Rigopoulou, D., Alonso-Herrero, A., et al. 2022a, AA, 666, L5, doi: [10.1051/0004-6361/202244806](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202244806)
- García-Bernete, I., González-Martín, O., Ramos Almeida, C., et al. 2022b, AA, 667, A140, doi: [10.1051/0004-6361/202244230](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202244230)
- Gasman, D., Argyriou, I., Sloan, G. C., et al. 2023, , 673, A102, doi: [10.1051/0004-6361/202245633](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245633)
- Gilfanov, M., & Merloni, A. 2014, , 183, 121, doi: [10.1007/s11214-014-0071-5](https://doi.org/10.1007/s11214-014-0071-5)
- Glass, I. S. 1997, , 292, L50, doi: [10.1093/mnras/292.1.L50](https://doi.org/10.1093/mnras/292.1.L50)
- González-Martín, O., Masegosa, J., García-Bernete, I., et al. 2019, The Astrophysical Journal, 884, 11, doi: [10.3847/1538-4357/ab3e4f](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab3e4f)
- Granato, G. L., Danese, L., & Franceschini, A. 1997, The Astrophysical Journal, 486, 147, doi: [10.1086/304502](https://doi.org/10.1086/304502)
- Hao, L., Weedman, D. W., Spoon, H. W. W., et al. 2007, The Astrophysical Journal, 655, 77, doi: [10.1086/509761](https://doi.org/10.1086/509761)
- Hardcastle, M., & Croston, J. 2020, New Astronomy Reviews, 88, 101539, doi: [10.1016/j.newar.2020.101539](https://doi.org/10.1016/j.newar.2020.101539)
- Harrison, C. 2014, PhD thesis, Durham University, UK

- Hatziminaoglou, E., Omont, A., Stevens, J. A., et al. 2010, , 518, L33, doi: [10.1051/0004-6361/201014679](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014679)
- Heckman, T. M., & Best, P. N. 2014, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 52, 589–660, doi: [10.1146/annurev-astro-081913-035722](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081913-035722)
- Heckman, T. M., & Best, P. N. 2014, , 52, 589, doi: [10.1146/annurev-astro-081913-035722](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081913-035722)
- Hernán-Caballero, A., & Hatziminaoglou, E. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 414, 500, doi: [10.1111/j.1365-2966.2011.18413.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18413.x)
- Hernández-García, L., González-Martín, O., Márquez, I., & Masegosa, J. 2013, *AA*, 556, A47, doi: [10.1051/0004-6361/201321563](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321563)
- Hickox, R. C., & Alexander, D. M. 2018, , 56, 625, doi: [10.1146/annurev-astro-081817-051803](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081817-051803)
- Ho, L. C. 2008, , 46, 475, doi: [10.1146/annurev.astro.45.051806.110546](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.45.051806.110546)
- Ho, L. C., Filippenko, A. V., & Sargent, W. L. W. 1997, *The Astrophysical Journal*, 487, 568, doi: [10.1086/304638](https://doi.org/10.1086/304638)
- Hönig, S. F., & Kishimoto, M. 2017, , 838, L20, doi: [10.3847/2041-8213/aa6838](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa6838)
- Hönig, S. F., Kishimoto, M., Gandhi, P., et al. 2010, , 515, A23, doi: [10.1051/0004-6361/200913742](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913742)
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., & Kereš, D. 2008, , 175, 356, doi: [10.1086/524362](https://doi.org/10.1086/524362)
- Hubeny, I., Blaes, O., Krolik, J. H., & Agol, E. 2001, *The Astrophysical Journal*, 559, 680, doi: [10.1086/322344](https://doi.org/10.1086/322344)
- Hönig, S. F., & Beckert, T. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 380, 1172, doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.12157.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12157.x)
- Ichikawa, K., Ricci, C., Ueda, Y., et al. 2019, , 870, 31, doi: [10.3847/1538-4357/aaef8f](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaef8f)
- Izumi, T., Kohno, K., Aalto, S., et al. 2015, , 811, 39, doi: [10.1088/0004-637X/811/1/39](https://doi.org/10.1088/0004-637X/811/1/39)
- Kakkad, D., Mainieri, V., Brusa, M., et al. 2017, , 468, 4205, doi: [10.1093/mnras/stx726](https://doi.org/10.1093/mnras/stx726)
- Kaspi, S., Smith, P. S., Netzer, H., et al. 2000, , 533, 631, doi: [10.1086/308704](https://doi.org/10.1086/308704)
- Kauffmann, G., Heckman, T. M., Tremonti, C., et al. 2003, , 346, 1055, doi: [10.1111/j.1365-2966.2003.07154.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2003.07154.x)
- Kewley, L. J., Groves, B., Kauffmann, G., & Heckman, T. 2006, , 372, 961, doi: [10.1111/j.1365-2966.2006.10859.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10859.x)
- Khachikian, E. Y., & Weedman, D. W. 1974, *The Astrophysical Journal*, 192, 581, doi: [10.1086/153093](https://doi.org/10.1086/153093)

- Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, , 51, 511, doi: [10.1146/annurev-astro-082708-101811](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082708-101811)
- Koss, M. J., Ricci, C., Trakhtenbrot, B., et al. 2022, , 261, 2, doi: [10.3847/1538-4365/ac6c05](https://doi.org/10.3847/1538-4365/ac6c05)
- Krolik, J. H. 1999, Active Galactic Nuclei. From the Central Black Hole to the Galactic Environment
- Krolik, J. H. 2007, The Astrophysical Journal, 661, 52, doi: [10.1086/515432](https://doi.org/10.1086/515432)
- Krolik, J. H., & Begelman, M. C. 1988, , 329, 702, doi: [10.1086/166414](https://doi.org/10.1086/166414)
- Laor, A., & Netzer, H. 1989, , 238, 897, doi: [10.1093/mnras/238.3.897](https://doi.org/10.1093/mnras/238.3.897)
- Law, D. R., E. Morrison, J., Argyriou, I., et al. 2023, , 166, 45, doi: [10.3847/1538-3881/acdddc](https://doi.org/10.3847/1538-3881/acdddc)
- Ledlow, M. J., & Owen, F. N. 1996, , 112, 9, doi: [10.1086/117985](https://doi.org/10.1086/117985)
- Lira, P., Videla, L., Wu, Y., et al. 2013, The Astrophysical Journal, 764, 159, doi: [10.1088/0004-637X/764/2/159](https://doi.org/10.1088/0004-637X/764/2/159)
- Lusso, E., Hennawi, J. F., Comastri, A., et al. 2013, The Astrophysical Journal, 777, 86, doi: [10.1088/0004-637X/777/2/86](https://doi.org/10.1088/0004-637X/777/2/86)
- Magnelli, B., Saintonge, A., Lutz, D., et al. 2012, , 548, A22, doi: [10.1051/0004-6361/201220074](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220074)
- Maiolino, R., Shemmer, O., Imanishi, M., et al. 2007, , 468, 979, doi: [10.1051/0004-6361:20077252](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077252)
- Maoz, D. 2007, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 377, 1696, doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.11735.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11735.x)
- Mor, R., & Netzer, H. 2012, , 420, 526, doi: [10.1111/j.1365-2966.2011.20060.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.20060.x)
- Mor, R., Netzer, H., & Elitzur, M. 2009, , 705, 298, doi: [10.1088/0004-637X/705/1/298](https://doi.org/10.1088/0004-637X/705/1/298)
- Mor, R., & Trakhtenbrot, B. 2011, The Astrophysical Journal, 737, L36, doi: [10.1088/2041-8205/737/2/L36](https://doi.org/10.1088/2041-8205/737/2/L36)
- Mushotzky, R. F., Done, C., & Pounds, K. A. 1993, , 31, 717, doi: [10.1146/annurev.aa.31.090193.00344110.1146/annurev.astro.31.1.717](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.31.090193.00344110.1146/annurev.astro.31.1.717)
- Narayan, R. 2005, Astrophysics and Space Science, 300, 177–188, doi: [10.1007/s10509-005-1178-7](https://doi.org/10.1007/s10509-005-1178-7)
- Nardini, E., Risaliti, G., Salvati, M., et al. 2008, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 385, L130, doi: [10.1111/j.1745-3933.2008.00450.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2008.00450.x)
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2008a, , 685, 147, doi: [10.1086/590482](https://doi.org/10.1086/590482)
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Nikutta, R., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2008b, , 685, 160, doi: [10.1086/590483](https://doi.org/10.1086/590483)

- Netzer, H. 2013, *The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei* (Cambridge: Cambridge University Press)
- Netzer, H. 2015, , 53, 365, doi: [10.1146/annurev-astro-082214-122302](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082214-122302)
- Netzer, H., & Laor, A. 1993, , 404, L51, doi: [10.1086/186741](https://doi.org/10.1086/186741)
- Netzer, H., & Trakhtenbrot, B. 2014, , 438, 672, doi: [10.1093/mnras/stt2238](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2238)
- Osterbrock, D. E. 1981, *The Astrophysical Journal*, 249, 462, doi: [10.1086/159306](https://doi.org/10.1086/159306)
- Osterbrock, D. E., & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*
- Padovani, P. 2016, in *Active Galactic Nuclei 12: A Multi-Messenger Perspective (AGN12)*, 14, doi: [10.5281/zenodo.163592](https://doi.org/10.5281/zenodo.163592)
- Padovani, P., Alexander, D. M., Assef, R. J., et al. 2017, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 25, doi: [10.1007/s00159-017-0102-9](https://doi.org/10.1007/s00159-017-0102-9)
- Peterson, B. M. 1997, *An Introduction to Active Galactic Nuclei*
- Pier, E. A., & Krolik, J. H. 1992, , 401, 99, doi: [10.1086/172042](https://doi.org/10.1086/172042)
- Pontoppidan, K. M., Barrientes, J., Blome, C., et al. 2022, , 936, L14, doi: [10.3847/2041-8213/ac8a4e](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac8a4e)
- Reyes, R., Zakamska, N. L., Strauss, M. A., et al. 2008, *The Astronomical Journal*, 136, 2373, doi: [10.1088/0004-6256/136/6/2373](https://doi.org/10.1088/0004-6256/136/6/2373)
- Ricci, C., Trakhtenbrot, B., Koss, M. J., et al. 2017, , 233, 17, doi: [10.3847/1538-4365/aa96ad](https://doi.org/10.3847/1538-4365/aa96ad)
- Richards, G. T., Fan, X., Newberg, H. J., et al. 2002, *The Astronomical Journal*, 123, 2945, doi: [10.1086/340187](https://doi.org/10.1086/340187)
- Robson, I. 1996, *Active galactic nuclei*
- Rosario, D. J., Santini, P., Lutz, D., et al. 2012, , 545, A45, doi: [10.1051/0004-6361/201219258](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219258)
- Rosario, D. J., Trakhtenbrot, B., Lutz, D., et al. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 560, A72, doi: [10.1051/0004-6361/201322196](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322196)
- Roseboom, I. G., Lawrence, A., Elvis, M., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 429, 1494, doi: [10.1093/mnras/sts441](https://doi.org/10.1093/mnras/sts441)
- Schartmann, M., Meisenheimer, K., Camenzind, M., Wolf, S., & Henning, T. 2005, , 437, 861, doi: [10.1051/0004-6361:20042363](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042363)
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Schmidt, M., & Green, R. F. 1983, , 269, 352, doi: [10.1086/161048](https://doi.org/10.1086/161048)

- Schneider, P. 2015, *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*, 2nd edn. (Berlin, Heidelberg: Springer)
- Schweitzer, M., Groves, B., Netzer, H., et al. 2008, , 679, 101, doi: [10.1086/587097](https://doi.org/10.1086/587097)
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, , 24, 337
- Skilling, J. 2004, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 735, *Bayesian Inference and Maximum Entropy Methods in Science and Engineering: 24th International Workshop on Bayesian Inference and Maximum Entropy Methods in Science and Engineering*, ed. R. Fischer, R. Preuss, & U. V. Toussaint (AIP), 395–405, doi: [10.1063/1.1835238](https://doi.org/10.1063/1.1835238)
- Spoon, H. W. W., Marshall, J. A., Houck, J. R., et al. 2006, *The Astrophysical Journal*, 654, L49, doi: [10.1086/511268](https://doi.org/10.1086/511268)
- Stalevski, M., Fritz, J., Baes, M., Nakos, T., & Popović, L. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 420, 2756, doi: [10.1111/j.1365-2966.2011.19775.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19775.x)
- Stern, D., Eisenhardt, P., Gorjian, V., et al. 2004, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 205, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 27.04
- Sulentic, J. W., Rosado, M., Dultzin-Hacyan, D., et al. 2001, *The Astronomical Journal*, 122, 2993–3016, doi: [10.1086/324455](https://doi.org/10.1086/324455)
- Sun, W.-H., & Malkan, M. A. 1989, , 346, 68, doi: [10.1086/167986](https://doi.org/10.1086/167986)
- Tran, H. D. 2003, , 583, 632, doi: [10.1086/345473](https://doi.org/10.1086/345473)
- Treister, E., Krolik, J. H., & Dullemond, C. 2008, *The Astrophysical Journal*, 679, 140, doi: [10.1086/586698](https://doi.org/10.1086/586698)
- Trotta, R. 2008, *Contemporary Physics*, 49, 71–104, doi: [10.1080/00107510802066753](https://doi.org/10.1080/00107510802066753)
- Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, , 107, 803, doi: [10.1086/133630](https://doi.org/10.1086/133630)
- Vanden Berk, D. E., Shen, Y., Yip, C.-W., et al. 2006, *The Astronomical Journal*, 131, 84, doi: [10.1086/498715](https://doi.org/10.1086/498715)
- Veilleux, S., & Osterbrock, D. E. 1987, , 63, 295, doi: [10.1086/191166](https://doi.org/10.1086/191166)
- Vollmer, B., Beckert, T., & Davies, R. I. 2008, , 491, 441, doi: [10.1051/0004-6361:200810446](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200810446)
- Wada, K. 2012, , 758, 66, doi: [10.1088/0004-637X/758/1/66](https://doi.org/10.1088/0004-637X/758/1/66)
- Wada, K., Papadopoulos, P. P., & Spaans, M. 2009, *The Astrophysical Journal*, 702, 63–74, doi: [10.1088/0004-637x/702/1/63](https://doi.org/10.1088/0004-637x/702/1/63)
- Xie, Y., Li, A., & Hao, L. 2017, , 228, 6, doi: [10.3847/1538-4365/228/1/6](https://doi.org/10.3847/1538-4365/228/1/6)
- Yuan, F., & Narayan, R. 2014, , 52, 529, doi: [10.1146/annurev-astro-082812-141003](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082812-141003)
- Yuan, S., Strauss, M. A., & Zakamska, N. L. 2016, , 462, 1603, doi: [10.1093/mnras/stw1747](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1747)
- Zakamska, N. L., Strauss, M. A., Krolik, J. H., et al. 2003, , 126, 2125, doi: [10.1086/378610](https://doi.org/10.1086/378610)

Apéndice

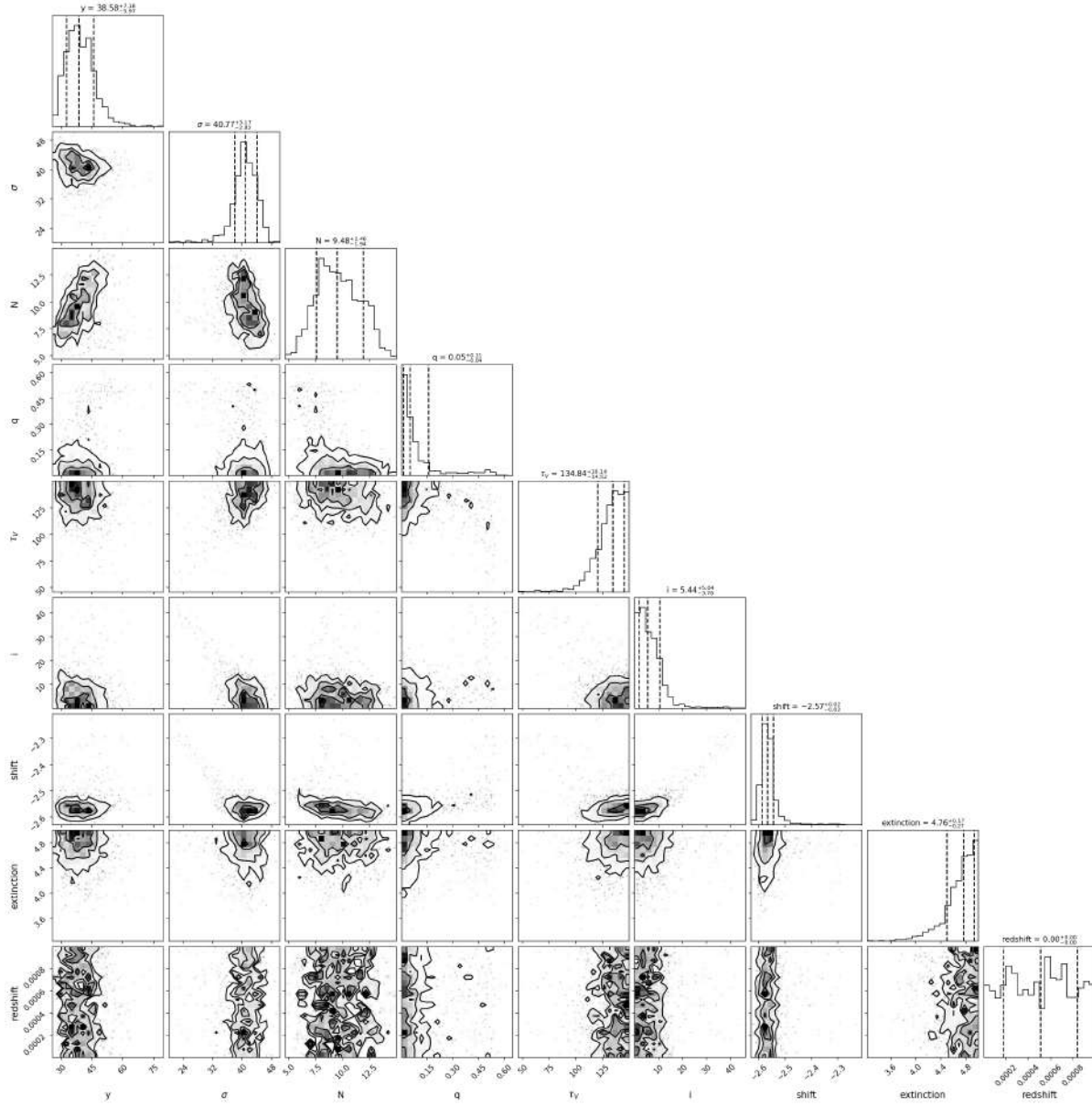


Figura 5.1: Distribuciones posteriores marginales y conjuntas de los parámetros del modelo de [Nenkova et al. \(2008a\)](#) para NGC 7469. Las líneas discontinuas indican los percentiles 16, 50 y 84. El redshift se mantuvo fijo en $z = 0$.

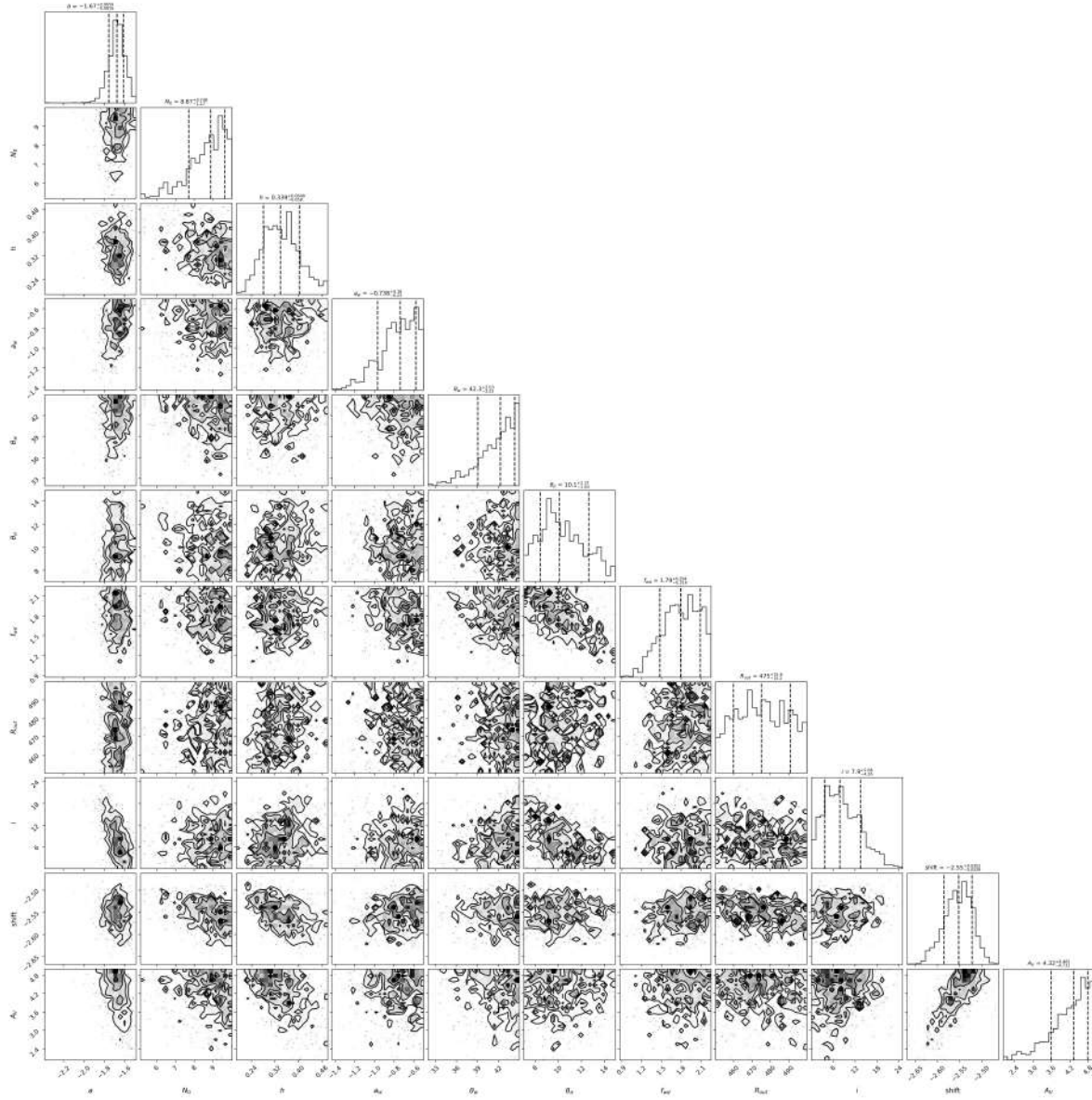


Figura 5.2: Igual que la Figura 5.1 para el modelo CAT3D-WIND de [Hönig & Kishimoto \(2017\)](#).

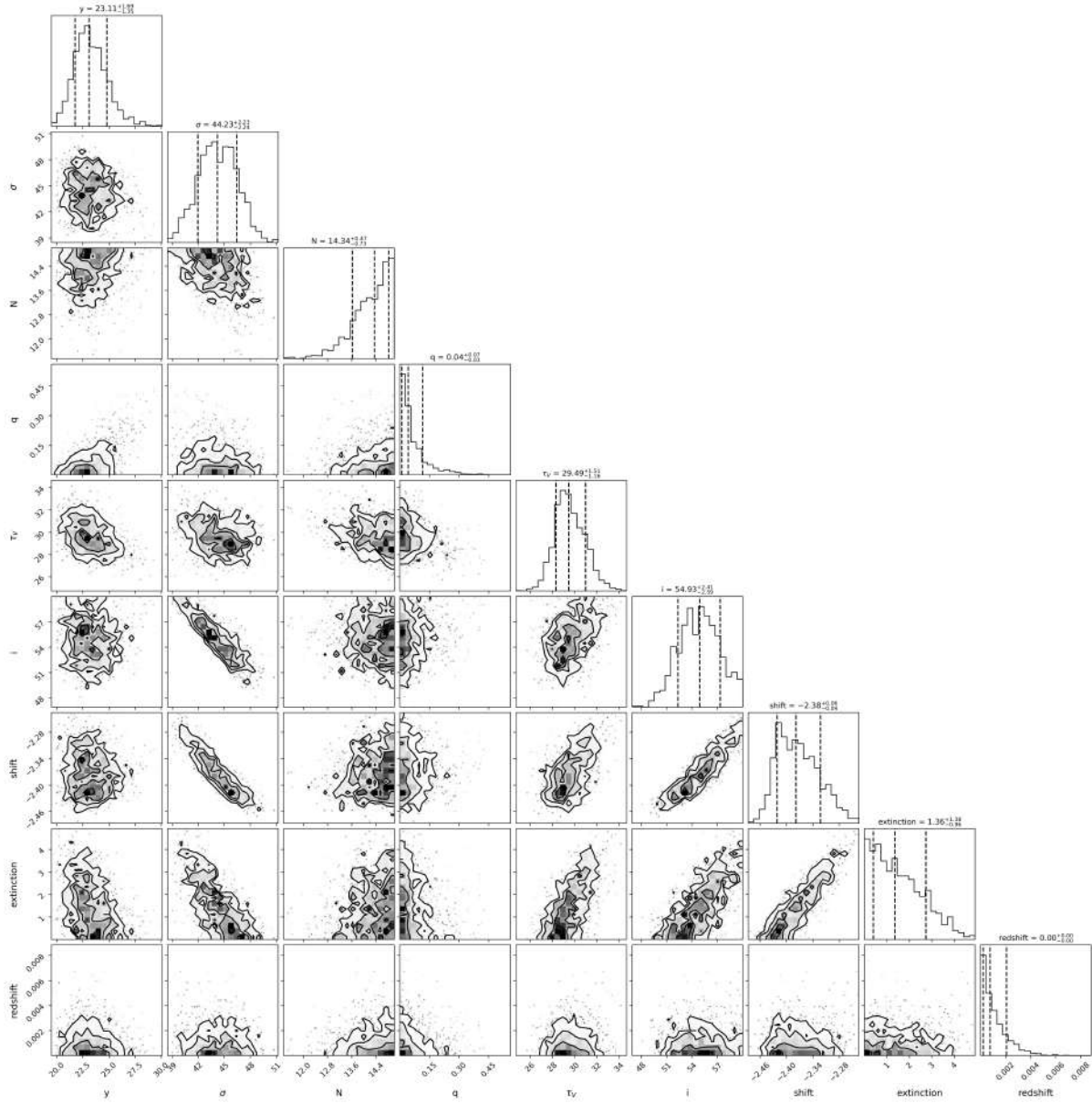


Figura 5.3: Igual que la Figura 5.1 para NGC 7319.

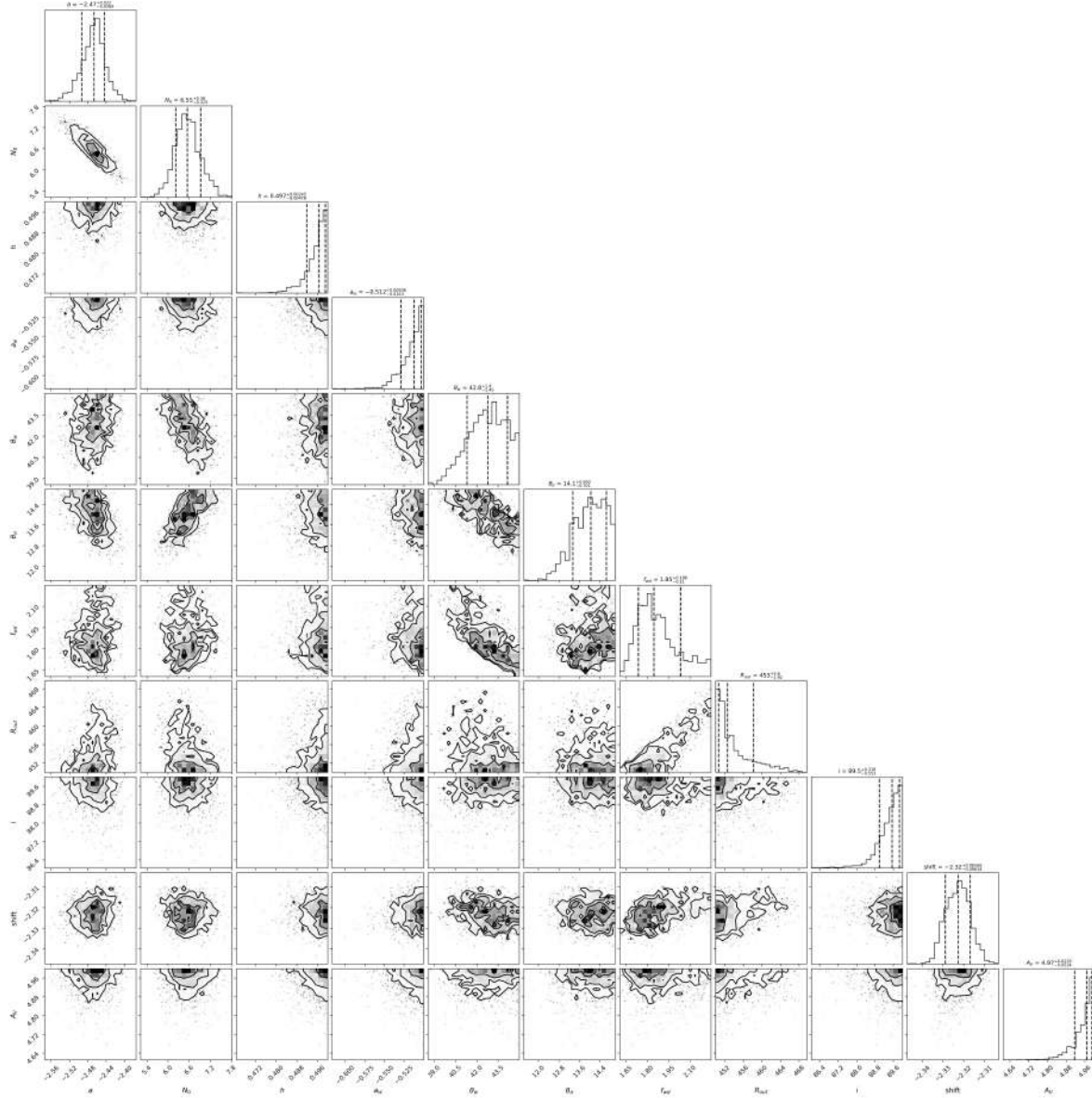


Figura 5.4: Igual que la Figura 5.3 para el modelo CAT3D-WIND. Nótese que la mayoría de los parámetros se acumulan contra los límites de la malla.