



Facultad de Ciencias  
**Astronómicas  
y Geofísicas**  
UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

# RADIACIÓN DE AGUJEROS NEGROS ACRETANTES: PROBLEMAS MICRO- Y MACROFÍSICOS

Eduardo Mario Gutiérrez

Director: Gustavo E. Romero  
Codirector: Florencia L. Vieyro

Tesis presentada para optar por el grado de  
Doctor en Astronomía

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas  
Universidad Nacional de La Plata

LA PLATA, ARGENTINA  
ENERO 2023



*A mis padres y a mi abuela Chacha.*



---

---

# Resumen

Los agujeros negros acretantes son los componentes centrales de una amplia variedad de sistemas astrofísicos como binarias de rayos X, núcleos galácticos activos y erupciones de rayos  $\gamma$ , entre otros. El estudio de estos sistemas conlleva el análisis teórico y observacional de su emisión electromagnética, así como también de la emisión de otras partículas mensajeras como rayos cósmicos, neutrinos, u ondas gravitacionales. Esta tesis se centra en el estudio teórico de algunos de los problemas abiertos asociados a la radiación de agujeros negros acretantes. Estos problemas pueden dividirse en dos tipos: problemas *microfísicos* y problemas *macrofísicos*.

Uno de los problemas abiertos de característica microfísica más importantes es el de la ocurrencia o no de procesos *no térmicos* en el flujo de acreción que alimenta al agujero negro. En particular, en los llamados flujos de acreción calientes, tanto leptones como hadrones pueden ser acelerados por diversos mecanismos y formar una distribución de tipo ley de potencia. La presencia de este tipo de poblaciones da lugar a una fenomenología muy distinta a la esperable por un flujo de acreción puramente térmico. Para estudiar la relevancia de los procesos no térmicos, desarrollamos un modelo autoconsistente que trata los aspectos hidrodinámicos del flujo, la radiación térmica, la evolución de partículas aceleradas a distribuciones no térmicas y de las partículas secundarias creadas, sus interacciones de altas energías y la radiación asociada. Aplicamos el modelo a núcleos galácticos activos de distintas luminosidades con el fin de realizar predicciones sobre los efectos de las partículas no térmicas en cada uno de estos escenarios. Luego, extendemos el modelo para incluir el tratamiento de procesos no térmicos transitorios, y así explicamos la ocurrencia de fulguraciones extremas como las que se observan en el agujero negro acretante en el centro de nuestra galaxia, Sagittarius A\*. Por otro lado, investigamos el problema de cómo los *jets* relativistas lanzados por agujeros negros adquieren materia en las regiones cercanas a su base. En particular, cuantificamos el efecto que tiene la radiación del flujo de acreción sobre el *jet* a través del siguiente mecanismo: las partículas neutras (fotones y neutrones) producidas en el flujo pueden escapar del mismo e inyectar protones y electrones en el *jet*. Por último, investigamos el efecto que tiene la radiación de los flujos de acreción calientes en la producción de rayos cósmicos en la cercanía de agujeros negros acretantes de baja luminosidad.

Un problema macrofísico de suma importancia es el entendimiento de las propiedades de la emisión de sistemas binarios de agujeros negros supermasivos acretantes. Estos sistemas son potenciales fuentes multimensajero de ondas gravitacionales y ondas electromagnéticas, y posiblemente también de otras partículas. Los flujos de acreción en sistemas binarios de agujeros negros presentan diferencias fundamentales con aquellos que se dan en agujeros negros simples; comprender con precisión estas diferencias es fundamental para lograr identificarlos observacionalmente y así poder predecir con antelación futuras

---

fusiones de agujeros negros supermasivos. Con este objetivo, realizamos simulaciones de trazado de rayos (“*ray-tracing*”) sobre datos de simulaciones magnetohidrodinámicas en Relatividad General de sistemas binarios de agujeros negros en la fase previa a la fusión. Calculamos espectros y curvas de luz para casos con agujeros negros rotantes y no rotantes y analizamos sus diferencias. Mostramos además que los procesos cuasi-periódicos que ocurren en el sistema de acreción trasladan su periodicidad al espectro a distintas frecuencias. Asimismo, los efectos relativistas asociados al rápido movimiento de los agujeros negros orbitantes y a la estructura espaciotemporal dinámica infringen variabilidades adicionales, e incluso dan lugar a fuertes fulguraciones periódicas. En la misma línea de trabajo, investigamos las posibles interacciones entre los *jets* lanzados por ambos agujeros negros. Proponemos que tales interacciones dan lugar a fulguraciones periódicas en distintas bandas del espectro electromagnético. Para estudiar este fenómeno, desarrollamos un modelo semi-analítico, informado por los resultados más robustos de simulaciones numéricas, y estudiamos el espacio de parámetros del modelo para cuantificar la intensidad, las características espectrales y la potencial detectabilidad de estas fulguraciones.

---

# Abstract

Accreting black holes are the key components of a wide variety of astrophysical systems such as X-ray binaries, active galactic nuclei, and  $\gamma$  ray bursts, among others. The study of these systems entails the theoretical and observational analysis of their electromagnetic emission and the emission of other messenger particles such as cosmic rays, neutrinos, or gravitational waves. This thesis focuses on the theoretical study of some of the open problems associated with the radiation of accreting black holes. These problems can be divided into two types: *microphysical* problems and *macrophysical* problems.

One of the most important open problems of microphysical characteristics is whether or not *non-thermal* processes in the accretion flow that feeds the black hole take place. In particular, in the so-called hot accretion flows, both leptons and hadrons might be accelerated by various mechanisms and follow a power-law distribution. The presence of this type of population gives rise to a very different phenomenology from that expected by a purely thermal accretion flow. To study the relevance of nonthermal processes, we develop a self-consistent model that deals with hydrodynamic aspects of the flow, thermal radiation, the evolution of accelerated particles to nonthermal distributions, and of the secondary particles created, their high-energy interactions, and the associated radiation. We apply the model to active galactic nuclei of different luminosities in order to make predictions about the effects of nonthermal particles in each of these scenarios. We then extend the model to include the treatment of transient nonthermal processes, and thus explain the occurrence of extreme flares such as those observed in the accreting black hole at the center of our galaxy, Sagittarius A\*. On the other hand, we investigate the problem of how relativistic jets launched by black holes acquire matter in the regions near their launching point. In particular, we quantify the effect of the accretion flow's radiation on the *jet* through the following mechanism: neutral particles (photons and neutrons) produced in the flow can escape from it and inject protons and electrons into the *jet*. Finally, we investigate the effect of radiation from hot accretion fluxes on cosmic ray production in the vicinity of low-luminosity accreting black holes.

An important macrophysical problem is the understanding of the emission properties of binary systems of accreting supermassive black holes. These systems are potential multimessenger sources of gravitational waves and electromagnetic waves, and possibly of other particles as well. Accretion flows in supermassive black hole binaries differ from those in simple black holes; an accurate understanding of these differences is essential to identify them via observations and thus be able to predict in advance future supermassive black hole mergers. To this end, we perform ray-tracing simulations on data from magnetohydrodynamic simulations in General Relativity of supermassive black hole binaries approaching merger. We calculate spectra and light curves for scenarios with rotating and non-rotating black holes and analyze their differences. We also show that the quasi-

---

periodic processes that occur in the accretion system translate their periodicity to the electromagnetic emission at different frequencies. Moreover, the relativistic effects associated with the fast motion of the orbiting black holes and the dynamic space-time structure infringe additional variabilities, in particular, giving rise to strong periodic flares. In the same line of work, we investigate the possible interactions between the *jets* launched by both black holes. We propose that such interactions produce periodic flares in different bands of the electromagnetic spectrum. To study this phenomenon, we develop a semi-analytical model, informed by the most robust results from numerical simulations, and study the parameter space of the model to quantify the intensity, spectral characteristics, and potential detectability of these flares.

---

# Agradecimientos

En primer lugar, agradezco a Gustavo por su guía intelectual, fundamental en mi formación como científico, por las incontables charlas y discusiones de toda índole de todos estos años y por haber confiado siempre en mi criterio y mis capacidades.

A Flor, mi codirectora, por el acompañamiento en el trabajo del día a día y por siempre estar disponible para ayudarme con cualquier problema que pudiera surgir en mi camino como doctorando.

Al Instituto Argentino de Radioastronomía y a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, por el soporte institucional brindado para la realización de este trabajo, y al CONICET por el apoyo financiero.

A los jurados de esta tesis, Sofía Cora, Ernesto Eiroa y Sylvain Chaty, por sus correcciones, comentarios y sugerencias que ayudaron a mejorar la versión final del manuscrito.

A Rodrigo Nemmen, por brindarme la oportunidad de trabajar con él y su grupo de investigación, y por la excelente labor que realiza para aconsejar estudiantes en aspectos que no suelen enseñarse en la Academia.

A Manuela Campanelli, por abrirme las puertas de su grupo y permitirme trabajar en un tema de investigación apasionante, con el cual aprendí muchas nuevas herramientas importantes en mi formación científica.

A Fede y Caro, por su inolvidable compañía en tiempos de pandemia.

A Luciano, mi amigo y compañero en todo el proceso. Gracias por estar en el día a día, discutiendo sobre ciencia y sobre la vida.

A mi familia, en especial a mis padres, a Sari y a Chacha. Gracias por el amor y el cariño. Sin ustedes, hoy no sería quien soy.

A Cande. Gracias por apoyarme y acompañarme en todo. Gracias por ser mi compañera de vida. Cada momento vivido es infinitamente más feliz porque estás al lado mío. Te amo.

---

---

# Prefacio

Dado el extensivo uso del idioma inglés en la literatura científica, en esta tesis elijo mantener la denominación en inglés de muchos fenómenos y objetos astrofísicos, por ejemplo, *jet*, *stream* o *lump*. De hecho, en muchos casos, su traducción al español no es unívoca y podría generar confusión. Para las denominaciones en inglés (y también en otros idiomas distintos al español), utilizo siempre una fuente *itálica*. Algo similar sucede con los acrónimos, algunos de los cuales son muy utilizados para denominar fenómenos o sistemas astrofísicos, al punto de ser más conocidos que el nombre completo. La mayoría de estos acrónimos podrían utilizarse en español; por ejemplo, en lugar de utilizarse el acrónimo ISCO, que hace referencia a “*Innermost Stable Circular Orbit*”, podría usarse OCEMI, por “Órbita Circular Estable Más Interna”. No obstante, el primer término es extensamente usado en la literatura y fácilmente reconocible mientras que el segundo no. Por simple consistencia, defino todos los acrónimos según su denominación en inglés, incluso en los casos en que sea relativamente indiferente definirlos en un idioma o el otro. Por ejemplo, utilizamos GR por “*General Relativity*” en lugar de RG por “Relatividad General”.

Cuando es necesario, utilizamos la convención de Einstein para la sumatoria sobre índices repetidos:  $a_\alpha b^\alpha \equiv \sum_\alpha a_\alpha b^\alpha$ . Para el tensor métrico, adoptamos la convención de signo en que este tiene signatura  $(-1, 1, 1, 1)$ . Además, en ciertas ocasiones utilizamos los siguientes símbolos: “:=” que significa “se define como” y “ $\equiv$ ” como “es equivalente a”. Finalmente, utilizamos el sistema de unidades CGS a lo largo de la mayoría del trabajo, a menos que sea especificado.

Eduardo Mario Gutiérrez  
*email*: emgutierrez@iar.unlp.edu.ar  
La Plata, agosto de 2022

---

---

# Lista de acrónimos

ADAF	Advection-Dominated Accretion Flow
ADIOS	Adiabatic Inflow–Outflow Solution
AGN	Active Galactic Nucleus
BH	Bethe–Heitler
BHXB	Black Hole X-Ray Binary
BLR	Broad Line Region
BP	Blandford–Payne
BZ	Blandford–Znajek
CBD	Circumbinary Disk
CMB	Cosmic Microwave Background
CR	Cosmic Ray
CU	Code Units
DSA	Diffusive Shock Acceleration
eADAF	electron Advection-Dominated Accretion Flow
EHT	Event Horizon Telescope
FLA	fast-light approximation
FR	Fanaroff–Riley
GR	General Relativity
GRB	Gamma-Ray Burst
GRHD	General-Relativistic Hydrodynamics
GRMHD	General-Relativistic Magnetohydrodynamics
GRPIC	General-Relativistic Particle-In-Cell
GW	Gravitational Wave
HAF	Hot Accretion Flow
IC	Inverse Compton
ISCO	Innermost Stable Circular Orbit
LHAF	Luminous Hot Accretion Flow
LIGO	Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory
LINER	Low-Ionization Nuclear Emission-Line Region
LLAGN	Low-Luminosity Active Galactic Nucleus
MAD	Magnetically Arrested Disk
MHD	Magnetohydrodynamics
MRI	Magneto-rotational Instability
NIR	Near Infrared
NLR	Narrow Line Region

NLS1	Narrow-Line Seyfert I Galaxy
NT	Novikov–Thorne
PIC	Particle-In-Cell
PN	Post-Newtonian
PSD	Power Spectral Density
QPE	Quasi-Periodic Eruption
RIAF	Radiatively-Inefficient Accretion Flow
SANE	Standard and Normal Evolution
SDA	Stochastic Diffusive Acceleration
SED	Spectral Energy Distribution
SLE	Shapiro–Lightman–Eardley
SMBH	Supermassive Black Hole
SMBHB	Supermassive Black Hole Binary
SPH	Smoothed-Particle Hydrodynamics
SS	Shakura–Sunyaev
SSA	Synchrotron-Self Absorption
SSC	Synchrotron-Self Compton
TDE	Tidal Disruption Event
UHECR	Ultra-High-Energy Cosmic Rays
ULX	Ultraluminous X-Ray Source
VLBI	Very-Long Baseline Interferometry

---

# Lista de figuras

1.1.	Representación gráfica de una estrella oscura de Michell–Laplace. . . . .	12
1.2.	Diagrama del espaciotiempo de Schwarzschild en coordenadas de Eddington–Finkelstein entrantes. . . . .	15
1.3.	Coordenada radial de la última órbita circular estable alrededor de un agujero de negro de Kerr (en unidades de $R_g$ ) como función del momento angular específico adimensional $a_*$ del agujero. . . . .	18
1.4.	Representación gráfica de los distintos regímenes de acreción sobre agujeros negros. . . . .	25
1.5.	Representación esquemática de un flujo de acreción en un estado MAD. . . . .	26
1.6.	Mapas de intensidad específica a 230 GHz de M87* y Sgr A*. . . . .	34
1.7.	Distribución espectral de energía promedio de AGN luminosos y de baja luminosidad. . . . .	37
1.8.	Ilustración artística de un sistema binario de agujeros negros supermasivos acretante. Figura tomada de (Hayasaki, 2009). . . . .	43
1.9.	Curva de luz en el óptico de la fuente Spikey. . . . .	45
2.1.	Diagrama esquemático de la estructura de un disco de acreción delgado. . . . .	54
2.2.	Propiedades radiativas de discos de acreción de Shakura–Sunyaev. . . . .	55
2.3.	Distribución espectral de energía de un modelo de HAF para Sgr A* en su estado inactivo. . . . .	60
2.4.	Estructura hidrodinámica de un flujo de acreción caliente para diferentes valores de la tasa de acreción normalizada. . . . .	69
2.5.	Figura equivalente a 2.4 pero variando el parámetro de vientos. . . . .	70
2.6.	Distribución espectral de energía esquemática de un HAF sobre un agujero negro. . . . .	70
2.7.	Diagrama esquemático de la geometría y luminosidad de flujos de acreción de dos fases para distintas tasas de acreción. . . . .	73
2.8.	Diagrama esquemático de dos geometrías posibles en flujos de acreción con componente caliente. . . . .	74
3.1.	Diagrama esquemático que representa el sistema de acreción modelado. . . . .	82
3.2.	Emisión térmica del flujo de acreción alrededor de un agujero negro supermasivo de masa $m = 10^8$ para cuatro modelos diferentes. . . . .	85
3.3.	Escalas temporales de enfriamiento y escape para electrones no térmicos en los distintos modelos. . . . .	89
3.4.	Gráfico de escalas temporales equivalente al de la Fig. 3.3 pero para protones. . . . .	89
3.5.	Distribuciones en energía de electrones y protones no térmicos. . . . .	94

3.6. Distribución espectral de energía para los modelos A con tasa de acreción $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-4}$ . . . . .	95
3.7. Distribución espectral de energía para los modelos B con tasa de acreción $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-3}$ y un disco delgado externo truncado a $r_{\text{tr}} = 100$ . . . . .	96
3.8. Distribución espectral de energía para los modelos C con tasa de acreción $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-2}$ y un disco delgado externo truncado a $r_{\text{tr}} = 30$ . . . . .	96
3.9. Distribución espectral de energía para los modelos D con tasa de acreción $\dot{m}_{\text{out}} = 0.1$ y con un disco delgado que se extiende hasta la ISCO, $r_{\text{tr}} = 3$ . . . . .	97
3.10. Distribución espectral de energía modelada para la galaxia Seyfert IC4329A. . . . .	99
3.11. Flujo total de neutrinos previsto para la galaxia Seyfert IC4329A. . . . .	101
3.A.1. Tasas de acreción involucradas en el modelo. . . . .	105
4.1. Distribución espectral de energía de Sgr A* en el estado <i>quiescent</i> . . . . .	109
4.2. Curva de luz de en el infrarrojo cercano de la súper-fulguración de Sgr A*. . . . .	111
4.3. Emisión predicha de fulguraciones para tres longitudes de onda: infrarrojo cercano, 1.3 mm y rayos X (2–8 keV). . . . .	112
5.1. Distribución espectral de energía espectral para la emisión de electrones térmicos en el flujo de acreción caliente para nuestro modelo fiduciario. . . . .	119
5.2. Distribución de energía espectral completa producida por partículas térmicas y no térmicas en el flujo de acreción caliente para nuestro modelo fiduciario. . . . .	121
5.3. Diagrama esquemático que muestra los diferentes componentes de un flujo MAD hacia un agujero negro y los principales mecanismos de inyección de partículas en la base del <i>jet</i> . . . . .	122
5.4. Distribución de energía de la inyección de neutrones en el flujo de acreción para el modelo fiduciario discutido en el texto. . . . .	126
5.5. Distribución de energía estacionaria de neutrones, y tasa de inyección de protones y electrones evaluadas en el eje del <i>jet</i> . . . . .	127
5.6. Inyección de electrones y positrones en el <i>jet</i> por todos los procesos mencionados en el texto. . . . .	129
5.7. Inyección de protones en el <i>jet</i> por los dos procesos mencionados en el texto. . . . .	129
5.8. Magnetización a lo largo del <i>jet</i> para diferentes topologías del campo magnético y diferentes geometrías de <i>jet</i> . . . . .	131
6.1. Mapa de color de la densidad de carga de Goldreich–Julian para una magnetósfera de un agujero negro bajo la configuración de campo magnético de <i>split-monopole</i> . . . . .	139
6.2. Distribución espectral de energía del sistema de acreción para la fuente TH2. . . . .	141
6.3. Distribución espectral de energía del HAF para la fuente X-1. . . . .	142
6.4. Distribución espectral de energía para el flujo de acreción en IRC. . . . .	143
6.5. Extensión del <i>gap</i> en función del parámetro $f$ que parametriza la densidad de fotones, $n_{\text{ph}} = f n_{\text{ph}}^{(\text{TH2})}$ , para diferentes valores de la intensidad del campo magnético. . . . .	144
6.6. Emisión de rayos $\gamma$ asociada a un LLAGN oculto en X-1 durante un estado de alta actividad. . . . .	146

7.1. Corte ecuatorial de la densidad de masa en reposo $\rho$ y la función de enfriamiento $\mathcal{L}_c$ para S06 a un tiempo $t = 3290M$ . . . . .	156
7.2. Trayectorias geodésicas a un tiempo fijo. . . . .	157
7.3. Distribución espectral de energía de la simulación S06 a $t = 3290M$ , suponiendo una masa total de $10^6 M_\odot$ . . . . .	160
7.4. Mapa de brillo superficial para los $\sim 50 M$ más internos del flujo de acreción para tres frecuencias diferentes, promediadas durante la 5-ésima órbita. . . . .	161
7.5. Luminosidad por unidad de intervalo logarítmico de radio promediada en el tiempo. . . . .	163
7.6. Distribución espectral de energía promediada en el tiempo para cada órbita completada. . . . .	164
7.7. Distribución espectral de energía promediada temporalmente durante las 5-ésima y 10-ésima órbitas para ambas simulaciones. . . . .	165
7.8. Luminosidad de los minidisos normalizada para ambas simulaciones. . . . .	165
7.9. Luminosidad total en función del tiempo para S06 y S0 a tres frecuencias diferentes: UV ( $\nu = 6.5 \times 10^{15}$ Hz), UV lejano ( $\nu = 2.9 \times 10^{16}$ Hz) y rayos X ( $\nu = 10^{18}$ Hz). . . . .	166
7.10. Densidad espectral de potencia de las curvas de luz en las tres frecuencias indicadas usando un algoritmo de Welch con un tamaño de ventana de Hamming de $10M$ . . . . .	167
7.11. Comparación entre la SED promediada temporalmente durante la 5-ésima órbita de la simulación S06 y la que se deriva de modelos de discos de NT para un único agujero negro. . . . .	169
7.12. Eficiencia radiativa de un minidisco, definida como $\eta_{\text{eff}} \equiv L/\dot{M}c^2$ , para ambas simulaciones. . . . .	172
7.13. Distribución espectral de energía derivada con la simulación S06 a $t = 3290M$ para varios valores de la masa total del sistema binario. . . . .	174
7.14. Curva de luz simulada para una muestra de observaciones del telescopio NICER de 2 ks cada $\sim 5$ días en la banda (0.3–12 keV) para un SMBHB putativo con una masa de $10^9 M_\odot$ a una distancia de 500Mpc. . . . .	176
7.A.1. Curvas de luz y mapas de brillo en rayos X de la emisión del flujo de acreción en S06, en el caso en que este es ópticamente delgado para distintas inclinaciones de la línea de la visual. . . . .	179
7.A.2. Densidad espectral de potencia de las curvas de luz en rayos X para distintas inclinaciones de la línea de la visual usando un algoritmo de Welch con un tamaño de ventana de Hamming de $10M$ . . . . .	179
8.1. Diagrama esquemático de un SMBHB acretante con espines desalineados y parcialmente enfrentados entre sí. . . . .	184
8.2. Distribución espectral de energía de un SMBHB en el máximo de emisión de los <i>jets</i> para el modelo fiducial. . . . .	192
8.3. Distribución espectral de energía del SMBHB para distintos tiempos durante un destello producido por la colisión de los <i>jets</i> . . . . .	193
8.4. Distribución espectral de energía del SMBHB en el máximo de emisión de los <i>jets</i> para distintos valores de la magnetización. . . . .	194
8.5. Distribución espectral de energía del SMBHB en el máximo de emisión de los <i>jets</i> para distintos valores de la inclinación de los espines. . . . .	194

---

8.6.	Distribución espectral de energía del SMBHB en el máximo de emisión de los <i>jets</i> para distintos valores de la separación de los agujeros negros. . . . .	195
8.7.	Distribución espectral de energía del SMBHB en el máximo de emisión de los <i>jets</i> para distintos valores de la inclinación de la línea de la visual. . . . .	196
8.8.	Distribución espectral de energía del SMBHB en el máximo de emisión de los <i>jets</i> para distintos valores de la masa total $M = m_1 + m_2$ . . . . .	197
8.9.	Curvas de luz para el modelo fiducial. . . . .	197
8.10.	Curvas de luz para diferentes inclinaciones de la línea de la visual. . . . .	198
A.1.	Diagrama esquemático del modelo de <i>jet</i> presentado en este trabajo. . . . .	215
A.2.	Evolución de la distribución de la potencia total del <i>jet</i> ( $L_j$ ) en sus tres diferentes componentes: partículas frías ( $L_p$ ), electrones relativistas ( $L_e$ ) y campos magnéticos ( $L_B$ ). . . . .	218
A.3.	Distribuciones espectrales de energía para M87 incluyendo la emisión del <i>jet</i> y del flujo de acreción. . . . .	219
A.4.	Mapa de flujo sintético a 43 GHz calculado con nuestro modelo. . . . .	220

---

---

# Lista de tablas

3.2. Parámetros de nuestro modelo de disco delgado + HAF para la galaxia Seyfert IC4329A. . . . .	99
5.1. Parámetros de nuestro modelo fiduciario de un flujo de acreción caliente magnetizado. . . . .	118
6.1. Parámetros del flujo de acreción caliente y del <i>jet</i> para los candidatos a núcleo galáctico. . . . .	143



---

---

# Índice general

Resumen	V
Abstract	VII
Prefacio	XI
Lista de acrónimos	XIII
Lista de figuras	XV
Lista de tablas	XIX
<b>I Introducción general</b>	<b>1</b>
<b>II Marco teórico</b>	<b>9</b>
<b>1. Acreción sobre agujeros negros</b>	<b>11</b>
1.1. Agujeros negros . . . . .	11
1.1.1. Conceptos mínimos de Relatividad General . . . . .	12
1.1.2. Agujero negro de Schwarzschild . . . . .	14
1.1.3. Agujero negro de Kerr . . . . .	15
1.1.4. Órbitas en torno a un agujero negro . . . . .	17
1.2. Flujos de acreción . . . . .	18
1.2.1. Generalidades y conceptos fundamentales . . . . .	19
1.2.2. Regímenes de acreción . . . . .	23
1.3. <i>Jets</i> . . . . .	27
1.4. Agujeros negros astrofísicos . . . . .	31
1.4.1. Breve reseña histórica y evidencia observacional . . . . .	31
1.4.2. Núcleos galácticos activos . . . . .	33
1.5. Sistemas binarios de agujeros negros acretantes . . . . .	38
1.5.1. Formación . . . . .	39
1.5.2. Emisión de ondas gravitacionales . . . . .	40
1.5.3. Flujos de acreción en sistemas binarios de agujeros negros . . . . .	41
1.5.4. Emisión de radiación electromagnética . . . . .	43

<b>2. Flujos de acreción estacionarios: estructura hidrodinámica y radiación térmica asociada</b>	<b>47</b>
2.1. Hipótesis y ecuaciones básicas . . . . .	48
2.2. Modelo <i>estándar</i> de disco delgado frío . . . . .	51
2.2.1. Estructura del disco . . . . .	53
2.2.2. Espectro continuo . . . . .	54
2.2.3. Modelo de disco delgado relativista . . . . .	55
2.3. Flujos de acreción calientes . . . . .	57
2.3.1. Plasma de dos temperaturas . . . . .	59
2.3.2. Energética . . . . .	60
2.3.3. Vientos y <i>jets</i> . . . . .	62
2.3.4. Ecuaciones hidrodinámicas y solución global . . . . .	63
2.3.5. Microfísica del plasma y enfriamiento radiativo . . . . .	65
2.3.6. Espectro térmico . . . . .	70
2.4. Geometría del flujo de acreción: coexistencia de regímenes . . . . .	72
<b>III Problemas <i>microfísicos</i></b>	<b>75</b>
<b>3. Procesos no térmicos en flujos de acreción calientes</b>	<b>79</b>
3.1. Modelo del flujo de acreción . . . . .	81
3.1.1. Flujo de acreción caliente . . . . .	82
3.1.2. Disco delgado frío . . . . .	83
3.1.3. Parámetros del modelo . . . . .	84
3.2. Componente no térmica . . . . .	85
3.2.1. Aceleración y transporte de partículas . . . . .	85
3.2.2. Procesos radiativos y escalas temporales . . . . .	87
3.2.3. Partículas secundarias . . . . .	90
3.2.4. Ecuaciones de transporte acopladas para las partículas secundarias . . . . .	90
3.3. Distribuciones espectrales de energía . . . . .	91
3.4. Resultados . . . . .	93
3.4.1. Distribuciones de partículas en estado estacionario . . . . .	93
3.5. Aplicación a la corona en la galaxia Seyfert IC4329A . . . . .	98
3.6. Discusión . . . . .	100
3.6.1. Mecanismos de aceleración de partículas . . . . .	100
3.6.2. Producción de neutrinos . . . . .	101
3.6.3. Contribución al fondo MeV . . . . .	101
3.6.4. Producción de neutrones y carga bariónica en el <i>jet</i> . . . . .	102
3.6.5. Comparación con otros modelos . . . . .	102
3.7. Conclusiones . . . . .	103
3.A. Apéndice: Parametrización de la tasa de acreción . . . . .	104
<b>4. Fulguraciones en Sgr A* producidas por fenómenos no térmicos</b>	<b>107</b>
4.1. Introducción . . . . .	107
4.2. Modelo de acreción . . . . .	108
4.2.1. Estado estacionario . . . . .	109
4.2.2. Fulguración . . . . .	110
4.3. Resultados . . . . .	110

4.4. Discusión . . . . .	111
4.4.1. Mecanismo de aceleración de partículas . . . . .	111
4.4.2. Escalas temporales . . . . .	113
4.5. Resumen . . . . .	114
<b>5. Flujos de acreción calientes y contenido de materia en jets</b>	<b>115</b>
5.1. Introducción . . . . .	115
5.2. El problema . . . . .	116
5.3. El entorno del agujero negro . . . . .	117
5.4. Inyección de pares $e^+e^-$ . . . . .	122
5.4.1. Aniquilación directa de fotones . . . . .	122
5.4.2. Cascadas electromagnéticas . . . . .	123
5.4.3. Mecanismo de Bethe–Heitler . . . . .	124
5.5. Inyección de bariones . . . . .	125
5.5.1. Neutrones . . . . .	125
5.5.2. <i>Entrainment</i> . . . . .	126
5.5.3. Nubes densas . . . . .	128
5.6. Inyección total . . . . .	128
5.6.1. Magnetización del <i>jet</i> . . . . .	130
5.7. Discusión . . . . .	131
5.8. Conclusiones . . . . .	132
<b>6. Flujos de acreción calientes y rayos cósmicos</b>	<b>135</b>
6.1. Introducción . . . . .	135
6.2. La galaxia <i>starburst</i> cercana NGC 253 y su región central . . . . .	137
6.3. Modelo de flujo de acreción . . . . .	138
6.3.1. Componente de <i>jet</i> . . . . .	138
6.4. Aceleración por el mecanismo dínamo en agujeros negros . . . . .	138
6.5. Aplicación a NGC 253 . . . . .	140
6.5.1. Flujo de acreción . . . . .	141
6.5.2. Gaps electrostáticos . . . . .	143
6.6. Discusión . . . . .	144
6.6.1. Rayos cósmicos . . . . .	144
6.6.2. Diferentes contribuciones a la emisión $\gamma$ . . . . .	145
6.6.3. Contribución de un LLAGN oculto a la emisión $\gamma$ . . . . .	145
6.7. Resumen y conclusiones . . . . .	147
<b>IV Problemas macrofísicos</b>	<b>149</b>
<b>7. Radiación electromagnética de agujeros negros supermasivos binarios en el régimen relativista</b>	<b>153</b>
7.1. Metodología . . . . .	154
7.1.1. Simulaciones GRMHD . . . . .	154
7.1.2. Transporte radiativo . . . . .	156
7.1.3. Elección de unidades . . . . .	158
7.2. Resultados . . . . .	159
7.2.1. Características generales de la emisión . . . . .	160

7.2.2. Mapas de brillo superficial . . . . .	162
7.2.3. Dependencia temporal de la emisión . . . . .	164
7.3. Discusión . . . . .	168
7.3.1. Comparación con modelos analíticos de discos simples . . . . .	168
7.3.2. Eficiencia radiativa . . . . .	171
7.3.3. Comparación con trabajos previos . . . . .	173
7.3.4. Perspectivas observacionales . . . . .	174
7.4. Conclusiones . . . . .	176
7.A. Apéndice: Fulguraciones por auto-lensing en flujos ópticamente delgados .	178
<b>8. Fulguraciones periódicas por interacción de jets en sistemas binarios de agujeros negros supermasivos</b>	<b>181</b>
8.1. Introducción . . . . .	181
8.2. Escenario físico . . . . .	183
8.2.1. Espaciotiempo asociado al sistema binario de agujeros negros . . . .	184
8.2.2. Disco circumbinario y minidisos . . . . .	185
8.2.3. <i>Jets</i> . . . . .	187
8.2.4. Interacción entre los dos <i>jets</i> . . . . .	188
8.3. Resultados . . . . .	191
8.3.1. Distribuciones espectral de energía . . . . .	192
8.3.2. Curvas de luz . . . . .	196
8.4. Discusión . . . . .	198
8.4.1. Efectos no considerados en nuestro modelo . . . . .	199
8.4.2. Curvado de los <i>jets</i> por efectos no inerciales . . . . .	200
8.5. Resumen y conclusiones . . . . .	201
<b>V Conclusiones generales</b>	<b>203</b>
<b>VI Apéndices</b>	<b>211</b>
<b>A. Un modelo de jet inhomogéneo: aplicación a M87</b>	<b>213</b>
A.1. Introducción . . . . .	213
A.2. Modelo . . . . .	214
A.3. Resultados preliminares . . . . .	220
<b>B. Lista de publicaciones</b>	<b>223</b>
B.1. Publicaciones relacionadas con la Tesis . . . . .	223
B.1.1. En revistas internacionales con referato . . . . .	223
B.1.2. En revistas nacionales con referato . . . . .	224
B.2. Otras publicaciones . . . . .	224
<b>Bibliografía</b>	<b>227</b>

**I**

---

---

# Introducción general



---

El principal tema de estudio de esta tesis es la *radiación* producida por *agujeros negros acretantes*. Por ‘radiación’ entendemos no sólo a las ondas electromagnéticas, sino también a otras posibles partículas mensajeras que puedan escapar de la fuente emisora: neutrinos, ondas gravitacionales (**GW**, del inglés *Gravitational Waves*) y rayos cósmicos. Por ‘agujero negro acretante’ entendemos al sistema formado por un agujero negro, un flujo de acreción que lo alimenta, y posibles eyecciones de materia en forma de vientos o *jets* (chorros colimados de materia y campos magnéticos). Aunque la radiación proviene de la materia en el flujo de acreción o en los vientos/*jets* (con excepción de las **GW**), el responsable último de que esto ocurra es el agujero negro: la estructura espaciotemporal en su vecindad es lo que desencadena tanto la acreción como la eyección de materia.

El estudio de la física asociada a los agujeros negros, la acreción sobre los mismos y sus consecuencias observacionales ha acumulado un enorme desarrollo desde que Albert Einstein publicara, en 1915, su Teoría General de la Relatividad (**GR**, del inglés *General Relativity*) (Einstein, 1915) y, poco después, Karl Schwarzschild encontrara la primera solución para un agujero negro (Schwarzschild, 1916). En particular, desde la década de 1960 en adelante, comenzó a emerger la idea de que los agujeros negros acretantes juegan un rol fundamental en los eventos astrofísicos más energéticos del Universo (ver, e.g., Camenzind, 2007; Romero & Vila, 2014). Estos incluyen las binarias de rayos X con agujero negro (**BHXB**, del inglés *Black Hole X-Ray Binary*) y la subclase de estas conocida como microcuásares, donde un agujero negro de masa estelar acreta material proveniente de una estrella compañera; los núcleos galácticos activos (**AGN**, del inglés *Active Galactic Nucleus*), donde un agujero negro supermasivo (**SMBH**, del inglés *Supermassive Black Hole*) se alimenta del gas del núcleo de una galaxia; y también de eventos transitorios muy luminosos como los eventos de disrupción por mareas (**TDE**, del inglés *Tidal Disruption Events*) y las erupciones de rayos  $\gamma$  (**GRB**, del inglés *Gamma-Ray Burst*), entre otros. Además de las inferencias indirectas obtenidas a partir del modelado de todas estas fuentes, en los últimos años tuvieron lugar dos descubrimientos revolucionarios que aportaron evidencia directa de la existencia de agujeros negros: la detección de las **GW** producidas en la fusión de agujeros negros de masa estelar (Abbott et al., 2016; Abbott et al., 2021) y la obtención de imágenes de la sombra de agujeros negros supermasivos (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019a, 2022).

Nuestro entendimiento actual nos permite afirmar que cuando un agujero negro se encuentra en un entorno con abundantes cantidades de gas, se forma un flujo de acreción, usualmente con forma de disco (ver, e.g., Frank et al. 2002). La materia en el flujo o disco de acreción sufre procesos disipativos, adquiriendo energía interna (calentándose) a costa de la disminución de su energía potencial gravitatoria, para, finalmente, enfriarse emitiendo radiación. Este mecanismo resulta ser extremadamente eficiente para la liberación de energía, incluso más que la fusión nuclear que ocurre en el núcleo de las estrellas. Adicionalmente, las extremas condiciones que tienen lugar en la vecindad de los agujeros negros acretantes dan lugar a la eyección de fuertes *jets* que se mueven a velocidades relativistas, y donde también tienen lugar fenómenos disipativos y radiativos de enorme relevancia astrofísica.

La detección de la radiación producida por agujeros negros acretantes es la mejor (por no decir la única) herramienta con la que contamos para comprender lo que ocurre en las vecindades de un agujero negro, donde se dan las condiciones más extremas conocidas en el Universo. El problema de base del estudio de esta radiación es de carácter *inverso*: cómo inferir qué procesos físicos están ocurriendo en la fuente y en el camino desde la

---

misma hasta nosotros, para que detectemos lo que detectamos. Para atacar este problema, es esencial desarrollar modelos teóricos precisos de los fenómenos físicos que tienen lugar a distinta escala en estos sistemas: cómo se forman y evolucionan, cuál es su composición, cómo y mediante qué mecanismos emiten radiación, qué tipo de radiación, cómo interactúan con su entorno, como se producen eyecciones de materia a partir de la acreción, entre muchas otras.

Al día de hoy, contamos con un sólido entendimiento de algunas de estas cuestiones, mas muchas otras aún quedan sin resolver (ver, e.g., Abramowicz & Fragile, 2013; Begelman, 2014; Yuan & Narayan, 2014). Con esta motivación, el objetivo general de esta tesis es *ampliar nuestro entendimiento de los fenómenos radiativos asociados a agujeros negros acretantes*. Para una mejor caracterización de los objetivos específicos de este trabajo, elegimos separar los problemas a investigar en dos clases relativamente diferenciadas: problemas de carácter *microfísico* y problemas de carácter *macrofísico*.

## Problemas microfísicos

Con ‘problemas microfísicos’ nos referimos a aquellos aspectos poco comprendidos de la radiación de agujeros negros acretantes asociados a procesos que ocurren a una escala microscópica. Estos involucran, por ejemplo, la interacción directa entre partículas, entre partículas e inhomogeneidades magnéticas, entre partículas y radiación, etc. Algunos aspectos aún poco comprendidos relativos a este tipo de problema son los siguientes: ¿cuál es la composición microscópica de los plasmas que forman los flujos de acreción y *jets*?, ¿qué distribución de energía siguen estas partículas?, ¿qué procesos microscópicos dan lugar a la aceleración/energización de partículas?, ¿cómo estas partículas emiten radiación? ¿qué tipo de radiación emiten? ¿interactúan con los fotones? ¿qué partículas son creadas o destruidas en interacciones o decaimientos?

De todas estas preguntas, nos interesa investigar principalmente las consecuencias radiativas de *procesos no térmicos* que ocurran en los flujos de acreción. Decimos que un proceso es no térmico cuando las partículas involucradas están fuera del equilibrio termodinámico, es decir, no siguen una distribución de velocidades térmica o de Maxwell-Boltzmann. Bajo las condiciones adecuadas, una fracción de las partículas en un plasma puede sufrir procesos (microfísicos) de aceleración o energización<sup>1</sup> y apartarse del equilibrio termodinámico. En la mayoría de escenarios astrofísicos, suele ocurrir que, o bien la aceleración no es eficiente o, aunque lo sea, las partículas rápidamente recobran el equilibrio (se termalizan) mediante colisiones Coulombianas u otros procesos de intercambio de energía. Sin embargo, en ambientes de baja densidad, con campos magnéticos turbulentos intensos o con velocidades supersónicas, la aceleración puede ser muy eficiente y, a su vez, las partículas tardar mucho tiempo en termalizarse. En estas situaciones, las partículas pueden alcanzar energías muy altas, dando lugar a procesos complejos que generan una fenomenología radiativa muy distinta de la que producen los procesos térmicos.

En los estudios sobre la radiación de *jets* relativistas, la inclusión de procesos no térmicos es estándar (Blandford & Königl, 1979; Begelman et al., 1984; Spada et al., 2001;

---

<sup>1</sup>Cuando hablemos de *aceleración* o *energización* de partículas, esto no debe confundirse con la aceleración del fluido del que las partículas forman parte. La aceleración de partículas es un proceso microfísico independiente del movimiento del fluido. Estos conceptos pueden confundirse sobre todo en fuentes relativistas, como los *jets*, donde ocurre tanto la *aceleración del jet*, cuando el plasma como un todo es acelerado (*bulk acceleration*), como la *aceleración de partículas del jet*, que se refiere a la energización de partículas individuales, incluso si esta se mide en el sistema comóvil con el fluido del *jet*.

---

Romero et al., 2017), pues en estos plasmas se dan todas las condiciones mencionadas arriba. Por el contrario, dado que los flujos de acreción suelen ser mucho más densos que los *jets* se espera, en principio, que las partículas termalicen eficientemente. Por ello, los fenómenos no térmicos asociados a flujos de acreción no han sido tan extensamente investigados. No obstante, existe una clase de flujos de acreción de baja densidad donde los procesos no térmicos pueden ocurrir eficientemente, y cuya radiación asociada produce una fenomenología muy diferente a la estándar. Estos son los llamados flujos de acreción calientes (**HAF**, del inglés *Hot Accretion Flow*) (Narayan & Yi, 1994, 1995b; Yuan & Narayan, 2014). En esta tesis, nos proponemos investigar distintas cuestiones asociadas a este tipo de flujos, en especial aquellas que involucran procesos de altas energías. Algunas de las preguntas que intentaremos responder son las siguientes: ¿qué procesos no térmicos pueden ocurrir en un **HAF**? ¿cuál es la radiación asociada a tales procesos? ¿pueden fenómenos no térmicos en los **HAF** explicar fulguraciones en fuentes acretantes? ¿qué influencia tienen los procesos microfísicos en un **HAF** sobre el contenido de materia de los *jets*? ¿qué influencia tiene la radiación de un **HAF** en la producción de rayos cósmicos en la vecindad de un agujero negro?

## Problemas macrofísicos

Con ‘problemas macrofísicos’ nos referimos a aquellos aspectos poco comprendidos de la radiación de agujeros negros acretantes asociados a procesos que ocurren a una escala macroscópica. Estos involucran los movimientos globales de la fuente o la interacción con el medio externo. Algunas de las preguntas asociadas a este tipo de problemas son las siguientes: ¿cuál es la influencia de los agujeros negros acretantes en el medio que los rodea?, ¿cómo afecta su movimiento a la radiación?, ¿cómo depende su radiación del entorno en que se encuentran?, ¿de dónde proviene la materia que los alimenta? ¿cómo se relacionan (macroscópicamente) el flujo de acreción y el *jet*?, entre otras.

En esta tesis, nos interesa investigar las propiedades de la radiación electromagnética de sistemas binarios de agujeros negros supermasivos (**SMBHB**, del inglés *Supermassive Black Hole Binary*). A diferencia de la mayoría de los sistemas binarios de agujeros negros de masa estelar, se espera que los **SMBHB** acreten materia de su entorno y brillen de forma similar a los **AGN**. Estos sistemas se formarían en el centro de galaxias que sufrieron una fusión previa, donde puede haber abundantes cantidades de gas (Begelman et al., 1980; Mayer et al., 2007; Escala et al., 2004, 2005; Merritt, 2004; Merritt, 2006; Dotti et al., 2007; Volonteri, 2010; Dotti et al., 2009; Shi et al., 2012; Sesana & Khan, 2015; Mirza et al., 2017; Khan et al., 2019; Tiede et al., 2020; Springel et al., 2005; Chapon et al., 2013). Es razonable esperar, luego, que las fusiones de **SMBH** se conviertan en fuentes multimensajero de **GW** y ondas electromagnéticas (Bogdanović et al., 2022). Futuras observaciones simultáneas de estos dos tipos de radiación mensajera podrán brindar información relevante para comprender la evolución de los **SMBH** en el contexto de la evolución de las galaxias, de la formación de estructura a gran escala del Universo, así como brindar luz sobre la física de la acreción en situaciones muy distintas a las que se dan en un **AGN** simple.

Nos proponemos modelar teóricamente la estructura de acreción en **SMBHB**, con el objetivo de *encontrar características distintivas de su radiación* que nos permitan diferenciarlos de **AGN** convencionales. Estas características pueden ser de tipo espectral o, principalmente, de tipo temporal, ya que el rápido movimiento orbital de los dos agujeros negros imprime propiedades dinámicas únicas al flujo de acreción, y es de esperar que

---

estas se trasladen a su radiación. Algunas de las preguntas que intentaremos abordar son las siguientes: ¿qué diferencia radiativamente a un flujo de acreción en un **SMBHB** de uno normal? ¿cuáles son las principales modulaciones periódicas de su emisión? ¿cómo es el espectro de estas fuentes? ¿cómo depende la emisión del espín de los agujeros negros? ¿qué sucede si estos sistemas lanzan *jets*? ¿pueden estos interactuar y emitir radiación?

## Estructura de la tesis

Esta tesis está dividida en cuatro partes, subdivididas a su vez en varios capítulos. La Parte **II** incluye los Capítulos **1** y **2** e introduce el marco teórico general del trabajo. En el Capítulo **1**, discutimos las principales características de las soluciones de agujero negro relevantes en astrofísica, para luego realizar una descripción general del fenómeno de la acreción y de los distintos regímenes en que esta puede ocurrir. Además, presentamos una muy breve reseña histórica de la astrofísica de agujeros negros acretantes, así como un resumen de la fenomenología asociada a las fuentes de mayor relevancia para nuestro trabajo, los **AGN**. Finalmente, realizamos una breve introducción a los **SMBHB**. En el Capítulo **2**, profundizamos en nuestra descripción de los flujos de acreción y presentamos, en detalle, el tratamiento teórico que subyace a dos modelos conocidos de flujos de acreción estacionarios sobre agujeros negros: el modelo de disco delgado frío y la familia de modelos de flujos de acreción calientes.

Las Partes **III** y **IV** concentran los resultados originales principales de esta tesis. La Parte **III** incluye los capítulos **3**, **4**, **5** y **6**, y concentra nuestras investigaciones sobre problemas microfísicos asociados a la radiación de agujeros negros acretantes. El Capítulo **3** está basado en los resultados de [Gutiérrez et al. \(2021\)](#). En el mismo, desarrollamos un modelo detallado para el estudio de los procesos no térmicos que pueden ocurrir en los flujos de acreción calientes. Investigamos el transporte espacial y energético de partículas, la radiación asociada a fenómenos térmicos y no térmicos, y discutimos algunas de las consecuencias observacionales más importantes. El Capítulo **4** está basado en los resultados de [Gutiérrez et al. \(2020b\)](#). Aquí, estudiamos fenómenos no térmicos transitorios. En particular, proponemos un modelo para explicar el origen de las fulguraciones más potentes que ocurren en el agujero negro acretante del centro de nuestra galaxia, Sgr A\*. El Capítulo **5** está basado en los resultados de [Romero & Gutiérrez \(2020\)](#). Aquí, investigamos la potencial conexión entre procesos no térmicos que ocurren en los flujos de acreción calientes sobre agujeros negros supermasivos y el contenido de materia y la radiación de los *jets* asociados. El Capítulo **6** está basado en los resultados de [Gutiérrez et al. \(2020a\)](#). En el mismo, analizamos la influencia que tiene la radiación de un flujo de acreción caliente en la potencial aceleración de rayos cósmicos de ultra-alta energía en las vecindades de agujeros negros supermasivos.

La Parte **IV** incluye los Capítulos **7** y **8**, y concentra nuestras investigaciones sobre problemas macrofísicos asociados a la radiación de agujeros negros acretantes. En particular, investigamos las propiedades peculiares de los flujos de acreción sobre sistemas binarios de agujeros negros acretantes, con el fin de identificar características o propiedades únicas de su radiación. El Capítulo **7** está basado en los resultados de [Gutiérrez et al. \(2022\)](#) y en algunos resultados muy preliminares de un trabajo en preparación ([Gutiérrez et al., 2022b](#), en prep.). En el mismo, presentamos simulaciones numéricas de la radiación de sistemas binarios de agujeros negros acretantes en el régimen relativista. Más precisamente, realizamos el trazado de rayos sobre simulaciones **GRMHD** en 3-D y estudiamos la emisión electromagnética de los flujos de acreción, el espectro y su variación temporal.

---

Finalmente, identificamos las periodicidades más factibles de ser detectadas. El Capítulo 8 incluye resultados preliminares de un trabajo en preparación (Gutiérrez et al., 2022c, en prep.). En el mismo, proponemos que la interacción entre los *jets* lanzados por agujeros negros en sistemas binarios puede dar lugar a destellos periódicos en distintas bandas del espectro electromagnético. Para estudiar este fenómeno, desarrollamos un modelo semi-analítico basado en nuestro mejor conocimiento derivado de simulaciones sobre SMBHB y calculamos espectros y curvas de luz recorriendo el espacio de parámetros del modelo.

Finalmente, en la Parte V, presentamos las conclusiones generales de nuestra investigación.

---

# II

---

## Marco teórico



---

# Acreción sobre agujeros negros

En este capítulo introducimos algunos de los conceptos teóricos generales más importantes asociados al fenómeno de acreción sobre agujeros negros. En primer lugar, discutimos brevemente aspectos teóricos de los agujeros negros, tal y como son predichos por la GR. En particular, presentamos las soluciones de agujero negro más relevantes desde el punto de vista astrofísico: la *solución de Schwarzschild* y la *solución de Kerr*. Seguido de eso, introducimos los conceptos más importantes de la física de acreción, su energética, y los distintos regímenes en que un flujo de acreción sobre un agujero negro se desarrolla. Para el final del capítulo, discutimos la fenomenología observacional asociada a los agujeros negros acretantes, haciendo especial énfasis en un tipo especial de fuente asociada a agujeros negros supermasivos que acretan a tasas muy bajas.

## 1.1 Agujeros negros

Los agujeros negros son, acaso, la predicción más fascinante de la GR de Albert Einstein (1879-1955). Se trata de objetos cuyo campo gravitacional es tan intenso que su superficie, el llamado *horizonte de eventos*, sólo puede atravesarse en un sentido: hacia el interior. Ninguna señal, ni aunque viaje a la velocidad de la luz, puede ser transmitida desde el interior de un agujero negro hacia el exterior.

La idea de un cuerpo con características similares había sido propuesta ya en el siglo XVIII por John Michell (1724-1793), primero, y Pierre-Simon Laplace (1749-1827), luego, basándose puramente en la teoría gravitatoria de Isaac Newton (1642-1726) y en el concepto de velocidad de escape. Esta es la velocidad mínima que debe adquirir un cuerpo lanzado desde la superficie de un objeto masivo para escapar de su atracción gravitatoria, y resulta  $v_{\text{esc}} = \sqrt{2GM_*/R_*}$ , donde  $M_*$  y  $R_*$  son la masa y el radio del objeto masivo, respectivamente, y  $G$  es la constante de gravitación universal. Michell y Laplace notaron que la velocidad de escape asociada a una estrella lo suficientemente masiva y compacta podría ser igual o mayor a la velocidad de la luz, lo cual implicaría que la estrella en cuestión sería completamente invisible para un observador que se ubicare lo suficien-

**Figura 1.1:** Representación gráfica de una estrella oscura de Michell–Laplace.



temente lejos de la estrella. El radio crítico para el cual una estrella se volvería oscura resulta  $R_{\text{crit}} = 2GM_*/c^2$ . Curiosamente, este valor coincide con el predicho por algunas soluciones de agujeros negros.

Las estrellas oscuras presentan una diferencia importante con los agujeros negros tal y como los entendemos hoy en día. Las primeras serían simplemente estrellas muy compactas que, aunque emiten luz normalmente, esta sólo se aleja de la estrella hasta una cierta distancia finita para luego volver a caer contra la superficie de la estrella por acción de la fuerza gravitatoria (ver Figura 1.1). En principio, un observador con los medios apropiados que se acercare más allá de esa distancia límite podría recibir la luz de la estrella (como veremos a continuación, esto dista mucho de lo que ocurre con los agujeros negros). A pesar del interés inicial, la propuesta de las estrellas oscuras fue olvidada rápidamente luego de que se abandonare la teoría corpuscular de la luz en favor de la teoría ondulatoria.

La formulación de la **GR** por Albert Einstein en 1915 modificó por completo las nociones de espacio, tiempo y gravedad. La interacción gravitatoria dejó de ser considerada como una fuerza de acción a distancia para entenderse como la manifestación geométrica de un *espaciotiempo curvado*. Lo que determina qué tan curvado está el espaciotiempo es la materia; más precisamente, su contenido de energía. Esta noción queda brillantemente plasmada en una frase enunciada por el físico estadounidense John Archibald Wheeler (1911–2008):

*“Spacetime tells matter how to move; matter tells spacetime how to curve”.*

Las predicciones de la **GR** coinciden con las de la teoría Newtoniana cuando la interacción gravitatoria es débil y las velocidades de los cuerpos son bajas, pero difieren considerablemente a medida que estas condiciones no se cumplen. Comenzando con la medición de la deflexión de la luz de estrellas al pasar cerca de un cuerpo masivo por Frank Dyson y Arthur Eddington durante el eclipse total de Sol del 29 de mayo de 1919, las predicciones específicas de la **GR** llevan siendo confirmadas una y otra vez por más de 100 años; por ende, la **GR** es la mejor teoría que tenemos para describir el fenómeno de la gravitación. En lo que sigue, introducimos algunos conceptos mínimos sobre la **GR**.

### 1.1.1 Conceptos mínimos de Relatividad General

En la **GR**, el espaciotiempo está representado por el par  $(\mathcal{M}, g)$ , donde  $\mathcal{M}$  es una variedad cuadridimensional diferenciable real y  $g$  es un tensor simétrico de segundo orden

Lorentziano, llamado *tensor métrico* o, simplemente, *métrica* del espaciotiempo. La variedad  $\mathcal{M}$  contiene a los elementos del espaciotiempo, llamados *eventos*, mientras que la métrica  $g$  caracteriza la geometría del mismo, de manera que el elemento de intervalo espaciotemporal es

$$ds^2 = d\vec{x} \cdot d\vec{x} = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (1.1)$$

donde  $d\vec{x}$  es un cuádrivector que representa un desplazamiento infinitesimal,  $dx^\mu$  son sus componentes en una base coordenada, y  $g_{\mu\nu}$  son las componentes de la métrica en esa base.

Entendida como un fenómeno geométrico, la gravedad afecta a cualquier partícula material, incluidos fotones y otras partículas sin masa. Si se conoce la métrica, la trayectoria de una partícula libre en el espaciotiempo,  $\{x^\mu(\lambda)\}$ , sigue una trayectoria *geodésica*, que es aquella que satisface la siguiente ecuación:

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\lambda^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx^\alpha}{d\lambda} \frac{dx^\beta}{d\lambda} = 0. \quad (1.2)$$

Aquí,  $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$  son los llamados *símbolos de Christoffel* o *conexión afín* y contienen derivadas de hasta primer orden del tensor métrico. En un espaciotiempo plano, existe un sistema de coordenadas global para el cual se cumple que  $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu = 0$ .

El principio de equivalencia de Einstein enuncia que el espaciotiempo es localmente plano. Esto implica que en las vecindades de cualquier evento  $\mathcal{P}$  del espaciotiempo, existe un sistema de coordenadas  $\{x^\mu\}$  tal que  $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$ ,  $\partial_\alpha g_{\mu\nu} = 0$ , para  $\alpha = 0, \dots, 4$ , donde  $\eta_{\mu\nu}$  es la métrica de Minkowski para un espaciotiempo plano. No obstante, las derivadas segundas de la métrica no pueden anularse en general. Por ende, la curvatura del espaciotiempo propiamente dicha está representada por el llamado *tensor de curvatura de Riemann*<sup>1</sup>, cuyas componentes  $R_{\alpha\beta\mu\nu}$  contienen derivadas de hasta segundo orden de las componentes de la métrica,  $g_{\mu\nu}$ .

Según la **GR**, la curvatura del espaciotiempo queda determinada por el contenido de energía e impulso de la materia en el mismo, representado por el tensor de energía-impulso  $T$ , a través de las ecuaciones de campo de la **GR**, también llamadas *ecuaciones de Einstein*:

$$G_{\mu\nu} := R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}, \quad (1.3)$$

ECUACIONES DE  
EINSTEIN

donde  $G_{\mu\nu}$  es el *tensor de Einstein*,  $R_{\mu\nu} = g^{\lambda\sigma}R_{\lambda\mu\sigma\nu} = R_{\mu\sigma\nu}^\sigma$  es el *tensor de curvatura de Ricci*<sup>2</sup> y  $R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu} = R_{\mu}^{\mu}$  es el *escalar de curvatura Ricci*.

Las ecuaciones de Einstein son un conjunto de diez ecuaciones diferenciales parciales de segundo orden no lineales en los coeficientes de la métrica  $g_{\mu\nu}$ . A pesar de su complejidad, durante el siglo XX y lo que va del XXI se han encontrado muchas soluciones a las mismas; como veremos a continuación, algunas de estas soluciones representan espaciotiempos que contienen regiones muy especiales: los agujeros negros<sup>3</sup>.

Formalmente, un agujero negro es una *región* del espaciotiempo causalmente desconectada del resto. Esta región está encerrada por una hipersuperficie nula llamada *horizonte*

<sup>1</sup>Georg Friedrich Bernhard Riemann (1826-1866).

<sup>2</sup>Gregorio Ricci-Curbastro (1853-1925).

<sup>3</sup>El término 'agujero negro' sería popularizado recién en 1967 por J. A. Wheeler. Anteriormente, se utilizaban otros términos como 'estrella congelada' o 'estrella colapsada'.

de eventos; cualquier partícula que cruce el horizonte en dirección al agujero negro no puede volver a cruzarlo hacia el exterior.

### 1.1.2 Agujero negro de Schwarzschild

En enero de 1916, apenas tres meses después de que A. Einstein presentara las ecuaciones de campo de la GR, el físico y astrónomo alemán Karl Schwarzschild (1873-1916) encontró la primera solución exacta de las mismas<sup>4</sup> (Schwarzschild, 1916). La solución de Schwarzschild representa un espaciotiempo vacío, esféricamente simétrico, estacionario y estático alrededor de un cuerpo de masa  $M$ . En coordenadas esféricas  $(t, r, \theta, \phi)$ , el elemento de línea de este espaciotiempo resulta

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{R_S}{r}\right) c^2 dt^2 + \left(1 - \frac{R_S}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (1.4)$$

donde  $R_S := 2GM/c^2$  es llamado *radio de Schwarzschild*,  $c$  denota la velocidad de la luz en el vacío y  $G$  denota la constante de gravitación universal. De acuerdo a la Ec. 1.4, la métrica presenta dos singularidades,  $r = 0$  y  $r = R_S$ . Sin embargo, un análisis detallado de la curvatura del espaciotiempo, por ejemplo, calculando el escalar de Kretschmann,  $K := R^{\alpha\beta\mu\nu}R_{\alpha\beta\mu\nu}$  (e.g. Henry 2000), muestra que la curvatura del espaciotiempo sólo diverge en  $r = 0$ ; los coeficientes de la métrica pueden hacerse regulares en  $r = R_S$  mediante un cambio de coordenadas apropiado. Utilizando las *coordenadas de Eddington–Finkelstein entrantes*  $(v, r, \theta, \phi)$ , donde

$$v := ct + r_*, \quad (1.5)$$

$$r_* := r + R_S \log \left| \frac{r}{R_S} - 1 \right|, \quad (1.6)$$

el elemento de línea toma la forma

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{R_S}{r}\right) dv^2 + 2dvdr + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (1.7)$$

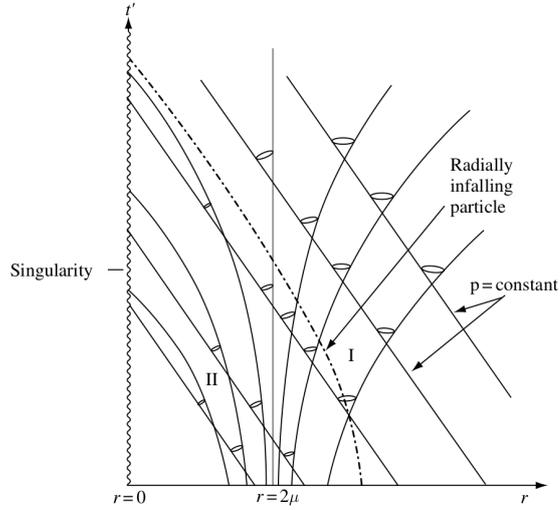
resultando la métrica explícitamente no singular en  $r = R_S$ .

La Fig. 1.2 muestra un diagrama espaciotemporal de la solución de Schwarzschild en coordenadas de Eddington–Finkelstein entrantes. La superficie  $r = R_S$  es nula (paralela a los conos de luz), y no existen curvas causales que permitan cruzar desde la región interior a la misma hacia la exterior: los eventos en la región  $r < R_S$  quedan causalmente desconectados del resto del espacio-tiempo. En este sentido, la región  $r = R_S$  es un *horizonte de eventos* y la región  $r \leq R_S$  representa un *agujero negro*.

La solución de Schwarzschild es la solución de agujero negro más simple posible, ya que está caracterizada por un único parámetro, la masa  $M$  del objeto central. En la década de 1960, el físico estadounidense J. A. Wheeler (1911-2008) enunció la llamada *conjetura del no-pelo*, que afirma que todas las soluciones de agujero negro de las ecuaciones de

<sup>4</sup>K. Schwarzschild envió una carta con la solución a Einstein mientras se encontraba combatiendo para las fuerzas del Imperio Alemán en el frente ruso durante la Primera Guerra Mundial. En la misma recita: “As you see, the war treated me kindly enough, in spite of the heavy gunfire, to allow me to get away from it all and take this walk in the land of your ideas”.

**Figura 1.2:** Diagrama del espaciotiempo de Schwarzschild en coordenadas de Eddington–Finkelstein entrantes. Se muestra el comportamiento de los conos de luz y de una geodésica tipo tiempo en las proximidades del horizonte de eventos,  $r = R_S$ . La región II representa al *agujero negro de Schwarzschild* y la región I al resto del universo. Figura tomada de [Hobson et al. \(2006\)](#).



Einstein–Maxwell<sup>5</sup> pueden ser caracterizadas por sólo tres parámetros clásicos: masa, carga eléctrica y momento angular. No obstante, no es de esperar en el Universo que objetos macroscópicos como los agujeros negros posean carga eléctrica, ya que, de poseerla, estos rápidamente atraerían cargas del signo opuesto hasta neutralizarse. Luego, el agujero negro astrofísico más general es aquel que posee masa y momento angular. La solución que describe este espaciotiempo es la solución de Kerr, y el tipo de agujero negro asociado a esta geometría se conoce como *agujero negro de Kerr*, que describimos a continuación.

### 1.1.3 Agujero negro de Kerr

La solución de Kerr ([Kerr, 1963](#)) describe el espaciotiempo en las vecindades de un cuerpo rotante de masa  $M$  y momento angular  $J$ . En las coordenadas de Boyer–Lindquist, el elemento de línea del espaciotiempo de Kerr toma la forma ([Bardeen et al., 1972](#))

$$ds^2 = - \left( 1 - \frac{R_S r}{\Sigma} \right) c^2 dt^2 - \frac{2R_S r a \sin^2 \theta}{\Sigma} c dt d\phi + \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 + \Sigma d\theta^2 + \left( r^2 + a^2 + \frac{R_S r a^2}{\Sigma} \sin^2 \theta \right) \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (1.8)$$

MÉTRICA DE KERR EN  
COORDENADAS DE  
BOYER–LINDQUIST

donde

$$\Sigma := r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \quad (1.9)$$

$$\Delta := r^2 - R_S r + a^2. \quad (1.10)$$

Aquí,  $a := J/(Mc)$  es el momento angular específico del agujero negro,  $R_S$  es el radio de Schwarzschild y  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío. El elemento de línea dado por la Ec. 1.10 se reduce a la solución de Schwarzschild en el límite  $a \rightarrow 0$ .

<sup>5</sup>Se llaman ecuaciones de Einstein–Maxwell a aquellas que resultan de combinar las ecuaciones de Einstein con el tensor de energía-impulso del campo electromagnético en el vacío (tensor de Maxwell).

En este caso, las coordenadas  $r$ ,  $\theta$ , y  $\phi$  no son esféricas sino esferoidales oblatas, y se relacionan con las coordenadas cartesianas a través de

$$x = \sqrt{r^2 + a^2} \sin \theta \cos \phi, \quad (1.11)$$

$$y = \sqrt{r^2 + a^2} \sin \theta \sin \phi, \quad (1.12)$$

$$z = r \cos \theta. \quad (1.13)$$

Los coeficientes de la métrica determinados por la Ec. 1.8 son singulares en  $\Sigma = 0$  y  $\Delta = 0$ . Nuevamente, del análisis de la curvatura espaciotemporal resulta que la singularidad en  $\Delta = 0$  es ficticia, producto de nuestra elección de coordenadas, y la única divergencia real de la curvatura ocurre para  $\Sigma = 0 \iff (r = 0, \theta = \pi/2)$ . Esta singularidad consiste en un anillo de radio  $a$  localizado en el plano ecuatorial.

La condición  $\Delta = 0$  determina dos horizontes de eventos localizados en

RADIO DEL  
HORIZONTE DE  
EVENTOS

$$r_{\text{H},\pm} = R_g \left( 1 \pm \sqrt{1 - a_*^2} \right), \quad (1.14)$$

donde  $a_* := a/M$  es el momento angular específico adimensionalizado, que cumple  $-1 < a_* < 1$ , y  $R_g := GM/c^2$  es el radio gravitacional. Desde un punto de vista astrofísico, el único horizonte de interés es el horizonte externo  $r_{\text{H},+}$ , que de ahora en más llamamos simplemente “horizonte” y lo denotamos  $r_{\text{H}}$ . Para  $a_* > 0$ , este horizonte es elipsoidal y se encuentra achatado en los polos. Al igual que en el espaciotiempo de Schwarzschild, al cruzar el horizonte todas las trayectorias causales apuntan hacia el interior del agujero, por lo cual no es posible escapar del mismo.

La solución de Kerr es estacionaria pero no estática: como  $g_{t\phi} \neq 0$ , un observador inercial, aunque tenga momento angular nulo, necesariamente rotará con el espaciotiempo respecto a un observador estático. Este fenómeno se conoce como *arrastré de marcos de referencia* y tiene importantes implicancias astrofísicas. De la condición  $g_{tt} = 0$ , se deduce la existencia de otras dos hipersuperficies características del espaciotiempo en  $r_{\text{E},\pm} = R_g \left( 1 \pm \sqrt{1 - a_*^2 \cos^2 \theta} \right)$ , donde, nuevamente, la única de relevancia astrofísica es la hipersuperficie externa,  $r_{\text{E},+}$ , que yace fuera del horizonte de eventos y denotaremos  $r_{\text{E}}$ . En la región  $r_{\text{H}} < r \leq r_{\text{E}}$ , denominada *ergósfera*, se cumple que  $g_{tt} > 0$  y el arrastre de marcos de referencia es tan intenso que no permite la existencia observadores estáticos (con cuadrivelocidad  $u^\mu = \{u^t, 0, 0, 0\}$ ), ya que en tal caso  $\vec{u} \cdot \vec{u} = g_{\mu\nu} u^\mu u^\nu = g_{tt} (u^t)^2 > 0$ , y la cuadrivelocidad no puede ser tipo tiempo. En esta región, todo observador está obligado a corotar con el agujero negro. La velocidad angular del espaciotiempo es máxima en el horizonte de eventos y vale

$$\Omega_{\text{H}} = \frac{a_* c}{2r_{\text{H}}}. \quad (1.15)$$

La región ergosférica presenta la curiosa propiedad de que, bajo ciertas condiciones, es posible para un sistema físico realizar trabajo negativo sobre el agujero negro y extraer energía rotacional del mismo. Existen al menos dos mecanismos en la naturaleza capaces de extraer energía de un agujero negro de Kerr haciendo uso de las propiedades de la ergósfera. El *mecanismo de Penrose* (Penrose & Floyd, 1971) ocurre cuando una partícula  $A$  con energía  $E_A$  medida en el infinito (cantidad conservada) ingresa en la ergósfera de un agujero negro de Kerr, para luego decaer en otras dos partículas,  $B$  y  $C$ . Bajo ciertas condiciones, una de estas partículas, digamos la  $B$ , puede tener energía negativa medida

desde infinito, por lo que  $E_C = E_A - E_B > E_A$ . Si la partícula  $B$  termina cayendo en el agujero negro y la partícula  $C$  escapando hacia el infinito, habrá una energía neta positiva extraída del proceso igual a  $\Delta E = E_C - E_A > 0$ . Puede demostrarse que en tal proceso el agujero negro disminuye su momento angular, y la energía obtenida proviene de la energía rotacional del agujero negro.

No obstante, los ambientes astrofísicos no parecen favorecer las condiciones para que el mecanismo de Penrose ocurra de forma eficiente. Por el contrario, si un agujero negro de Kerr está inmerso en una magnetósfera, su energía rotacional puede ser extraída eficientemente y escapar a infinito como un flujo de Poynting en el llamado *mecanismo de Blandford–Znajek* (Blandford & Znajek, 1977). Dado que este proceso es fundamental en la producción de *jets* relativistas y tiene fuertes implicancias astrofísicas, lo discutimos en detalle más adelante en este capítulo.

### 1.1.4 Órbitas en torno a un agujero negro

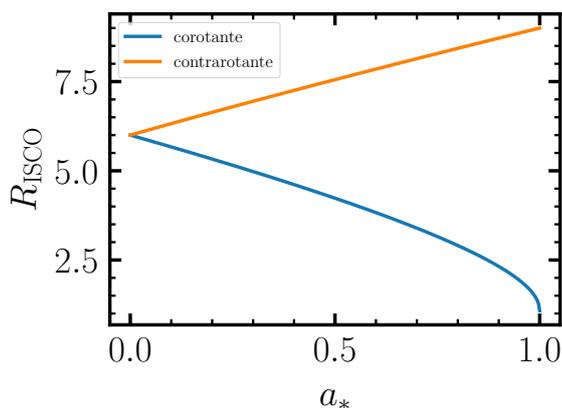
En el contexto de la teoría gravitatoria de Newton, una partícula masiva puede seguir una órbita circular estable alrededor de un cuerpo masivo a cualquier distancia del mismo (siempre que  $r > R_*$ , donde  $r$  es el radio de la órbita y  $R_*$  es el radio del objeto gravitante). En GR, por el contrario, el estudio de las trayectorias geodésicas en la vecindad de un agujero negro muestra que las órbitas circulares estables de partículas masivas existen sólo para radios mayores que un radio mínimo. Existe, por ende, una última (más interna) órbita circular estable (ISCO, del inglés *Innermost Stable Circular Orbit*), cuya coordenada radial  $r$  se obtiene de resolver la siguiente ecuación:

$$r^2 - \frac{3R_S}{r} - 3a^2 \pm 8a\sqrt{\frac{R_S r}{2}} = 0, \quad (1.16)$$

donde el signo  $+$  ( $-$ ) corresponde a una órbita en el mismo sentido (en sentido contrario) a la rotación del agujero negro.

La Fig. 1.3 muestra las dos soluciones de la Ec. 1.16 como función del parámetro  $a_*$ . Para  $a_* = 0$ , el espaciotiempo es estático y está representado por la solución de Schwarzschild. La coordenada radial de la ISCO en este caso es  $R_{\text{ISCO}} = 6R_g$ , independientemente del sentido de la órbita. A medida que se incrementa el espín del agujero negro, las dos soluciones para órbitas corotantes y contrarotantes se separan cada vez más: para una órbita corotante la ISCO se acerca al agujero negro, mientras que en el caso opuesto la ISCO se aleja. En el caso de un agujero negro rotante extremal, en que  $a_* \rightarrow 1$ , la coordenada de la ISCO para una órbita corotante tiende a la del horizonte de eventos,  $R_{\text{ISCO}} \rightarrow r_H$ .

En el caso de partículas sin masa, como los fotones, puede demostrarse que no existen órbitas circulares estables alrededor de un agujero negro. Sin embargo, existe una región donde pueden existir órbitas circulares que, aunque inestables, resultan de gran importancia astrofísica. En el caso de un agujero negro de Schwarzschild, existe una única coordenada radial a la que son posibles órbitas circulares de fotones,  $r_{\text{ph}} = 3R_g$ . Debido a la simetría esférica, estas órbitas pueden darse en cualquier plano que cruce el centro del agujero negro y, por ende, definen una *esfera de fotones*. Un rayo de luz puede realizar muchas órbitas sobre (o muy cerca de) la esfera de fotones, antes de escapar al infinito o caer al agujero negro. Debido al largo recorrido que puede realizar un rayo de luz, su intensidad específica puede ser muy alta. Esto da lugar a que aquellos rayos luminosos



**Figura 1.3:** Coordenada radial de la última órbita circular estable alrededor de un agujero negro de Kerr (en unidades de  $R_g$ ) como función del momento angular específico adimensional  $a_*$  del agujero.

que escapan al infinito luego de recorrer la esfera de fotones produzcan una imagen con forma de anillo muy brillante.

En la geometría de Kerr, las órbitas de fotones son mucho más complicadas, y el conjunto de todas ellas no tiene más simetría exactamente esférica. No obstante, aproximadamente, estas órbitas también dan forma a una región esferoidal donde puede haber órbitas (inestables) quasi-circulares de fotones.



En esta tesis, no investigamos situaciones con agujeros negros aislados, sino que nos interesan los escenarios donde estos interactúan con la materia de su entorno a través del proceso de *acreción*. En la Literatura, es común el uso extensivo del término *disco de acreción* para referirse a la estructura que forma la materia acretada sobre un objeto gravitante, en particular, sobre un agujero negro. Aunque este uso es razonable en muchas situaciones, en la mayoría de los escenarios que nos interesa estudiar en esta tesis, la materia acretada no necesariamente tiene forma de disco. Por ende, en lo que sigue utilizaremos el término *flujo de acreción* para referirnos en un caso general al fluido que está siendo acretado, mientras que reservaremos el término *disco de acreción* para aquellos flujos de acreción que tengan, en buena aproximación, una estructura discal.

A continuación, describimos las generalidades más importantes de la física de acreción sobre un objeto gravitante.

## 1.2 Flujos de acreción

La acreción es el proceso en el cual materia inicialmente lejos de un objeto gravitante pierde energía gravitatoria y momento angular y cae hacia este último por la acción gravitatoria. En la mayoría de las situaciones realistas, esta materia posee momento angular respecto al objeto central, al cual deberá perder por algún mecanismo para caer hacia el objeto. Comprender cómo se da el transporte de materia, momento angular y energía a

través de un flujo de acreción es esencial para poder describir numerosos procesos astrofísicos de muy diversa índole, como, por ejemplo, la formación de planetas y estrellas, el crecimiento de agujeros negros supermasivos y la relación de estos con la evolución de la galaxia que los alberga, la fenomenología asociada a la radiación de una gran variedad de fuentes astrofísicas: enanas blancas, binarias de rayos X, microcuásares, núcleos galácticos activos, eventos de disrupción por mareas, erupciones de rayos gamma y fusiones de objetos compactos en general.

Los flujos de acreción producen radiación electromagnética y de otras partículas que pueden detectarse en la Tierra, brindando una herramienta única para investigar fenómenos físicos en regímenes extremos, como la física de plasmas relativistas o el régimen de gravedad fuerte de la GR, que son imposibles de reproducir en un laboratorio en la Tierra. Los flujos de acreción también cumplen un rol fundamental en el lanzamiento de *jets* relativistas y, junto con estos últimos, ejercen una influencia determinante tanto en la galaxia que los alberga como en el medio intergaláctico.

El desarrollo de la teoría de la acreción sobre cuerpos gravitantes se remonta hasta antes de mediados del siglo XX, con los trabajos de Hoyle & Lyttleton (1939) y Bondi & Hoyle (1944) sobre acreción axisimétrica, y de Bondi (1952) sobre acreción esférica. Sin embargo, este campo de estudio cobró una relevancia mucho mayor a partir de la década de 1970, luego de que los modelos pioneros desarrollados por Shakura & Sunyaev (1973); Novikov & Thorne (1973); Page & Thorne (1974); Shapiro et al. (1976), entre otros, mostraran ser capaces de reproducir la fenomenología observada en fuentes astrofísicas muy especiales: los agujeros negros acretantes. Desde ese momento hasta la actualidad, han tenido lugar enormes avances tanto en el plano teórico como observacional, y se ha desarrollado una variedad de nuevos modelos para flujos de acreción, con tasas de acreción muy bajas (Narayan & Yi, 1994, 1995a) o muy altas (Abramowicz et al., 1988), con vientos de distintos orígenes que se llevan masa y momento angular (Blandford & Begelman, 1999; Fukue, 2004), o con campos magnéticos globales tan intensos que dominan completamente la dinámica del disco (Narayan et al., 2003; Meier, 2005), sólo por mencionar algunos. Estos modelos, a su vez, han sido corroborados y perfeccionados no sólo por su contrastación con observaciones, sino mediante el desarrollo de simulaciones numéricas de la dinámica de estos plasmas con niveles de complejidad cada vez mayores: simulaciones hidrodinámicas, magnetohidrodinámicas utilizando potenciales pseudo-Newtonianos y, luego, en Relatividad General (GRMHD, del inglés *General-Relativistic Magnetohydrodynamics*) en dos y tres dimensiones (el lector puede consultar Davis & Tchekhovskoy 2020, y las referencias allí indicadas, para tener un panorama actualizado del estado de las simulaciones de flujos de acreción sobre agujeros negros).

### 1.2.1 Generalidades y conceptos fundamentales

La acreción es el mecanismo más eficiente para la liberación de energía en el Universo. Para realizar una estimación simple de dicha eficiencia, consideremos una partícula de prueba de masa  $m$  que parte de un estado de reposo en el infinito y es atraída gravitacionalmente por un cuerpo esférico de masa  $M_* \gg m$  y radio  $R_*$ . Su energía mecánica es nula inicialmente y se conservará en el proceso: la partícula será acelerada por la atracción del cuerpo gravitante aumentando su energía cinética a costa de su energía potencial hasta alcanzar la superficie del cuerpo gravitante. De no ocurrir mecanismos disipativos en el

trayecto, su energía cinética en este punto será

$$E_c(R_*) = -U_g(R_*) = \frac{GM_*m}{R_*}. \quad (1.17)$$

Si el cuerpo gravitante posee una superficie material, como es el caso de una estrella, la partícula será rápidamente frenada al colisionar con esta superficie disipando toda o gran parte de su energía cinética:  $E_{\text{dis}} \approx E_c(R_*) = U_g(R_*)$ . Más precisamente, la energía cinética será transformada en energía interna de las partículas de la superficie de la estrella, aumentando su temperatura y, en consecuencia, su luminosidad.

De la Ec. 1.17 puede deducirse que, cuanto mayor sea la masa y menor sea el radio del objeto central, es decir, cuanto más compacto sea este, mayor será la energía cinética adquirida por la partícula de prueba y, por ende, mayor la energía disipada en el proceso de acreción.

Consideremos el caso de una estrella de neutrones, cuya masa y radio podemos aproximar por  $M_* \sim M_\odot$  y  $R_* \sim 10$  km, respectivamente. Definiendo la eficiencia disipativa del proceso de acreción como  $\eta_{\text{eff}} := (E_{\text{dis}}/E_{\text{rep}}) \times 100\%$ , donde  $E_{\text{rep}} = mc^2$  es la energía en reposo de la partícula de prueba, y utilizando la Ec. 1.17, resulta  $\eta_{\text{eff}} \sim 15\%$ . Este valor es más de un orden de magnitud mayor que el que se obtiene para la fusión nuclear,  $\eta_{\text{nuc}} \sim 0.4\%$ .

En caso en que el objeto gravitante sea un agujero negro, el cual no posee una superficie material, la partícula simplemente atravesaría el horizonte de eventos sin disipar su energía cinética. No obstante, en un escenario realista, la partícula de prueba no será acretada de forma aislada sino que formará parte, justamente, de un flujo de acreción, mediante el cual sufrirá procesos disipativos durante el trayecto hacia el horizonte del agujero negro. Luego, para estimar la eficiencia radiativa de la acreción sobre un agujero negro es necesario comprender la dinámica y la energética de los flujos de acreción; esta tarea ha ocupado gran parte del trabajo de los astrofísicos durante los últimos cincuenta años.

El parámetro más importante que determina las propiedades de un flujo de acreción es su *tasa de acreción*; esto es, la masa que atraviesa una superficie cerrada alrededor del objeto central por unidad de tiempo. En estado estacionario y en ausencia de vientos o jets, la tasa de acreción es constante para toda distancia al agujero negro.

## Límite de Eddington

Si el objeto acretante emite radiación con una luminosidad  $L$ , esta ejercerá una fuerza sobre el plasma acretado que es opuesta a la fuerza gravitatoria. Debido a la dependencia con la inversa del cuadrado de la distancia tanto de la fuerza debida a la presión de la radiación como de la fuerza gravitatoria, existe una luminosidad crítica, llamada *luminosidad de Eddington*, para la cual ambas fuerzas se igualan y la acreción, en principio, se detiene. Esta luminosidad límite es

$$L_{\text{Edd}} := \frac{4\pi GM_* m_p c}{\sigma_T} \approx 1.26 \times 10^{38} \left( \frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1}, \quad (1.18)$$

## 1.2. FLUJOS DE ACRECIÓN

donde  $M$  es la masa del objeto central y  $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$  es la sección eficaz de Thomson<sup>6</sup>. Bajo las condiciones descritas, un objeto que emite radiación con una luminosidad igual o mayor que la luminosidad de Eddington no puede acretar materia.

En muchas fuentes acretantes, y en particular en todos los agujeros negros acretantes, la luminosidad del objeto central no es independiente de la acreción sino que, justamente, es producto de la disipación de energía del proceso de acreción mismo. Si suponemos que la luminosidad de la fuente es proporcional a su tasa de acreción, la luminosidad límite de Eddington impone, a su vez, un límite a la tasa de acreción. En el caso de que toda la energía cinética generada en el proceso de acreción se disipe y sea emitida como radiación en la superficie del objeto central, la luminosidad será

$$L \sim L_{\text{acc}} = \frac{GM\dot{M}}{R_*}, \quad (1.19)$$

donde  $\dot{M}_*$  es la tasa de acreción sobre el objeto central. Luego, la condición  $L < L_{\text{Edd}}$  impone, trivialmente, un límite a la tasa de acreción.

Cuando el objeto central es un agujero negro, parte de la energía cinética de la materia acretada puede desaparecer detrás del horizonte de eventos y sólo una fracción de la misma ser radiada antes que eso ocurra. El valor de esta fracción dependerá de los detalles del proceso de acreción que discutiremos en breve. No obstante, utilizando el parámetro de eficiencia radiativa  $\eta_{\text{eff}} < 1$ , podemos escribir

$$L_{\text{acc}} = \eta_{\text{eff}} \dot{M} c^2. \quad (1.20)$$

Para términos prácticos, es común utilizar una eficiencia radiativa característica del 10 % para definir la *tasa de acreción de Eddington* como

$$\dot{M}_{\text{Edd}} := L_{\text{Edd}} / (\eta_{\text{eff}} c^2) = 10 L_{\text{Edd}} / c^2 \approx 1.39 \times 10^{18} (M/M_{\odot}) \text{ g s}^{-1}. \quad (1.21)$$

TASA DE ACRECIÓN  
DE EDDINGTON

En el resto de esta tesis, seguiremos esta convención.

Cabe aclarar que el límite de Eddington no impone una restricción estricta ni a la luminosidad ni a la tasa de acreción que puede tener un agujero negro acretante, ya que en su derivación se realizan una serie de aproximaciones que no necesariamente son válidas en un escenario astrofísico: en particular, se supone que el fluido se encuentra en estado estacionario, que posee simetría esférica y que el plasma consiste sólo de hidrógeno completamente ionizado.

La utilidad del límite de Eddington radica en que tanto la estructura geométrica como energética de los flujos de acreción sobre agujeros negros, y por ende sus propiedades radiativas, dependen principalmente del cociente  $\dot{m} := \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ . Este solo parámetro permite clasificar cualitativamente los distintos regímenes de acreción posibles y sus diferentes implicancias astrofísicas.

<sup>6</sup>Para un plasma de hidrógeno ionizado, el mecanismo dominante es la dispersión de Thomson y actúa principalmente sobre los electrones. Estos, a su vez, arrastran a los protones consigo debido a la fuerza Coulombiana. Si el plasma contiene elementos más pesados que el hidrógeno, la sección eficaz puede aumentar debido a la absorción de fotones en líneas espectrales.

## Transporte de momento angular e inestabilidad magnetorotacional

Para que el plasma en un disco de acreción sea efectivamente acretado, debe ocurrir una transferencia de momento angular neta hacia las regiones externas. Es sabido que un fluido viscoso con rotación diferencial cumple esta condición; no obstante, los mecanismos microfísicos que dan lugar a la viscosidad en un fluido normal proveen valores para la viscosidad mucho más chicos que los requeridos para explicar la fenomenología de los flujos de acreción.

Shakura & Sunyaev (1973) fueron los primeros en notar que, si un flujo de acreción es turbulento, la interacción de los remolinos que se producen podría brindar una viscosidad efectiva lo suficientemente alta. En su trabajo pionero, propusieron un modelo de flujo de acreción geoméricamente delgado (en forma de disco) y ópticamente grueso, donde la viscosidad se debe a la turbulencia, pero cuyo origen es desconocido. Si los remolinos más grandes tienen un tamaño  $\mathcal{O}(h)$ , donde  $h$  es la escala de altura del disco, el coeficiente de viscosidad efectiva debido a la turbulencia puede parametrizarse como

$$\nu = \alpha c_s h, \quad (1.22)$$

donde  $c_s$  es la velocidad del sonido en el flujo y  $\alpha$  es un parámetro adimensional tal que  $0 < \alpha < 1$ . Este último parámetro encapsula el desconocimiento del mecanismo responsable de la turbulencia en los discos de acreción, y los modelos de flujo de acreción que utilizan la prescripción dada por la Ec. 1.22 suelen llamarse modelos  $\alpha$  o discos  $\alpha$ .

El mecanismo microfísico detrás de la turbulencia en los flujos de acreción permaneció desconocido por varios años. Recién en la década de 1990, Balbus & Hawley (1991) propusieron que la presencia de campos magnéticos poloidales en un plasma con rotación diferencial en el cual la velocidad orbital crece a medida que disminuye la distancia al objeto central da lugar a una inestabilidad, la llamada *inestabilidad magneto-rotacional* (**MRI**, del inglés *Magneto-rotational instability*), que es capaz de producir la turbulencia requerida. El mecanismo básico mediante el cual opera la **MRI** es el siguiente: si un flujo de acreción magnetizado posee una rotación diferencial tal que  $d\Omega/dr < 0$ , dos porciones de plasma en órbitas levemente diferentes y conectadas por una línea de campo magnético se ejercerán, mutuamente, una fuerza atractiva debida a la tensión magnética. El plasma que orbita a una distancia del agujero negro menor tiene una velocidad angular mayor, por lo que la fuerza que ejerce sobre la otra porción de plasma le produce a esta última un torque positivo. Recíprocamente, la porción de plasma que se mueve más lento ejerce un torque negativo sobre la primera. El resultado de este intercambio es un transporte neto de momento angular hacia afuera del flujo. Globalmente, este mecanismo no conduce a una configuración estable, sino que, por el contrario, desencadena la formación de remolinos que dan lugar a la turbulencia del flujo.

El mecanismo propuesto por Balbus & Hawley (1991) sería luego confirmado por numerosas simulaciones numéricas (e.g., ver Balbus & Hawley 1998 o Balbus 2003 y referencia allí indicadas) y, actualmente, es ampliamente aceptado como el principal causante del transporte de momento angular hacia afuera, y por ende, de la acreción, en flujos de acreción sobre agujeros negros. Cabe mencionar que existen otros posibles mecanismos de transporte de momento angular mediados por el lanzamiento de vientos o *jets*, por movimientos convectivos, o por ondas de choque en el flujo, entre otros. En general, estos mecanismos son menos importantes que el transporte debido a la **MRI**.

### 1.2.2 Regímenes de acreción

## 1.2. FLUJOS DE ACRECIÓN

La física de los flujos de acreción es extremadamente compleja, y el proceso puede ocurrir de muchas formas diferentes dependiendo de un gran número de factores. Como mencionamos anteriormente, una primera forma de clasificar los diferentes regímenes de acreción sobre agujeros negros consiste en discriminarlos según el valor de su tasa de acreción normalizada a la tasa de acreción de Eddington:

$$\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}, \quad (1.23)$$

Los efectos de la tasa de acreción en la estructura del flujo de acreción pueden evaluarse mediante un análisis de los distintos términos en la ecuación de conservación de la energía:

$$\rho v_r T \frac{ds}{dR} \equiv q^{\text{adv}} = q^+ - q^-, \quad (1.24)$$

donde  $\rho$ ,  $v_r$ ,  $T$  y  $s$  son la densidad de masa, la velocidad radial, la temperatura y la entropía específica del plasma, respectivamente; luego, el miembro izquierdo de la Ec. 1.24 representa la tasa de advección radial de entropía por unidad de masa. En el miembro derecho,  $q^+$  denota la tasa de energía liberada por disipación turbulenta por unidad de volumen y  $q^-$  denota la tasa de enfriamiento radiativo por unidad de volumen.

**Disco de acreción delgado o estándar:** Si la tasa de acreción normalizada es moderada,  $\dot{m} \lesssim 0.5$ , la densidad del plasma es lo suficientemente alta para que las interacciones de partículas sean eficientes, y se cumple que  $q^+ \approx q^-$  y  $q^{\text{adv}} \approx 0$ . Es decir, la energía interna generada por disipación es radiada localmente y la advección de entropía es despreciable. Estas condiciones se satisfacen en los llamados *discos de acreción estándar* (Shakura & Sunyaev, 1973; Novikov & Thorne, 1973; Page & Thorne, 1974). Estos discos son fríos; dependiendo de la masa del agujero negro, la temperatura del disco,  $T_d$ , está en el rango  $10^4 - 10^7$  K y se cumple  $T_d \ll T_{\text{vir}}$ , donde  $T_{\text{vir}} := GMm_p/(3k_B R) \simeq 3.6 \times 10^{12} (R/R_g)^{-1}$  K es la temperatura virial. En este caso, el uso del término “disco” es adecuado, ya que el enfriamiento eficiente hace que estos flujos sean geoméricamente delgados,  $h/r \ll 1$ , y ópticamente gruesos,  $\tau \equiv \int_0^h d\tau \gg 1$ . La energía generada localmente se transporta verticalmente y es efectivamente radiada en la fotosfera del disco a una altura  $\sim h$ , típicamente como un cuerpo negro. Debido a la dependencia de la temperatura efectiva de la fotosfera del disco con la distancia al agujero negro, el espectro integrado del disco es un *cuerpo negro multicolor*. De aquí, que los estados espectrales de fuentes galácticas con agujeros negros denominados “térmicos” estén dominados por este tipo de discos (e.g. Done et al. 2007). Otras fuentes acretantes donde el flujo de acreción se encuentra en este régimen son los AGNs luminosos, como los cuásares y las galaxias Seyfert brillantes (e.g. Netzer 2015).

La eficiencia radiativa del disco, definida como  $\varepsilon := L/\dot{M}c^2 \times 100\%$ , depende del espín del agujero negro y varía entre un 5% para agujeros negros de Schwarzschild y  $\simeq 40\%$  para agujeros negros de Kerr máximamente rotantes (Novikov & Thorne, 1973; Frank et al., 2002). Esta dependencia se debe, principalmente, a que la distancia a la que se encuentra la ISCO depende del spin del agujero negro (ver Sec. 1.1.4); a menor radio de la ISCO, mayor temperatura del disco. A cada radio  $r > R_{\text{ISCO}}$ , las partículas del plasma describen órbitas circulares Keplerianas, dando lugar a un disco con rotación diferencial. La viscosidad (generada por la MRI) da lugar al transporte de momento angular hacia fuera y, por ende, la acreción.

Por otro lado, tanto en el régimen de muy baja tasa de acreción,  $\dot{m} \ll 1$ , como en el de

muy alta tasa de acreción,  $\dot{m} \gg 1$ , se satisface que la energía disipada localmente no puede ser radiada eficientemente y  $q^+ \gg q^-$ . Luego,  $q^{\text{adv}} \approx q^+$  y la energía es adveccionada hacia el agujero negro. Ambos regímenes de acreción ocurren a través de un *flujo de acreción dominado por advección* (ADAF, del inglés *Advection-Dominated Accretion Flow*), aunque la razón por la que la advección “domina” en cada caso tiene un origen completamente distinto.

**Flujo con acreción subcrítica:** En los ADAF con tasas de acreción subcríticas ( $\dot{m} \ll 1$ ), la baja eficiencia radiativa se debe, simplemente, a que las interacciones entre partículas son muy ineficientes por la baja densidad del plasma. Como veremos en el siguiente capítulo, esto también genera que electrones y protones adquieran distintas temperaturas, o, más aún, que puedan no alcanzar una distribución de energía Maxwelliana. Este escenario puede también describirse en términos de las escalas temporales involucradas: si  $t_{\text{rad}}$  es la escala temporal de enfriamiento radiativo para una partícula y  $t_{\text{acr}} \sim r/|v_r|$  es su escala temporal de acreción, entonces en este régimen se cumple que  $t_{\text{acr}} \ll t_{\text{rad}}$ .

La energía disipada en el flujo es almacenada principalmente en el gas, cuya temperatura alcanzará valores cercanos a la temperatura virial<sup>7</sup> (Yuan & Narayan, 2014):

$$T \sim T_{\text{vir}} \sim 10^{12}\text{K}. \quad (1.25)$$

Debido a la alta temperatura, la presión del gas es muy alta y estos flujos son *geométricamente gruesos*:  $h/r \sim 0.5$ .

Debido a sus propiedades, a estos flujos de acreción se los suele llamar *flujos de acreción radiativamente ineficientes*<sup>8</sup> (RIAF, del inglés *Radiatively-Inefficient Accretion Flow*) o *flujos de acreción calientes* (HAF). A menos que sea aclarado, en lo que sigue de esta tesis utilizaremos indistiguiblemente estos dos términos para referirnos a los flujos de acreción en este régimen.

Por último, pero no menos importante, la baja densidad del plasma en un HAF implica que este es *ópticamente delgado* ( $\tau < 1$ ), por lo que su espectro radiativo es muy diferente al de un cuerpo negro. En particular, este es producido por los procesos de radiación sincrotrón, radiación *Bremsstrahlung* y dispersión Compton inversa.

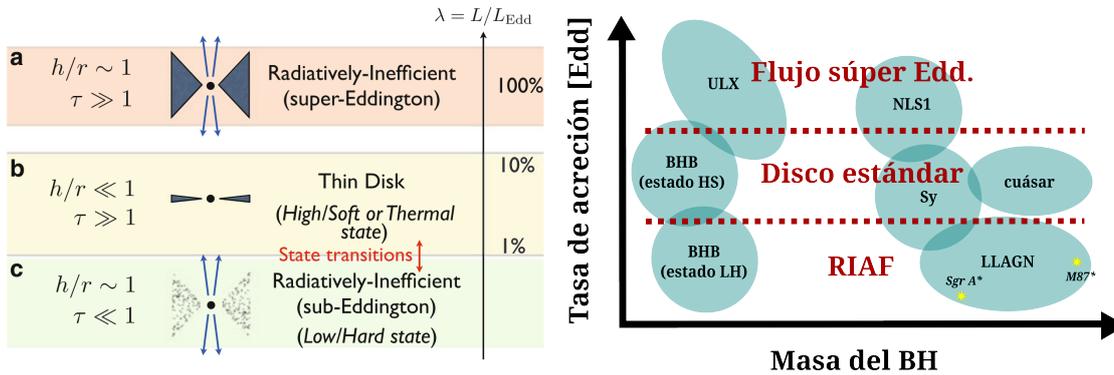
Agujeros negros acretantes donde el régimen de acreción es el de un HAF incluyen a las BHXB en los estados *low-hard*, intermedio, o inactivo (*quiescent*) (Esin et al., 1997, 1998), algunas galaxias Seyfert poco luminosas y, principalmente, a los núcleos galácticos activos de baja luminosidad (LLAGN, del inglés *Low-Luminosity Active Galactic Nucleus*) (ver Yuan & Narayan 2014 y referencias indicadas allí). Esta última clase incluye una gran subvariedad de fuentes que discutiremos más adelante. En particular, dos de los agujeros negros acretantes más ampliamente estudiados, Sgr A\*, en el centro de nuestra galaxia, y M87\*, en el corazón de la radio galaxia Messier 87 (M87), están en este régimen (Narayan et al., 1998b; Yuan et al., 2003; Ma et al., 2019; Nemmen et al., 2014; Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019a).

**Acreción supercrítica:** La situación es muy distinta en los ADAF con tasas de acreción súpercríticas (también llamadas súper-Eddington) (Abramowicz et al., 1988; Fukue,

<sup>7</sup>En general, esto es sólo válido para los protones, mientras que los electrones tienen temperaturas menores.

<sup>8</sup>Aunque no es lo más común en la Literatura, el término RIAF puede usarse también para referirse a los flujos de acreción supercríticos ya que, aunque por razones distintas a los flujos subcríticos, son radiativamente ineficientes.

## 1.2. FLUJOS DE ACRECIÓN



**Figura 1.4:** Representación gráfica de los distintos regímenes de acreción sobre agujeros negros. *Panel izq.:* Estructura geométrica del flujo de acreción según la luminosidad total en unidades de luminosidad de Eddington,  $\lambda := L/L_{\text{Edd}}$ . Figura tomada de Tchekhovskoy (2015). *Panel der.:* Esquema del lugar que ocupan distintas fuentes de agujeros negros acretantes, según la tasa de acreción y la masa del agujero negro.

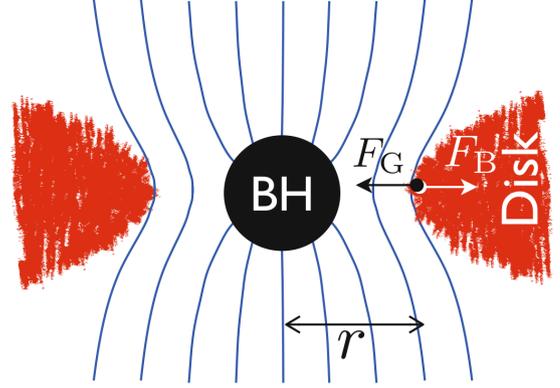
2000). A la inversa de lo que sucede en los HAF, la densidad del plasma en este régimen es extremadamente alta y las interacciones radiativas serán muy frecuentes y eficientes. No obstante, la alta densidad también implica un camino libre medio extremadamente corto para los fotones emitidos, de manera que la escala temporal de difusión para un fotón en el plasma,  $t_{\text{dif}}$ , resulta mayor que la escala temporal de acreción:  $t_{\text{dif}} > t_{\text{acr}}$ . Ocurre, entonces, que los fotones se encuentran *atrapados* en el plasma. En este caso, la energía disipada es almacenada principalmente por la radiación atrapada y es advectada hacia el agujero negro. La alta presión de radiación también da lugar a discos *geoméricamente gruesos* y a la producción de fuertes vientos ópticamente gruesos que ocultarán la emisión primaria del flujo de acreción. A pesar de ser radiativamente ineficientes, estos flujos son muy luminosos. Este régimen extremo parece operar en fuentes astrofísicas como las fuentes ultraluminosas en rayos X (ULX, del inglés *Ultraluminous X-Ray Source*) (Fabrika, 2004; Fabrika et al., 2015; Kaaret et al., 2017) y en galaxias Seyfert de Tipo I con líneas delgadas (NLS1, del inglés *Narrow-Line Seyfert I Galaxy*).

La Figura 1.4 resume gráficamente lo discutido arriba. En el Panel izquierdo, mostramos un esquema de las propiedades geométricas y radiativas de los distintos regímenes de acreción, a medida que se incrementa la tasa de acreción normalizada. En el Panel derecho, mostramos esquemáticamente las distintas fuentes astrofísicas asociadas a los agujeros negros acretantes, dependiendo de la tasa de acreción normalizada y de la masa del agujero negro central.

### SANE vs. MAD

La clasificación de los flujos de acreción en función de la tasa de acreción resulta, como casi toda clasificación monoparamétrica, incompleta para caracterizar todos los regímenes de acreción con propiedades cualitativamente diferentes. En particular, una subclasificación adicional muy útil se obtiene de parametrizar la importancia de los campos magnéticos ordenados en la estructura y dinámica del flujo de acreción. A grandes rasgos, pueden distinguirse dos regímenes discretos según esta clasificación: el régimen de *evo-*

**Figura 1.5:** Representación esquemática de un flujo de acreción en un estado MAD. Figura tomada de Tchekhovskoy (2015).



lución estándar y normal (o **SANE**, del inglés *Standard and Normal Evolution*), donde el plasma está energéticamente dominado por el gas, el campo magnético es mayormente turbulento y aplica todo lo discutido en la sección anterior, y el régimen de *flujo detenido magnéticamente* (o **MAD**, del inglés *Magnetically Arrested Disk*) (Narayan et al., 2003), que presenta características especiales que describimos a continuación.

Todos los flujos de acreción están magnetizados y acumulan una cierta cantidad de flujo magnético en la inmediata vecindad del agujero negro, ya que las líneas de campo magnético ordenado son advectadas por el flujo de acreción hacia el agujero. Esta concentración de flujo da lugar a una presión magnética sobre el plasma acretado que se opondrá a la acción gravitatoria. Si el flujo acumulado es lo suficientemente grande, a una cierta distancia del agujero negro la presión magnética puede equilibrar completamente la gravedad y detener la acreción. En esta situación, se dice que el flujo magnético está en su máxima saturación posible y el flujo de acreción se encuentra *detenido magnéticamente* o en un estado **MAD** (Bisnovatyi-Kogan & Ruzmaikin, 1974; Narayan et al., 2003; Tchekhovskoy et al., 2011; McKinney et al., 2012). La Figura 1.5 muestra una representación gráfica de esta situación.

En un **MAD** real, el plasma en la región interna del flujo de acreción modifica su estructura, pierde la simetría axial y transiciona a un estado en el cual la acreción ocurre a través de brazos espirales densos. En la región entre los brazos espirales quedan regiones relativamente vacías de plasma y altamente magnetizadas ( $p_{\text{mag}} \gg p_{\text{gas}}$ ). La región donde el flujo es un **MAD** está determinada por la condición de que la fuerza gravitatoria sea equilibrada por la fuerza debida a la presión magnética (Tchekhovskoy, 2015):

$$\frac{B^2}{8\pi} 4\pi r^2 \sim \frac{GM_{\text{BH}}}{r^2} \times \frac{4}{3} \pi r^3 \rho, \quad (1.26)$$

donde  $B$  es el campo magnético,  $r$  es el radio medido desde el centro del agujero negro,  $M_{\text{BH}}$  es la masa del agujero negro y  $\rho$  es la densidad de la masa acumulada. Esta última puede relacionarse con la tasa de acreción y la altura  $h$  del disco a través de la ecuación de continuidad,

$$\dot{M}_{\text{BH}} = 4\pi r^2 \rho |v_r| (h/r), \quad (1.27)$$

donde  $v_r$  es la velocidad radial del gas acretado.

De las ecuaciones 1.26 y 1.27, puede estimarse la intensidad del campo magnético en un **MAD** y resulta (Tchekhovskoy, 2015)

$$B_{\text{MAD}} \sim 0.4 \times 10^4 L_{-1}^{1/2} M_9^{-1/2} (h/r)^{-1/2} \text{ G}, \quad (1.28)$$

donde  $L_{-1} := L/10^{-1}L_{\text{Edd}}$  y  $M_9 := M/10^9M_{\odot}$ , y hemos supuesto que  $r \sim R_S$ , que la velocidad de caída es  $|v_r| \sim c$  y que la eficiencia radiativa es del 10%. El flujo magnético normalizado asociado a este campo magnético es

$$\phi_{\text{MAD}} := \frac{\Phi_{\text{MAD}}}{\sqrt{\langle \dot{M} \rangle R_g^2 c}} \sim 7(h/r)^{-1/2}. \quad (1.29)$$

En simulaciones numéricas, los flujos **MAD** muestran ser considerablemente más eficientes en el lanzamiento de *jets* relativistas (Tchekhovskoy et al., 2011; Tchekhovskoy, 2015; Davis & Tchekhovskoy, 2020) y presentan una mayor eficiencia radiativa (Xie & Zdziarski, 2019) que los flujos **SANE** para un mismo valor de  $\dot{m}$ . Sin embargo, la forma del espectro emitido es bastante similar en ambos regímenes, lo que dificulta la tarea de discriminarlos a través de datos espectrales de fuentes astrofísicas. Una excepción a esto es el caso de M87\*, donde el análisis de las detalladas observaciones de la colaboración **EHT**, en particular de la polarización de la radiación, favorece, con bastante certeza, un estado **MAD** para el flujo de acreción (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019b, 2021; Yuan et al., 2022).



En esta sección, hemos introducido algunas ideas fundamentales respecto a los flujos de acreción, los sistemas físicos responsables de transportar materia y energía desde regiones lejanas *hacia* el agujero negro. En lo que sigue, realizamos una breve descripción sobre otra componente fundamental de los agujeros negros acretantes: los *jets*, quienes transportan materia y energía en sentido contrario, *desde* el agujero negro hacia regiones lejanas.

### 1.3 *Jets*

Una fracción de la materia en un flujo de acreción puede ser expelida del sistema antes de llegar al agujero negro. Esto puede ocurrir de diversas maneras, aunque a grandes rasgos podemos considerar dos tipos de eyecciones cualitativamente diferentes: los *vientos*: eyecciones de materia poco colimadas y con velocidades no relativistas, y los *jets*: flujos de campos magnéticos y materia salientes y muy colimados—generalmente en la dirección del espín del agujero negro—que pueden alcanzar velocidades relativistas (Romero et al., 2017).

La potencia y las características particulares de los vientos y *jets*, así como su mecanismo de lanzamiento, varían para los distintos regímenes de acreción. Por ejemplo, en los flujos de acreción supercríticos se producen vientos muy densos y ópticamente gruesos, y su causa es la presión ejercida por la intensa radiación del disco. Por el contrario, en los flujos de acreción subcríticos, se lanzan vientos tenues y ópticamente delgados mediante mecanismos magneto-centrífugos que actúan sobre el material menos ligado de las capas superiores del flujo (Stone et al., 1999; Yuan et al., 2012) (ver Sec. 2.3.3).

A diferencia de los vientos, que pueden ser lanzados a lo largo de todo el flujo de acreción, los *jets* son producidos en las regiones más cercanas al agujero negro. Los *jets* se observan en una gran variedad de sistemas astrofísicos: protoestrellas, **BHXB**, **GRB**, **TDE** y muchos **AGN**. En el caso de sistemas con agujeros negros acretantes, las propiedades de los *jets* están íntimamente conectadas con las del flujo de acreción (Falcke & Biermann, 1995).

La presencia de estructuras extendidas tipo *jet* fue identificada en algunas galaxias como M87 ya en las primeras décadas del siglo XX (Curtis, 1918). En las décadas de 1950 y 1960, se propuso que esta emisión extendida, así como la emisión en radio de lóbulos muy extendidos observados en otras galaxias era producida por radiación sincrotrón de electrones relativistas Burbidge (1956); Shklovskii (1961). A partir del descubrimiento de los cuásares (Schmidt, 1963), quedó claro que algunas de estas fuentes emisoras en radio eran extremadamente distantes y, por ende, la extensión de los lóbulos emisores en radio y su energía acumulada debían ser extremadamente grandes.

En nuestra galaxia, *jets* relativistas fueron identificados por primera vez en la fuente súper-acretante SS 433 (Abell & Margon, 1979). Tiempo después, se observó emisión en radio extendida en otras **BHXB**, mostrando estas ser versiones a escala de los cuásares (Mirabel et al., 1992); por esto, a estas fuentes se las suele llamar *microcuásares*.

## Contenido energético y radiación

Una parte de la energía que transporta un *jet* lo hace, necesariamente, en forma de un flujo de Poynting. No obstante, el contenido exacto de materia bariónica y leptónica del mismo es incierto. Los *jets* pueden estar compuestos por un plasma frío de protones y electrones, sumado a una pequeña contribución de partículas relativistas, o por un plasma puramente leptónico de electrones y positrones relativistas (Romero et al., 2017). En general, la potencia de un *jet* a una cierta altura desde su base puede separarse en sus distintas componentes y expresarse como

POTENCIA DE UN *jet*  
RELATIVISTA

$$L_j \simeq \pi R^2 \Gamma_j^2 v_j \left( u'_B + u'_p + u'_e + u'_{\text{rad}} \right), \quad (1.30)$$

donde  $R$  es el radio de una sección del *jet*,  $v_j$  es su velocidad,  $\Gamma_j := [1 - (v_j/c)^2]^{-1/2}$  es su factor de Lorentz, y  $u'_B$ ,  $u'_p$ ,  $u'_e$  y  $u'_{\text{rad}}$  son la densidad de energía magnética, de protones fríos, de electrones relativistas y de radiación, respectivamente, en el sistema de referencia comóvil del *jet*. En la Ec. 1.30, un factor  $\Gamma_j$  proviene del incremento de la energía de las partículas del *jet* al ser medida en el sistema de laboratorio,  $E = \Gamma_j E'$ , y el factor adicional proviene de la contracción relativista de la longitud en la dirección de movimiento,  $L = L'/\Gamma_j$ . Las cantidades primadas son medidas en el sistema de referencia comóvil al fluido del *jet*.

Si las condiciones son adecuadas, los *jets* emiten radiación en todo el espectro electromagnético. Debido a la presencia de partículas relativistas y campos magnéticos, el mecanismo de radiación más relevante en los *jets* suele ser la radiación sincrotrón, cuyo espectro ocupa principalmente la banda de radio, aunque puede también ocupar la banda óptica o incluso los rayos X blandos. La región de emisión de ondas de radio en los *jets* puede extenderse hasta escalas de algunos Mpc en tamaño, en el medio intergaláctico, a pesar del mismo haber sido producido en una región de un tamaño  $\lesssim 100R_g$ . Esto da

cuenta de que los *jets* pueden transportar grandes cantidades de energía desde el agujero negro central hacia otras partes de la galaxia, en un proceso llamado “retroalimentación por AGN” (en inglés, *AGN feedback*), o incluso hasta el medio intergaláctico.

Además de la emisión sincrotrón a bajas y medianas energías (radio, infrarojo, óptico), los *jets* pueden emitir en altas energías (rayos X duros o rayos  $\gamma$ ) si los campos de radiación o de materia presentes son lo suficientemente intensos. Esta emisión puede ser producida por electrones a través de la dispersión Compton inversa (**IC**, del inglés *Inverse Compton*) de fotones menos energéticos. Los fotones de baja energía pueden tener variados orígenes: el fondo cósmico de microondas (**CMB**, del inglés *Cosmic Microwave Background*), el flujo de acreción sobre el agujero negro, u otras regiones emisoras del **AGN** como la región de líneas anchas (**BLR**, del inglés *Broad-Line Region*) o el llamado toro de polvo. Más aún, estos fotones blandos pueden ser los mismos fotones sincrotrón producidos *in situ* en el *jet*; en este caso, el proceso se conoce como *Synchrotron Self-Compton* (**SSC**). Si además de electrones, el *jet* contiene hadrones con energías relativistas, estos pueden inducir la producción de radiación  $\gamma$  mediante interacciones fotohadrónicas (con los mismos campos de radiación que el proceso de **IC**) o puramente hadrónicas si, por ejemplo, el *jet* interactúa con regiones de materia más densas, como nubes o estrellas.

Por otro lado, debido a que el fluido en un *jet* viaja a velocidades relativistas, la radiación que emite sufre efectos de corrimiento Doppler y *beaming* relativistas. Luego, su emisión estará amplificada y corrida al azul si el ángulo entre el *jet* y la dirección de observación,  $\theta_{\text{obs}}$ , es pequeño, y disminuida y corrida al rojo si  $\theta_{\text{obs}}$  es grande. En particular, la luminosidad bolométrica observada de un *jet*,  $L$ , se relaciona con la luminosidad emitida en su sistema comóvil,  $L'$ , como

$$L = \mathcal{D}_j^4 L', \quad (1.31)$$

donde

$$\mathcal{D}_j := [\Gamma_j (1 - \beta_j \cos \theta_{\text{obs}})]^{-1} \quad (1.32)$$

FACTOR DE  
DOPPLER

es el *factor de Doppler* y  $\beta_j := v_j/c$ . Por ejemplo, si el *jet* tiene un factor de Lorentz  $\Gamma_j \approx 10$  y el ángulo de observación es  $\theta_{\text{obs}} \approx 0.1$ , de la Ec. 1.32, resulta  $\mathcal{D}_j \approx \Gamma_j \approx 10$  y  $L \approx 10^4 L'$ .

### Lanzamiento de *jets* y mecanismo de Blandford–Znajek

En agujeros negros acretantes, el lanzamiento de *jets* relativistas está asociado a fenómenos magnéticos. Los dos modelos más estudiados al respecto son el de Blandford–Payne (**BP**) (Blandford & Payne, 1982) y el de Blandford–Znajek (**BZ**) (Blandford & Znajek, 1977). En ambos modelos, las líneas de campo magnético del flujo de acreción en la vecindad de un agujero negro son forzadas a rotar; la diferencia radica en la causa de esta rotación en cada caso.

En el mecanismo de **BP**, la rotación de las líneas de campo magnético es causada directamente por la rotación del flujo de acreción—debido a la condición de congelamiento del flujo magnético (Alfvén, 1942), las líneas de campo magnético se encuentran “ancladas” al plasma y rotan solidarias a este. En el mecanismo de **BZ**, si bien el campo magnético está anclado al plasma del flujo de acreción, la rotación de las líneas de campo se debe a la rotación del espaciotiempo mismo; más precisamente, al arrastre de marcos de referencia en la vecindad de un agujero negro de Kerr (ver Sec. 1.1.3). En un agujero negro acretante real, ambos mecanismos pueden ocurrir simultáneamente. El escenario más aceptado actualmente es que los *jets* más potentes, colimados y relativistas son lanzados

por el mecanismo de **BZ**, mientras que *jets* más débiles, menos colimados y medianamente relativistas son lanzados por el mecanismo de **BP**.

Los agujeros negros no pueden mantener su propio campo magnético, por lo que quien lo aporta y lo sostiene en las cercanías del agujero negro es el flujo de acreción. Este flujo magnético puede ser arrastrado desde regiones muy lejanas o bien generado *in situ* por fenómenos de dínamo. La rotación de las líneas de campo en el mecanismo de **BZ** induce la generación de una estructura helicoidal en el campo magnético que se expande verticalmente bajo su propia presión formando un flujo de Poynting (Tchekhovskoy et al., 2011).

En estado estacionario, cada línea de campo magnético debe rotar con una velocidad angular única  $\Omega_F$ . No obstante, el espaciotiempo intentará arrastrar con distinta velocidad diferentes partes de una misma línea; en particular:  $\Omega_F = \Omega_H$  en el horizonte y  $\Omega_F = 0$  en infinito. Esta competencia fuerza a cada línea a tener una velocidad angular intermedia, que resulta ser aproximadamente  $\Omega_F \sim 0.5\Omega_H$  (Tchekhovskoy, 2015). La rotación de las líneas de campo determina el llamado *cilindro de luz* a una distancia  $R_{LC} \sim c/\Omega_F$ , donde la velocidad de rotación alcanza la velocidad de la luz. Para  $R \sim R_{LC}$ , los efectos relativistas se vuelven significativos y todas las componentes del campo electromagnético son comparables:

$$B_\phi \sim E_\theta \sim B_p \sim \Phi_{BH}/2\pi r_{LC}^2, \quad (1.33)$$

donde  $\Phi_{BH} := \int_0^{\pi/2} d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \sqrt{-g} |B^r|$  es el flujo magnético a través de un hemisferio del horizonte de eventos del agujero negro. Finalmente, la potencia liberada puede aproximarse como el producto del flujo de Poynting y el área del cilindro de luz:

$$P \sim \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \times 4\pi r_{LC}^2 \sim c E_\theta B_\phi r_{LC}^2 \sim \frac{1}{16\pi^2 c} \Phi_{BH}^2 \Omega_H^2, \quad (1.34)$$

Realizando un cálculo más detallado, se obtiene la siguiente expresión:

$$P_{BZ} = \frac{\kappa}{4\pi c} \Phi_{BH}^2 \Omega_H^2 f(\Omega_H), \quad (1.35)$$

donde  $\kappa \approx 0.05$  y (Tchekhovskoy et al., 2010)

$$f(\Omega_H) = 1 + 1.38(\Omega_H R_g/c)^2 - 9.2(\Omega_H R_g/c)^4. \quad (1.36)$$

La Ec. 1.35 es válida para valores del espín del agujero negro  $a_* \lesssim 0.95$ ,

Al igual que en el mecanismo de Penrose, esta potencia es producida a costa de una disminución de la energía rotacional del agujero negro. En el mecanismo de **BZ**, existe un flujo de partículas con energía negativa (en el infinito) hacia el agujero negro y un flujo de energía positiva en forma de un flujo de Poynting hacia el infinito (Komissarov, 2004a).

Unos años después de la propuesta de **BZ**, Punsly & Coroniti (1990a,b) presentaron un cuestionamiento al carácter causal atribuido al horizonte de eventos en el mecanismo de **BZ** y propusieron que, en cambio, la ergósfera es quien debe realizar el trabajo. Un análisis detallado del mecanismo de **BZ** (ver, e.g., Komissarov 2004a) demuestra que la crítica de Punsly y Coroniti sólo aplica a la condición de contorno impuesta por Znajek sobre el horizonte de eventos en Blandford & Znajek (1977) (ya que usaron coordenadas de Boyer–Lindquist, que no son regulares en el horizonte) y no al mecanismo de **BZ**.

La condición de Znajek llevó luego a que MacDonald & Thorne (1982) propusieran la interpretación del horizonte de un agujero negro de Kerr como un inductor unipolar, tal como sucede en los púlsares, en el contexto del llamado *paradigma de la membrana* (Thorne et al., 1986). Sin embargo, es posible formular el mecanismo de BZ en coordenadas regulares en el horizonte (por ejemplo, en coordenadas de Kerr–Schild) y la condición de Znajek se vuelve simplemente una condición de regularidad para el campo magnético (Komissarov, 2004a). Más aún, si se considera la inercia del plasma y se estudia el mecanismo de BZ en el régimen magnetohidrodinámico, la condición de Znajek se vuelve innecesaria.

Al día de hoy, la ocurrencia del mecanismo de BZ se ha demostrado mediante simulaciones *force-free* (Komissarov, 2001; McKinney, 2006), GRMHD en 2D (Komissarov, 2004b; McKinney & Gammie, 2004) y 3D (Hawley & Krolik, 2006; Tchekhovskoy et al., 2010, 2011; McKinney et al., 2012) (ver Davis & Tchekhovskoy 2020 para un extenso *review*) y GRPIC (del inglés *General-Relativistic Particle-In-Cell*) en 2D (Parfrey et al., 2019), y es ampliamente aceptado como el principal mecanismo de lanzamiento de *jets* relativistas en AGN y otras fuentes astrofísicas.

## 1.4 Agujeros negros astrofísicos

### 1.4.1 Breve reseña histórica y evidencia observacional

En un inicio, los agujeros negros fueron considerados una mera curiosidad teórica de las ecuaciones de campo de la GR de Albert Einstein, sin correlato con la realidad. Con el correr del siglo XX, una serie de descubrimientos tanto teóricos como observacionales comenzó a dar cuenta de que los agujeros negros podían existir en el Universo. En particular, los trabajos pioneros sobre colapso gravitacional de Chandrasekhar (1931), Tolman (1939), Oppenheimer & Volkoff (1939), Oppenheimer & Snyder (1939), Misner & Sharp (1964) y Penrose (1965), entre otros, mostraron que la naturaleza no sólo permite la existencia de agujeros negros, sino que estos serían una consecuencia casi inevitable de un proceso extremadamente común en el Universo como lo es el colapso gravitacional.

En el plano observacional, desde principios del siglo XX, los astrónomos estaban al tanto de la existencia de algunas galaxias cuyos núcleos producían fuertes líneas espectrales de emisión (Fath, 1909). A comienzos de la década de 1960, se logró determinar que algunos de estos objetos, en particular los identificados como 3C<sup>9</sup> 48 y 3C 273, estaban localizadas a alto *redshift* y, por ende, debían ser fuentes muy compactas y luminosas (Schmidt, 1963; Oke, 1963; Greenstein, 1963; Hazard et al., 1963; Matthews & Sandage, 1963). A estos objetos se les llamó cuásares. Poco tiempo después, Salpeter (1964) y Zel'dovich (1964) hipotetizaron que la producción de energía en estos cuásares se debía a la acreción de materia sobre un agujero negro supermasivo y, a partir del trabajo de Lynden-Bell (1969), esta idea comenzó a ser considerada seriamente. Los años siguieron con un intenso esfuerzo teórico para desarrollar un modelo físico coherente y detallado del fenómeno de acreción sobre agujeros negros. Tal esfuerzo culminó con los trabajos de Pringle & Rees (1972) y Shakura & Sunyaev (1973), en los cuales se describió en detalle el proceso por el cual material acretado a través de un disco de acreción induce la conversión de energía gravitacional

---

<sup>9</sup>3er Catálogo de fuentes de radio por la Universidad de Cambridge.

en radiación electromagnética. El modelo de Shakura–Sunyaev (**SS**) se conoce hoy como *modelo estándar de disco de acreción*. La primera fuente en ser ampliamente aceptada como agujero negro acretante fue Cyg X-1, en nuestra galaxia. Esta fuente fue observada primero en rayos X (Bowyer et al., 1965), luego en ondas de radio (Braes & Miley, 1971) y, finalmente, se comprobó que consiste en un sistema binario donde una estrella masiva alimenta a través de sus vientos a un agujero negro de varias masas solares (Webster & Murdin, 1972; Bolton, 1972).

Desde entonces, gracias a la combinación de enormes avances realizados en el campo teórico de la acreción sobre agujeros negros (ver, e.g., Abramowicz & Fragile 2013; Blaes 2014) y en el campo tecnológico, con cada vez más potentes generaciones de telescopios en las distintas bandas del espectro electromagnético, contamos hoy con amplia evidencia de que los agujeros negros acretantes juegan un rol central en gran parte de las fuentes más energéticas del Universo. Entre estas, puede mencionarse a las **BHXB** y el subgrupo de estas conocido como microcuásares, los **AGN**, entre los que se encuentran los cuásares, los blazares, las radio galaxias y las galaxias Seyfert, entre otros, así como a eventos transitorios como los **GRB** y los **TDE**.

Adicionalmente a las inferencias indirectas acerca de la presencia de agujeros negros acretantes en diversas fuentes astrofísicas, entre finales del siglo XX y lo que lleva el siglo actual tuvieron lugar tres descubrimientos científicos revolucionarios que, finalmente, confirmaron la existencia de los agujeros negros.

**Descubrimiento de un objeto compacto supermasivo en el centro de la Vía Láctea:** En primer lugar, sendas colaboraciones lideradas por Reinhard Genzel en el Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics (MPE) y Andrea Ghez en la University of California, Los Angeles (UCLA), demostraron, mediante observaciones en la banda infrarroja, la existencia de un objeto compacto, oscuro y supermasivo en el centro de nuestra galaxia (Eckart & Genzel, 1996, 1997; Genzel et al., 1997; Ghez et al., 1998, 2000, 2005) (ver también Genzel et al. 2010 para un *review*). Más precisamente, estas observaciones lograron resolver con extremada precisión la trayectoria de varias estrellas en el núcleo galáctico, demostrando que estas orbitan a altas velocidades en torno a un objeto extremadamente compacto y oscuro con una masa de  $\sim 4 \times 10^6 M_{\odot}$ . La posición de este objeto compacto era coincidente con la de la fuente de radio compacta Sgr A\* (Shen et al., 2005; Doeleman et al., 2008), detectada varios años antes. La interpretación más robusta para la naturaleza de este objeto compacto era que se trata de un agujero negro supermasivo. Soporte adicional a esta hipótesis provino de la detección de fulguraciones recurrentes tanto en la banda del infrarrojo cercano (**NIR**, del inglés *Near Infrared*) como en rayos X, lo que, naturalmente, puede asociarse a procesos que ocurren en un flujo de acreción magnetizado sobre un agujero negro. Este descubrimiento fue reconocido con el otorgamiento del Premio Nobel de Física de 2020 a R. Genzel y A. Ghez, junto a Roger Penrose (en el caso de este último, por sus trabajos teóricos sobre colapso gravitacional, agujeros negros y singularidades).

**Detección de ondas gravitacionales por la fusión de agujeros negros:** En 2015, la colaboración **LIGO**<sup>10</sup> (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) detectó por primera vez una señal directa de **GW** (Abbott et al., 2016). El experimento determinó que el origen de esta señal fue la fusión de dos agujeros negros de  $\approx 35M_{\odot}$  y  $\approx 30M_{\odot}$ , que dieron lugar a un agujero negro de  $\approx 62M_{\odot}$ . La fusión ocurrió en una galaxia a una distancia de  $\sim 440$  Mpc de la Tierra. Este descubrimiento constituyó la primera confirmación *directa* de

<sup>10</sup><https://www.ligo.org/>

la existencia de los agujeros negros en el Universo y fue acompañado, en los años siguientes y hasta el día de hoy, por  $> 90$  detecciones de **GW** debidas a fusiones de agujeros negros similares (Abbott et al., 2021); en la mayoría de estos casos, con la adición a la colaboración de los experimentos Virgo<sup>11</sup> y KAGRA<sup>12</sup>. El rango de masas de agujeros negros detectados a través de **GW** cubre el rango entre  $\sim 5$  y  $\sim 140M_{\odot}$ , confirmando la existencia de agujeros negros de masa estelar y marcando un mecanismo posible (la fusión) para la formación de agujeros negros de masa intermedia. La detección de **GW** también fue reconocida con el otorgamiento de un Premio Nobel de Física, el de 2017, a Kip Thorne, Barry Barish y Rainer Weiss, de la colaboración **LIGO**.

**Obtención de la primera imagen de un agujero negro:** En mayo de 2019, la colaboración Event Horizon Telescope<sup>13</sup> (**EHT**) comunicó al mundo un resultado revolucionario: la obtención de la primera imagen directa de la sombra de un agujero negro (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019a). Mediante la técnica de interferometría de larga base (**VLBI**, del inglés *Very-Long Baseline Interferometry*) a una longitud de onda de 1.3mm (o, equivalentemente, una frecuencia de 230 GHz), e utilizando una decena de radiotelescopios localizados a lo largo y ancho del planeta, el **EHT** logró detectar y resolver la sombra del agujero negro supermasivo de  $6.5 \times 10^9 M_{\odot}$  ubicado en el centro de la galaxia M87, de ahí en más conocido como M87\*. Esta observación constituyó, sin dudas, el hito más importante en la historia de la astrofísica de agujeros negros.

Tres años después, en mayo de 2022, la colaboración **EHT** dio a conocer una segunda imagen de un agujero negro supermasivo, en este caso, Sgr A\*, el agujero negro supermasivo en el centro de nuestra galaxia, confirmando así los resultados de R. Genzel y A. Ghez (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2022). En la Figura 1.6, se muestran los mapas de intensidad específica a 230 GHz de los dos agujeros negros observados. A la izquierda, se muestra M87\*, con una masa de  $6.5 \times 10^9 M_{\odot}$  y localizado en el centro de la radio galaxia M87 a 16.8 Mpc de distancia. A la derecha, se muestra Sgr A\*, con una masa de  $4 \times 10^6 M_{\odot}$  y localizado en el centro de nuestra Vía Láctea, a 8 kpc de nosotros. Si bien M87\* se encuentra  $\sim 2000$  veces más lejos de la Tierra que Sgr A\*, el mismo es más de 3 órdenes de magnitud más masivo, y por ende más grande, por lo que el tamaño angular en el cielo de ambos agujeros negros es aproximadamente el mismo.

Las imágenes muestran la emisión en radio del flujo de acreción que alimenta a cada agujero negro, deformada por la extrema curvatura espaciotemporal en la vecindad de estos. La apariencia y el tamaño del anillo de luz detectado, y por ende de la sombra interna a este, queda determinada por la geometría espaciotemporal. Para ambas imágenes, el radio de este anillo tiene un tamaño de  $\approx 5.2R_g$  y se corresponde con gran precisión con la predicción de la **GR** para la imagen deformada de la esfera de fotones alrededor del agujero negro (ver Sec. 1.1.4).

### 1.4.2 Núcleos galácticos activos

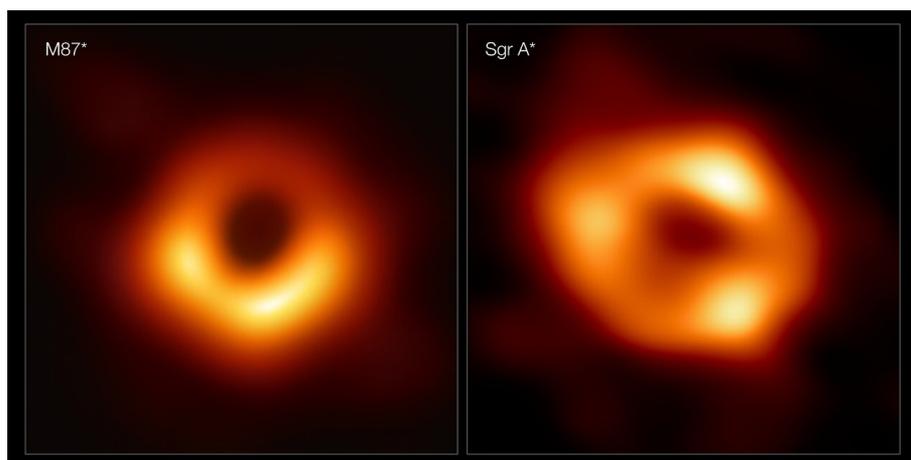
Existe evidencia sustancial de que la gran mayoría de las galaxias albergan un **SMBH** en su núcleo, cuya masa varía en el rango  $M_{\text{BH}} \sim 10^5 - 10^{10} M_{\odot}$  (Kormendy & Richstone, 1995; Kormendy & Ho, 2013). Todos los **SMBH** acretan algo de materia de su entorno pero, en general, lo hacen en cantidades despreciables. No obstante, en alrededor de un

---

<sup>11</sup><https://www.virgo-gw.eu/>

<sup>12</sup><https://gwcenter.icrr.u-tokyo.ac.jp/en/>

<sup>13</sup><https://eventhorizontelescope.org/>



**Figura 1.6:** Mapas de intensidad específica a 230 GHz de las dos primeras imágenes tomadas de la sombra de agujeros negros: M87\*, a la izquierda, y Sgr A\*, a la derecha. Las imágenes fueron obtenidas por la colaboración del Event Horizon Telescope.

10 % de las galaxias, la acreción sobre su **SMBH** es lo suficientemente intensa para que se forme un flujo de acreción donde gran cantidad de energía sea liberada en forma de radiación, vientos y *jets*. En estos casos, se dice que el agujero negro está *activo* y a la región central de la galaxia se la llama *núcleo galáctico activo* (**AGN**) (Netzer, 2015). La luminosidad bolométrica de un **AGN** puede ser de  $\sim 10^{38}$  erg s $^{-1}$ , para los **AGN** menos luminosos, hasta  $\sim 10^{48}$  erg s $^{-1}$  para los más luminosos (Fan et al., 2019). Claramente, los **AGN** luminosos pueden ser varios órdenes de magnitud más brillantes que el resto de la galaxia que los alberga.

La mayoría de los **AGN** constan de algunas (o todas) de las siguientes componentes (Netzer, 2015; Blandford et al., 2019):

- Un flujo de acreción sobre el **SMBH** central, que es alimentado por el gas y polvo del núcleo de la galaxia. Dependiendo de las condiciones del ambiente, el flujo de acreción puede estar en cualquiera de los regímenes discutidos en la Sec. 1.2.2. En un **AGN** luminoso estándar, el flujo de acreción es geoméricamente delgado y ópticamente grueso, y alcanza en las regiones más internas temperaturas de  $\sim 10^{4-5}$  K, por lo que emite radiación ultravioleta (UV). Por encima del disco, puede existir una región de plasma ópticamente delgado y más caliente (similar a un **HAF**) llamada *corona*, que *Comptoniza* los fotones UV del disco produciendo rayos X duros.
- Una región con nubes de gas densas que se mueven a altas velocidades en órbitas Keplerianas a 0.01–1 pc del **SMBH**. Si el flujo de acreción emite intensa radiación en el UV, estas nubes pueden excitarse y luego reemitir la radiación en líneas definidas. Debido a la alta velocidad de las nubes, las líneas se verán ensanchadas. De aquí que a esta región se la llame *región de líneas anchas* (**BLR**).
- Una región con nubes de menor densidad y velocidad que la **BLR**, extendiéndose desde el límite exterior del toro de polvo hasta  $\sim 10^2-10^3$  pc. A esta región se

la llama *región de líneas delgadas* (**NLR**, del inglés *Narrow-Line Region*).

- Una estructura de polvo axisimétrica con forma toroidal y dimensiones de entre 0.1–10 pc. El polvo puede absorber la radiación del flujo de acreción, calentarse y reemitir la radiación en la banda infraroja.
- Un *jet* (y quizás también un *contrajet*) emanando de la región más interna, que radía principalmente en ondas de radio, aunque puede emitir en todo el espectro electromagnético.

La fenomenología observada en los **AGN** es muy variada y depende tanto de características físicas intrínsecas, como puede ser el régimen en que se encuentra el flujo de acreción que alimenta al **SMBH** o el espín de este último, como de características puramente relativas a la localización del observador, como lo es el ángulo que forma la línea de la visual con el eje de rotación del flujo de acreción o del agujero negro. Las distintas combinaciones de estas propiedades dan lugar a todo un “zoológico” de núcleos galácticos activos (Padovani et al., 2017). A grandes rasgos, las tres variables observacionales más importantes para clasificar a los **AGN** son su luminosidad bolométrica, la intensidad de su emisión en la banda de Radio y la presencia o no de líneas de emisión anchas en su espectro.

La luminosidad bolométrica del núcleo es directamente proporcional a la tasa de acreción sobre el agujero negro. En el extremo de los menos luminosos tenemos a los **LLAGN**, con luminosidades bolométricas  $L_{\text{bol}} < 10^{42}$  erg s<sup>-1</sup>, pasando por las galaxias Seyfert, con  $L_{\text{bol}} \sim 10^{42}\text{--}10^{45}$  erg s<sup>-1</sup>, hasta llegar a toda la variedad de cuásares, con  $L_{\text{bol}} > 10^{45}$  erg s<sup>-1</sup>.

La emisión en ondas de radio, en cambio, es principalmente producida a lo largo de los *jets* y en los lóbulos que se forman cuando estos se frenan y disgregan en el medio interestelar o intergaláctico (Blandford et al., 2019). Luego, la intensidad en radio de un **AGN** se asocia a la potencia de sus *jets*, que, a su vez, depende tanto del espín del agujero negro como de la topología e intensidad del campo magnético en la vecindad del mismo (ver Ec. 1.35). Usualmente, se suele separar a los **AGN** según su intensidad en radio en dos grandes categorías: **AGN** ruidosos en radio (en inglés, *radio-loud*) y **AGN** silenciosos en radio (en inglés, *radio-quiet*). La luminosidad en radio que separa estas dos clases se suele definir alrededor de  $L_{\text{radio}} \sim 10^{40}$  erg s<sup>-1</sup>. Los **AGN** *radio-loud* se encuentran mayormente en galaxias elípticas (Fabian & Canizares, 1988) e incluyen a las *radio galaxies* y a los *blazares*. Los **AGN** *radio-quiet* se encuentran mayormente en galaxias espirales e incluyen a los **LINER** (del inglés *Low-Ionization Nuclear Emission-Line Region*, Heckman 1980) y a la mayoría de las galaxias Seyfert. Por otro lado, los cuásares pueden ser tanto *radio-loud* como *radio-quiet*.

Por último, la presencia o no de líneas de emisión gruesas en el espectro de un **AGN** se debe, principalmente, a un efecto observacional: para inclinaciones grandes de la línea de la visual respecto al eje del sistema de acreción, la **BLR** puede estar parcial o completamente oscurecida por el polvo que rodea al **AGN**, y su radiación ser absorbida y reemitida a longitudes de onda más largas (típicamente, en el IR) con un espectro mayormente continuo. Si las líneas anchas son visibles en el espectro del **AGN**, se dice que este es de *tipo I*, mientras que en caso contrario se dice que es de *tipo II*.

Un escenario especial es aquel en que el *jet* apunta prácticamente en la dirección de la visual. En este caso, su emisión puede estar enormemente amplificada por el efecto

de *beaming* relativista (ver Ec. 1.31) y ocultar completamente la emisión de las otras componentes. A un **AGN** de este tipo se lo llama *blazar*.

Por supuesto, la clasificación de arriba no es para nada exhaustiva, y hay numerosas clases de **AGN** que no encajan de forma precisa en ninguna de estas categorías.

Dependiendo de sus propiedades, los **AGN** pueden emitir radiación en todo el espectro electromagnético, desde ondas de radio hasta rayos  $\gamma$ . Más aún, los **AGN** son uno de los candidatos más fuertes a ser lugares de aceleración de rayos cósmicos (**CR**, del inglés *Cosmic Ray*); en particular, de **CR** ultraenergéticos (Dermer et al., 2009; Pierre Auger Collaboration et al., 2017; Aab et al., 2018b; Rodrigues et al., 2021), y de neutrinos (Mannheim, 1995; Atoyan & Dermer, 2003; Tavecchio & Ghisellini, 2015; Padovani et al., 2016). De hecho, eventos de detección simultánea de rayos  $\gamma$  y neutrinos han sido detectados en blazares (IceCube Collaboration et al., 2018). Tanto **CR** como neutrinos pueden producirse a lo largo del *jet* relativista, en sus lóbulos terminales o, incluso, en el flujo de acreción mismo.

Una situación aún más interesante puede tener lugar si una galaxia alberga no uno, sino dos (o más) **AGN** en su núcleo. Si los **SMBH** se acercan lo suficiente, pueden formar un sistema binario ligado y ser una fuente de **GW** de largo período. Por todo esto, los **AGN** son una de las fuentes multimensajeras más promisorias del Universo.

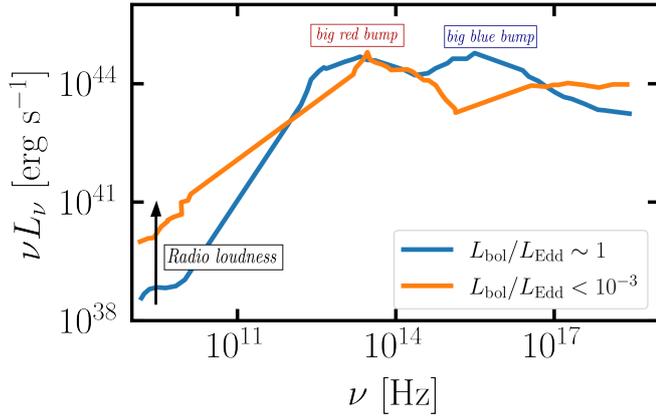
## Núcleos galácticos activos de baja luminosidad

En el Universo a bajo redshift, la clase de **SMBH** acretante más común es la de los *núcleos galácticos activos de baja luminosidad* (**LLAGN**) (ver Ho 2008 para un extenso *review* al respecto), de la cual Sgr A\* y M87\* son dos ejemplos característicos. Esta clase incluye varios subtipos de fuentes con muy diversa fenomenología, entre los que podemos mencionar a los **LINER**, caracterizados, como su nombre lo indica, por líneas de emisión con bajo grado de ionización, los blazares de tipo BL Lac, las Radio Galaxias de tipo Fanaroff–Riley (**FR**) I, como es el caso de M87, e incluso algunas galaxias Seyfert de baja luminosidad. Sgr A\* es un caso especial, ya que su luminosidad es tan baja ( $\sim 10^{36}$  erg s $^{-1}$   $\sim 10^{-9}$   $L_{\text{Edd}}$ ) que puede considerarse que se trata, directamente, de un agujero negro *inactivo*. No obstante, suele incluirse en la categoría de **LLAGN** ya que, al estar tan cerca de la Tierra, es perfectamente detectable en casi todas las bandas del espectro electromagnético, y muchas de sus propiedades son similares a las de otros miembros de esta clase.

El elemento común entre los distintos subtipos de **LLAGN**, y lo que le da el nombre a esta clase, es su bajísima luminosidad bolométrica ( $L_{\text{bol}} \ll L_{\text{Edd}}$ ) en relación a **AGN** luminosos, como los cuásares. Esta característica se debe, casi exclusivamente, a que el **SMBH** central en estas fuentes se encuentra acretando materia a tasas muy bajas, lo que sugiere que lo hace a través de un **RIAF** (Fabian & Rees, 1995; Di Matteo et al., 2000; Ho, 2009).

## Distribución espectral de energía

La distribución espectral de energía (**SED**, del inglés *Spectral Energy Distribution*) de un **AGN** luminoso estándar puede —a menos que esté significativamente afectada por *beaming* relativista o por absorción (ver, e.g., Hickox & Alexander 2018)— separarse en varias componentes bien diferenciadas (Elvis et al., 1994) entre sí (ver Figura 1.7). Estas incluyen una componente en radio producida por radiación sincrotrón en un *jet*, la cual puede ser intensa (“*radio-loud*”) o débil (“*radio-quiet*”); un “bulto” en el IR causado por el reprocesamiento de la radiación del disco por granos de polvo; otro bulto en el óptico o



**Figura 1.7:** Distribución espectral de energía promedio (esquemática) de AGN luminosos y de baja luminosidad. Adaptada de Ho (2008).

el UV, conocido como “*big blue bump*” y atribuido a la emisión de un disco de acreción delgado ópticamente grueso; un exceso de emisión en rayos X blandos, cuyo origen no está bien definido; y una ley de potencias que se extiende hasta rayos X duros, la cual suele atribuirse a la Comptonización de fotones blandos del disco en una corona caliente.

Por el contrario, la **SED** de un **LLAGN** es muy peculiar, y no se parece a la de un **AGN** luminoso estándar. En particular, esta está caracterizada por las siguientes propiedades (ver Ho 2008 y referencias allí indicadas):

- El *big blue bump* está muy disminuido o ausente; este bulto está corrido hacia el IR, por lo que se le suele llamar “*big red bump*” (Eracleous et al., 2010).
- Como consecuencia de lo anterior, la pendiente entre el óptico y el UV, caracterizada por el índice espectral  $\alpha_{\text{ou}} := L_{\text{opt}}/L_{\text{UV}}$ , es muy empinada, generalmente en el rango  $\alpha_{\text{ou}} \approx -1$  a  $-2.5$  (el valor típico de este parámetro en **AGN** luminosos está en el rango  $\alpha_{\text{ou}} \approx -0.5$  a  $-0.7$ ). Por el contrario, el cociente entre emisión en rayos X y en el óptico es muy grande,  $\alpha_{\text{ox}} \gtrsim -1$ .
- Adicionalmente, la línea de Fe K $\alpha$  a 6.4 keV, usualmente atribuida a la fluorescencia del disco delgado frío en su región más interna, se presenta muy débil o está ausente.
- No hay evidencia de un exceso de rayos X blandos.
- En general, la **SED** es *radio-loud*.

Todos estas consideraciones apuntan en dirección a la hipótesis de que los **LLAGN** poseen un **SMBH** que acreta a tasas muy bajas, y por ende la acreción no ocurre a través de un disco de acreción estándar, delgado y frío, sino que, al menos en su región más interna, lo hace en un régimen distinto; presuntamente, a través de un **HAF** que lanza *jets* (Yuan & Narayan, 2014).

## 1.5 Sistemas binarios de agujeros negros acretantes

Las detecciones de **GW** por los interferómetros LIGO<sup>14</sup>, Virgo<sup>15</sup> y KAGRA<sup>16</sup> han abierto una nueva ventana de observación al Universo, impulsando como nunca antes la astronomía multimensajero, en particular, con la primera detección de **GW** provenientes de la fusión de dos estrellas de neutrones, GW170817 (Abbott et al., 2017a). En este caso, luego del arribo de las ondas gravitacionales se detectaron contrapartes de radiación electromagnética en prácticamente todas las bandas del espectro (Abbott et al., 2017b). El análisis multimensajero y multifrecuencia de este evento aportó sustancialmente a la comprensión de problemas astrofísicos de distinta índole: brindó una confirmación de que los **GRB** de corta duración se deben a la fusión de dos estrellas de neutrones, impuso restricciones muy fuertes a la diferencia entre la velocidad de la luz y de las **GW**, y confirmó la teoría de que las fusiones de estrellas de neutrones contribuyen a la nucleosíntesis por captura rápida de neutrones y son fuentes importantes de elementos pesados (Drout et al., 2017), entre otros.

No obstante, GW170817 fue un evento particular; la gran mayoría (> 90 %) de las señales de **GW** detectadas tuvieron su origen en la fusión de dos agujeros negros (de masa estelar) (Abbott et al., 2021) y ninguna de ellas fue acompañada por la detección de una contraparte electromagnética clara. Como hemos discutido en este Capítulo, para brillar, los agujeros negros deben acretar materia de su entorno. En agujeros negros galácticos, esto suele ocurrir en **BHXB**, cuando la materia es aportada por una estrella compañera cercana ya sea a través de vientos o mediante el desborde de su lóbulo de Roche. La fusión de dos agujeros negros estelares ocurre generalmente en una etapa en la que el material para alimentar a cualquiera de los dos agujeros negros se ha agotado mucho tiempo antes. Es razonable, por ende, esperar que las fusiones de agujeros negros de masa estelar sean “secas”, es decir, sin materia alrededor que los haga acretar, brillar y convertirse en fuentes multimensajeras. Cabe mencionar que existe una posibilidad de que fusiones de agujeros negros de masa estelar brillen si están en un medio lo suficientemente denso, por ejemplo, dentro o cerca del disco de acreción de un **AGN** (Graham et al., 2020).

La situación puede ser mucho más promisoría en el aspecto multimensajero en *fusiones de agujeros negros supermasivos*. Estas ocurrirían en el centro de galaxias que sufrieron una fusión previa, donde puede haber abundantes cantidades de gas (Begelman et al., 1980; Mayer et al., 2007; Escala et al., 2004, 2005; Merritt, 2004; Merritt, 2006; Dotti et al., 2007; Volonteri, 2010; Dotti et al., 2009; Shi et al., 2012; Sesana & Khan, 2015; Mirza et al., 2017; Khan et al., 2019; Tiede et al., 2020; Springel et al., 2005; Chapon et al., 2013). Además, dado que la tasa de acreción en el radio de Bondi escala como  $M^2$ , con  $M$  la masa total del sistema binario, para condiciones fijas en el medio interestelar vecino, un **SMBHB** puede acretar grandes cantidades de gas, formando un flujo de acreción brillante como sucede en un **AGN**. Es razonable esperar, luego, que las fusiones de **SMBH** se conviertan en fuentes multimensajero de **GW** y ondas electromagnéticas (Bogdanović

<sup>14</sup><https://www.ligo.org/>

<sup>15</sup><https://www.virgo-gw.eu/>

<sup>16</sup><https://gwcenter.icrr.u-tokyo.ac.jp/en/>

et al., 2022). Futuras observaciones simultáneas de estos dos tipos de radiación mensajera podrán brindar información relevante para comprender la evolución de los SMBH en el contexto de la evolución de las galaxias, de la formación de estructura a gran escala del Universo, así como brindar luz sobre la física de la acreción en situaciones muy distintas a las que se dan en un AGN simple.

### 1.5.1 Formación

Los modelos cosmológicos actuales predicen que las galaxias masivas se forman por sucesivas fusiones de galaxias menores en un proceso jerárquico. Sin embargo, la relación entre la fusión de dos galaxias y la fusión de los SMBH que ellas albergan, es difícil de establecer mediante observaciones. Ambos eventos están separados temporalmente por millones o miles de millones de años y, a su vez, sus escalas temporales intrínsecas son completamente diferentes: la coalescencia de SMBH ocurre en un período extremadamente corto en comparación con la evolución general de la galaxia fusionada.

La evolución orbital de un par de SMBH en una galaxia fusionada sigue, en orden temporal, los siguientes procesos físicos:

1. **Fusión de las galaxias:** ( $t \sim$  unos pocos Gyr) Las galaxias que colisionan se integran en una sola en unos pocos períodos orbitales. En un principio, los bulbos de estas galaxias, quienes contienen los SMBH, se comportan dinámicamente como objetos individuales.
2. **Fricción dinámica:** ( $t \sim 10^7$  a  $10^9$  yr) Cuando los bulbos se acercan lo suficiente, a unos cientos de pc de distancia, estos se fusionan y sus núcleos comienzan a interactuar dinámicamente. En este punto, los agujeros negros orbitan por separado en el potencial gravitacional de la galaxia fusionada. La interacción con las estrellas y el gas ejerce sobre ellos un efecto de “fricción dinámica” que los va frenando y acercando mutuamente. Este proceso es capaz de reducir la distancia entre los agujeros negros de unos cientos de pc a  $\sim$  pocos pc.  
Una vez que los SMBH están lo suficientemente cerca ( $\sim$  pocos pc) para que la masa del gas y las estrellas contenidos en su órbita sea menor que su masa, la fricción dinámica se torna ineficiente. En esta instancia, el par forma un *sistema ligado gravitacionalmente* y la órbita del mismo puede estacionarse y dejar de contraerse. El dilema acerca de cómo la órbita podría contraerse más hasta lograr una fusión se conoce como el “*problema del último parsec*” (Begelman et al., 1980; Milosavljević & Merritt, 2003).
3. **Evolución en el último parsec:** ( $t \sim$  incierto) Existe una gran incerteza acerca del mecanismo de evolución orbital dominante cuando la separación del par de SMBH alcanza el orden del parsec. No obstante, existen diversas soluciones propuestas a este problema. La mayoría consisten, simplemente, en relajar algunas de las hipótesis simplistas que se utilizan en el análisis previo, como son la de simetría esférica del potencial gravitacional (Berczik et al., 2006; Preto et al., 2011; Khan et al., 2011; Vasiliev et al., 2015), de no rotación del núcleo galáctico (Amaro-Seoane et al., 2010a; Sesana et al., 2011; Holley-Bockelmann & Khan, 2015; Mirza et al., 2017; Rasskazov & Merritt,

ETAPAS DE LA  
FORMACIÓN DE UN  
SISTEMA BINARIO DE  
AGUJEROS NEGROS  
SUPERMASIVOS

2017), o se considera la presencia de un tercer SMBH (Hoffman & Loeb, 2007; Amaro-Seoane et al., 2010b; Ryu et al., 2018; Bonetti et al., 2019), entre otras propuestas. Si alguna o una combinación de estas situaciones tiene lugar según predicen los modelos, el semieje orbital del sistema binario puede reducirse hasta que la emisión de ondas gravitacionales se vuelva dinámicamente importante.

4. **Emisión de ondas gravitacionales:** ( $t \sim$  variable) Una vez que los agujeros negros alcanzan separaciones de  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  pc, entran en el llamado *régimen relativista* donde la emisión de ondas gravitacionales domina la evolución de la órbita y produce la fusión en un período relativamente corto de tiempo (Milosavljević & Phinney, 2005). Esta etapa, a su vez, se divide en tres partes: el *inspiral*, donde los SMBH se acercan lentamente de forma cuasi-estática, la *fusión* propiamente dicha, altamente no lineal, y el *ring-down*, donde el objeto compacto resultante emite en forma de GW la energía almacenada en asimetrías de orden cuadrupolar o mayor y se relaja al equilibrio. En los últimos instantes de la fusión, la luminosidad en GW puede superar a la luminosidad electromagnética de todo el Universo (Campanelli et al., 2010).

### 1.5.2 Emisión de ondas gravitacionales

La mejor evidencia que se podría tener acerca de la existencia de SMBHB es la detección de las GW que estos producen. La frecuencia de las GW emitidas depende de las masas involucradas y cubre un amplio rango, entre  $\sim$  nHz para masas de  $\sim 10^9$ – $10 M_{\odot}$  y períodos orbitales de meses a años, y 100 mHz para masas de  $\sim 10^4 M_{\odot}$  en la fase final de la fusión. Para detectar las GW de más baja frecuencia, se utiliza la técnica de *Pulsar Timing* (Alam et al., 2021; Babak et al., 2016; Reardon et al., 2016), mientras que en el otro extremo, se planea utilizar, en el futuro cercano, interferómetros espaciales de larga línea de base como el Laser Interferometer Space Antenna<sup>17</sup> (LISA) (Amaro-Seoane et al., 2017), de la Agencia Espacial Europea<sup>18</sup> (ESA), que se espera sea lanzado en la década de 2030.

La técnica de *pulsar timing* consiste en el monitoreo intensivo de una colección de púlsares con períodos de  $\sim$  ms que, al ser extremadamente estables, pueden ser utilizados como relojes cósmicos muy precisos. Buscando pequeñas variaciones en los tiempos de arribo de los pulsos de estos púlsares en distintas regiones del cielo, respecto a las predicciones teóricas, es posible detectar el paso de GW de baja frecuencia (Detweiler, 1979; Foster & Backer, 1990). En la actualidad, tres experimentos trabajan en conjunto para detectar este tipo de GW: el North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves<sup>19</sup> (NANOGrav), el Parkes Pulsar Timing Array<sup>20</sup> (PPTA), el Indian Pulsar Timing Array Project<sup>21</sup> (InPTA) y el European Pulsar Timing Array<sup>22</sup> (EPTA), que juntos conforman el International Pulsar Timing Array<sup>23</sup> (IPTA) (Hobbs et al., 2010). El IPTA se encuentra en la búsqueda del llamado “fondo estocástico” de GW, el cual sería el resultado de la

<sup>17</sup><https://www.elisascience.org/>

<sup>18</sup><https://www.esa.int/>

<sup>19</sup><http://nanograv.org/>

<sup>20</sup><https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/ppta/>

<sup>21</sup><https://inpta.iitr.ac.in/>

<sup>22</sup><http://www.epta.eu.org/>

<sup>23</sup><http://ipta4gw.org/>

superposición de las **GW** emitidas por todos los **SMBHB** no resueltos en el Universo. A su vez, se espera que, en la próxima década, la técnica de *pulsar timing* sea capaz de detectar la señal de **GW** continuas de **SMBHB** individuales.

Por el contrario, el experimento espacial LISA se espera detecte **GW** de mayor frecuencia, y por ende, emitidas por **SMBHB** con una masa total menor o en períodos muy posteriores de la evolución (del sistema binario). En particular, LISA será sensible a **GW** con frecuencias en el rango  $100\mu\text{Hz}$ – $100\text{mHz}$ , que se corresponde a **SMBHB** con masas totales de entre  $10^4$  y  $10^7 M_{\odot}$  en los últimos estadios de su evolución. Se espera que LISA logre detectar fusiones de agujeros negros hasta un *redshift* de  $z \sim 20$ , correspondiente a épocas cósmicas donde se formaban las primeras semillas de **SMBH**.

### 1.5.3 Flujos de acreción en sistemas binarios de agujeros negros

Al igual que en un **AGN**, la atracción gravitacional de un **SMBHB** sobre la materia hace que esta caiga hacia el pozo de potencial formando un flujo de acreción. A medida que el material se acerca al **SMBHB**, las condiciones pueden ser muy diferentes al caso de un agujero negro individual. En particular, dos fuertes hipótesis razonables en la descripción de flujos de acreción simples (ver Cap. 2) no son válidas para **SMBHB**: el campo gravitacional, y consecuentemente el flujo de acreción ahora es *no axisimétrico* y *no estacionario*. Una consecuencia de esto es el desarrollo de ondas espirales en el flujo de acreción (Lynden-Bell & Pringle, 1974), las cuales pueden intensificarse hasta convertirse en ondas de choque. Estas ondas de choque aportan un mecanismo adicional de transporte de momento angular, sumado al que producen la turbulencia producida por la **MRI** (Papaloizou & Lin, 1995; Goodman & Rafikov, 2001; Heinemann & Papaloizou, 2012; Rafikov, 2016): el encuentro entre una parcela de fluido con el frente de una onda de choque espiral produce una disminución en la velocidad orbital del fluido, transportando el momento angular hacia afuera a lo largo del frente de choque espiral.

Además, los torques ejercidos por el sistema binario sobre el gas acretado le aportan a este momento angular, dando lugar a la formación de una cavidad ligeramente excéntrica de tamaño  $\sim 2r_{12}$ , donde  $r_{12}$  es el semieje mayor del sistema binario (siempre que el cociente de masas,  $q$ , entre los agujeros negros no sea muy distinto de la unidad). Esta cualidad es apoyada por simulaciones viscosas hidrodinámicas 2D (MacFadyen & Milosavljević, 2008; D’Orazio et al., 2013; Farris et al., 2014b; Farris et al., 2014a; D’Orazio et al., 2016; Muñoz & Lai, 2016; Miranda et al., 2016; Derdzinski et al., 2019; Muñoz et al., 2019; Moody et al., 2019; Mösta et al., 2019; Duffell et al., 2020; Zrake et al., 2021; Muñoz et al., 2020; Muñoz & Lithwick, 2020; Tiede et al., 2020; Derdzinski et al., 2021), simulaciones Newtonianas 3D-**MHD** (Shi et al., 2012) y simulaciones 3D-**GRMHD** (Noble et al., 2012; Zilhão et al., 2015; Lopez Armengol et al., 2021; Noble et al., 2021; Bowen et al., 2018, 2019; Gold et al., 2014a,b; Farris et al., 2011; Paschalidis et al., 2021; Cattorini et al., 2021; Giacomazzo et al., 2012).

Inicialmente, se pensó que los flujos de acreción en **SMBHB** no serían muy luminosos, pues los torques que ejerce el sistema binario sobre el gas impedirían que la materia se acerque más allá del borde externo de la cavidad, dando lugar a un disco circumbinario (**CBD**, del inglés *Circumbinary Disk*) truncado a grandes distancias (Pringle, 1991; Milosavljević & Phinney, 2005; Kocsis et al., 2011). Sin embargo, simulaciones posteriores más detalladas demostraron que tales torques no detienen por completo la acreción de masa; por el

contrario, casi toda la materia que pasa por el **CBD** es, tarde o temprano, transportada hacia el sistema binario (MacFadyen & Milosavljević, 2008; Shi et al., 2012; Farris et al., 2014b; Shi & Krolik, 2015). Otro motivo por el que la región interna de los discos de acreción en **SMBHB** podría estar vacía de plasma es que una vez que el sistema entra en el régimen dominado por **GW**, la escala temporal de encogimiento de la órbita por la emisión de estas ondas disminuye muy rápidamente:  $t_{\text{GW}} \propto r_{12}^4$ , mientras que la escala temporal viscosa, que determina la acreción, lo hace más lentamente:  $t_{\text{visc}} \sim r_{12}^{7/5}$ . Luego, a una cierta distancia se cumple que  $t_{\text{GW}} < t_{\text{visc}}$  y el sistema binario se *desacopla* del fluido. Este desacople podría ocurrir a separaciones tan grandes como  $\sim 100R_g$  para **SMBHB** con agujeros negros de masa comparable y altas tasas de acreción ( $\sim \dot{M}_{\text{Edd}}$ ). Sin embargo, Noble et al. (2012) demostraron que la compresión de los campos magnéticos a medida que el sistema binario se encoge da lugar a esfuerzos viscosos mucho mayores, y el disco puede “acompañar” al sistema binario incluso hasta separaciones  $\lesssim 20M$ .

El gas que se desprende del **CBD** entra en la cavidad a través de finas corrientes balísticas o *streams* (Shi & Krolik, 2015) y forma minidisks alrededor de los agujeros negros. Las propiedades de estos minidisks dependen de la relación  $r_{\text{ISCO}}/r_{\text{trunc}}$ , donde  $r_{\text{trunc}}$  es el radio de truncamiento por mareas del minidisco, que está dado por

$$r_{\text{trunc}} \approx 0.3q^{\pm 0.3} r_{12}. \quad (1.37)$$

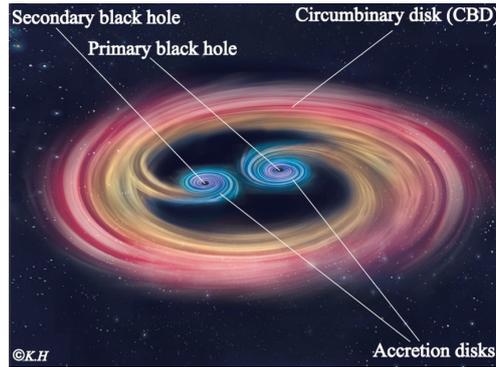
Aquí, el signo  $\pm$  depende de si el agujero negro considerado es el más masivo o el menos masivo del par.

Una característica interesante de los flujos de acreción sobre **SMBHB** es que, para proporciones de masa de  $q > 0.1$ , el **CBD** desarrolla un modo de densidad  $m = 1$  en su borde interior, conocido como el *lump*, que modula la acreción de masa en el binario (Noble et al., 2012, 2021; Shi et al., 2012; Farris et al., 2014b). A separaciones cortas, la escala temporal de acreción del plasma en los minidisks puede ser más corto que la frecuencia de batido entre las frecuencias orbitales del *lump* y el binario y, por lo tanto, su masa y tasa de acreción evolucionan según un ciclo de llenado-vaciamiento (Bowen et al., 2018, 2019). Sin embargo, a separaciones lo suficientemente grandes como para que el tiempo de acreción del minidisco sea más largo que la frecuencia de pulsación, cualquier modulación de la radiación del disco térmico debida a la modulación de la tasa de acreción se suprime fuertemente. En este régimen, la periodicidad de la tasa de acreción impulsada por el *lump* sólo se puede apreciar cuando la radiación asociada se crea cuando los *streams* golpean un minidisco (Sesana et al., 2012; Roedig et al., 2014).

Si los agujeros negros tienen espín prógrado, el momento angular más pequeño necesario para orbitar en la **ISCO** implica que la materia acumulada debe perder más momento angular para hacerlo. El mayor tiempo necesario para perder el momento angular aumenta la masa residente en los minidisks para una tasa de acreción fija (Paschalidis et al., 2021; Combi et al., 2022). El espín también puede afectar las transmisiones del **CBD** mediante el arrastre de marcos de referencia (Lopez Armengol et al., 2021) e impulsar el lanzamiento de *jets* a través del mecanismo de **BZ**, como se ve en simulaciones de minidisks (Palenzuela et al., 2010c; Moesta et al., 2012) force-free y **GRMHD** (Combi et al., 2022; Paschalidis et al., 2021; Kelly et al., 2017; Cattorini et al., 2021).

Aunque queda mucho trabajo por hacer para comprender completamente los aspectos clave de estos sistemas, estos hallazgos muestran claramente que *a)* los **SMBHB** pueden acretar significativamente; y *b)* a separaciones cercanas, el proceso de acreción tiene variaciones cuasi-periódicas asociadas al movimiento binario. Esta variabilidad luego podrá

**Figura 1.8:** Ilustración artística de un sistema binario de agujeros negros supermasivos acretante. Figura tomada de (Hayasaki, 2009).



verse reflejada en la emisión electromagnética, lo que puede indicar de manera distintiva la presencia de un sistema binario cuando este varíe de formas específicas (d’Ascoli et al., 2018).

En resumen, bajo condiciones bastante generales, el flujo de acreción sobre un **SMBHB** consiste en un **CBD** truncado a una distancia de  $\sim 2r_{12}$  del centro de masa del sistema, conectado a través de uno o más *streams* con dos minidiscos alrededor de cada agujero negro. En la Figura 1.8 se representa esquemáticamente esta situación.

### 1.5.4 Emisión de radiación electromagnética

Dado que se espera que muchos **SMBHB** estén en ambientes con una cantidad suficiente de gas disponible para la acreción, su luminosidad debería ser, a priori, comparable a la de los **AGN** normales. Este hecho, sumado a su potencial multimensajero, hace que estas fuentes sean extensamente buscadas a través de su emisión electromagnética. Desde el punto de visto observacional, se suele clasificar a los **SMBHB** en dos grupos:

- Los llamados **AGN dobles**, que consisten en dos **SMBH** localizados en un mismo núcleo galáctico pero a grandes distancias entre sí (desde  $\sim$  decenas de kpc a escalas del parsec) y no necesariamente formando un par ligado gravitacionalmente; estos se corresponden a etapas tempranas de la fusión de las galaxias que los albergaban. Las búsquedas multifrecuencia de estos sistemas han logrado identificar cerca de una veintena de ellos (ver Bogdanović et al. 2022 y referencias allí indicadas). El mejor candidato para un **AGN** doble se encuentra en la radio galaxia 0402+379 (Rodríguez et al., 2006; Rodríguez et al., 2009; Morganti et al., 2009).
- Los **SMBHB** separados a cortas distancias ( $\sim$  parsec a sub-parsec) que forman un par ligado gravitacionalmente. Estos sistemas son representativos de etapas tardías de la fusión de dos galaxias y son más difíciles de identificar electromagnéticamente. De ahora en más, nos centraremos puramente en esta clase de sistemas.

La mayor dificultad para identificar un **SMBHB** radica en la cuestión de cómo diferenciarlo de un **AGN** convencional con un agujero negro individual. En la actualidad, aunque hay varios candidatos (D’Orazio et al., 2015; Valtonen et al., 2008; Graham et al., 2015a; Hu et al., 2020; O’Neill et al., 2022), no hay detecciones confirmadas de **SMBHB** cercanos. Estimaciones teóricas indican que una fracción  $< 10^{-2}$  de los **AGN** a bajo *redshift* ( $z < 0.6$ ) puede albergar **SMBHB** (Kelley et al., 2019), pero una fracción mucho menor podrá ser efectivamente identificada como tal (Volonteri et al., 2009; Krolik et al., 2019). Por ello, es

vital contar con un conocimiento detallado acerca de las posibles características distintivas de la radiación electromagnética que estas fuentes producen, especialmente, cuánto difieren de lo esperable en un **AGN** simple.

Una posibilidad es el análisis fotométrico de **AGN** en busca de variabilidad cuasi-periódica. La fuente más conocida en esta categoría es el blazar OJ 287, el cual exhibe fulguraciones periódicas en la banda óptica con un período de  $\approx 12$  años. Esta fuente lleva siendo observada más de un siglo, aunque con una alta frecuencia de observación a partir de la década de 1970. En 2019, una fulguración brillante fue detectada en OJ 287 con sólo 4 horas de diferencia respecto al tiempo de arribo predicho teóricamente (Laine et al., 2020).

Recientemente, han habido búsquedas sistemáticas de **SMBHB** en relevamientos fotométricos como el Catalina Real-Time Transient Survey<sup>24</sup>, el Palomar Transient Factory<sup>25</sup> y otros (Graham et al., 2015a; Charisi et al., 2016; Liu et al., 2016b). Este tipo de búsqueda se incrementará fuertemente en la próxima década con la utilización de tecnologías de monitero temporal en el óptico de nueva generación, como el Zwicky Transient Facility<sup>26</sup> (ZTF) y el Legacy Survey of Space and Time<sup>27</sup> (LSST) con el telescopio del Observatorio Vera Rubin. Por ejemplo, Kelley et al. (2019) considera que hasta  $\sim 100$  **SMBHB** podrían identificarse luego de 5 años de observaciones del LSST. Más aún, Xin & Haiman (2021) predicen que de todos los **AGN** cuasi-periódicos detectados por el LSST, habrá 10–150 causados por **SMBHB** con períodos orbitales cortos ( $< 1$  día), cuyas **GW** podrían detectarse con LISA en 5–15 años.

Otra posibilidad son las búsquedas espectroscópicas, que se basan en la detección del corrimiento Doppler de las líneas de emisión gruesas en el espectro de una galaxia que albergue un **SMBHB** (Gaskell, 1983, 1996; Montuori et al., 2011). Suponiendo que los **SMBHB** a separaciones orbitales de  $\sim$  sub-parsec se encuentran en regiones de emisión comparables en tamaño a la **BLR** de **AGN** regulares, el movimiento orbital de los agujeros negros puede producir perturbaciones en la **BLR** que se traduzcan en corrimientos de las líneas de emisión. La principal complicación de este método es que el corrimiento Doppler predicho en estos escenarios no es único de **SMBHB**; por ejemplo, estos pueden también producirse por materia eyectada por un **AGN** individual.

Los **SMBHB** a cortas separaciones pueden ser identificados casi exclusivamente mediante la identificación de variabilidad específica asociada a fenómenos periódicos en los flujos de acreción sobre los agujeros negros o en posibles *jets*. Estas periodicidades pueden deberse a a) efectos relativistas como corrimiento Doppler o *beaming* o b) efectos dinámicos reales en el plasma emisor (Graham et al., 2015b; D’Orazio et al., 2015; Charisi et al., 2018). Más aún, sistemas binarios cuyo plano orbital coincide aproximadamente con la línea de la visual pueden presentar fulguraciones periódicas por eventos de auto-*lensing*, cuando uno de los agujeros negros pasa por delante del otro (D’Orazio & Di Stefano, 2018; Kelly et al., 2021; Ingram et al., 2021; Davelaar & Haiman, 2022a,b). Una fuente candidata a sufrir este tipo de variabilidad es Spikey (Hu et al., 2020), cuya curva de luz es modelada por los autores como el resultado de la combinación de una modulación por *beaming* Doppler y picos brillantes debido al auto-*lensing*, consistente con un **SMBHB** excéntrico con una masa de  $3 \times 10^7 M_{\odot}$  y un período orbital de 418 días, visto prácticamente de canto (ver Figura 1.9).

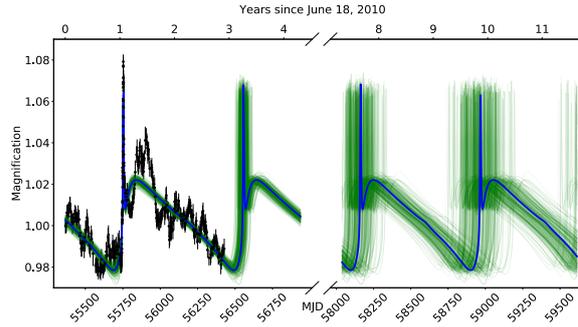
<sup>24</sup><http://crts.caltech.edu/>

<sup>25</sup><https://www.ptf.caltech.edu/>

<sup>26</sup><https://www.ztf.caltech.edu/>

<sup>27</sup><https://www.lsst.org/>

**Figura 1.9:** Curva de luz en el óptico de Spikey, una fuente candidata a ser un SMBHB con fulguraciones por auto-lensing, en combinación con una modulación debida a *beaming* por Doppler. Figura tomada de Hu et al. (2020).



Como hemos visto, una característica de los **SMBHB** acretantes es que el flujo de acreción está dividido en tres componentes bien diferenciadas. Debido a esto, Roedig et al. (2014) predijeron la existencia de un “notch” en el espectro térmico de estos sistemas. Este sería causado por lo siguiente: como el **CBD** está truncado a una distancia  $\sim 2r_{12}$  del centro de masa del sistema, su emisión térmica a altas energías, asociada al plasma a cortas distancias del agujero negro, estaría ausente. La emisión de los minidiscos cubriría la parte de más altas energías del espectro, pero quedaría un “notch” entre medio de los espectros del **CBD** y de los minidiscos. Esta predicción se basa en la suposición de que los minidiscos y el **CBD** radian eficientemente, mientras que los *streams* que unen a ambas componentes no.

Los dos minidiscos también pueden producir líneas de Fe  $K\alpha$  variables debido a efectos relativistas (Yu & Lu, 2001; McKernan et al., 2013; Jovanović et al., 2014). Las perspectivas para identificar *signatures* de **SMBHB** en perfiles de la línea de Fe  $K\alpha$  van a verse largamente ampliadas por futuros observatorios de rayos X como Athena<sup>28</sup> (Nandra et al., 2013) y XRISM<sup>29</sup> (XRISM Science Team, 2020).

Finalmente, cuando el **SMBHB** se fusiona debido a la emisión de **GW** (Campanelli et al., 2006), pueden aparecer otras señales electromagnéticas características, aunque estas predicciones son mucho menos sólidas que las enumeradas anteriormente. Las posibilidades incluyen la interrupción de la emisión del *jet* (Schoenmakers et al., 2000; Liu et al., 2003a), radiación térmica inmediata limitada por Eddington (Krolik, 2010) y una variedad de señales debido al retroceso del agujero negro resultante de la fusión (Campanelli et al., 2007; Schnittman & Krolik, 2008; O’Neill et al., 2009; Rossi et al., 2010; Volonteri & Madau, 2008; Blecha et al., 2016).

<sup>28</sup><https://sci.esa.int/web/athena>

<sup>29</sup><https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xrism/>



---

## Flujos de acreción estacionarios: estructura hidrodinámica y radiación térmica asociada

En el capítulo anterior, presentamos algunos conceptos generales sobre el proceso de acreción sobre agujeros negros. En particular, discutimos los distintos regímenes en que puede tener lugar un flujo de acreción dependiendo de la tasa de acreción y otras propiedades. En el presente capítulo, desarrollamos en más detalle la teoría que subyace a los dos modelos que son de relevancia en esta tesis: el modelo estándar de discos delgados fríos—a tasas de acreción de moderadas a altas— y el modelo (o, más precisamente, la familia de modelos) de flujos de acreción calientes—a tasas de acreción de bajas a muy bajas.

El contenido de este capítulo está basado en gran parte en el libro de [Kato et al. \(2008\)](#) y en los trabajos de [Manmoto et al. \(1997\)](#) y [Yuan & Narayan \(2014\)](#), aunque también contiene cálculos originales. En la [Sec. 2.1](#), presentamos el formalismo teórico general para desarrollar modelos de flujos de acreción axisimétricos y estacionarios. El mismo resulta de aplicar una serie de suposiciones y aproximaciones muy generales a las ecuaciones hidrodinámicas para un fluido viscoso. En la [Sec. 2.2](#), agregamos unas pocas hipótesis adicionales al formalismo y obtenemos las ecuaciones que rigen la dinámica de los discos delgados fríos, para luego presentar la solución estándar de [SS](#) y discutir la radiación térmica asociada. Finalmente, comentamos brevemente acerca de la extensión relativista del modelo de [SS](#). La [Sec. 2.3](#) trata sobre los [HAF](#). Primero discutimos las propiedades más importantes de estos flujos, su energética y su asociación con el lanzamiento de vientos y *jets*. Luego, relajamos las hipótesis del modelo de disco delgado y encontramos las ecuaciones hidrodinámicas que rigen su dinámica, obtenemos soluciones globales y discutimos su espectro electromagnético.

Dado que un flujo de acreción es un tipo de *plasma* en movimiento, que bajo ciertas circunstancias puede tratarse como un *fluido*, a lo largo del capítulo utilizamos, casi indistintamente, los términos “fluido”, “plasma” o “flujo” para referirnos a la materia que

compone el flujo de acreción.

## 2.1 Hipótesis y ecuaciones básicas

El punto de partida de nuestra formulación de modelos de flujos de acreción son las ecuaciones de Navier–Stokes en coordenadas cilíndricas  $(R, \varphi, z)$  (e.g. Kundu et al. 2012), sobre las cuales adoptamos una serie de hipótesis generales:

1. El fluido está sujeto al potencial gravitacional de un agujero negro y despreciamos su auto-gravedad.
2. El fluido es *axisimétrico* y se encuentra en *estado estacionario*, por lo que se cumple  $\partial/\partial\varphi = \partial/\partial t = 0$ .
3. La única componente no nula del tensor de esfuerzos viscosos  $\tau_{ij}$  es la componente  $(R\varphi)$ .
4. El campo magnético global tiene influencia despreciable sobre la estructura del flujo (este no sería el caso, por ejemplo, en los MAD, ver Sec. 1.2.2), aunque existe un campo magnético turbulento que es el principal responsable de la viscosidad.
5. El plasma está aproximadamente en equilibrio hidrostático en la dirección vertical. La estructura radial y vertical del flujo están desacopladas y pueden tratarse de forma independiente.

HIPÓTESIS PARA  
FORMULAR MODELOS DE  
FLUJOS DE ACRECIÓN  
ESTACIONARIOS

Bajo estas hipótesis, la ecuación de *continuidad* (o de *conservación de la masa*) es simplemente

CONSERVACIÓN DE LA  
MASA

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R\rho v_R) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0, \quad (2.1)$$

donde  $\rho$  denota la densidad de masa del fluido y  $\mathbf{v} = v_R \hat{\mathbf{R}} + v_\varphi \hat{\boldsymbol{\phi}} + v_z \hat{\mathbf{z}}$  es su campo de velocidades.

De la misma forma, las componentes  $r$  y  $\varphi$  de la ecuación de *conservación del momento* son, respectivamente,

CONSERVACIÓN DEL  
MOMENTO RADIAL

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R\rho v_R^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z v_R) = \rho \left( \frac{v_\varphi^2}{R} - \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) - \frac{\partial p}{\partial R}, \quad (2.2)$$

y

CONSERVACIÓN DEL  
MOMENTO ANGULAR

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \rho v_R v_\varphi) + \frac{\partial}{\partial z} (R\rho v_\varphi v_z) = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \tau_{R\varphi}), \quad (2.3)$$

donde  $p$  denota la presión del fluido,  $\psi(R, z)$  es el potencial gravitacional generado por el agujero negro y

$$\tau_{R\varphi} = \nu \rho R \frac{\partial \Omega}{\partial R}, \quad (2.4)$$

es la componente  $(R\varphi)$  del tensor de esfuerzos viscosos. Aquí,  $\nu$  denota el coeficiente de viscosidad cinemático y  $\Omega := v_\varphi/R$  denota la velocidad angular del fluido. En lo que sigue,

## 2.1. HIPÓTESIS Y ECUACIONES BÁSICAS

adoptamos la prescripción  $\alpha$  convencional para la viscosidad (Shakura & Sunyaev, 1973), en la cual  $\tau_{R\phi}$  es proporcional a la presión total,  $p$ :

$$\tau_{R\phi} = -\alpha p, \quad (2.5)$$

donde  $\alpha$  es un parámetro adimensional. Igualando las Ecs. 2.4 y 2.5, se obtiene una expresión para el coeficiente de viscosidad cinemático:

$$\nu = \left( \frac{\partial \ln \Omega}{\partial \ln R} \right)^{-1} \alpha c_s H. \quad (2.6)$$

Debido a la hipótesis 5, la componente  $z$  de la ecuación de conservación del momento se reduce a la ecuación de *equilibrio hidrostático* vertical:

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho \frac{\partial \psi}{\partial z}. \quad (2.7)$$

EQUILIBRIO  
HIDROSTÁTICO EN  $z$

Para un radio fijo, la solución de la Ec. 2.7 provee la dependencia con  $z$  de las propiedades hidrodinámicas del fluido. Para resolverla, es necesario adoptar una relación adicional entre la presión y la densidad de masa a lo largo de la coordenada  $z$ —por ejemplo, una relación politrópica,  $p \propto \rho^{1+1/N}$ , con  $N$  el índice politrópico, o isotérmica,  $p \propto \rho$ . El perfil vertical del flujo depende de la prescripción adoptada, pero en cualquier caso es posible desacoplar las dependencias vertical y radial del fluido.

Para un plasma de una única temperatura (más adelante relajamos esta hipótesis), la ecuación de conservación de la energía es

$$q^{\text{adv}} \equiv \rho T \frac{Ds}{Dt} \equiv \rho T \left( v_R \frac{\partial s}{\partial R} + v_z \frac{\partial s}{\partial z} \right) = q^+ - q^-, \quad (2.8)$$

CONSERVACIÓN DE  
LA ENERGÍA

donde  $D/Dt$  designa la derivada material;  $T$  y  $s$  denotan la temperatura y la entropía específica del fluido; y  $q^{\text{adv}}$ ,  $q^+$  y  $q^-$  denotan las tasas de advección de entropía, de calentamiento y de enfriamiento por unidad de volumen, respectivamente. El principal mecanismo de calentamiento proviene del roce viscoso entre las distintas capas del fluido, por lo que  $q^+$  puede escribirse como

$$q^+ = q_{\text{vis}}^+ \equiv \tau_{R\phi} R \frac{\partial \Omega}{\partial R} = \rho \nu \left( R \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right)^2 = -\alpha p R \frac{\partial \Omega}{\partial R}. \quad (2.9)$$

Por su parte, suponemos que la tasa de enfriamiento se debe a la radiación,  $q^- = q_{\text{rad}}^-$ , donde la forma explícita de  $q_{\text{rad}}^-$  dependerá de los procesos microfísicos de enfriamiento y de la opacidad del fluido considerados.

Además de las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía, es necesario adoptar una ecuación de estado para el plasma. De forma general, supondremos que la presión total tiene contribuciones del gas,  $p_{\text{gas}}$ , de la radiación,  $p_{\text{rad}}$ , y del campo magnético turbulento,  $p_{\text{mag}}$ , por lo que resulta

$$p = p_{\text{gas}} + p_{\text{rad}} + p_{\text{mag}} = \frac{\rho k_B T}{\bar{\mu} m_H} + \frac{4\sigma}{3c} T^4 + \frac{B^2}{8\pi}, \quad (2.10)$$

ECUACIÓN  
DE ESTADO

donde  $B$  es la magnitud del campo de inducción magnética,  $\bar{\mu}$  es el peso molecular medio del gas,  $m_H$  es la masa del átomo de Hidrógeno,  $\sigma$  es la constante de Stefan–Boltzmann y

$c$  es la velocidad de la luz en el vacío. En la Ec. 2.10, hemos asumido implícitamente que el gas y la radiación están en equilibrio termodinámico entre sí y, por ende, sus temperaturas coinciden.

Por último, debemos adoptar una expresión para la opacidad del fluido. A las altas temperaturas alcanzadas en un flujo de acreción sobre un agujero negro ( $T > 10^4$  K), las principales fuentes de opacidad son la dispersión Thomson entre electrones y la absorción libre-libre. Luego, la opacidad media,  $\bar{\kappa}$ , es

$$\bar{\kappa} = \kappa_{\text{es}} + \kappa_{\text{ff}}, \quad (2.11)$$

donde  $\kappa_{\text{es}} \simeq 0.4 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$  es la opacidad por dispersión de Thomson y  $\kappa_{\text{ff}} \approx 0.64 \times 10^{23} (\rho/\text{g cm}^{-3}) (T/\text{K})^{-7/2} \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$  es la opacidad libre-libre.

### Integración vertical de las ecuaciones

La hipótesis de equilibrio hidrostático (Ec. 2.7) nos permite desacoplar la estructura vertical y radial del fluido. Integrando en  $z$  la Ec. 2.7 se fija la dependencia vertical de las propiedades del fluido; luego, es posible integrar verticalmente las Ecs. 2.1, 2.2, 2.3 y 2.8 y obtener ecuaciones que sólo dependan de la coordenada radial (Abramowicz et al., 1988). El uso de ecuaciones integradas verticalmente es válido incluso para discos geoméricamente gruesos ( $H \approx R$ ), en la medida que  $d \ln H / d \ln R$  no cambie demasiado rápido (Kato et al., 2008).

Suponiendo que  $v_R$  no depende de  $z$ , integramos verticalmente la ecuación de continuidad (Ec. 2.1) y obtenemos

ECUACIÓN DE  
CONTINUIDAD  
(INTEG. VERT.)

$$\dot{M} = 2\pi R \Sigma |v_R|, \quad (2.12)$$

donde  $\dot{M}$  es la tasa de acreción del flujo, y hemos definido la densidad superficial:  $\Sigma := \int_{-\infty}^{\infty} \rho(R, z) dz$ .

De forma similar, definiendo la presión integrada verticalmente,  $\Pi := \int_{-\infty}^{\infty} p(R, z) dz$ , y suponiendo que  $v_\phi$  tampoco depende de  $z$ , integramos la componente radial de la ecuación de conservación del momento (Ecs. 2.2). De esto resulta

CONSERVACIÓN DEL  
MOMENTO RADIAL  
(INT. VERT.)

$$v_R \frac{dv_R}{dR} + \frac{1}{\Sigma} \frac{d\Pi}{dR} = R (\Omega - \Omega_K) - \frac{\Pi}{\Sigma} \frac{d \ln \Omega_K}{dR}, \quad (2.13)$$

donde

$$\Omega_K(R) := \sqrt{\frac{1}{R^2} \left| \frac{\partial \psi}{\partial R} \right|_{z=0}} \quad (2.14)$$

es la velocidad angular para una órbita circular Kepleriana en el plano ecuatorial. El último término del miembro derecho en la Ec. 2.13 es una corrección que surge debido a que la componente radial de la fuerza gravitatoria ( $-\rho \partial \psi / \partial R$ ) cambia con la altura (Matsumoto et al., 1984).

La ecuación de conservación del momento angular (Ec. 2.3) integrada verticalmente resulta

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R^2 \Sigma v_R v_\phi \right) = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R^2 \mathcal{T}_{R\phi} \right), \quad (2.15)$$

## 2.2. MODELO ESTÁNDAR DE DISCO DELGADO FRÍO

donde  $\mathcal{T}_{R\phi} := \int_{-\infty}^{\infty} \tau_{R\phi} dz = v\Sigma R(\partial\Omega/\partial R) = -\alpha\Pi$ . Claramente, esta puede integrarse también radialmente, con lo que se obtiene

$$\dot{M}(l - l_{\text{in}}) = -2\pi R^2 \mathcal{T}_{R\phi}, \quad (2.16)$$

CONSERVACIÓN DEL  
MOMENTO ANGULAR  
(INT. VERT.)

donde  $l := R^2\Omega$  es el momento angular específico del flujo al radio  $R$ ,  $l_{\text{in}} := l(R_{\text{in}})$  es el momento angular específico acretado por el agujero negro, y hemos hecho uso de la Ec. 2.12.

Por último, la integración vertical de la ecuación de conservación de la energía requiere conocer la dependencia específica de la temperatura y la entropía específica con la altura, que aún no hemos determinado. Por el momento, escribimos dicha ecuación simplemente como

$$Q^{\text{adv}} = Q_{\text{vis}}^+ - Q_{\text{rad}}^-, \quad (2.17)$$

donde  $Q^{\text{adv}} := \int_{-\infty}^{\infty} q^{\text{adv}} dz$ ,  $Q_{\text{vis}}^+ := \int_{-\infty}^{\infty} q_{\text{vis}}^+ dz$  y  $Q_{\text{rad}}^- := \int_{-\infty}^{\infty} q_{\text{rad}}^- dz$ . En los dos modelos que analizamos a continuación, proveemos expresiones explícitas para estas cantidades.

## 2.2 Modelo estándar de disco delgado frío

En esta sección, describimos el llamado *modelo estándar* de disco de acreción desarrollado por Shakura & Sunyaev (1973). Además de las hipótesis generales adoptadas en la sección anterior, realizamos las siguientes suposiciones adicionales:

6. El disco<sup>a</sup> es geoméricamente delgado,  $H/R \ll 1$  ( $H$  es la escala vertical del disco), yace en el plano ecuatorial,  $z = 0$ , y
7. rota con velocidad angular *quasi*-Kepleriana,  $\Omega \approx \Omega_K$ . En otras palabras, la fuerza gravitacional es balanceada casi totalmente por la fuerza centrífuga. Para que el material sea acretado, el disco debe poseer además una pequeña “deriva” radial con velocidad  $v_R$ , tal que  $|v_R| \ll v_\phi$ .
8. El disco es ópticamente grueso en la dirección vertical.
9. El disco se enfría localmente de forma eficiente, por lo que  $Q_{\text{vis}}^+ = Q_{\text{rad}}^-$ .

HIPÓTESIS ADICIONALES  
DEL MODELO DE  
SHAKURA–SUNYAEV

<sup>a</sup>Aquí el término “disco” refiere correctamente a la estructura del flujo de acreción.

Estas relaciones suponen que la escala temporal de viscosidad,  $t_{\text{vis}}$ , sobre la cual evoluciona la estructura radial del disco, es más grande que la escala temporal dinámica,  $t_{\text{dyn}}$ :

$$t_{\text{vis}} \equiv |R/v_R| \gg t_{\text{dyn}} \equiv 1/\Omega_K. \quad (2.18)$$

La escala temporal de viscosidad es también mucho mayor que la escala hidrostática,  $t_{\text{hyd}}$ , sobre la cual varía la estructura vertical del disco, y que la escala térmica,  $t_{\text{th}}$ , sobre la cual cambia la temperatura del disco:

$$t_{\text{vis}} \gg t_{\text{hyd}} \equiv H/c_s, \quad \text{y} \quad t_{\text{vis}} \gg t_{\text{th}}. \quad (2.19)$$

Luego, es razonable utilizar una aproximación de una zona (*one-zone*) para la estructura vertical del disco, con lo que la ecuación de equilibrio hidrostático en la dirección vertical (Ec. 2.7) puede aproximarse como

$$\frac{\partial p}{\partial z} \approx \frac{p}{H} \simeq \rho g_z(H) \simeq -\Omega_K^2 H, \quad (2.20)$$

donde  $g_z$  la componente  $z$  de la aceleración gravitatoria. De la Ec. 2.20 resulta  $H = c_s/\Omega_K$ , con  $c_s := \sqrt{p/\rho}$  la velocidad del sonido<sup>1</sup>. Las cantidades integradas verticalmente quedan definidas según sus valores en el plano ecuatorial:

$$\Sigma(R) = 2H\rho(R, 0), \quad \Pi(R) = 2Hp(R, 0). \quad (2.21)$$

La ecuación de conservación de la masa (Ec. 2.12) se mantiene sin cambios, mientras que la componente radial de la ecuación de conservación del momento es reemplazada por la condición de que el fluido rota en órbitas (*quasi*-)Keplerianas. Para este caso, consideramos que el potencial gravitatorio es el Newtoniano para una partícula puntual de masa  $M$ ,

$$\psi(R, z) = \psi_N(R, z) = -\frac{GM}{\sqrt{R^2 + z^2}} \approx -\frac{GM}{R} \left[ 1 + \mathcal{O}(H^2/R^2) \right], \quad (2.22)$$

con lo que el momento angular específico del fluido es  $l := R^2\Omega = R^2\Omega_K \approx \sqrt{GMR}$ . Luego, utilizando la Ec. 2.4 podemos escribir la ecuación de conservación del momento angular (Ec. 2.16) como

$$v\Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi} \left( 1 - \sqrt{\frac{R_{\text{in}}}{R}} \right). \quad (2.23)$$

El coeficiente de viscosidad cinemático,  $\nu$ , se obtiene de hacer  $\Omega = \Omega_K$  en la Ec. 2.6 y resulta  $\nu = (2/3)\alpha c_s H$ . Por otro lado, como la viscosidad es debida a la turbulencia, podemos expresar  $\nu \sim v_{\text{turb}} l_{\text{turb}}$ , donde  $v_{\text{turb}}$  y  $l_{\text{turb}}$  son, respectivamente, la velocidad y la escala de tamaño de la turbulencia. Luego, el parámetro  $\alpha$  puede expresarse como

$$\alpha \sim \frac{v_{\text{turb}} l_{\text{turb}}}{c_s H}; \quad (2.24)$$

por lo que si la turbulencia es subsónica ( $v_{\text{turb}} < c_s$ ) y está confinada dentro del disco ( $l_{\text{turb}} < H$ ), se cumple que  $\alpha < 1$ .

## Energética

Debido a la rotación Kepleriana, la tasa superficial de calentamiento por viscosidad toma la forma simple

$$Q_{\text{vis}}^+ = -\int_{-\infty}^{\infty} \nu \rho \left( R \frac{\partial \Omega_K}{\partial R} \right)^2 dz = \frac{9}{4} \nu \Sigma \Omega_K^2, \quad (2.25)$$

y, utilizando las Ecs. 2.23 y 2.14, resulta

$$Q_{\text{vis}}^+ = \frac{3GM\dot{M}}{4\pi R^3} f_{\text{SS}}(R; R_{\text{in}}), \quad \text{con} \quad f_{\text{SS}}(R; R_{\text{in}}) = 1 - \sqrt{\frac{R_{\text{in}}}{R}}. \quad (2.26)$$

<sup>1</sup>Más precisamente, esta es la velocidad del sonido isotérmica.

## 2.2. MODELO ESTÁNDAR DE DISCO DELGADO FRÍO

Además, suponemos que esta energía se transporta en la dirección vertical en forma radiativa. Como el disco es ópticamente grueso en esta dirección, utilizamos la *aproximación de Rosseland* (e.g. [Rybicki & Lightman 1986](#)) y el flujo radiativo en la dirección  $z$  resulta

$$F(z) = -\frac{16\sigma T^3(z)}{3\bar{\kappa}(z)\rho(z)} \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (2.27)$$

donde  $\tau = \Sigma\bar{\kappa}/2$  es la profundidad óptica. Bajo la aproximación *one-zone*, expresamos las cantidades termodinámicas según sus valores en el plano del disco, por lo que

$$F \approx \frac{16\sigma}{3\tau} T_c^4, \quad (2.28)$$

donde  $T_c := T(z=0)$ . Luego, la tasa de enfriamiento radiativo por unidad de superficie es

$$Q_{\text{rad}}^- = 2F(H) \approx \frac{32\sigma}{3\tau} T_c^4. \quad (2.29)$$

La ecuación de balance energético iguala la tasa de disipación viscosa con la tasa de enfriamiento radiativo. Luego, resulta

$$Q_{\text{vis}}^+ = Q_{\text{rad}}^- \implies \frac{3GM\dot{M}}{4\pi R^3} f_{\text{SS}}(R; R_{\text{in}}) = \frac{32\sigma T_c^4}{3\tau}. \quad (2.30)$$

ECUACIÓN DE BALANCE  
ENERGÉTICO

La Ec. 2.30 nos permite calcular la luminosidad radiativa total del disco entre dos radios  $R_1$  y  $R_2$  como

$$L_d(R_1, R_2) = \int_{R_1}^{R_2} Q_{\text{rad}}^-(R) 2\pi R dR. \quad (2.31)$$

Haciendo  $R_1 = R_{\text{in}}$  y  $R_2 \rightarrow \infty$  en la Ec. 2.31 e integrando, obtenemos la luminosidad de todo el disco:

$$L_d = \frac{GM\dot{M}}{2R_{\text{in}}} = \frac{1}{2}L_{\text{acc}}, \quad (2.32)$$

donde  $L_{\text{acc}}$  es la luminosidad de acreción (Ec. 1.19). Es decir, la mitad de la luminosidad de acreción es radiada antes de llegar al radio interno del disco, mientras que la otra mitad de la luminosidad permanece almacenada en el fluido como energía cinética de rotación.

Finalmente, si despreciamos la presión magnética, la ecuación de estado integrada verticalmente resulta

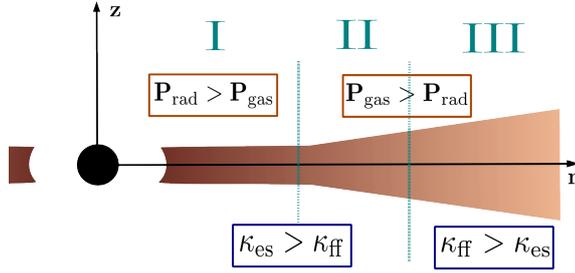
$$\Pi = \Pi_{\text{gas}} + \Pi_{\text{rad}} = \frac{\Sigma k_B T_c}{\bar{\mu} m_H} + \frac{8\sigma}{3c} H T_c^4, \quad (2.33)$$

ECUACIÓN DE ESTADO  
(INTEG. VERT.)

donde  $\Pi_{\text{gas}} := \int_{-\infty}^{\infty} p_{\text{gas}} dz$  y  $\Pi_{\text{rad}} := \int_{-\infty}^{\infty} p_{\text{rad}} dz$ .

### 2.2.1 Estructura del disco

La estructura de un disco de SS queda determinada por las Ecs. 2.12, 2.23, 2.30 y 2.33, las prescripciones para la opacidad y la viscosidad, y las definiciones de  $H$ ,  $c_s$  y  $\Sigma$ . Luego, dados valores de los parámetros  $M$ ,  $\dot{M}$ ,  $\alpha$  y  $R_{\text{in}}$  (también podría tomarse un valor de  $R_{\text{out}}$  finito), es posible obtener expresiones para todas las cantidades hidrodinámicas del disco



**Figura 2.1:** Diagrama esquemático de la estructura de un disco delgado de SS. En la región I,  $p_{\text{rad}} > p_{\text{gas}}$  y  $\kappa_{\text{es}} > \kappa_{\text{ff}}$ ; en la región II,  $p_{\text{gas}} > p_{\text{rad}}$  y  $\kappa_{\text{es}} > \kappa_{\text{ff}}$ ; en la región III,  $p_{\text{gas}} > p_{\text{rad}}$  y  $\kappa_{\text{ff}} > \kappa_{\text{es}}$ .

como función del radio. La estructura global de un disco delgado de SS es generalmente dividida en tres regiones, caracterizadas cada una por *a*) qué proceso domina la opacidad (absorción libre-libre o dispersión Thomson) y *b*) qué componente del disco domina la presión (el gas o la radiación). En resumen, tenemos lo siguiente (ver Figura 2.1):

**Región más interna:** En la región más cercana al agujero negro, la densidad y temperatura son muy altas, por lo que la presión está dominada por la presión de radiación y la opacidad por la dispersión de Thomson, ( $p \sim p_{\text{rad}}$ ,  $\bar{\kappa} \sim \kappa_{\text{es}}$ ). Esta región se extiende aproximadamente hasta el radio donde  $p_{\text{rad}} \approx p_{\text{gas}}$ .

**Región intermedia:** Para radios mayores, tenemos una región donde la presión del gas domina, pero la principal fuente de opacidad sigue siendo la dispersión de Thomson, ( $p \sim p_{\text{gas}}$ ,  $\bar{\kappa} \sim \kappa_{\text{es}}$ ). Esta región se extiende aproximadamente hasta el radio donde  $\kappa_{\text{es}} \approx \kappa_{\text{ff}}$ .

**Región externa:** Para radios mayores, la densidad y temperatura son tan bajas que no sólo la presión está dominada por el gas, sino que también la principal fuente de opacidad es la absorción libre-libre, ( $p \sim p_{\text{gas}}$ ,  $\bar{\kappa} \sim \kappa_{\text{ff}}$ ).

Los límites entre cada una de estas regiones varían según la masa del agujero negro, la tasa de acreción y el valor del parámetro  $\alpha$ .

## 2.2.2 Espectro continuo

En el modelo de SS, el calor generado por viscosidad se transporta radiativamente en la dirección vertical dentro del disco y es efectivamente radiado por ambas caras del mismo (fotósferas) con un espectro de cuerpo negro<sup>2</sup>. Utilizando la ley de Stefan–Boltzmann, el flujo radiativo emitido es

$$Q_{\text{rad}}^- = 2\sigma T_{\text{eff}}^4, \quad (2.34)$$

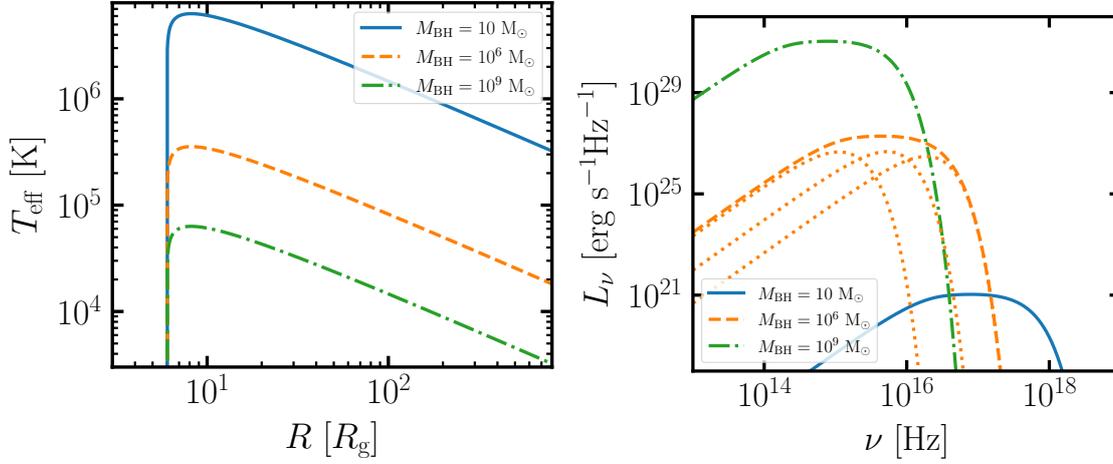
donde  $T_{\text{eff}}$  es la temperatura efectiva de cada cara del disco. Reemplazando las Ecs. 2.30 y 2.29 en 2.34, obtenemos la temperatura efectiva de la fotósfera:

$$T_{\text{eff}} = \left[ \frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma R^3} f_{\text{SS}}(R; R_{\text{in}}) \right]^{1/4}. \quad (2.35)$$

Lejos de la frontera interna del disco, el factor  $f_{\text{SS}}$  tiende a 1 y la temperatura sigue una ley de potencias de la forma  $T_{\text{eff}} \propto R^{-3/4}$ .

<sup>2</sup>Bajo esta aproximación, no estamos teniendo en cuenta los posibles efectos de la atmósfera del disco (i.e., la parte del disco con profundidad óptica  $\tau \lesssim 1$  desde infinito) en la redistribución de la radiación en frecuencia (ver Kato et al. 2008 y referencias allí indicadas).

## 2.2. MODELO ESTÁNDAR DE DISCO DELGADO FRÍO



**Figura 2.2:** Propiedades radiativas de discos de acreción de SS para distintos valores de la masa del agujero negro indicados en las imágenes. *Panel izquierdo:* Temperatura efectiva de los discos como función del radio. *Panel derecho:* Distribución espectral de energía de los discos. Las líneas punteadas muestran los espectros de cuerpo negro de temperatura única que emiten anillos del disco a distintos radios.

A cada radio  $r$  del disco, la intensidad específica de la radiación saliente está dada por la Ley de Planck:

$$I_\nu(R) = B_\nu[T_{\text{eff}}(R)] = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{\exp[h\nu/k_B T_{\text{eff}}(R)] - 1}, \quad (2.36)$$

donde  $B_\nu$  es la función de Planck. Debido a la dependencia radial de la temperatura efectiva, el espectro completo del disco será el de un *cuerpo negro multicolor*. Luego, para un observador localizado a una distancia  $d \gg R_{\text{out}}$ , el flujo recibido a una frecuencia  $\nu$  es

$$F_\nu \equiv \int_{\Omega_d} I_\nu d\Omega = \frac{\cos i}{d^2} \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} B_\nu [T_{\text{eff}}(R)] 2\pi R dR, \quad (2.37)$$

FLUJO ESPECTRAL DE  
UN DISCO DE SS

donde  $i$  es el ángulo de inclinación del disco y  $\Omega_d$  es el ángulo subtendido por el disco para el observador. La Figura 2.2 muestra la dependencia radial de la temperatura efectiva (panel izquierdo) y la SED de un disco delgado para distintos valores de la masa del agujero negro central (panel derecho).

### 2.2.3 Modelo de disco delgado relativista

En la sección anterior, describimos las características del modelo estándar de disco de acreción delgado, en su versión original presentada por Shakura & Sunyaev (1973). Una limitación evidente del modelo es que este se basa en un tratamiento Newtoniano de la gravedad ejercida por el agujero negro. No obstante, como vimos en el Cap. 1, el disco se puede extender hasta la ISCO, que para un agujero negro de Schwarzschild está a  $R_{\text{ISCO}} = 6R_g$ , y para un agujero negro rotante puede estar incluso más cerca del agujero negro. A estas distancias, el campo gravitacional del agujero negro es muy intenso y los efectos puramente relativistas son importantes, por lo que un modelo más realista para un

disco de acreción sobre un agujero negro debería tenerlos en cuenta. En efecto, el modelo de **SS** fue extendido al marco teórico de la **GR** muy poco tiempo después de la publicación del modelo original por [Novikov & Thorne \(1973\)](#) (ver también [Page & Thorne 1974](#)). Debido al nombre de sus autores, este modelo se suele conocer como *modelo de Novikov–Thorne (NT)*.

El modelo de **NT** parte de las mismas hipótesis que en el caso de **SS**, pero se reemplaza el tratamiento Newtoniano del fluido por un tratamiento relativista en el espaciotiempo de Kerr alrededor de un agujero negro rotante. Entre otras cosas, esto permite investigar el efecto del espín del agujero negro sobre la estructura del disco y la radiación emitida. No realizamos aquí una descripción detallada de cómo cambian las distintas propiedades del disco, sino que sólo presentamos las expresiones pertinentes para calcular el espectro continuo de emisión. La modificación principal ocurre sobre el flujo radiativo, que ahora está medido en el sistema comóvil del fluido y su expresión es

$$F_{\text{NT}}(R) = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3} f_{\text{NT}}(R; R_{\text{in}}, a_*), \quad (2.38)$$

donde  $f_{\text{NT}}$  reemplaza al factor  $f_{\text{SS}}$  del modelo de **SS**; en este caso, el factor  $f_{\text{NT}}$  depende también del espín del agujero negro,  $a_*$ <sup>3</sup>. En caso de que el disco no esté truncado a un radio mayor, el radio interno del disco coincide con la **ISCO**, determinada unívocamente por el valor de  $a_*$ .

Otra cuestión donde los efectos relativistas pueden ser importantes es en el transporte de la radiación. El flujo radiativo dado por la Ec. 2.38, y la temperatura efectiva que se deriva del mismo, están definidas en el sistema comóvil del fluido. Cerca del agujero negro, el fluido está rotando a velocidades medianamente relativistas; por ende, su emisión estará afectada por corrimiento Doppler y *beaming* relativista. Además, debido a la curvatura del espaciotiempo, la radiación sufre un corrimiento Doppler y *beaming* gravitacional, y su trayectoria (geodésicas nulas) no es más una línea recta sino que se deflecta.

Utilizando la invarianza relativista de  $I_\nu/\nu^3$  ([Blumenthal & Gould, 1970](#)), el flujo espectral recibido por un observador cuya línea de la visual forma un ángulo  $i$  con el eje de rotación del disco es

FLUJO ESPECTRAL DE  
UN DISCO DE NT

$$F_{\nu_{\text{obs}}} = \frac{\cos i}{d^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} R dR g^3(R, \varphi) B_{\nu_{\text{em}}}(R), \quad (2.39)$$

donde  $\nu_{\text{obs}}$  es la frecuencia observada,  $\nu_{\text{em}}$  es la frecuencia emitida y  $g$  es el *factor de redshift*, que está dado por

FACTOR DE REDSHIFT

$$g(R, \varphi) := \frac{\nu_{\text{obs}}}{\nu_{\text{em}}} = \frac{(k_\alpha)_{\text{obs}} u_{\text{obs}}^\alpha}{(k_\beta)_{\text{em}} u_{\text{em}}^\beta} = \frac{\sqrt{-g_{tt} - 2\Omega g_{t\varphi} - \Omega^2 g_{\varphi\varphi}}}{1 + \Omega R \sin i \sin \varphi}. \quad (2.40)$$

Aquí,  $\{k^\alpha\}$  es el cuádrimomento del rayo de luz,  $\{u_{\text{em}}^\beta\} = u'(1, 0, 0, \Omega_K)$  y  $\{u_{\text{obs}}^\alpha\} = (1, 0, 0, 0)$  son la cuádrivelocidad del fluido emisor y de un observador en el infinito, respectivamente,  $g_{\alpha\beta}$  son las componentes de la métrica de Kerr (Ec. 1.8) y  $\varphi$  es el ángulo que determina la posición del fluido emisor.

<sup>3</sup>Para una expresión exacta de  $f_{\text{NT}}$ , ver [Page & Thorne \(1974\)](#).

La Ec. 2.39 incluye los efectos de corrimiento Doppler y de *beaming*, pero no la deflexión de la luz. Para incluir esto último, es necesario resolver las trayectorias geodésicas de los rayos de luz en la métrica de Kerr, lo que sólo se puede hacer de forma numérica<sup>4</sup>.

---

El modelo de disco delgado frío alcanza temperaturas efectivas máximas  $< 10^7$  K para agujeros negros de masa estelar, y temperaturas mucho menores en el caso de SMBH. Por ende, es incapaz de reproducir la emisión de rayos X duros ( $\gtrsim 100$  keV  $\sim 10^9$  K) que se observa en el espectro de BHXB, principalmente en su estado *low-hard*, y de muchos AGN. Es natural atribuir esta emisión a una región distinta, aunque físicamente relacionada al disco de acreción. Thorne & Price (1975) demostraron que si se considera que la región más interna del disco de acreción consiste en un plasma muy caliente ( $T \sim 10^9$  K) y ópticamente delgado, la radiación de rayos X duros puede reproducirse. Esta idea dió origen a los modelos de tipo “disco+corona” (e.g. Bisnovatyi-Kogan & Blinnikov 1977), en los que los fotones blandos creados en el disco delgado son Comptonizados por electrones calientes en una corona que está por encima y debajo del disco, y a toda una familia de modelos que describen flujos de acreción calientes (HAF), en cuyo caso, los fotones blandos pueden ser producidos por radiación sincrotrón de los mismos electrones que luego los Comptonizan. Estos HAF ocupan el tema principal de la siguiente sección.

## 2.3 Flujos de acreción calientes

Tomando la idea de Thorne & Price (1975), S. Shapiro, A. Lightman y D. Eardley hallaron la primera solución para un HAF (Shapiro et al., 1976) —hoy conocida como *solución o modelo SLE*. El modelo SLE supone las mismas hipótesis que el modelo de SS, con la excepción de que ahora el flujo es ópticamente delgado, y con la novedad de que permite que el plasma sea de *dos temperaturas* y los iones estén mucho más calientes que los electrones. Aunque el modelo SLE resultó efectivo para reproducir el espectro de rayos X duros observado en la BHXB Cyg X-1, rápidamente se demostró que el mismo es *térmicamente inestable* (Pringle, 1976; Piran, 1978) y, por ende, de aplicación limitada. La razón de esta inestabilidad se debe a que, al ser el flujo ópticamente delgado, la eficiencia del enfriamiento por radiación *Bremsstrahlung* disminuye si lo hace la densidad. Si se eleva la temperatura levemente, su densidad decrecerá, su tasa de enfriamiento decrecerá, y el gas se calentará aún más. La causa de este problema está implícita en la suposición, al igual que en el modelo de SS, de que el flujo se enfría localmente de forma eficiente y se cumple que  $q^+ \approx q^-$ .

Poco tiempo después, Ichimaru (1977) notó que la inclusión de la *advección* de energía en las ecuaciones hidrodinámicas del fluido es suficiente para suprimir la inestabilidad térmica del modelo SLE. En este caso, la energía que gana el plasma debido a la disipación

---

<sup>4</sup>Para un tratamiento semi-analítico para obtener una expresión del flujo espectral que incluya la deflexión de la luz, el lector puede consultar Cunningham (1975).

viscosa es advectada rápidamente hacia radios menores.

Otro trabajo pionero en el campo fue el de [Rees et al. \(1982\)](#), quienes propusieron la idea de que la emisión de los **LLAGN** se debe a que en su centro se encuentra un agujero negro supermasivo que acreta material de un flujo de acreción muy caliente, ópticamente delgado y radiativamente ineficiente, soportado por la presión de los iones muy calientes.

El modelo de flujo caliente con advección propuesto por Ichimaru no tuvo gran repercusión, hasta que el mismo fuera “redescubierto” a mediados de la década de 1990 por [Narayan & Yi \(1994, 1995a,b\)](#). Esta vez, el detallado análisis de la estructura de estos flujos y de sus propiedades espectrales dejó claro la gran potencialidad de estos para describir la fenomenología de numerosas fuentes con agujeros negros acretantes, como **LLAGN**, galaxias Seyfert y **BHXB** en sus estados *low-hard*, intermedio y *quiescent*. Estos trabajos popularizaron el término **ADAF** y dieron inicio a una vibrante línea de investigación que continúa desarrollándose al día de hoy (ver [Yuan & Narayan 2014](#) para un moderno *review* sobre este tema).

De forma bastante general, las propiedades que caracterizan a los **ADAF** son las siguientes:

- Los iones y electrones tienen distinta temperatura. La temperatura de los iones,  $T_i$ , es casi virial,

$$T_i \lesssim T_{\text{vir}} = GMm_p/6k_B R \sim 10^{12} (R/R_S)^{-1} \text{ K}, \quad (2.41)$$

y mucho mayor que la que puede alcanzarse en un disco delgado estándar. Los electrones, por su parte, alcanzan temperaturas menores:  $10^9 \text{ K} \lesssim T_e \lesssim 10^{11} \text{ K}$ . Debido a las altas temperaturas, los flujos de acreción calientes son

- geoméricamente gruesos:  $H/R \lesssim 1$ .
- La velocidad radial del fluido es mucho mayor que en un disco delgado estándar. Esto se debe a que la teoría de acreción predice que  $|v_R| \sim \alpha c_s(H/R)$  y, tanto  $c_s$  ( $\propto T_i$ ) como  $(H/R)$  son mucho mayores en este caso.
- La velocidad angular es sub-Kepleriana: la acción de la gravedad es parcialmente balanceada por el gradiente radial de presión.
- La baja tasa de acreción y alta velocidad radial, sumado a que el flujo es geoméricamente grueso, da lugar a una baja densidad, por lo que el plasma resulta *ópticamente delgado*. Luego,
- su espectro radiativo difiere del de un cuerpo negro multi-temperatura típico en discos delgados fríos. La **SED** de un **ADAF** está directamente determinada por las características microfísicas de los procesos de radiación que ocurren en el plasma; estos son, principalmente, sincrotrón, *Bremsstrahlung* y dispersión **IC**.
- La eficiencia radiativa, definida como  $\varepsilon := L/(\dot{M}_{\text{BH}}c^2)$ , donde  $L$  es la luminosidad del flujo de acreción y  $\dot{M}_{\text{BH}}$  su tasa de acreción, es menor que el valor típico de  $\sim 10\%$  de discos delgados.
- El parámetro de Bernoulli  $Be$  del fluido es, generalmente, positivo. Esto sugiere que los **ADAF** pueden producir fuertes eyecciones de materia en forma de vientos y *jets* ([Narayan & Yi, 1994, 1995a](#); [Blandford & Begelman, 1999](#)).

### 2.3.1 Plasma de dos temperaturas

Desde el punto de vista microfísico, los **HAF** desarrollan una estructura de dos temperaturas debido a tres razones principales: *a)* los electrones se enfrían radiativamente de forma mucho más eficiente que los iones, por lo que, naturalmente, tienden a estar más fríos; *b)* El principal mecanismo de enfriamiento de los iones es la transferencia de energía a los electrones a través de colisiones Coulombianas. A las bajas densidades de los **HAF**, este proceso es altamente ineficiente y  $t_{C,ie} > t_{acr}$ , donde  $t_{C,ie}$  y  $t_{acr}$  son la escala temporal de intercambio de energía Coulombiano entre iones y electrones y la escala temporal de acreción, respectivamente; *c)* El calentamiento por disipación viscosa deposita más energía en los iones que en los electrones. Originalmente, se pensaba que la fracción de energía disipada por viscosidad que calienta directamente a los electrones,  $\delta_e$ , era despreciable ( $\delta_e \sim m_e/m_p \sim 10^{-3}$ ). No obstante, intentos posteriores de calcular  $\delta_e$  a partir de principios microfísicos (e.g. [Bisnovatyi-Kogan & Lovelace 1997](#); [Quataert 1998](#); [Quataert & Gruzinov 1999](#); [Blackman 1999](#); [Sharma et al. 2007](#); [Ding et al. 2010](#)) parecen indicar que  $\delta_e \gg 10^{-2}$ , y el modelado de la emisión electromagnética de agujeros negros acretantes con **HAF** parece favorecer valores de  $\delta_e \sim 0.1-0.5$ . En particular, en el caso de Sgr A\*, para el cual contamos con las observaciones más detalladas de la radiación de un **HAF**, se estima que  $\delta_e \sim 0.3-0.5$  ([Yuan et al., 2003](#); [Ma et al., 2019](#)), mientras que en fuentes más luminosas, como por ejemplo galaxias Seyfert, se requiere  $\delta_e \sim 0.1$  ([Yu et al., 2011](#); [Liu & Wu, 2013](#)).

La naturaleza de los **HAF** como plasmas de dos temperaturas es apoyada también por los resultados de simulaciones **GRMHD** en las cuales se evoluciona de forma independiente las ecuaciones de energía para iones y electrones (e.g. [Sądowski et al. 2017](#); [Ressler et al. 2017](#); [Ryan et al. 2018](#); [Chael et al. 2019](#)).

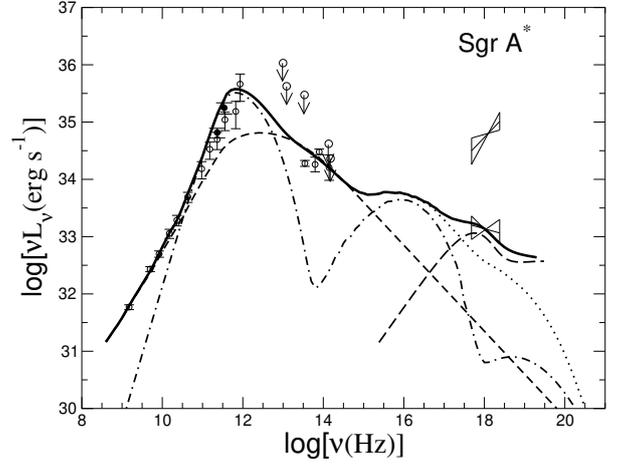
Debido a su baja densidad, los **HAF** son plasmas poco o, directamente, *no colisionales*. No obstante, si bien iones y electrones no están en equilibrio termodinámico entre ellos, sí se supone que lo está cada población por separado. Esto, sin embargo, puede no ser cierto si las interacciones Coulombianas también son ineficientes entre partículas de la misma especie, en cuyo caso las partículas no necesariamente tendrán una distribución de energía térmica.

#### ¿Es la distribución de energía de iones y electrones térmica?

La respuesta a esta pregunta depende de los detalles microfísicos de los procesos de disipación de energía, de la aceleración de partículas y de la termalización. En plasmas altamente magnetizados como los **HAF**, ocurren diversos fenómenos (e.g. reconexión magnética, ondas de choque o turbulencia) que pueden dar lugar a la aceleración de una fracción de las partículas del plasma hasta energías relativistas. Si la termalización entre ellas no es eficiente, la población de partículas no necesariamente seguirá una distribución Maxwelliana (térmica) de velocidades.

En efecto, [Mahadevan & Quataert \(1997\)](#) mostraron que en un **HAF** las colisiones Coulombianas entre iones son altamente ineficientes, por lo que estos podrían mantener cualquier distribución de energía que adquiriesen por el proceso de aceleración que sea. Los electrones, por el contrario, termalizan más eficientemente que los iones, por lo que, a priori, deberían seguir una distribución de energía Maxwelliana si la tasa de acreción no

**Figura 2.3:** Distribución espectral de energía de un modelo de HAF para Sgr A\* en su estado inactivo (figura tomada de Yuan et al. 2003 y Yuan & Narayan 2014). Los círculos con barras de error muestran observaciones en ondas de radio y milimétricas, círculos con flechas indican cotas superiores a la emisión en el IR y las dos “*bowties*” muestran datos de rayos X en el estado inactivo (abajo) y durante una fulguración (arriba). Se muestran observaciones adicionales en la banda infrarroja (Schödel et al., 2011). La curva modelada total (*línea gruesa*) es la suma de tres componentes: emisión sincrotrón y su Comptonización (*línea con guiones y puntos*), emisión sincrotrón de electrones no térmicos (*línea con guiones cortos*) y emisión *Bremsstrahlung* de regiones lejanas del disco (*línea con guiones largos*). La línea punteada indica la emisión total por sincrotrón y Compton inverso.



es extremadamente baja ( $\dot{M} > 10^{-3} \dot{M}_{\text{Edd}}$ ). No obstante, la eficiencia de la termalización Coulombiana entre electrones disminuye significativamente con la energía de las partículas. Esto da lugar a que si los electrones son acelerados rápidamente hasta energías muy altas, puedan mantener la distribución de energía adquirida (no térmica) durante un tiempo considerable. Luego, es razonable esperar para ambas poblaciones de partículas, iones y electrones, una distribución *híbrida*, donde el grueso de la población siga una distribución térmica, pero una pequeña fracción mantenga una distribución no térmica.

Observacionalmente, la presencia de electrones no térmicos en flujos de acreción calientes es requerida para explicar tanto la emisión estacionaria de Sgr A\* en ondas radio de baja frecuencia (Mahadevan, 1998; Özel et al., 2000) y durante fulguraciones en el IR y en rayos X (Yuan et al., 2003, 2004), en otros LLAGN (Liu & Wu, 2013), en galaxias Seyfert (Inoue & Doi, 2018; Inoue et al., 2019) y en el estado *low-hard* de BHXB (Li & Miller, 1997). La Figura 2.3 muestra el espectro modelado con un HAF para Sgr A\*. El pico a ondas de radio submilimétricas es producido por radiación sincrotrón de electrones térmicos, mientras que el exceso de emisión a frecuencias más bajas es producido por radiación sincrotrón de una pequeña población de electrones no térmicos.

### 2.3.2 Energética

En el régimen clásico de ADAF (e.g. Narayan et al. 1998a), la eficiencia radiativa es extremadamente baja, el calentamiento por disipación viscosa es balanceado principalmente por la advección,  $q^+ \approx q^{\text{adv}} \gg q^-$ , y se dice que la misma cumple un rol de “enfriamiento” del plasma. Si la tasa de acreción aumenta, la tasa de enfriamiento también lo hace y la advección comienza a perder relevancia. Existirá, luego, una tasa de acreción crítica,  $\dot{M}_{\text{crit,ADAF}}$ , para la cual  $q^+ \approx q^-$  y  $q^{\text{adv}} \approx 0$ . Si la tasa de acreción aumenta por encima de  $\dot{M}_{\text{crit,ADAF}}$ , tendremos que  $q^+ < q^-$ , y uno esperaría que el flujo de acreción se enfríe rápidamente y transicione hacia un disco delgado frío. Sin embargo, Yuan (2001) demostró

### 2.3. FLUJOS DE ACRECIÓN CALIENTES

que existen soluciones de **HAF** permitidas incluso por encima de  $\dot{M}_{\text{crit,ADAF}}$  y hasta una segunda tasa de acreción crítica,  $\dot{M}_{\text{crit,LHAF}} > \dot{M}_{\text{crit,ADAF}}$ , determinada por la condición

$$q^c + q^+ = q^- . \quad (2.42)$$

El calentamiento ahora se debe a la compresión del plasma, representada en el término  $q^c \equiv (p/\rho^2)d\rho/dr$  que se encuentra “escondido” en el miembro izquierdo de la ecuación de conservación de la energía (Ec. 1.24),  $q^{\text{adv}} \equiv \rho v_R de/dR - q^c$ , con  $e$  la energía interna específica del plasma.

Las soluciones en el rango  $\dot{M}_{\text{crit,ADAF}} < \dot{M}_{\text{BH}} < \dot{M}_{\text{crit,LHAF}}$  se conocen como *flujos de acreción calientes luminosos* (**LHAF**, del inglés *Luminous Hot Accretion Flow*). Al contrario de lo que sucede en un **ADAF** clásico, aquí la entropía disminuye a medida que nos acercamos al agujero negro, aunque la cantidad

$$\rho v_R \frac{de}{dR} = q^+ + q^c - q^- \quad (2.43)$$

sigue siendo positiva y la temperatura crece hacia el interior del flujo de acreción. En otras palabras, la advección aquí juega un rol de “calentamiento” del plasma.

Resumiendo lo anterior, y si además tenemos en cuenta la naturaleza de dos temperaturas del plasma, podemos distinguir tres diferentes subrégimenes de **HAF**:

- $\dot{M}_{\text{BH}} < \dot{M}_{\text{eADAF}}$ : A tasas de acreción extremadamente bajas, incluso los electrones son incapaces de radiar la energía que adquieren—ya sea por disipación viscosa ( $\delta_e q^+$ ) o por transferencia de los iones ( $q^{\text{ie}}$ ). Luego, los agujeros negros acretantes en este régimen son verdaderamente radiativamente ineficientes, pues incluso los electrones están energéticamente dominados por la advección. Se suele llamar a este régimen como de **ADAF electrónico** (**eADAF**, del inglés *electron Advection-Dominated Accretion Flow*) y se corresponde con los agujeros negros acretantes más débiles que existen en la naturaleza, como es el caso de Sgr A\* o las **BHXB** en su estado *quiescent*.
- $\dot{M}_{\text{eADAF}} < \dot{M}_{\text{BH}} < \dot{M}_{\text{crit,ADAF}}$ : En este régimen, los electrones radían eficientemente la energía que adquieren. No obstante, las colisiones Coulombianas con los iones son altamente ineficientes, por lo que la energía de estos últimos sigue estando dominada por la advección. En este régimen, la eficiencia radiativa es del orden del 1%, o aún mayor. Aquí, se cumple que  $q^+ > q^-$ .
- $\dot{M}_{\text{crit,ADAF}} < \dot{M}_{\text{BH}} < \dot{M}_{\text{crit,LHAF}}$ : En el régimen de **LHAF**, la entropía disminuye a medida que el gas es acretado, pero el efecto se contrarresta por el calentamiento compresional. La eficiencia radiativa puede ser tan alta como en un disco delgado frío, pero estos flujos se mantienen calientes y su espectro radiativo es muy distinto. Aquí, se cumple que  $q^+ < q^-$ .

SUB-REGÍMENES DE  
HAF

Si  $\dot{M}_{\text{BH}} > \dot{M}_{\text{crit,LHAF}}$ , no son posibles soluciones de **HAF**; el enfriamiento radiativo es demasiado intenso y el flujo transiciona a un disco estándar delgado y frío.

Calculando modelos para distintos valores del parámetro  $\delta_e$ , Xie & Yuan (2012) obtuvieron las siguientes aproximaciones para las tasas de acreción críticas:

$$\dot{M}_{\text{eADAF}} \approx 0.001 \alpha^2 \dot{M}_{\text{Edd}}, \quad (2.44)$$

$$\dot{M}_{\text{crit,ADAF}} \approx (0.1-0.3) \alpha^2 \dot{M}_{\text{Edd}}, \quad (2.45)$$

$$\dot{M}_{\text{crit,LHAF}} \approx (0.06-0.08) \alpha \dot{M}_{\text{Edd}}. \quad (2.46)$$

En realidad, estos valores van a ser dependientes del radio y de los procesos radiativos considerados.

### 2.3.3 Vientos y *jets*

Ya en los primeros trabajos sobre **HAF** se conjeturó que estos deberían ser eficientes en la producción tanto de vientos como de jets (Narayan & Yi, 1994, 1995a; Blandford & Begelman, 1999). Observacionalmente, una característica de las fuentes asociadas a este régimen de acreción apoya fuertemente esta hipótesis: la mayoría de los **LLAGN** y las **BHXB** en el estado *low-hard* presentan intensa emisión en radio que, como vimos en el Cap. 1, se supone es producida en un *jet*. Esto sugiere una conexión entre **HAF** y *jets* emisores en radio.

Las principales razones por las que los **HAF** producirían fuertes eyecciones de materia son las siguientes:

- Los flujos geoméricamente gruesos, como es el caso de los **HAF**, son más eficientes para advechar las líneas de campos magnéticos hacia la vecindad del agujero negro. Esto favorece la acumulación de flujo magnético en la ergósfera, potenciando el lanzamiento de *jets* por el mecanismo de **BZ**.
- El parámetro de Bernoulli  $Be$  —la suma de la energía cinética, la energía potencial, y la entalpía del gas y del campo magnético— suele ser positivo en **HAF**. Para un fluido no viscoso,  $Be$  se conserva a lo largo de las líneas de flujo, por lo que una parcela de fluido con  $Be > 0$  puede escapar al infinito<sup>a</sup>.
- De producirse vientos, estos ayudarían a colimar y estabilizar el *jet*.

<sup>a</sup>Cabe aclarar que  $Be$  no es necesariamente constante si el fluido es viscoso o no estacionario, por lo que no es de utilidad para describir el comportamiento de un fluido turbulento. No obstante, en las capas superiores del flujo de acreción la turbulencia sería menor y el parámetro de Bernoulli puede dar información más confiable.

La pérdida de masa por vientos en los **HAF** puede ser muy alta, modificando considerablemente la dinámica del plasma acretado. A su vez, estos vientos pueden depositar cantidades considerables de masa, energía y momento en el medio interestelar de la galaxia, cumpliendo un rol importante en el fenómeno conocido como **AGN feedback**.

Simulaciones hidrodinámicas y magnetohidrodinámicas de **HAF** sugieren que la dependencia radial de la tasa de acreción en un **HAF** sigue aproximadamente un comportamiento de ley de potencia (Blandford & Begelman, 1999):

$$\dot{M}(R) = \dot{M}_{\text{out}} \left( \frac{R}{R_{\text{out}}} \right)^s, \quad (2.47)$$

donde  $\dot{M}_{\text{out}} = \dot{M}(R_{\text{out}})$  y el valor de  $s$  suele estar en el rango 0.1–0.8. No obstante, estas muestran que el viento sólo es fuerte para  $r \gtrsim 20R_g$ , y cesa para radios más internos (Yuan & Narayan, 2014). Este hecho está también apoyado por observaciones de rayos X de Sgr A\* (Ma et al., 2019).

### 2.3.4 Ecuaciones hidrodinámicas y solución global

En esta sección, desarrollamos el formalismo para obtener soluciones estacionarias de HAF sobre agujeros negros. Para ello, seguimos principalmente el tratamiento de Manmoto et al. (1997), realizando leves modificaciones para incluir el efecto de los vientos en la estructura del flujo (e.g. Yuan et al. 2003). Partiendo de las mismas hipótesis generales adoptadas en la Sec. 7.4, relajamos las suposiciones adicionales del modelo de SS, y consideramos que

6. El flujo es ópticamente delgado en todas direcciones. Luego, es razonable adoptar como prescripción que
7. el flujo es isotérmico en la dirección vertical.
8. El flujo rota con velocidad angular sub-Kepleriana,  $\Omega < \Omega_K$ , ya que la presión juega un rol importante en el balance radial del disco.
9. Iones y electrones no están en equilibrio termodinámico entre sí, por lo que siguen ecuaciones de conservación de la energía separadas.

HIPÓTESIS GENERALES  
DE LOS MODELOS DE  
HAF

Al tener en cuenta la presión del fluido en la estructura radial y relajar la hipótesis de que la velocidad angular es Kepleriana, el flujo puede extenderse hasta radios más internos que la ISCO, incluso hasta el horizonte de eventos del agujero negro. Esto implica que los efectos dinámicos relativistas de la parte más interna del disco se vuelven mucho más relevantes que en el modelo de disco delgado. Para simular estos efectos en el entorno de un agujero negro de Schwarzschild, adoptamos el potencial *pseudo-Newtoniano* de Paczynsky–Wiita (Paczynsky & Wiita, 1980):

$$\psi(R, z) = \psi_{PW}(R, z) = -\frac{GM}{\sqrt{R^2 + z^2} - R_S}, \quad (2.48)$$

donde  $R_S$  es el radio de Schwarzschild del agujero negro.

Como permitimos que el fluido sea de dos temperaturas, en lugar de la Ec. 2.8, tendremos dos ecuaciones de conservación de la energía independientes, una para iones (“i”) y otra para electrones (“e”):

$$\rho T_i \frac{Ds_i}{Dt} \equiv \rho T_i \left( v_R \frac{\partial s_i}{\partial R} + v_z \frac{\partial s_i}{\partial z} \right) = (1 - \delta_e) q_{\text{vis}}^+ - q^{\text{ie}}, \quad (2.49)$$

$$\rho T_e \frac{Ds_e}{Dt} \equiv \rho T_e \left( v_R \frac{\partial s_e}{\partial R} + v_z \frac{\partial s_e}{\partial z} \right) = \delta_e q_{\text{vis}}^+ + q^{\text{ie}} - q_{\text{rad}}^-. \quad (2.50)$$

CONSERVACIÓN DE  
ENERGÍA PARA UN FLUJO  
DE DOS TEMPERATURAS

Aquí,  $T_a$  y  $s_a$  denotan la temperatura y la entropía específica de la especie “a” de partículas,  $q^{\text{ie}}$  denota la tasa de energía por unidad de volumen transferida por los iones a los electrones y  $q_{\text{rad}}^-$  denota la tasa de enfriamiento radiativo por unidad de volumen, que despreciamos para los iones. El primer término del miembro derecho de las Ecs. 2.49 y 2.50 representa la tasa de energía por unidad de volumen disipada por viscosidad y  $\delta_e$  denota la fracción de esta energía que calienta directamente a los electrones—luego,  $(1 - \delta_e)$  es la fracción que

calienta directamente a los iones. Claramente, si el fluido alcanza una única temperatura  $T$ , la suma de las Ecs. 2.49 y 2.50 coincide con la ecuación de conservación de la energía usual (Ec. 2.8) si  $s := s_i + s_e$ .

Ahora, el flujo no es geoméricamente delgado, por lo que debemos relajar la aproximación *one-zone* que adoptamos previamente en el modelo de SS. En cambio, como el flujo es ópticamente delgado, suponemos que el fluido es isotérmico en la dirección vertical; luego, la velocidad del sonido,  $c_s = (p/\rho)^{1/2}$ , es independiente de  $z$ , y podemos integrar la ecuación de equilibrio hidrostático vertical (Ec. 2.7), obteniendo

$$\rho(R, z) = \rho(R, 0) \exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right), \quad (2.51)$$

donde  $H = c_s/\Omega_K$  es la escala de altura vertical del flujo. Luego, la densidad superficial de masa y la presión promediada verticalmente resultan

$$\Sigma(R) = \sqrt{2\pi}\rho(R, 0)H; \quad \text{y} \quad \Pi(R) = \sqrt{2\pi}p(R, 0)H. \quad (2.52)$$

Para integrar verticalmente las ecuaciones de conservación de la energía, necesitamos conocer la dependencia con  $z$  de la entropía específica. Para ello, utilizamos la Primera Ley de la Termodinámica y relacionamos la entropía específica de la población “a” con su energía interna específica,  $e_a$ , y su presión,  $p_a$ , como

$$T_a ds_a = de_a - p_a d(1/\rho), \quad (2.53)$$

donde

$$e_a = \frac{1}{\gamma_a - 1} \frac{k_B T_a}{\mu_a m_H}, \quad (2.54)$$

y

$$p_a = \frac{\rho k_B T_a}{\mu_a m_H} = (\gamma_a - 1) \rho e_a. \quad (2.55)$$

Aquí,  $\mu_a$  y  $\gamma_a$  son el peso molecular medio y el índice adiabático de la especie “a”. Una expresión para el índice adiabático válida tanto en el régimen relativista como no relativista está dada por (Chandrasekhar, 1939)

$$\gamma_a(\theta_a) = 1 + \theta_e \left[ \frac{3K_3(1/\theta_e) + K_1(1/\theta_e)}{4K_2(1/\theta_e)} - 1 \right]^{-1}. \quad (2.56)$$

Para  $\theta_a \ll 1$ , el fluido es no relativista y  $\gamma_a \approx 5/3$ , mientras que para  $\theta_a \gg 1$ , el fluido es relativista y  $\gamma_a \approx 4/3$ . Respecto a los pesos moleculares medios, en lo que sigue adoptamos los siguientes valores:

$$\mu_i = 1.23, \quad \mu_e = 1.14, \quad (2.57)$$

que corresponden a las abundancias cósmicas típicas.

Por último, en este caso despreciamos la presión de radiación —ya que el plasma es ópticamente delgado—, pero retenemos la presión magnética, por lo que la presión total,  $p$ , resulta (ver Ec. 2.10)

$$p = p_{\text{gas}} + p_{\text{mag}} = p_i + p_e + \frac{B^2}{8\pi} = \rho \frac{\rho k_B T_i}{\mu_i m_H} + \frac{\rho k_B T_e}{\mu_e m_H} + \frac{B^2}{8\pi}, \quad (2.58)$$

## 2.3. FLUJOS DE ACRECIÓN CALIENTES

donde  $B$  denota la magnitud del campo de inducción magnética. Definiendo el parámetro  $\beta$  del plasma como  $\beta := p_{\text{gas}}/p_{\text{mag}}$ , puede obtenerse  $B$  a partir de la siguiente expresión:

$$p_{\text{mag}} \equiv \frac{B^2}{8\pi} = (p_i + p_e)/\beta. \quad (2.59)$$

Finalmente, integrando verticalmente las Ecs. 2.49 y 2.50 y 2.58, y agrupándolas con las Ecs. 2.12, 2.13 y 2.16, obtenemos el sistema de ecuaciones que determina la estructura hidrodinámica de un HAF.

$$\dot{M}(R) = 2\pi R \Sigma (-v_R), \quad (2.60a)$$

$$v_R \frac{dv_R}{dR} + \frac{1}{\Sigma} \frac{d\Pi}{dR} + \frac{1}{2} \frac{d}{dR} \left( \frac{\Pi}{\Sigma} \right) = r \left( \Omega^2 - \Omega_K^2 \right) - \frac{\Pi}{\Sigma} \frac{d \ln \Omega_K}{dR}, \quad (2.60b)$$

$$\dot{M}(R) (l - l_{\text{in}}) = 2\pi R^2 \alpha \Pi, \quad (2.60c)$$

$$\frac{\dot{M}(R)}{2\pi R} \frac{\Pi_i}{\Sigma} \left[ A_i \frac{d \ln \Pi_i}{dR} - B_i \frac{d \ln \Sigma}{dR} - \frac{d \ln \Omega_K}{dR} \right] = (1 - \delta_e) Q_{\text{vis}}^+ - Q^{\text{ie}}, \quad (2.60d)$$

$$\frac{\dot{M}(R)}{2\pi R} \frac{\Pi_e}{\Sigma} \left[ A_e \frac{d \ln \Pi_e}{dR} - B_e \frac{d \ln \Sigma}{dR} - \frac{d \ln \Omega_K}{dR} \right] = \delta_e Q_{\text{vis}}^+ + Q^{\text{ie}} - Q_{\text{rad}}^-, \quad (2.60e)$$

$$\Pi = \left( \frac{\beta + 1}{\beta} \right) (W_i + W_e), \quad (2.60f)$$

SISTEMA DE ECUACIONES  
PARA LA ESTRUCTURA  
HIDRODINÁMICA DE UN  
HAF

donde  $A_a = (\gamma_a + 1)/2(\gamma_a - 1)$ ,  $B_a = (3\gamma_a - 1)/2(\gamma_a - 1)$ ,  $Q_{\text{vis}}^+ = -\alpha R \Pi (\partial \Omega / \partial R)$ ,  $\Pi_a := \int_{-\infty}^{\infty} p_a(\mathbf{R}, z) dz = \sqrt{2\pi} H p_a(\mathbf{R}, 0)$  denota la presión de la especie “a” integrada verticalmente,  $Q^{\text{ie}} := \int_{-\infty}^{\infty} q^{\text{ie}}(\mathbf{R}, z) dz = \sqrt{\pi} H q^{\text{ie}}(\mathbf{R}, 0)$  y  $Q_{\text{rad}}^-$  denota la tasa de enfriamiento radiativo por unidad de superficie.

La dependencia radial de la tasa de acreción en las ecuaciones de arriba se debe a la pérdida de masa por vientos que sufre el HAF. Un tratamiento completamente autoconsistente del efecto de tales vientos sobre la estructura del disco requeriría, además, relajar la aproximación de integración vertical de las ecuaciones y plantear las ecuaciones bidimensionales en  $(R, z)$ . Siguiendo la prescripción utilizada en el llamado modelo de flujo adiabático con vientos (ADIOS, del inglés *Adiabatic Inflow–Outflow Solution*) (Blandford & Begelman, 1999), expresamos la tasa de acreción como (ver Sec. 2.3.3)

$$\dot{M}(R) := \dot{M}_{\text{out}} \left( \frac{R}{R_{\text{out}}} \right)^s = \dot{M}_{\text{BH}} \left( \frac{R}{R_S} \right)^s, \quad (2.61)$$

donde  $\dot{M}_{\text{out}}$  y  $\dot{M}_{\text{BH}}$  denotan los valores de la tasa de acreción en la frontera exterior del flujo de acreción,  $R_{\text{out}}$ , y en el horizonte de eventos del agujero negro, respectivamente. La relevancia del viento está determinada por qué tan grande es el parámetro  $s$ , que supondremos constante y en el rango  $0 < s < 1$ .

### 2.3.5 Microfísica del plasma y enfriamiento radiativo

Suponiendo que iones y electrones interactúan entre sí principalmente a través de colisiones Coulombianas, la tasa de intercambio de energía por unidad de volumen es

(Stepney & Guilbert, 1983)

$$q_{ie} = 1.25 \frac{3 m_e}{2 m_p} n_i n_e \sigma_{TC} \frac{k_B (T_i - T_e)}{K_2(1/\theta_i) K_2(1/\theta_e)} \ln \Lambda \times \left[ \frac{2(\theta_i + \theta_e)^2 + 1}{(\theta_i + \theta_e)} K_1 \left( \frac{(\theta_i + \theta_e)}{(\theta_i \theta_e)} \right) + 2K_0 \left( \frac{(\theta_i + \theta_e)}{(\theta_i \theta_e)} \right) \right], \quad (2.62)$$

donde  $K_j$  es la función modificada de Bessel de segunda especie de orden  $j$ ,  $\ln \Lambda \simeq 20$  es el llamado logaritmo Coulombiano y  $\theta_a := k_B T_a / m_a c^2$  es la temperatura adimensionalizada de la especie “a”.

Por otro lado, dado que un **HAF** alcanza temperaturas extremadamente altas, está altamente magnetizado y es ópticamente delgado, los principales procesos de enfriamiento radiativo que sufrirán los electrones del plasma son radiación sincrotrón y *Bremsstrahlung*, y dispersión **IC**. Los dos primeros procesos dependen sólo de propiedades locales del plasma, tales como la densidad de iones y electrones, la intensidad del campo de inducción magnética y la temperatura. La dispersión **IC**, por el contrario, depende de la densidad de fotones; y estos pueden, en principio, haber sido producidos en cualquier región del flujo. Más aún, como la opacidad es pequeña pero no nula, los fotones pueden experimentar múltiples dispersiones con los electrones antes de escapar del sistema. Este proceso se conoce como *Comptonización* y es, a priori, altamente no local. Un tratamiento global de la Comptonización es complejo y computacionalmente costoso, por lo que es usual despreciar los efectos no locales en la determinación de la estructura hidrodinámica del flujo de acreción. Más adelante, incluiremos estos efectos al calcular la **SED** de la radiación producida por los **HAF**.

Aún suponiéndolo local, el proceso de Comptonización es no lineal, ya que su intensidad en un punto del flujo de acreción dependerá de la emisión “previa” de fotones sincrotrón, *Bremsstrahlung*, así como del mismo proceso de **IC**. Para tratar esta no linealidad, separamos la Comptonización de los otros dos procesos radiativos y resolvemos primero la ecuación de transporte radiativo sólo considerando emisión local. Supondremos una atmósfera isotérmica de capas paralelas, cuyo perfil vertical de densidad está dado por la Ec. 2.51, y resolvemos la ecuación de transporte en esta dirección bajo la aproximación de Eddington (e.g. Mihalas 1978). A un dado  $r$ , el flujo de energía que escapa por cada cara del **HAF** resulta

$$F_v = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} S_v \left[ 1 - \exp(-2\sqrt{3}\tau_v^*) \right], \quad (2.63)$$

donde  $\tau_v^* := (\sqrt{\pi}/2) \kappa_v(R, 0) H$  es la profundidad óptica en la dirección vertical,  $\kappa_v(R, 0)$  es el coeficiente de absorción en el plano ecuatorial y  $S_v := j_v / \kappa_v$  es la función fuente, donde  $j_v$  es el coeficiente de emisividad total y está dada por

$$j_v = j_v^{(sy)} + j_v^{(br)}, \quad (2.64)$$

con  $j_v^{(sy)}$  y  $j_v^{(br)}$  las emisividades sincrotrón y *Bremsstrahlung*, respectivamente. Si el plasma es puramente térmico y está en equilibrio termodinámico local, el coeficiente de absorción está dado por la Ley de Kirchorff:  $\kappa_v = j_v / B_v$  y, equivalentemente, la función fuente es la función de Planck:  $S_v = B_v$ .

Finalmente, integrando la Ec. 2.63 en todo el flujo de acreción, obtenemos la luminosidad espectral total del mismo.

### Emisividades sincrotrón y *Bremsstrahlung*

A las elevadas temperaturas presentes en los HAF, tanto la radiación libre-libre (o *Bremsstrahlung*) de electrones con iones (ei) como la de electrones con electrones (ee) debe tenerse en cuenta. Luego, la emisividad total por radiación *Bremsstrahlung* puede escribirse como (Rybicki & Lightman, 1986)

$$j_{\nu}^{(\text{br})} = q_{\text{br}}^{-} \frac{1}{4\pi} \bar{G} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_{\text{B}}T_{\text{e}}}\right), \quad (2.65)$$

EMISIVIDAD  
BREMSSTRAHLUNG

donde  $q_{\text{br}}^{-} = q_{\text{ei}}^{-} + q_{\text{ee}}^{-}$ ,  $\bar{G}$  es llamado factor de Gaunt y está dado por

$$\bar{G} = \begin{cases} \frac{h}{k_{\text{B}}T_{\text{e}}} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{k_{\text{B}}T_{\text{e}}}{h\nu}, & \text{si } \frac{k_{\text{B}}T_{\text{e}}}{h\nu} < 1, \\ \frac{h}{k_{\text{B}}T_{\text{e}}} \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln\left(\frac{4}{\gamma_{\text{E}}} \frac{k_{\text{B}}T_{\text{e}}}{h\nu}\right), & \text{si } \frac{k_{\text{B}}T_{\text{e}}}{h\nu} \geq 1, \end{cases} \quad (2.66)$$

mientras que  $q_{\text{ei}}^{-}$  y  $q_{\text{ee}}^{-}$  son las tasas de enfriamiento radiativo por unidad de volumen para ambos tipos de interacción (ee y ei) y están dadas por (Stepney & Guilbert, 1983)

$$q_{\text{ei}}^{-} = n_{\text{e}}n_{\text{i}}\sigma_{\text{T}}\alpha_{\text{f}}m_{\text{e}}c^2F_{\text{ei}}(\theta_{\text{e}}), \quad (2.67)$$

donde  $\alpha_{\text{f}}$  es la constante de estructura fina y

$$F_{\text{ei}}(\theta_{\text{e}}) = \begin{cases} 4\sqrt{\frac{2\theta_{\text{e}}}{\pi^3}} \left(1 + 1.781\theta_{\text{e}}^{1.34}\right), & \text{si } \theta_{\text{e}} < 1, \\ \frac{9\theta_{\text{e}}}{2\pi} [\ln(1.123\theta_{\text{e}} + 0.48) + 1.5], & \text{si } \theta_{\text{e}} \geq 1, \end{cases} \quad (2.68)$$

y (Svensson, 1982)

$$q_{\text{ee}}^{-} = n_{\text{e}}^2c r_{\text{e}}^2\alpha_{\text{f}}c^2 \begin{cases} \frac{20}{9\sqrt{\pi}}(44 - 3\pi^2)\theta_{\text{e}}^{3/2}(1 + 1.1\theta_{\text{e}} + \theta_{\text{e}}^2 - 1.25\theta_{\text{e}}^{5/2}), & \text{si } \theta_{\text{e}} < 1, \\ 24\theta_{\text{e}} [\ln(2\eta\theta_{\text{e}}) + 1.28], & \text{si } \theta_{\text{e}} \geq 1, \end{cases} \quad (2.69)$$

donde  $r_{\text{e}}$  designa el radio clásico del electrón y  $\eta = \exp(-\gamma_{\text{E}}) = 0.5616$  designa el número de Euler y depende de la constante de Euler–Mascheroni,  $\gamma_{\text{E}}$ .

Por su parte, la emisividad del proceso sincrotrón para electrones que sigan una distribución de Maxwell–Jütner (térmica relativista) es (Pacholczyk, 1970)

$$j_{\nu}^{(\text{sy})} = \frac{1}{4\pi} \frac{e^2}{c\sqrt{3}} \frac{4\pi n_{\text{e}}\nu}{K_2(1/\theta_{\text{e}})} M(x_{\text{M}}), \quad (2.70)$$

EMISIVIDAD  
SINCROTRÓN

donde

$$x_{\text{M}} = \frac{2\nu}{3\nu_0\theta_{\text{e}}^2}, \quad \nu_0 = \frac{eB}{2\pi m_{\text{e}}c}, \quad (2.71)$$

y

$$M(x_{\text{M}}) = \frac{4.0505\mathcal{A}}{x_{\text{M}}^{1/6}} \left(1 + \frac{0.4\mathcal{B}}{x_{\text{M}}^{1/4}} + \frac{0.5316\mathcal{C}}{x_{\text{M}}^{1/2}}\right) \exp(-1.8899x_{\text{M}}^{1/3}). \quad (2.72)$$

Los parámetros  $\mathcal{A}$ ,  $\mathcal{B}$  y  $\mathcal{C}$  están tabulados en Mahadevan et al. (1996) para un rango de temperaturas acorde a las que se alcanzan en un HAF.

## Comptonización

Para considerar el efecto de la Comptonización en la tasa de enfriamiento radiativo, seguimos el tratamiento aproximado de [Dermer et al. \(1991\)](#) (con modificaciones de [Esin et al. 1996](#)). Para ello, calculamos el factor de “realzamiento” de energía  $\eta$ , definido como el incremento promedio de la energía de un fotón debido a la Comptonización, a través de la siguiente expresión:

$$\eta = \exp [s(A - 1)] [1 - \mathcal{P}(j_m + 1, As)] + \eta_{\max} \mathcal{P}(j_m + 1, s), \quad (2.73)$$

con  $\mathcal{P}$  la función gamma incompleta y

$$A = 1 + 4\theta_e + 16\theta_e^2, \quad s = \tau_{\text{es}} + \tau_{\text{es}}^2, \quad (2.74)$$

$$\eta_{\max} = \frac{3k_B T_e}{h\nu}, \quad j_m = \frac{\ln \eta_{\max}}{\ln A}. \quad (2.75)$$

Aquí,  $\tau_{\text{es}}$  denota la profundidad óptica por dispersión de Thomson que, teniendo en cuenta la presencia de absorción, es

$$\tau_{\text{es}} = 2n_e \sigma_T H \min \left( 1, \frac{1}{\tau_{\text{eff}}} \right), \quad (2.76)$$

donde  $\tau_{\text{eff}} := \tau_{\nu}(1 + n_e \sigma_T / \kappa_{\nu})^{1/2}$  denota la profundidad óptica efectiva ([Rybicki & Lightman, 1986](#)).

Finalmente, utilizando el factor de realzamiento de energía  $\eta$ , la tasa de enfriamiento radiativo total por unidad de área del flujo de acreción es

$$Q_{\text{rad}}^- = \int d\nu \eta(\nu) 2F_{\nu}, \quad (2.77)$$

donde el factor 2 proviene de que el flujo radiativo escapa por las dos caras del **HAF**.

## Solución

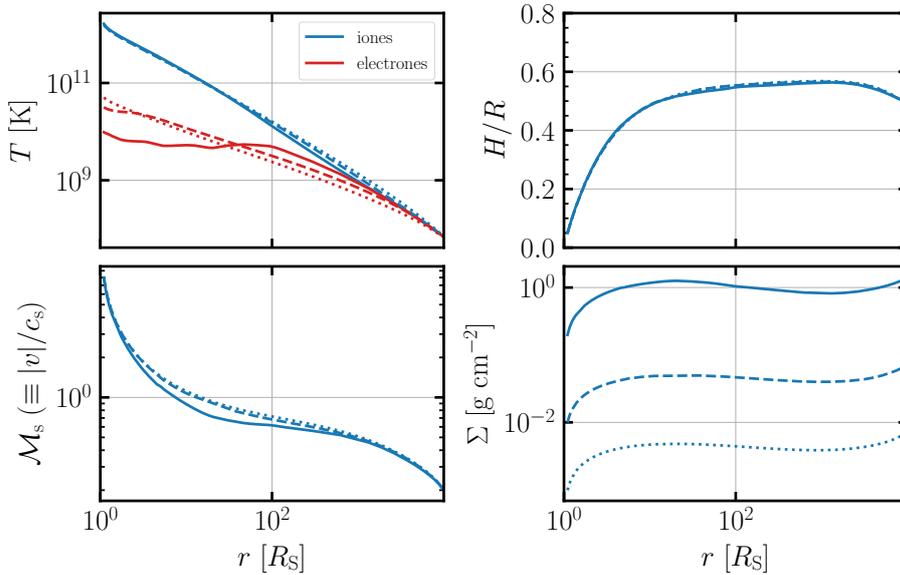
El sistema de ecuaciones [2.60](#) consiste en tres ecuaciones algebraicas, [2.60a](#), [2.60c](#) y [2.60f](#), más tres ecuaciones diferenciales ordinarias de primer orden, [2.60b](#), [2.60d](#) y [2.60e](#) para determinar tres funciones de la coordenada radial independientes; por ejemplo,  $T_i(R)$ ,  $T_e(R)$  y  $v_R(R)$ . Una vez obtenidas estas funciones, podremos calcular  $\Sigma(R)$ ,  $l(R)$ ,  $B(R)$ ,  $W_i(R)$ ,  $W_e(R)$  y  $H(R)$  a partir de [2.60a](#), [2.60c](#), [2.59](#) y [2.60f](#).

Dados valores para los parámetros  $M$ ,  $\dot{M}_{\text{out}}$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $s$ , and  $\delta_e$ , podemos resolver numéricamente el sistema de ecuaciones [2.60](#) para determinar la estructura hidrodinámica del **HAF** de dos temperaturas. La solución global es necesariamente *transónica*, puesto que la materia cae al agujero negro a la velocidad de la luz (medida por un observador estático justo por fuera del horizonte), mientras que la velocidad del sonido no puede exceder  $c/\sqrt{3}$ . Luego, existe un radio sónico  $R_{\text{son}} > R_S$  donde deberán satisfacerse condiciones de regularidad. A su vez, la solución debe satisfacer tres condiciones de frontera:

$$\mathcal{M}_s = \mathcal{M}_{s,\text{out}}, \quad T_i = T_{i,\text{out}}, \quad T_e = T_{e,\text{out}} \quad (2.78)$$

en  $R = R_{\text{out}}$ , mientras que el autovalor  $l_{\text{in}}$  resulta de imponer la regularidad en el radio sónico.

### 2.3. FLUJOS DE ACRECIÓN CALIENTES

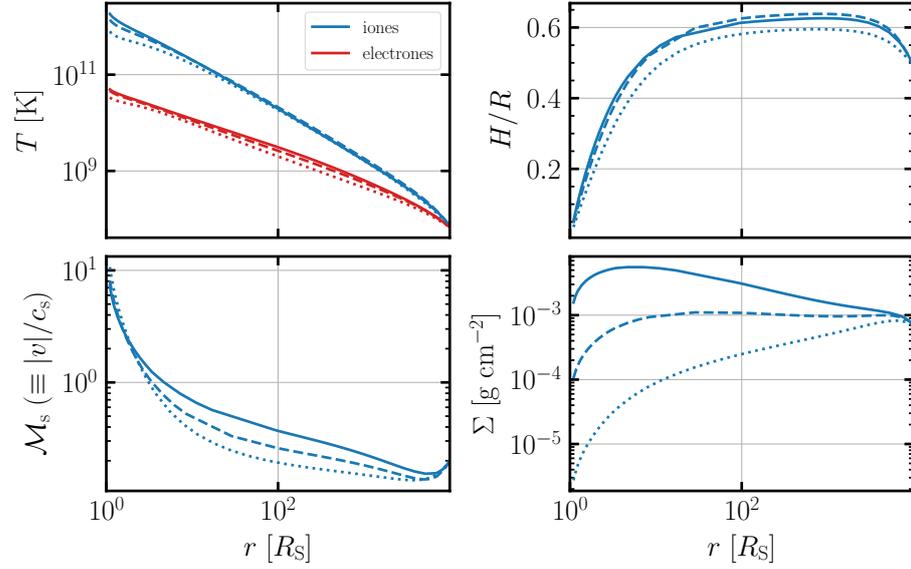


**Figura 2.4:** Estructura hidrodinámica de un flujo de acreción caliente para diferentes valores de la tasa de acreción normalizada ( $\dot{m}_{\text{out}} := \dot{M}_{\text{out}}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ ) en el borde externo del disco. La línea continua corresponde a  $\dot{m}_{\text{out}} = 0.2$ , la línea con guiones a  $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-2}$  y la línea punteada a  $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-3}$ . El panel superior izquierdo muestra la temperatura de iones,  $T_i$ , en azul y de electrones,  $T_e$  en rojo; el panel superior derecho muestra la escala de altura del disco,  $H/R$ ; el panel inferior izquierdo muestra el número de Mach,  $\mathcal{M}_s \equiv |v_R|/c_s$ ; el panel inferior derecho muestra la densidad superficial,  $\Sigma$ . Los demás parámetros del modelo están fijos en los siguientes valores  $M = 10^8 M_{\odot}$ ,  $s = 0.3$ ,  $\alpha = 0.3$ ,  $\beta = 9$ ,  $\delta_e = 0.1$ .

Resolvemos el sistema de Ec. 2.60 mediante el método de *shooting* para problemas de frontera, que consiste en resolver iterativamente sucesivos problemas de valor inicial, desde una frontera hacia la otra, ajustando en cada iteración los parámetros libres para satisfacer las condiciones de borde en la frontera final (e.g. Press et al. 1992). En primer lugar, integramos las ecuaciones desde  $R_{\text{out}}$  hacia el interior con un valor *ansatz* para  $l_{\text{in}}$ . En el radio sónico, las ecuaciones divergerán a menos que el valor de  $l_{\text{in}}$  sea el correcto; por ende, procedemos iterativamente ajustando  $l_{\text{in}}$  hasta satisfacer la regularidad en  $R = R_{\text{son}}$ . Finalmente, continuamos la integración desde el radio sónico hasta el horizonte de eventos para obtener la solución completa (Nakamura et al., 1997; Manmoto et al., 1997).

La Fig. 2.4 muestra las propiedades hidrodinámicas de varias soluciones de HAF para tasas de acreción normalizadas de  $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-3}$ ,  $10^{-2}$  y  $0.2$ , donde  $\dot{m}_{\text{out}} := \dot{M}_{\text{out}}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ . Los demás parámetros son  $M = 10^8 M_{\odot}$ ,  $s = 0.3$ ,  $\beta = 9$ ,  $\delta_e = 1$ ,  $\alpha = 0.3$ . La temperatura de los iones, el número de Mach sónico y la escala de altura de disco son prácticamente iguales para los tres modelos. Por el contrario, la temperatura de los electrones varía considerablemente para la tasa de acreción más alta. Mientras que a tasas de acreción  $\leq 10^{-2}$ ,  $T_e$  alcanza los  $\gtrsim 5 \times 10^{10}$  K, para la tasa de acreción más alta el enfriamiento se vuelve muy intenso para  $R < 100R_S$  y la temperatura de los electrones se estanca en un valor  $\lesssim 10^{10}$  K. Por otro lado, dado que  $c_s$  ( $\sim T_i$ ) y  $\mathcal{M}_s$  se comportan aproximadamente igual en los tres escenarios, también lo hace la velocidad radial  $v_R$ . Luego, la densidad superficial  $\Sigma$  es directamente proporcional a la tasa de acreción (ver Ec. 2.60a), como se muestra en el panel inferior izquierdo de la Fig. 2.4.

La Fig. 2.5 es equivalente a la Fig. 2.4 pero para tres modelos con idéntica tasa de

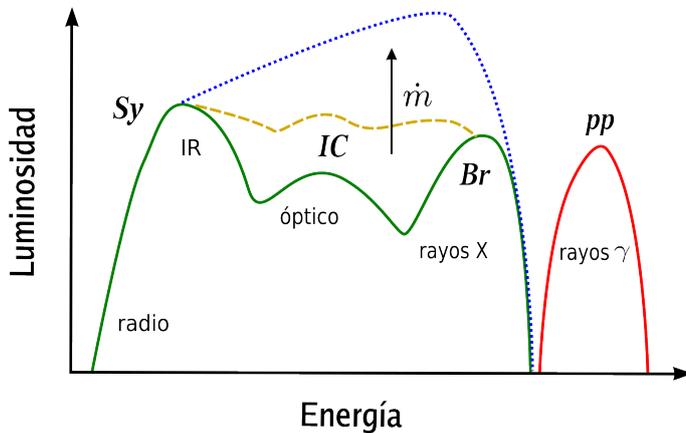


**Figura 2.5:** Figura equivalente a 2.4 pero variando el parámetro de vientos. La línea continua corresponde a  $s = 0$  (ausencia de vientos), la línea con guiones a  $s = 0.3$  y la línea punteada a  $s = 0.7$ . Los demás parámetros del modelo están fijos en los siguientes valores  $m = 10^8$ ,  $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-4}$ ,  $\alpha = 0.1$ ,  $\beta = 9$ ,  $\delta_e = 0.1$ .

acreción:  $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-4}$  pero distintos valores de  $s = 0, 0.3, 0.7$ . Los demás parámetros están fijos en los siguientes valores:  $m = 10^8$ ,  $\beta = 9$ ,  $\delta_e = 0.1$ . La principal diferencia, nuevamente, está en el gráfico de densidad superficial, pero ahora lo que cambia es el perfil radial de la misma. A mayor valor de  $s$ , menor es el valor del índice  $\xi$  en el perfil de  $\Sigma \sim r^{-\xi}$ .

### 2.3.6 Espectro térmico

Los HAF alcanzan temperaturas de  $\sim 10^{12}\text{K}$  para los iones y de entre  $10^9\text{K}$  y  $10^{11}\text{K}$  para los electrones y, además, están magnetizados y son ópticamente delgados. A estas temperaturas, los electrones son medianamente relativistas ( $\theta_e \gtrsim 0.1\text{--}10$ ) por lo que si están en equilibrio térmico seguirán una ley de distribución de velocidades de Maxwell-Jüttner. Como discutimos previamente, los electrones se enfrían por radiación sincrotrón y



**Figura 2.6:** Distribución espectral de energía esquemática de un HAF sobre un agujero negro. *Sy*, *IC*, *Br* y *pp* hacen referencia a la radiación sincrotrón, Compton inverso, *Bremsstrahlung* y protón-protón, respectivamente. Las líneas continua, guionada y punteada corresponden a valores bajos, medios y altos de  $\dot{m}$ , respectivamente. Adaptada de Narayan et al. (1998a) y Romero & Vila (2014).

### 2.3. FLUJOS DE ACRECIÓN CALIENTES

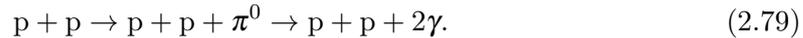
---

*Bremsstrahlung*, y por la Comptonización de estos mismos fotones.

La Figura 2.6 muestra un espectro esquemático de un HAF. El primer pico se debe a radiación sincrotrón de los electrones de las regiones más internas, y está determinado aproximadamente por la autoabsorción de la radiación: a la izquierda del pico la radiación está autoabsorbida y a la derecha es ópticamente delgada. La frecuencia del primer pico depende de la masa del agujero negro y de la tasa de acreción, y escala aproximadamente como  $\nu_{\text{peak}} \propto m^{-1/2} \dot{m}^{1/2}$ . Una fracción de estos fotones sincrotrón serán dispersados a energías más altas por los mismos electrones calientes que los emitieron (Comptonización). Este proceso puede ocurrir varias veces, corriendo a los fotones hacia energías cada vez más altas, hasta aproximadamente  $h\nu_{\text{cut}} \sim k_{\text{B}}T_e \sim 0.1\text{--}1$  MeV, donde  $h$  es la constante de Planck.

A bajos valores de  $\dot{m}$ , el espectro Comptonizado consiste en una serie de picos más débiles que el de sincrotrón pero a frecuencias cada vez más altas (la separación entre ellos es aproximadamente  $\propto T_e$ ), que se corresponden con los sucesivos órdenes de la Comptonización. Además, en rayos X duros, el espectro suele estar dominado por la emisión *Bremsstrahlung* de electrones que se encuentran en radios más lejanos del disco. A medida que  $\dot{m}$  aumenta, los picos de la Comptonización se vuelven más intensos y se acercan entre sí (pues disminuye  $T_e$ ) formando una ley de potencias hasta la frecuencia de corte. La dureza de la ley de potencias crece con la tasa de acreción, y rápidamente supera a la emisión *Bremsstrahlung* a altas energías y se vuelve el principal mecanismo de enfriamiento radiativo de los electrones.

Por otro lado, los iones (mayormente protones) son más masivos que los electrones y no relativistas ( $\theta_i \lesssim 0.1$ ), por lo que su emisión por los tres procesos que afectan a los electrones es completamente despreciable. No obstante, los iones más energéticos en la región interna del HAF pueden alcanzar energías suficientemente altas para sufrir interacciones hadrónicas inelásticas. En particular, la interacción de protones energéticos con protones “fríos” puede dar lugar a la creación de piones neutros,  $\pi^0$ , quienes luego decaerán en fotones  $\gamma$ :



Si los protones tienen una distribución de energía térmica, el decaimiento de piones neutros dará lugar a un pico en el espectro en rayos  $\gamma$  centrado a energías  $\sim m_{\pi^0}c^2 \sim 100$  MeV (Mahadevan et al., 1997).



En las dos secciones previas, hemos analizado la estructura hidrodinámica y el espectro térmico de dos clases de flujos de acreción con propiedades muy distintas: los discos delgados fríos y ópticamente gruesos y los flujos de acreción calientes y ópticamente delgados. En la siguiente sección, discutimos posibles configuraciones geométricas que pueden tener lugar en agujeros negros acretantes, donde en el flujo de acreción pueden coexistir tanto un disco delgado frío, representado por el modelo de SS, con una componente de plasma más caliente, a veces llamada corona, representada por los modelos de HAF.

## 2.4 Geometría del flujo de acreción: coexistencia de regímenes

Los flujos de acreción descritos en las secciones anteriores asumen una estructura de un único régimen, ya sea de disco delgado frío y ópticamente grueso o de **HAF** ópticamente delgado. En un agujero negro acretante realista, las condiciones del flujo de acreción pueden cambiar radio a radio y, globalmente, el flujo puede consistir en una estructura de dos o más zonas donde la acreción ocurra en regímenes distintos. Más aún, en las regiones intermedias entre estas zonas, puede haber una coexistencia de regímenes.

En efecto, la mayoría de las **BHXB** en estados intermedios o *low-hard*, así como muchos **LLAGN** y galaxias Seyfert, parecieran tener una estructura de acreción de este tipo, donde un disco delgado externo se extiende desde radios lejanos hasta un cierto radio de truncamiento  $R_{\text{trunc}} > R_{\text{ISCO}}$ , y la región interna está ocupada por un **HAF**. La extensión radial de la zona “caliente” disminuye a medida que la tasa de acreción del flujo aumenta. Más aún, incluso en fuentes luminosas donde el disco delgado se extiende hasta la **ISCO**, es necesario que exista una componente de plasma muy caliente por encima del disco, usualmente llamada “corona”, para poder explicar el origen de la emisión de rayos X duros (ver Figura 2.7).

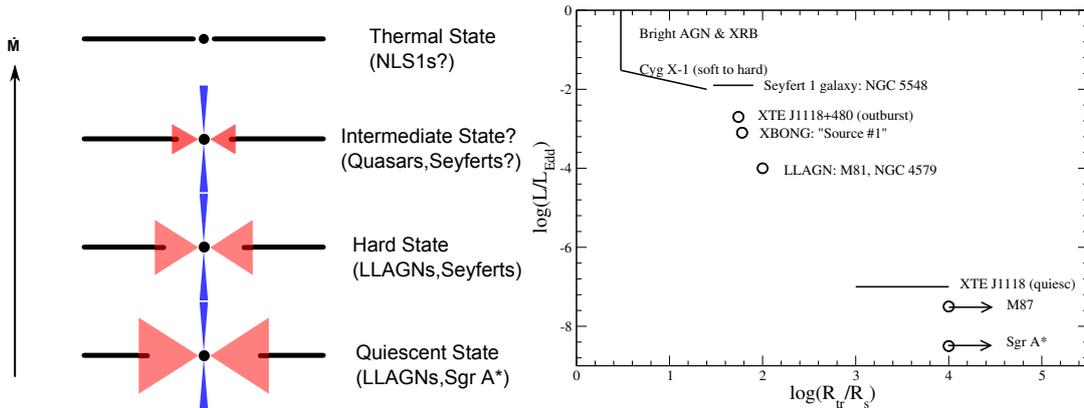
El modelo de “disco truncado más flujo de acreción caliente” fue propuesto originalmente por Shapiro et al. (1976) en el contexto de su modelo **SLE** (inestable) para explicar el estado *low-hard* de Cyg X-1. Un modelo similar, pero basado en la solución de **ADAF** de Narayan & Yi (1994) fue desarrollado por Narayan et al. (1996, 1997a); Esin et al. (1997, 1998); Yuan et al. (2005) para explicar los distintos estados espectrales de **BHXB**; modelos similares han sido propuestos para explicar el espectro de **LLAGN** (Lasota et al., 1996; Quataert et al., 1999; Ptak et al., 2004; Yuan & Narayan, 2004; Nemmen et al., 2006, 2014; Xu & Cao, 2009; Yu et al., 2011) y galaxias Seyfert (Chiang & Blaes, 2003).

El mecanismo por el cuál ocurre la transición entre los regímenes de disco delgado frío y **HAF** no está del todo comprendida. El modelo más estudiado para explicar esta transición es el llamado modelo de “evaporación” (Meyer & Meyer-Hofmeister, 1994; Meyer et al., 2000; Liu et al., 1999; Liu & Qiao, 2022; Róžańska & Czerny, 2000; Spruit & Deufel, 2002; Cho & Narayan, 2022), donde masa y energía se transportan en la dirección vertical entre el disco delgado y el flujo caliente que yace por encima. Este último conduce energía hacia el disco delgado y, como resultado, la materia en el disco se calienta y evapora hacia el **HAF**. Adicionalmente, existen modelos alternativos al de evaporación, como los modelos de “difusión turbulenta” (Honma, 1996; Manmoto & Kato, 2000), o los modelos de “alta viscosidad” de Gu & Lu (2000). Independientemente de la microfísica, los tres modelos predicen que el radio de truncamiento crece cuando la tasa de acreción disminuye. Como muestra el gráfico en el panel derecho de la Figura 2.7, esta predicción es coherente con la evidencia obtenida a partir del modelado de fuentes acretantes.

### ¿Flujo de acreción caliente o corona?

El mecanismo más aceptado para la producción de rayos X duros en **BHXB** y **AGN** es la Comptonización de fotones blandos en una región de plasma caliente cercana al agujero negro. Un modelo alternativo al de flujo de acreción caliente para explicar esta

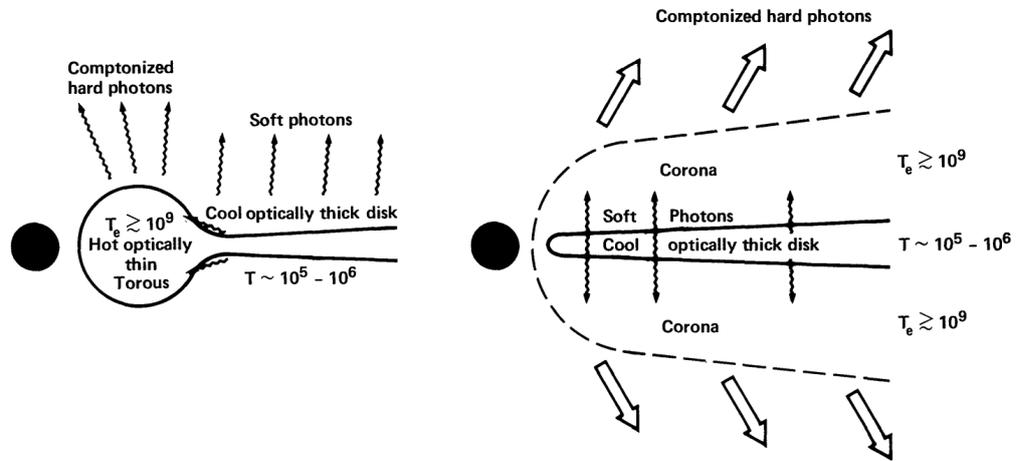
## 2.4. GEOMETRÍA DEL FLUJO DE ACRECIÓN: COEXISTENCIA DE REGÍMENES



**Figura 2.7:** *Panel izquierdo:* Diagrama esquemático de la geometría de flujos de acreción de dos fases para distintas tasas de acreción, indicando las fuentes astrofísicas que se corresponden con cada caso. *Panel derecho:* Luminosidad de fuentes con agujeros negros acretantes como función del radio de truncamiento,  $R_{\text{tr}}$ . Figura tomada de Yuan & Narayan (2004) y Yuan & Narayan (2014).

fenomenología son los modelos de “disco más corona” (Bisnovatyi-Kogan & Blinnikov, 1977). En estos, la corona caliente no surge como una solución de las ecuaciones hidrodinámicas para el flujo, sino que se agrega como una componente adicional al modelo de disco delgado frío ópticamente grueso. En este caso, el disco se extiende hasta la ISCO y la corona caliente yace por encima del mismo (ver Fig. 2.8). Básicamente, la diferencia entre el modelo de “disco truncado+HAF” y el modelo de “disco+corona” radica en que, en el primer caso, la estructura bizonal del flujo de acreción está separada *radialmente* y los fotones blandos se deben a radiación sincrotrón de los mismos electrones calientes, y en el segundo caso la corona y el disco están separados *verticalmente* y los fotones blandos son producto de la emisión de cuerpo negro del disco delgado. Además, el mecanismo de calentamiento de la corona de discos de acreción sobre agujeros negros sería la disipación por reconexión magnética (Liu et al., 2002, 2003b), en analogía con lo que sucede en la corona solar.

La fracción del disco cubierta por la corona está directamente relacionada con la pendiente del espectro en rayos X, y una de las principales incertezas de los modelos de disco+corona es su geometría. La geometría plano-paralela o “slab” (Dove et al., 1997; Poutanen et al., 1997) tiene el problema de que hay demasiado reprocesamiento de la radiación de la corona en el disco delgado. El espectro resultante es más blando ( $\alpha \gtrsim 1.8$ ) que el observado para Cyg X-1 en el estado *low-hard* ( $\alpha \sim 1.6-1.7$ ). Otras alternativas proponen una corona irregular (Haardt & Maraschi, 1993; Malzac et al., 2001) con regiones con mayor actividad magnética que se ubican como “parches” sobre la superficie del disco. El problema con esta geometría es que gran parte de la radiación del disco escapa sin ser Comptonizada, y por ende la corona no se enfría eficientemente, lo que da lugar a espectros más duros que los observados. La geometría que mejor explica el espectro es la de tipo “sombrero”, que consiste en una corona esférica centrada en el agujero negro y un disco delgado que penetra hasta un cierto radio variable dentro de la corona (Dove et al., 1997; Poutanen et al., 1997), lo cual, geoméricamente, se asemeja bastante a la estratificación radial del modelo de “disco truncado+HAF”. Una manera alternativa de resolver estos problemas es postular que la corona no es otra cosa que la base de un *jet* que está siendo eyectado de las vecindades del agujero negro (Beloborodov, 1999; Malzac et al., 2001; Merloni & Fabian, 2002). De esta manera, el *beaming* relativista reduce el



**Figura 2.8:** Diagrama esquemático de dos geometrías posibles en flujos de acreción con componente caliente. *Izquierda:* El disco delgado está truncado a una cierta distancia del agujero negro, y la región interna está ocupada por un HAF. *Derecha:* El disco delgado se extiende hasta la ISCO, y por encima de este yace una corona caliente. Figura tomada de [Liang & Nolan \(1984\)](#).

reprocesamiento en el disco delgado y da lugar a un espectro más duro.

Además de la dureza del espectro, el modelo de “disco+corona” tiene problemas explicando las correlaciones observadas entre el índice espectral, el grosor de la línea de Hierro, y las frecuencias características de variabilidad ([Poutanen & Veledina, 2014](#)).

# III

---

## Problemas *microfísicos*



---

En los Capítulos 1 y 2, hemos introducido los conceptos más importantes relacionados a agujeros negros, flujos de acreción y *jets*, y hemos discutido más en detalle las propiedades hidrodinámicas y radiativas de algunos modelos de flujos de acreción estacionarios. Hemos enfocado nuestro análisis en los discos de acreción delgados, fríos y ópticamente gruesos, descritos usualmente por el modelo de **SS** o de **NT**, y en los flujos de acreción calientes y ópticamente delgados, que suelen ser descritos con modelos pertenecientes a la familia de **HAF**, también llamados **ADAF** **RIAF**. Los **HAF** son de especial interés en esta Tesis, ya que en ellos pueden tener lugar procesos microfísicos de muy alta energía, que den lugar a una fenomenología radiativa muy rica. En los próximos capítulos presentamos los resultados de nuestras investigaciones sobre algunas de las siguientes cuestiones:

- ¿Cuál es la distribución de energía de iones y electrones en **HAF**? ¿Qué procesos no térmicos pueden ocurrir en un **HAF**? ¿Qué rol juegan las partículas no térmicas en la hidrodinámica del flujo y cómo afectan estas su espectro radiativo?
- ¿Qué otro tipo de radiación puede producirse en un **HAF** en el que haya presencia de partículas no térmicas?
- ¿Puede haber fulguraciones de radiación causadas por procesos no térmicos en los **HAF**? ¿Dónde y cómo podrían ocurrir estas fulguraciones y con qué escalas temporales?
- ¿Cuál es la relación entre los procesos microfísicos en un **HAF** y el contenido de materia del *jet* asociado?
- ¿Qué influencia tiene la radiación de un **HAF** en la producción de rayos cósmicos en la vecindad de un agujero negro?

PREGUNTAS ABIERTAS  
DE INTERÉS SOBRE  
PROCESOS MICROFÍSICOS  
EN HAF



---

## Procesos no térmicos en flujos de acreción calientes

Los **AGN** son las fuentes dominantes en el Universo en rayos  $\gamma$  (Abdollahi et al., 2020). La mayoría de estos **AGN** son blazares, cuya alta luminosidad se debe al efecto de *beaming* por el movimiento relativista del plasma en un *jet* que apunta hacia nosotros (ver Sec. 1.4.2). Sin embargo, algunas fuentes de rayos  $\gamma$  extragalácticas están asociadas a radio galaxias, que se piensa están potenciadas por un **HAF**; **NLS1**, que acretan a tasas cercanas al límite de Eddington (Rieger, 2017), y algunas pocas galaxias Seyfert II (Wojaczyński et al., 2015; Ajello et al., 2020). Estas últimas, generalmente, son al mismo tiempo consideradas galaxias con brotes de formación estelar (o *starburst*), y aún no está claro cuál es la contribución relativa de cada componente, **AGN** y *starburst*, a la emisión total a altas energías (Wojaczyński et al., 2015).

Como adelantamos en la Sec. 2.4, en muchos agujeros negros acretantes el flujo de acreción puede dividirse en dos componentes bien definidas: un disco frío, geoméricamente delgado y ópticamente grueso, que se extiende desde largas distancias hasta un radio  $R_{\text{trunc}} \gtrsim R_{\text{ISCO}}$ , más un flujo caliente, geoméricamente grueso y ópticamente delgado que se extiende desde un radio  $R_{\text{out,HAF}}$  hasta el horizonte de eventos del agujero negro. Este escenario da lugar al llamado modelo de “disco truncado + **HAF**”, que ha sido muy útil para explicar la fenomenología asociada a agujeros negros acretantes de diversa índole. Es natural considerar que la transición entre ambas componentes no es abrupta, sino que debe haber una región de superposición entre ambas zonas.

A diferencia de los discos delgados de **SS**, que se espera sean lo suficientemente densos para que el plasma termalice rápidamente, los **HAF** pueden ser sitios adecuados para la aceleración de partículas y la ocurrencia de procesos no térmicos (ver Sec. 2.3.1). El estudio de estos fenómenos se ve motivado por la detección de radiación de alta energía proveniente de **AGN radio-quiet**, donde un *jet* relativista está ausente o es muy débil. Más aún, la radiación  $\gamma$  de unas pocas galaxias Seyfert II con *starburst* no sólo muestra variabilidad, sino que también parece ser mucho más intensa de lo que predicen las conocidas correlaciones  $\text{IR}/\gamma$  y  $\text{radio}/\gamma$ ; esto sugiere que los **AGN** putativos de estas fuentes podrían estar potenciando la mayor parte de su producción de rayos  $\gamma$  (Wojaczyński & Niedźwiecki,

2017; Peng et al., 2019). Recientemente, Inoue & Doi (2018) encontraron evidencia que sugiere la presencia de electrones no térmicos en flujos de acreción sobre AGN más luminosos, como las galaxias Seyfert I.

La presencia de poblaciones no térmicas de protones es aún más probable. En efecto, simulaciones recientes de PIC muestran que los protones se aceleran de manera mucho más eficiente que los electrones en entornos turbulentos, como es el caso en los flujos de acreción (Zhdankin et al., 2019). Además, estos termalizan mucho más lentamente que los electrones, por lo que se espera que retengan información del proceso de calentamiento o aceleración durante mucho más tiempo. Observacionalmente, la presencia de protones no térmicos en flujos de acreción es más difícil de rastrear directamente, ya que su emisión es menos eficiente que la de los electrones, mas esta podría inferirse indirectamente a través de la detección de neutrinos o CR, o, incluso, mediante la detección de la emisión en cascada de rayos  $\gamma$  (Kimura et al., 2015, 2019a; Inoue et al., 2020).

El estudio del transporte de partículas relativistas en coronas calientes o HAF en agujeros negros involucra el tratamiento de numerosos ingredientes físicos: la estructura (magneto-)hidrodinámica del flujo de acreción, los fenómenos asociados a la radiación térmica—incluyendo el acoplamiento térmico entre electrones y protones y varios mecanismos de enfriamiento y calentamiento del gas—, y los posibles procesos microfísicos de aceleración, difusión, advección y enfriamiento que pueden sufrir las partículas a medida que adquieren energía. Varios aspectos del problema han sido explorados previamente en la literatura utilizando diferentes aproximaciones: algunos estudios incluyen sólo contribuciones leptónicas (e.g., Coppi 1992; Vurm & Poutanen 2009; Veledina et al. 2011; Bandyopadhyay et al. 2019), mientras que otros trabajos incluyen también procesos hadrónicos (Romero et al., 2010; Vieyro & Romero, 2012; Rodríguez-Ramírez et al., 2019; Inoue et al., 2019; Kimura et al., 2015, 2019a). Muchos de estos trabajos modelan a la componente caliente del flujo de acreción como una corona esférica y homogénea y se basan en la aproximación *one-zone* (e.g., Vurm & Poutanen 2009; Romero et al. 2010; Vieyro & Romero 2012; Kimura et al. 2015, 2019a; Inoue et al. 2019). Por otro lado, los modelos que utilizan verdaderas soluciones hidrodinámicas de HAF para la estructura del plasma (como las discutidas en el Cap. 2), generalmente no resuelven una ecuación de transporte para la población no térmica sino que suponen (o ajustan) la forma de la distribución de energía para las partículas relativistas (e.g., Özel et al. 2000; Yuan et al. 2003; Wojaczyński et al. 2015; Bandyopadhyay et al. 2019).

En este capítulo, presentamos un nuevo modelo para estudiar en detalle los procesos no térmicos que pueden tener lugar en un HAF. En nuestro tratamiento semi-analítico, el flujo de acreción sobre un agujero negro consiste en una componente fría y ópticamente gruesa más una componente caliente y ópticamente delgada, donde hay una población híbrida de partículas térmicas y no térmicas. En un primer paso, resolvemos las ecuaciones hidrodinámicas para obtener la estructura del flujo de acreción en distintos regímenes y calculamos la emisión electromagnética de la componente térmica del flujo. Una vez que establecemos el fondo de campos radiativos, magnéticos y de materia del flujo, inyectamos en el sistema una población de partículas relativistas, tanto hadrónica como leptónica, resolvemos las ecuaciones de transporte para cada tipo de partícula, para, finalmente, estimar la producción de fotones, neutrinos y otras partículas secundarias que resultan de sus interacciones con el medio. En este tratamiento tenemos en cuenta la dependencia radial en todas las propiedades físicas del flujo, incluidos los campos de radiación.

La presentación de este modelo está organizado de la siguiente manera: en la Sec. 3.1,

discutimos la estructura hidrodinámica del flujo de acreción y la radiación térmica asociada. En la Sec. 3.2, estudiamos la aceleración y el transporte de las partículas relativistas en el HAF. En la Sec. 3.3, considerando algunos conjuntos de parámetros del modelo, describimos el cálculo detallado de la SED resultante de los distintos procesos no térmicos discutidos en las secciones previas. En la Sec. 3.4, presentamos los resultados generales para los distintos modelos fiduciarios, y en la Sec. 3.5 aplicamos el modelo a la galaxia Seyfert IC4329A. En la Sec. 3.6, discutimos en más detalle los procesos de aceleración, comparamos nuestros resultados con la literatura previa y comentamos sobre varios fenómenos en los que los procesos no térmicos en las HAF podrían desempeñar un papel importante. Finalmente, presentamos un resumen y nuestras conclusiones en la Sec. 3.7.

### 3.1 Modelo del flujo de acreción

En esta sección, desarrollamos un modelo para estudiar procesos no térmicos en flujos de acreción, requiriendo que el mismo sea lo suficientemente general como para ser aplicado a una amplia variedad de agujeros negros supermasivos acretantes: desde aquellos en LLAGN, como Sgr A\* o M87\*, usualmente modelados como eADAF o ADAF puros (Narayan et al., 1998b; Yuan et al., 2003), hasta los que se encuentran en núcleos de galaxias Seyfert moderadamente luminosas, que pueden ser considerados LHAF. Además, en estos últimos casos, un disco delgado de SS puede extenderse hasta la ISCO (Wojaczyński et al., 2015; Inoue et al., 2019) y el HAF jugar el rol de una corona caliente por encima y debajo del disco.

En la Fig. 3.1 se muestra un diagrama esquemático con la geometría básica del modelo y sus componentes. El sistema de acreción consiste en un disco delgado frío y ópticamente grueso que se extiende desde un radio  $R_{\text{out,SS}} \sim 10^{5-6}R_S$  hasta un radio de truncamiento  $R_{\text{tr}} \geq R_{\text{ISCO}}$  y un HAF que se extiende desde un radio  $R_{\text{out,HAF}} \sim 10^{2-4}R_S \geq R_{\text{tr}}$  hasta el horizonte de eventos. Aquí,  $R_S = 2GM/c^2$  denota el radio de Schwarzschild, y  $M$ ,  $G$  y  $c$  denotan la masa del agujero negro, la constante de gravitación universal y la velocidad de la luz en el vacío, respectivamente. En la región  $R_{\text{tr}} < R < R_{\text{out}}$ , los dos tipos de flujo de acreción coexisten y el HAF desempeña el rol de una corona caliente por encima y por debajo del disco delgado.

La tasa de acreción total a un radio  $R$  estará dividida entre el disco delgado y el HAF:

$$\dot{M}(R) = \dot{M}_{\text{d}}(R) + \dot{M}_{\text{HAF}}(R), \quad (3.1)$$

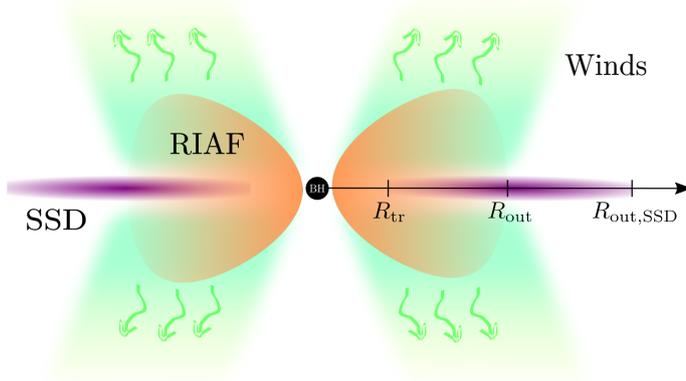
donde  $\dot{M}(R)$  es la tasa de acreción total al radio  $R$ ,  $\dot{M}_{\text{HAF}}(R)$  es la tasa de acreción a través del HAF y  $\dot{M}_{\text{d}}(R)$  es la tasa de acreción en el disco delgado. Escribimos

$$\dot{M}(R) = \dot{M}_{\text{out}} [1 - w(R)], \quad (3.2)$$

$$\dot{M}_{\text{d}}(R) = \dot{M}_{\text{out}} f(R), \quad (3.3)$$

$$\dot{M}_{\text{HAF}}(R) = \dot{M}_{\text{out}} g(R), \quad (3.4)$$

de manera que  $f(R) + g(R) = 1 - w(R)$ , donde  $w(R)$  da cuenta de la masa perdida a través de vientos integrada desde  $R_{\text{out}}$  hasta  $R$ . Aquí,  $\dot{M}_{\text{out}}$  es la tasa de acreción en la frontera externa del sistema y  $f(R)$  es una función que hace que la transición entre las dos componentes sea suave. Es bien sabido que los HAF presentan vientos magneto-centrífugos



**Figura 3.1:** Diagrama esquemático que representa el sistema de acreción modelado. Una componente de flujo colimado o *jet* podría estar presente, pero la misma no es considerada en nuestro modelo.

que disminuyen la cantidad de materia que alcanza el agujero negro (ver Sec. 2.3.3). La parametrización fenomenológica de Blandford & Begelman (1999) (Ec. 2.47) considera que la tasa de acreción en un HAF se comporta como una ley de potencia:

$$\dot{M}_{\text{HAF}}(R) = \dot{M}_{\text{out}} \left( \frac{R}{R_{\text{out}}} \right)^s, \quad (3.5)$$

con  $0 < s < 1$ . Luego, definimos  $g(R)$  de manera que cuando  $f(R) = 0$ , es decir, cuando el disco de SS esté completamente evaporado,  $\dot{M}_{\text{HAF}} \propto R^s$ . Damos expresiones para  $f(R)$ ,  $g(R)$  y  $w(R)$  en el Ap. 3.A.

### 3.1.1 Flujo de acreción caliente

Modelamos la componente caliente, geoméricamente gruesa y ópticamente delgada del flujo de acreción como un HAF (ver Sec. 2.3). Como este es el sitio donde pueden tener lugar los fenómenos no térmicos, tratamos con especial detalle tanto su hidrodinámica como su radiación térmica.

#### Hidrodinámica

Obtenemos la estructura hidrodinámica del HAF (densidad de masa,  $\rho$ , campo de inducción magnética,  $B$ , temperatura de iones y electrones,  $T_i$ ,  $T_e$ , etc.) resolviendo las ecuaciones hidrodinámicas del flujo en estado estacionario, integradas verticalmente, tal y como fue descrito en la Sec. 2.3.4 (Ecs. 2.60). Fijamos las condiciones de contorno siguiendo Yuan et al. (2000)<sup>1</sup>. Los parámetros restantes para determinar la estructura del flujo de acreción son el parámetro de viscosidad  $\alpha$ , el parámetro del plasma  $\beta$ , y la fracción de energía disipada por turbulencia que directamente calienta los electrones,  $\delta_e$ . A menos que lo explicitemos, a lo largo de este capítulo fijamos estos parámetros a los valores estándar  $\alpha = 0.1$ ,  $\beta = 9$ ,  $\delta_e = 0.1$  y  $s = 0.3$  (Yuan & Narayan, 2014). Por último, para aproximar un espaciotiempo de Schwarzschild, utilizamos el potencial gravitacional pseudo-Newtoniano de Paczynski–Wiita (Ec. 2.48) con una pequeña corrección adicional en la velocidad radial para que esta sea siempre  $< c$  (Yuan et al., 2006).

<sup>1</sup>Cuando  $R_{\text{out}} \sim 10^3 R_S$ , tomamos la temperatura de iones como  $T_{\text{out},i} = 0.2T_{\text{vir}}$  y la temperatura de electrones como  $T_{\text{out},e} = 0.19T_{\text{vir}}$ , donde  $T_{\text{vir}}$  es la temperatura virial, y fijamos el número de Mach en  $R_{\text{out}}$  como  $M_s = 0.2$ .

### 3.1. MODELO DEL FLUJO DE ACRECIÓN

---

Si bien consideramos que el plasma está compuesto tanto de partículas térmicas como no térmicas, suponemos que energéticamente el mismo está dominado por el gas térmico. Luego, la densidad de energía interna de los iones (p) y electrones (e) puede aproximarse por (ver Ec. 2.54):

$$u_a := \rho e_a \approx \rho e_a^{(\text{th})} = \frac{1}{\Gamma_a - 1} n_a m_a c^2 \theta_a, \quad (3.6)$$

donde  $e_a$  es la energía interna específica,  $\Gamma_a$  es el índice adiabático, dado por la Ec. 2.56, y  $n_a := \rho/(\mu_a m_H)$  es la densidad de partículas y  $\theta_a$  es la temperatura adimensionalizada de la especie  $a = p, e$ .

#### Emisión térmica

Los flujos de acreción radiativamente ineficientes son ópticamente delgados y, por ende, tanto la función de enfriamiento radiativo como la forma del espectro emitido dependen directamente de los detalles microfísicos de los procesos radiativos que tienen lugar en el flujo. Suponemos que los electrones térmicos se enfrían por radiación sincrotrón, radiación *bremsstrahlung* y dispersión IC. Mientras que los dos primeros procesos son locales, Compton inverso no lo es: los fotones pueden sufrir múltiples dispersiones en diferentes regiones del flujo antes de escapar. Sin embargo, para estimar la función de enfriamiento del flujo se suele adoptar un tratamiento local dando resultados muy precisos (ver Sec. 2.3.5). Usamos esta aproximación cuando resolvemos la estructura hidrodinámica, aunque tendremos en cuenta las dispersiones no locales en el cálculo del espectro (ver Sec. 3.3).

Para los protones térmicos, los tres mecanismos de enfriamiento mencionados anteriormente son completamente despreciables, pero los más energéticos pueden dar lugar a la producción de piones neutros (y, por lo tanto, rayos  $\gamma$ ) a través de colisiones protón-protón (pp)<sup>2</sup> (Mahadevan et al., 1997; Oka & Manmoto, 2003).

Resolvemos las ecuaciones hidrodinámicas y obtenemos las temperaturas  $T_{e,p}(R)$ , el campo de inducción magnética  $B(R)$ , la densidad de masa  $\rho(R)$ , la velocidad radial  $v_R(R)$  y la escala de altura  $H(R)$ . Para calcular la SED térmica emitida por el flujo, dividimos el volumen en  $N$  celdas cilíndricas espaciadas logarítmicamente y resolvemos el transporte radiativo teniendo en cuenta el acoplamiento (mediante la Comptonización) entre las distintas celdas. Cuando un disco delgado está presente, también consideramos su radiación de cuerpo negro como fuente de fotones blandos para la dispersión IC. En la Sección 3.3, describimos en detalle el cálculo de la transferencia de radiación.

#### 3.1.2 Disco delgado frío

Calculamos la emisión del disco delgado utilizando el modelo de SS, por lo que el mismo será un cuerpo negro multi-temperatura (ver Sec. 2.2.2). Adicionalmente, tenemos en cuenta el acoplamiento entre el disco de SS y el HAF por medio de dos mecanismos: el calentamiento del disco delgado debido a la absorción de la radiación incidente del HAF y la dispersión IC de fotones del disco delgado por electrones calientes en el HAF (Narayan et al., 1997b). Para simplificar el cálculo, ignoramos el fenómeno de reflexión de los rayos X emitidos por el HAF en el disco delgado; este proceso puede ser importante si se pretende investigar en detalle la fenomenología en rayos X del AGN.

---

<sup>2</sup>Los piones neutros se desintegran con una vida media de  $8.4 \times 10^{-17}$  s en dos rayos gamma  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ .

### 3.1.3 Parámetros del modelo

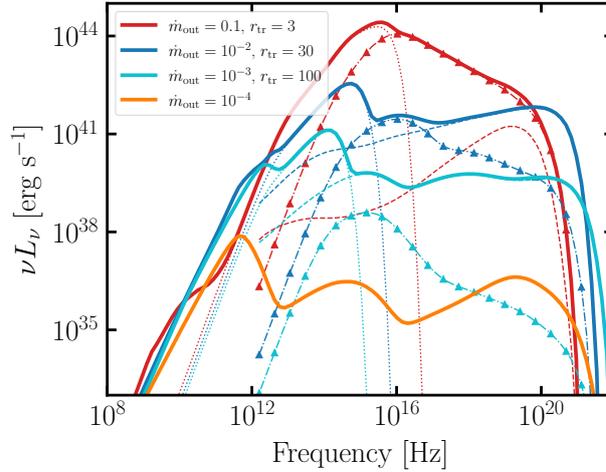
En lo que sigue, expresamos la masa del agujero negro en unidades de masas solares,  $M := m M_{\odot}$ , la tasa de acreción en unidades de la tasa de acreción de Eddington (Ec. 1.21),  $\dot{M} := \dot{m} \dot{M}_{\text{Edd}}$ , y el radio en unidades del radio de Schwarzschild,  $R := r R_{\text{S}}$ . Dado que la mayoría de las propiedades relevantes de los HAF son invariantes (o trivialmente escalables) con la masa del agujero negro central, la fijamos en  $m = 10^8$ . A menos que lo aclaremos, también fijamos el radio exterior del HAF en  $r_{\text{out,HAF}} = 1000$ . Como discutimos extensamente en el Cap. 1, la tasa de acreción es el principal discriminante de los distintos regímenes de flujos de acreción. Para cubrir un rango amplio de escenarios, consideramos cuatro valores para la tasa de acreción creciente:  $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}$ . En los últimos tres escenarios, suponemos que un disco delgado está también presente, extendiéndose hasta  $r_{\text{tr}} = 100, 30$  y  $3^3$ , respectivamente. Por último, para que la transición entre el disco delgado y el HAF sea más suave a medida que el disco delgado se extiende hacia radios más internos, tomamos para los modelos anteriores  $b = 2, 1, 0.5$ , respectivamente (consulte el Apéndice 3.A). La razón de esta elección es que un valor mayor de  $b$  implica una transición más abrupta entre los dos estados de acreción en el radio de truncamiento y, por lo tanto, un HAF demasiado pequeño cuando el disco delgado se extiende hasta las regiones más internas.

La Figura 3.2 muestra la SED resultante de los procesos térmicos en cada uno de estos cuatro escenarios. En línea con lo discutido en la Sec. 2.3.6, a bajas tasas de acreción pueden distinguirse claramente tres picos en el espectro, los que se corresponden a la emisión sincrotrón, a una primera dispersión IC de estos mismos fotones sincrotrón y a la radiación *Bremsstrahlung*, respectivamente. A medida que la tasa de acreción aumenta, el disco delgado se extiende hasta radios más internos, por lo que su espectro de cuerpo negro multi-temperatura comienza a competir con la emisión de sincrotrón del HAF, y la Comptonización de segundo orden y de órdenes superiores supera a la radiación *Bremsstrahlung*. Además, comienza a aparecer una segunda componente de Comptonización sobre los fotones blandos del disco delgado. En el escenario más luminoso, la emisión está completamente dominada por la radiación del disco delgado que se extiende hasta la ISCO; la ley de potencia por encima del UV se debe a la Comptonización de los fotones blandos del disco de SS por los electrones calientes del HAF. El índice espectral del espectro en este último escenario está determinado principalmente por el parámetro  $b$  (ver Figura 3.10 para comparar con este caso) que determina la densidad del HAF, y por ende su profundidad óptica<sup>4</sup>.

<sup>3</sup>Flujos de acreción con una tasa de acreción muy baja ( $\dot{m}_{\text{out}} \lesssim 10^{-4}$ ) generalmente se modelan como HAF puros. Aunque un componente ópticamente grueso podría estar presente en los radios exteriores, su efecto sería insignificante.

<sup>4</sup>El índice espectral de la ley de potencia es consistente con la expresión analítica  $\alpha = -\log \tau_{\text{T}} / \log A$ , donde  $\tau_{\text{T}}$  es la profundidad óptica de Thomson y  $A = 1 + 4\theta_{\text{e}} + 16\theta_{\text{e}}^2$  (Rybicki & Lightman, 1986).

**Figura 3.2:** Emisión térmica del flujo de acreción alrededor de un agujero negro supermasivo de masa  $m = 10^8$  para cuatro modelos diferentes. En los tres modelos con mayor tasa de acreción, se muestra además la emisión directa de un disco delgado de SS (*líneas punteadas*), la Comptonización de los fotones del disco delgado (*líneas discontinuas con marcadores triangulares*) y la Comptonización de los fotones sincrotrón y *Bremsstrahlung* del propio HAF (*líneas discontinuas*).



## 3.2 Componente no térmica

Los **HAF** son plasmas poco o nada colisionales con campos magnéticos fuertes y turbulentos. En tal entorno, varios mecanismos pueden acelerar partículas a energías relativistas. Entre los más plausibles, podemos mencionar los asociados a la reconexión magnética (de Gouveia Dal Pino et al., 2010; Hoshino & Lyubarsky, 2012; Hoshino, 2013), la aceleración estocástica por turbulencia (**SDA**, del inglés *Stochastic Diffusive Acceleration*) (Dermer et al., 1996; Zhdarkin et al., 2019) y la aceleración difusiva mediada por choques<sup>5</sup> (**DSA**, del inglés *Diffusive Shock Acceleration*) (Drury, 1983; Blandford & Eichler, 1987).

### 3.2.1 Aceleración y transporte de partículas

Independientemente del mecanismo de aceleración, suponemos que una fracción de las partículas de la población térmica es acelerada a energías muy por encima de  $\sim k_B T$  y puede describirse mediante una función de inyección de la forma

$$Q(\gamma, r) = Q_0(r) \gamma^{-p} \exp[-\gamma/\gamma_{\text{cut}}(r)], \quad (3.7)$$

característica de los mecanismos de aceleración difusivos. En nuestro modelo, estudiamos dos posibles valores para el índice espectral:  $p = 2$ , donde la potencia se distribuye por igual a lo largo de todo el rango de energía, y  $p = 1.2$ , donde la mayor parte de la potencia está almacenada en las partículas más energéticas. El factor de Lorentz máximo o de corte a un dado radio del flujo se estima mediante el balance entre la escala temporal de aceleración y la escala temporal de enfriamiento o escape (ver la Sec. 3.2.2). La ecuación de transporte que gobierna la evolución de la población de partículas no térmicas es

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}N - D_r \vec{\nabla} N) = \frac{\partial}{\partial \gamma} (|\dot{\gamma}_{\text{rad}}| N) - \frac{N}{t_{\text{esc}}} + Q, \quad (3.8)$$

ECUACIÓN DE  
TRANSPORTE PARA  
ELECTRONES Y  
PROTONES EN EL HAF

<sup>5</sup>Sólo en regiones donde la densidad de energía magnética es mucho menor que la densidad de energía del gas.

donde  $N(\gamma, r)d\gamma$  es el número de partículas por unidad de volumen con factor de Lorentz en el rango  $(\gamma, \gamma + d\gamma)$ ,  $D_r$  es el coeficiente de difusión radial,  $\dot{\gamma}_{\text{rad}}$  es la tasa de enfriamiento radiativo, y  $t_{\text{esc}}$  es la escala temporal de escape<sup>6</sup>. El miembro izquierdo de la Ec. 3.8 representa el transporte espacial en la dirección radial: el primer término representa la advección hacia el agujero negro por el arrastre global del flujo y el segundo término representa la difusión. En coordenadas cilíndricas, suponiendo axisimetría, homogeneidad en la dirección vertical y que la población está en estado estacionario, podemos reescribir la Ec. 3.8 en la forma

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[ \mathcal{A}(\gamma, r) \frac{\partial \tilde{N}}{\partial r} + \mathcal{B}(\gamma, r) \tilde{N} \right] - \frac{\partial}{\partial \gamma} \left( |\dot{\gamma}_{\text{rad}}| \tilde{N} \right) + \frac{\tilde{N}}{t_{\text{esc}}} = \tilde{Q}, \quad (3.9)$$

donde  $\tilde{N}(\gamma, r) := rN(\gamma, r)$ ,  $\mathcal{A}(\gamma, r) := -D_r(\gamma, r)$ ,  $\tilde{Q} = rQ(\gamma, r)$  y  $\mathcal{B}(\gamma, r) := -\mathcal{A}/r + v_r(r)$ .

La ecuación 3.9 es una ecuación de advección-difusión en dos dimensiones:  $(\gamma, r)$ . Sin embargo, dado que la energía y el transporte radial tienen en general escalas de tiempo naturales muy diferentes, la Ec. 3.9 puede desacoplarse cuando el transporte en una dimensión domina sobre el transporte en la otra dimensión. Para los electrones, el enfriamiento radiativo ocurre mucho más rápido que el transporte radial para casi cualquier energía. Sólo los electrones con factor de Lorentz  $< 10$  en las regiones más internas del flujo pueden advectarse más rápidamente de lo que se enfrían (consulte la Sec. 3.2.2). Luego, para los electrones despreciamos el primer término de la Ec. 3.9 y la resolvemos suponiendo múltiples celdas cilíndricas no interactuantes, en cada una de las cuales vale la aproximación *one-zone*.

Para los protones ocurre lo opuesto: el transporte de energía espacial por la advección y la difusión es dominante. Sin embargo, el enfriamiento radiativo no puede pasarse por alto a las energías más altas. Para abordar este efecto, aproximamos el segundo término en el miembro izquierdo de la Ec. 3.9 como  $-\frac{\partial}{\partial \gamma} (|\dot{\gamma}_{\text{rad}}| \tilde{N}) \approx -\tilde{N}/t_{\text{rad}}$ , donde  $t_{\text{rad}} := |\dot{\gamma}_{\text{rad}}|/\gamma$  es la escala temporal de enfriamiento. Resolvemos la Ec. 3.9 utilizando el método de diferencias finitas con la discretización de Chang & Cooper (1970), siguiendo los lineamientos presentados en Park & Petrosian (1996).

Para normalizar la función de inyección, suponemos que una fracción  $\epsilon_{\text{NT}}$  de la potencia total de acreción se destina a la aceleración de partículas. A su vez, esta potencia se divide entre protones y electrones según la siguiente prescripción:  $L_e = \epsilon_e L_{\text{NT}}$  y  $L_p = \epsilon_p L_{\text{NT}} = (1 - \epsilon_e)L_{\text{NT}}$ . Además, debemos dar una forma funcional a la dependencia radial de la potencia no térmica inyectada. Para ello, adoptamos que  $Q_0(r) \propto B(r) u_a(r)$ , por lo que

$$L_{e,p} = \epsilon_{\text{NT}} \epsilon_{e,p} \dot{M}_{\text{out}} c^2 = \int dV \int_{\gamma_{\text{min}}}^{\gamma_{\text{max}}} d\gamma \gamma mc^2 Q(\gamma, r) = q_0 \int dV B(r) u_a(r) \int_{\gamma_{\text{min}}}^{\gamma_{\text{max}}} d\gamma \gamma^{-p+1}, \quad (3.10)$$

donde  $q_0$  es una constante de normalización.

Finalmente, luego de resolver la ecuación de transporte, podemos comprobar la validez de la suposición de que la población de partículas no térmicas no afecta la estructura hidrodinámica del flujo de acreción. Calculando la presión ejercida por los CR, obtenemos que esta es  $p_{\text{CR}} \lesssim 0.2 p_{\text{gas}}$  para todos los radios y para todos los modelos.

<sup>6</sup>Asumimos que el escape ocurre preferentemente en la dirección vertical.

<sup>7</sup>La presión en rayos cósmicos al radio  $r$  es  $p_{\text{CR}}(r) := \frac{1}{3} m_p c^2 \int d\gamma \gamma N(r, \gamma)$ .

### 3.2.2 Procesos radiativos y escalas temporales

La escala temporal de aceleración para una partícula de masa  $m$  y carga  $e$  hasta una energía  $\gamma mc^2$  depende del mecanismo específico de aceleración. La incertidumbre acerca de los detalles microfísicos de este mecanismo puede encapsularse en un parámetro de eficiencia de aceleración  $\eta_{\text{acc}} < 1$ , definido de tal manera que la escala temporal de aceleración es (e.g., [Aharonian et al. 2002](#))

$$t_{\text{acc}}(\gamma) \sim \eta_{\text{acc}}^{-1} \frac{r_L}{c} = \eta_{\text{acc}}^{-1} \frac{\gamma mc}{eB}, \quad (3.11)$$

con  $r_L$  el radio de Larmor relativista de la partícula.

Las partículas relativistas en el **HAF** se enfrían radiativamente por varios procesos. Los electrones radían principalmente a través del proceso de sincrotrón y la dispersión **IC** de fotones de más baja energía. Estos últimos pueden ser emitidos por las partículas térmicas en el **HAF** y el disco delgado, así como por los mismos electrones no térmicos (**SSC**). El tiempo de enfriamiento por radiación sincrotrón para una partícula cargada de masa  $m$  y factor de Lorentz  $\gamma$  que se mueve en un medio con un campo de inducción magnética  $B$  es

$$t_{\text{syn}}(\gamma) = \frac{3mc}{4\sigma_T U_B} \left(\frac{m}{m_e}\right)^2 \gamma^{-1}, \quad (3.12)$$

donde  $U_B := B^2/8\pi$  es la densidad de energía magnética.

Si  $n_{\text{ph}}(\varepsilon)$  es la densidad espectral de fotones (blandos) promediada isotrópicamente (en la Sec. 3.3 describimos cómo se calcula), la escala temporal de enfriamiento por dispersión **IC** es ([Moderski et al., 2005](#))

$$t_{\text{IC}}(\gamma) = \frac{3mc}{4\sigma_T U_{\text{ph}}} \left(\frac{m}{m_e}\right)^2 \gamma^{-1} \left[ \frac{1}{U_{\text{ph}}} \int d\varepsilon \varepsilon n_{\text{ph}}(\varepsilon) f_{\text{KN}}(\tilde{b}) \right]^{-1}, \quad (3.13)$$

donde  $U_{\text{ph}}$  es la densidad de energía de los fotones blanco y  $f_{\text{KN}}(\tilde{b}) = 9g(\tilde{b})/\tilde{b}^3$ , con

$$g(\tilde{b}) = \left(\frac{1}{2}\tilde{b} + 6 + \frac{6}{\tilde{b}}\right) \ln(1 + \tilde{b}) - \left(\frac{11}{12}\tilde{b}^3 + 6\tilde{b}^2 + 9\tilde{b} + 4\right) \quad (3.14)$$

$$\times (1 + \tilde{b}^2)^{-2} - 2 + 2\text{Li}_2(-\tilde{b}). \quad (3.15)$$

Aquí,  $\tilde{b} = 4\gamma\varepsilon/(mc^2)$ .

Los protones relativistas se enfrían, además de por los mecanismos mencionados anteriormente, por interacciones hadrónicas (pp) y foto-hadrónicas ( $p\gamma$ ) inelásticas. La escala temporal de enfriamiento debido a colisiones inelásticas pp está dada por

$$t_{\text{pp}}(\gamma) = (n_p \sigma_{\text{pp}} c \kappa_{\text{pp}})^{-1}, \quad (3.16)$$

donde  $\sigma_{\text{pp}}$  es la sección eficaz total del proceso y  $\kappa_{\text{pp}} \sim 0.17$  es la inelasticidad del mismo. [Kelner et al. \(2006\)](#) proporciona la siguiente parametrización para la sección eficaz total para las interacciones pp:

$$\sigma_{\text{pp}} \simeq (34.3 + 1.88L + 0.25L^2) \left[ 1 - \left( \frac{E_{\pi, \text{thr}}}{E_p} \right)^4 \right]^2 \text{ mb}, \quad (3.17)$$

para  $E_p > E_{\pi,\text{thr}}$ , donde  $E_p = \gamma_p m_p c^2$  es la energía del protón,  $E_{\pi,\text{thr}} = 1.22$  GeV es la energía umbral para la producción de piones, y  $L := \log(E_p/1 \text{ TeV})$ . Las colisiones inelásticas foto-hadrónicas enfrían los protones a través de dos canales: los que conllevan la creación de “foto”-mesones ( $p\gamma$ ) y de “foto”-pares—el llamado canal de Bethe–Heitler (BH). La escala temporal de enfriamiento para el primer proceso está dada por

$$t_{p\gamma}^{-1} = \frac{c}{2\gamma_p} \int_{\bar{\epsilon}_{\text{thr},p\gamma}}^{\infty} d\bar{\epsilon} \sigma_{p\gamma}(\bar{\epsilon}) \kappa_{p\gamma}(\bar{\epsilon}) \bar{\epsilon} \int_{\bar{\epsilon}/(2\gamma_p)}^{\infty} d\epsilon \frac{U_{\text{ph}}(\epsilon)}{\epsilon^4}, \quad (3.18)$$

donde  $\bar{\epsilon}_{\text{thr},p\gamma} = 145$  MeV es la energía umbral para la creación de mesones,  $\sigma_{p\gamma}$  es la sección eficaz y  $\kappa_{p\gamma}$  es la inelasticidad del proceso. Parametrizaciones útiles para estas dos últimas cantidades se dan en [Atoyan & Dermer \(2003\)](#). Para el canal de enfriamiento de BH, se obtiene una expresión equivalente reemplazando  $\sigma_{p\gamma}$ ,  $\kappa_{p\gamma}$  y  $\bar{\epsilon}_{p\gamma}$  por la sección eficaz, inelasticidad y energía umbral correspondientes:  $\sigma_{\text{BH}}$ ,  $\kappa_{\text{BH}}$  (ver, e.g., [Begelman et al. 1990](#)), y  $\bar{\epsilon}_{\text{thr},\text{BH}} = 2m_e c^2$ .

Ambas especies de partículas, protones y electrones, pueden escapar del sistema por medio de dos procesos: difusión (dependiente de la energía) en la dirección vertical o arrastre advectivo por los vientos del HAF. La escala temporal de escape a través de vientos es independiente de la energía de las partículas y se puede parametrizar como

$$t_{\text{wind}}^{-1} = \frac{d\dot{M}}{dr} \bigg|_{\text{wind}} \frac{v_r}{\dot{M}(r)} \approx s \frac{|v_r|}{r}. \quad (3.19)$$

La escala temporal de difusión depende en gran medida del modelo adoptado para el espectro de la turbulencia:  $P(k) \propto k^{-q}$ , donde  $k$  es el número de onda. Suponemos un valor de  $q = 5/3$ , es decir, un espectro de Kolmogorov. Por lo tanto, el coeficiente de difusión espacial para campos magnéticos turbulentos isotrópicos es

$$D_r \approx \frac{c}{9\zeta} r_L (k_{\text{min}} r_L)^{1-q}, \quad (3.20)$$

donde  $k_{\text{min}} \sim H^{-1}$  es el número de onda mínimo del espectro de turbulencia, con lo que la escala temporal de escape difusivo es ([Stawarz & Petrosian, 2008](#))

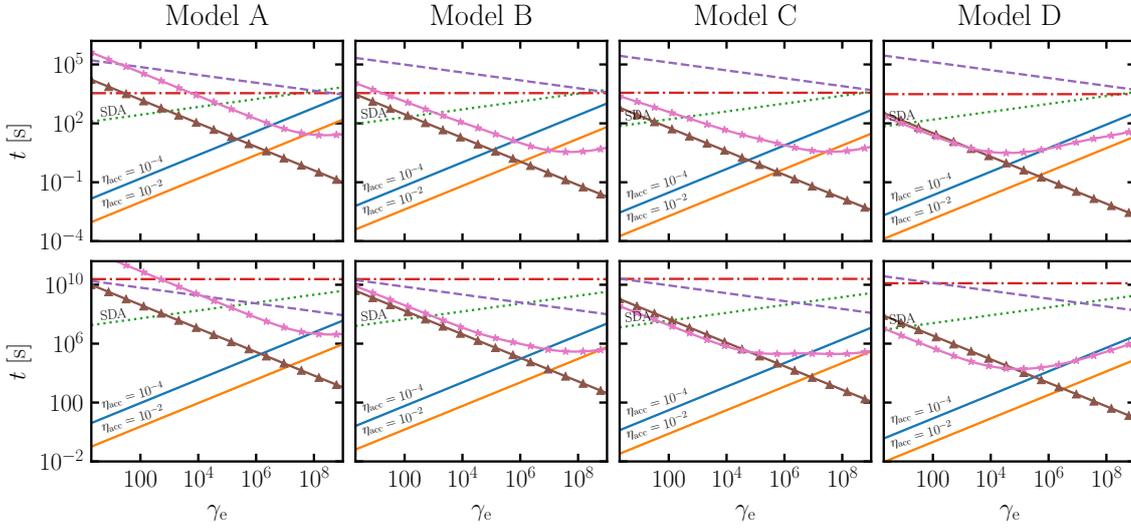
$$t_{\text{diff}} \approx \frac{H^2}{D_r} \simeq \frac{9H}{c} \zeta \left( \frac{r_L}{H} \right)^{q-2} \gamma^{q-2}, \quad (3.21)$$

con  $\zeta = 8\pi \int P(k) dk / B_0^2$  el cociente entre la intensidad del campo turbulento contra el campo ordenado de fondo. Finalmente, la escala temporal de escape total es

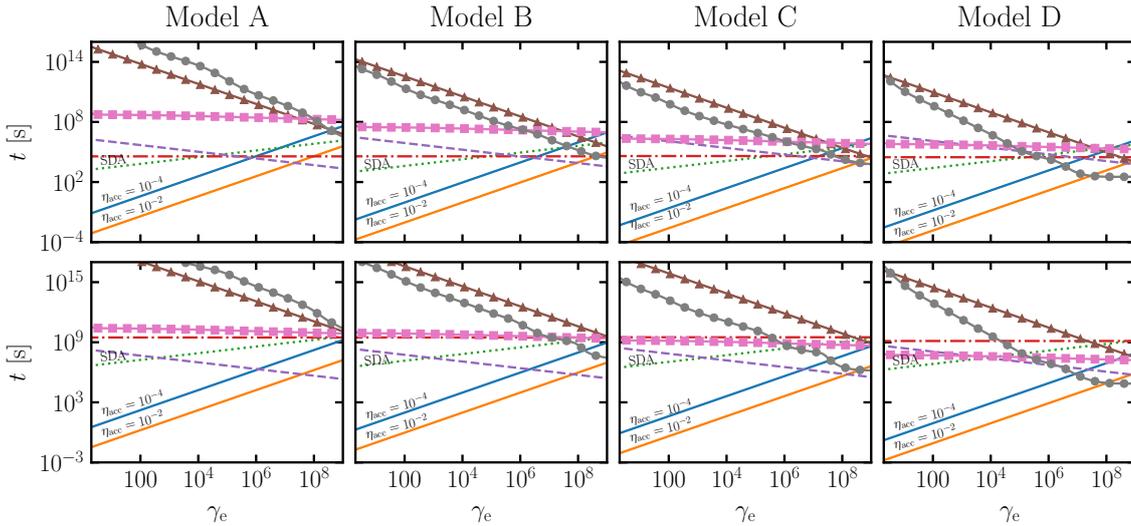
$$t_{\text{esc}} = \left( t_{\text{winds}}^{-1} + t_{\text{diff}}^{-1} \right)^{-1}. \quad (3.22)$$

La Fig. 3.3 muestra las escalas temporales de aceleración, enfriamiento y escape en función del factor de Lorentz para los electrones no térmicos en los diversos escenarios considerados. Cada columna muestra un conjunto diferente de parámetros (la tasa de acreción crece hacia la derecha) y las dos filas corresponden a diferentes regiones en el HAF; regiones interiores:  $\sim 5R_S$  y regiones exteriores:  $\sim 200R_S$ . La escala temporal de aceleración se muestra para dos valores de la eficiencia de aceleración:  $\eta_{\text{acc}} = 10^{-2}, 10^{-4}$ , y para el caso especial de SDA (ver Sec. 3.6.1). La radiación sincrotrón e IC son los procesos de enfriamiento dominantes para los electrones y determinan la energía máxima que estos

### 3.2. COMPONENTE NO TÉRMICA



**Figura 3.3:** Escalas temporales de enfriamiento y escape para electrones no térmicos en los distintos modelos. Las diferentes columnas corresponden a diferentes modelos (la tasa de acreción crece hacia la derecha,  $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}$ ) y cada fila muestra diferentes regiones en el HAF; *fila superior*: regiones internas ( $\sim 5R_S$ ), *fila inferior*: regiones externas ( $\sim 200R_S$ ). Las líneas continuas muestran la escala temporal de aceleración, donde se indica en el mismo gráfico el valor de la eficiencia de aceleración  $\eta_{\text{acc}}$ ; las líneas punteadas muestran la escala temporal de aceleración por SDA (ver Sec. 3.6.1). Las líneas con guiones muestran la escala temporal de difusión, las líneas con guiones y puntos muestran la escala temporal de advección. Las líneas sólidas con marcadores muestran escalas de tiempo de enfriamiento para los procesos relevantes; con triángulos: sincrotrón, con estrellas: IC.



**Figura 3.4:** Gráfico de escalas temporales equivalente al de la Fig. 3.3 pero para protones. Las escalas temporales de enfriamiento radiativo que se muestran son para sincrotrón (triángulos), pp (cuadrados) y pérdidas foto-hadrónicas totales (círculos, incluye  $p\gamma$  y BH).

pueden alcanzar. En particular, **IC** se vuelve dominante a las tasas de acreción más altas debido al aumento de la densidad de fotones emitidos por el disco delgado, que en estos casos se extiende hasta regiones internas del flujo.

La Fig. 3.4 muestra las mismas escalas temporales que la figura 3.3, pero para protones relativistas. A bajas tasas de acreción, las pérdidas están completamente dominadas por procesos de escape, principalmente por difusión. A tasas de acreción más altas, el campo magnético se intensifica y la advección compite con la difusión. Además, las pérdidas foto-hadrónicas comienzan a ser relevantes y dominan a las energías más altas a medida que aumenta la luminosidad del **HAF** y, en consecuencia, la densidad de fotones blanco.

### 3.2.3 Partículas secundarias

Los procesos hadrónicos descritos en la sección anterior conducen a la producción de mesones y leptones secundarios. Estas partículas, a su vez, emiten radiación al sufrir nuevas interacciones y, al ser inestables, decaen en un tiempo finito (Reynoso & Romero, 2009). Las colisiones inelásticas por  $pp$  y  $p\gamma$  no sólo crean piones neutros ( $\pi^0$ ) sino también piones cargados ( $\pi^\pm$ ). Los principales canales de interacción para estos procesos son

$$p + p \rightarrow p + p + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-), \quad (3.23)$$

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-), \quad (3.24)$$

$$p + \gamma \rightarrow p + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-), \quad (3.25)$$

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-), \quad (3.26)$$

donde  $\zeta_1$  y  $\zeta_2$  son las multiplicidades de piones neutros y cargados, respectivamente. Los piones cargados tienen un tiempo de vida medio de  $\tau_{\pi^\pm} \simeq 2,6 \times 10^{-8}$  s en su marco de referencia propio y decaen principalmente en un muón ( $\mu^\pm$ ) y un neutrino muónico ( $\nu_\mu$ ). El muón, a su vez, decae con un tiempo de vida medio de  $\tau_{\mu^\pm} \simeq 2,2 \times 10^{-6}$  s en un electrón (o positrón,  $e^\pm$ ), un neutrino electrónico ( $\nu_e$ ), y un neutrino muónico:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu), \quad (3.27)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu) + \nu_e (\bar{\nu}_e). \quad (3.28)$$

Colisiones entre protones y fotones (canal de **BH**) y puramente entre fotones también producen pares secundarios mediante los siguientes canales:

$$p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-, \quad (3.29)$$

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-. \quad (3.30)$$

Se pueden encontrar expresiones para las funciones de inyección de piones y muones en Atoyan & Dermer (2003); Kelner et al. (2006); Lipari et al. (2007), mientras que las expresiones para la producción de foto-pares por colisiones  $\gamma\gamma$  están explicitadas en Aharonian et al. (1983).

### 3.2.4 Ecuaciones de transporte acopladas para las partículas secundarias

Los pares secundarios se crean con energías muy altas, por lo que se enfrían localmente muy rápidamente. De manera similar, los piones y muones cargados creados decaen (y

### 3.3. DISTRIBUCIONES ESPECTRALES DE ENERGÍA

se enfrían en parte) antes de ser transportados significativamente en la dirección radial. Esto nos permite simplificar el tratamiento del transporte de las partículas secundarias, utilizando una aproximación *one-zone* en cada celda radial del **HAF**. La evolución de los pares está acoplada con la de los fotones por el proceso de foto-aniquilación y debe tratarse iterativamente. Las ecuaciones cinéticas acopladas en la posición  $r$  para pares secundarios, piones cargados, muones y fotones, respectivamente, son las siguientes:

$$N_{e^\pm}(\gamma_{e^\pm}) \left[ t_{\text{cool}}^{-1} + t_{\text{diff}}^{-1} \right] = Q_{p\gamma \rightarrow e^\pm}(\gamma_{e^\pm}) + Q_{\mu^\pm \rightarrow e^\pm}(\gamma_{e^\pm}) + Q_{\gamma\gamma \rightarrow e^\pm}(\gamma_{e^\pm}), \quad (3.31a)$$

$$N_{\pi^\pm}(\gamma_\pi) \left[ t_{\text{cool}}^{-1} + t_{\text{diff}}^{-1} + t_{\text{dec}}^{-1} \right] = Q_{p\gamma \rightarrow \pi^\pm}(\gamma_\pi) + Q_{pp \rightarrow \pi^\pm}(\gamma_\pi), \quad (3.31b)$$

$$N_{\mu^\pm}(\gamma_\mu) \left[ t_{\text{cool}}^{-1} + t_{\text{diff}}^{-1} + t_{\text{dec}}^{-1} \right] = Q_{\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm}(\gamma_\mu), \quad (3.31c)$$

$$N_\gamma(\epsilon_\gamma) \left[ t_{\text{esc}}^{-1} + t_{\gamma\gamma \rightarrow e^\pm}^{-1} \right] = Q_\gamma(\epsilon_\gamma), \quad (3.31d)$$

SISTEMA DE ECUACIONES  
CINÉTICAS PARA  
PARTÍCULAS  
SECUNDARIAS EN EL  
**HAF**

donde  $N_a(\gamma_a)$  denota la distribución de energía en estado estacionario para las partículas de la especie “a” (en unidades de  $\text{erg}^{-1}\text{cm}^{-3}$ ) y  $t_{\text{dec}} := \gamma_a \tau_a$  es su tiempo de vida media en el marco de referencia de laboratorio. En la Ec. 3.31d, el término  $Q_\gamma(\epsilon_\gamma)$  incluye la inyección de fotones por todos los procesos radiativos de todas las demás especies de partículas.

## 3.3 Distribuciones espectrales de energía

Una vez obtenidas las distribuciones de partículas en estado estacionario, calculamos el espectro radiativo emitido por todas ellas. Para los procesos sincrotrón y *Bremsstrahlung* térmico utilizamos las expresiones dadas en la Sec. 2.3.5. Para la emisión de las poblaciones no térmicas, usamos expresiones para las emisividades por partículas individuales e integramos sobre la distribución de energía de las mismas (Romero & Paredes, 2011). Para la emisividad sincrotrón utilizamos la fórmula exacta dada en Blumenthal & Gould (1970), teniendo en cuenta también la autoabsorción sincrotrón. Para la dispersión **IC**, suponemos que el campo de fotones blanco es isotrópico y utilizamos la fórmula dada por Moderski et al. (2005) (Ec. 16); para la emisividad por decaimiento de piones neutros creados por interacciones hadrónicas, seguimos el formalismo de la aproximación delta como se describe en Kelner et al. (2006) para colisiones pp y el método presentado en Kelner & Aharonian (2008) para colisiones p $\gamma$ .

El flujo radiativo de una cara del **HAF** para un dado  $r$ , sin tener en cuenta la Comptonización, está dado por la Ec. 2.63.

El **HAF** está dividido en  $N$  capas cilíndricas centradas en  $r_j$  y con frontera en  $l_{j-1/2}$  y  $l_{j+1/2}$ . Por lo tanto, la luminosidad que surge de la capa  $j$  es

$$L_{v,j} = 2 \times \pi (l_{j+1/2}^2 - l_{j-1/2}^2) \times F_{v,j}, \quad (3.32)$$

donde el flujo radiativo  $F_{v,j}$  está dado por la Ec. 2.63 (sin tener en cuenta la Comptonización) y el factor 2 proviene de que hay dos caras del **HAF** por donde radiar.

Para calcular el acoplamiento global entre diferentes celdas a través de la Comptonización, seguimos un enfoque similar al propuesto en Narayan et al. (1997b). Este consiste en

calcular matrices de probabilidad de dispersión que acoplen las diferentes capas en el **HAF** entre sí y con el disco delgado frío, para luego encontrar iterativamente la luminosidad Comptonizada. Si  $P(\mathbf{v}; \mathbf{v}', T_e)$  es la probabilidad de que un fotón de frecuencia  $\mathbf{v}'$  se disperse a una frecuencia  $\mathbf{v}$  por la interacción con un electrón en una distribución de Maxwell–Jüttner de temperatura  $T_e$  (Coppi & Blandford, 1990) y  $L_{\text{C,in}}^k$  es la luminosidad emitida por todas las capas del **HAF** y del disco delgado que alcanza la capa  $k$  y es dispersada allí<sup>8</sup>, la luminosidad Comptonizada es

$$L_{\text{C,out}}^k(\mathbf{v}) = \int d\mathbf{v}' \left( \frac{\mathbf{v}}{\mathbf{v}'} \right) L_{\text{C,in}}^k(\mathbf{v}') P(\mathbf{v}, \mathbf{v}', T_e), \quad (3.33)$$

Partiendo de la luminosidad no Comptonizada (Ec. 3.32), iteramos hasta la convergencia la Ec. 3.33, reemplazando en cada paso  $L_{\text{C,in}}^k$  por la luminosidad Comptonizada al orden previo (ver Narayan et al. 1997b para más detalles).

Para la emisión no térmica nos restringimos a interacciones locales y utilizamos las Ecs. 2.63 y 3.32, pero con los coeficientes de absorción y emisividad adecuados, a saber,  $\kappa_{\nu} = \kappa_{\nu}^{\text{th}} + \kappa_{\nu}^{\text{SSA}}$  a bajas frecuencias, y  $\kappa_{\nu}^{\gamma\gamma} = \int d\boldsymbol{\varepsilon}' n_{\text{ph}}(\boldsymbol{\varepsilon}') \sigma_{\gamma\gamma}(\boldsymbol{\varepsilon}_{\gamma}, \boldsymbol{\varepsilon}')$  en la banda de alta energía, donde  $\sigma_{\gamma\gamma}$  es la sección eficaz del proceso de creación de pares por aniquilación de fotones (Gould & Schröder, 1967). Incluimos en la densidad de fotones  $n_{\text{ph}}$  las contribuciones térmica (total) y no térmica (por sincrotrón sólomente, ya que el resto producen fotones muy energéticos). Para los fotones térmicos, los más abundantes, tenemos en cuenta los efectos no locales y calculamos la densidad de fotones en la capa centrada en  $r_j$  como

$$n_{\text{ph}}(\boldsymbol{\varepsilon}) = \frac{L_j^{\text{NL}}(\boldsymbol{\varepsilon})}{\boldsymbol{\varepsilon}} \times \frac{t_{\text{cell}}}{V_j}, \quad (3.34)$$

donde  $L_j^{\text{NL}}(\boldsymbol{\varepsilon})$  es la luminosidad espectral emitida por todas las capas del **HAF** que llegan a la capa  $j$  (incluida), calculada a través de matrices de probabilidad que acoplan diferentes capas de forma similar a como se hace para la Comptonización, e incluyendo efectos de *redshift* gravitacional. La escala temporal  $t_{\text{cell}}$  es el tiempo promedio que un fotón vive en la celda  $j$ , y lo estimamos como  $\approx (H/c) \times (1 + n_e \sigma_T H)$  para los fotones emitidos en la capa  $j$  y  $\approx [(l_{j+1} - l_j)/c] \times [1 + n_e \sigma_T (l_{j+1} - l_j)]$  para los que provienen de cualquier otra celda. Los fotones sincrotrón no térmicos se agregan a  $n_{\text{ph}}(\boldsymbol{\varepsilon})$  en cada celda y se calculan mediante la Ec. 3.34, aunque considerando sólo la emisión local. Finalmente, dada la luminosidad emitida por todos los procesos radiativos en cada celda, calculamos la luminosidad espectral total medida por un observador distante como

$$L_{\mathbf{v}_o} = \sum_j \frac{L_{\mathbf{v}_e,j}}{[1 + z(r_j)]^3}, \quad (3.35)$$

donde  $\mathbf{v}_e = [1 + z(r)] \mathbf{v}_o$ , y  $z(r) \approx [(1 - r^{-1}) (1 - \beta_r^2)]^{-1/2} - 1$  es el *redshift* combinado que representa tanto el *redshift* gravitacional como el corrimiento Doppler relativista debido al movimiento radial (para un caso *face-on*) en la posición  $r$ .

<sup>8</sup>Hacemos hincapié en que esta luminosidad incluye a la luminosidad ya Comptonizada, por lo que al calcularla iterativamente, la misma se actualiza en cada iteración.

## 3.4 Resultados

Hemos escogido el valor de la potencia inyectada en los protones de tal manera que en los modelos con índice espectral  $p = 2$ , la presión de radiación sea  $p_{\text{CR}} \lesssim 0.2$  en todos los radios. En las regiones interiores, sin embargo,  $p_{\text{CR}}$  resulta ser  $\ll 0.2$ . Esto se explica por dos hechos: la difusión radial se produce principalmente hacia el exterior (por el gradiente de volumen), y la prescripción que elegimos para la potencia inyectada en diferentes radios es bastante conservadora. Es plausible que la aceleración sea mucho más eficiente en las regiones internas que en las externas. Por otro lado, los modelos con  $p = 1.2$  tienen valores aún más bajos de  $p_{\text{CR}}$  debido a que la presencia de más partículas a energías más altas implica un enfriamiento y escape por difusión más eficientes. La potencia inyectada en los electrones está menos restringida; la elegimos de tal manera que la emisión sincrotrón no supere en gran medida el espectro térmico de fondo.

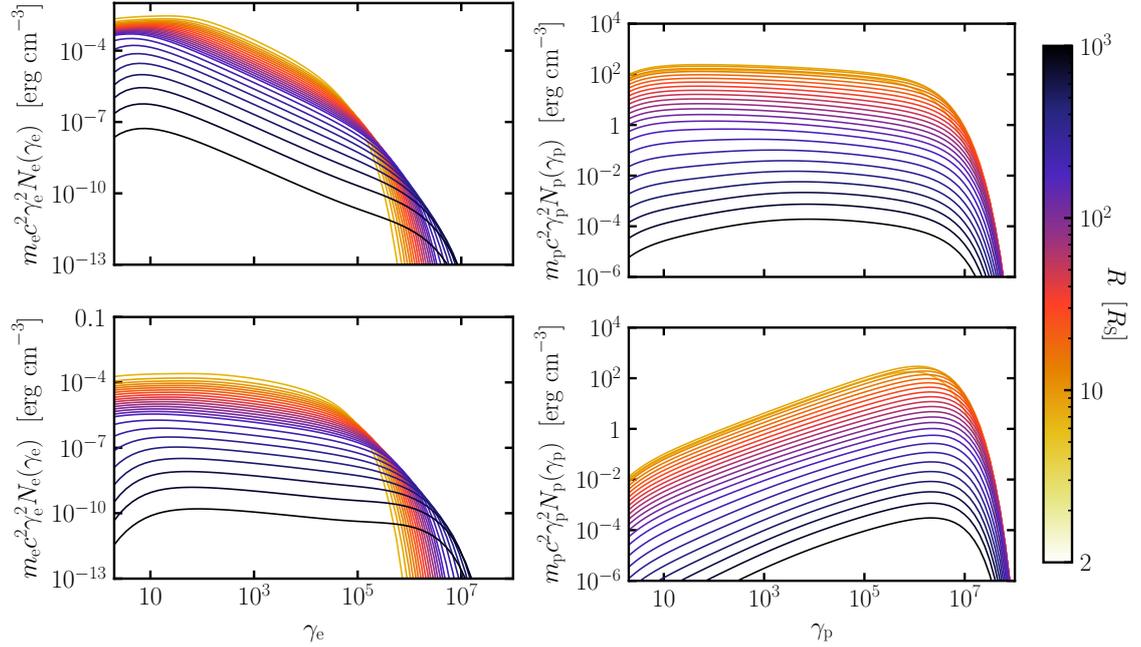
Como se discutió en las Sec. 3.1.3 y 3.2.1, consideramos cuatro regímenes de acreción y dos valores del índice espectral de la función de inyección de partículas. Además, fijamos la eficiencia de aceleración de partículas en  $\eta_{\text{acc}} = 10^{-4}$ . La Tabla 3.1 resume los parámetros de los diferentes modelos. Aquí,  $\epsilon_{\text{NT}}$  y  $\epsilon_{\text{e,p}}$  se eligen como se describió anteriormente.

**Tabla 3.1:** Parámetros del modelo

Model	$\dot{m}_{\text{out}}$	$r_{\text{tr}}$	$b$	$p$	$\eta_{\text{acc}}$	$\epsilon_{\text{NT}}$ [%]	$\epsilon_{\text{e}}$
A1	$10^{-4}$	—	—	2	$10^{-4}$	0.5	$10^{-4}$
A2	$10^{-4}$	—	—	1.2	$10^{-4}$	0.5	$10^{-4}$
B1	$10^{-3}$	100	2	2	$10^{-4}$	1	$10^{-3}$
B2	$10^{-3}$	100	2	1.2	$10^{-4}$	1	$10^{-3}$
C1	$10^{-2}$	30	1	2	$10^{-4}$	1	$10^{-3}$
C2	$10^{-2}$	30	1	1.2	$10^{-4}$	1	$10^{-3}$
D1	0.1	3	0.5	2	$10^{-4}$	0.6	$1.6 \times 10^{-2}$
D2	0.1	3	0.5	1.2	$10^{-4}$	0.6	$1.6 \times 10^{-2}$

### 3.4.1 Distribuciones de partículas en estado estacionario

A modo representativo, mostramos en la Figura 3.5 las distribuciones de partículas obtenidas para protones (paneles derechos) y electrones (paneles izquierdos) en los modelos B1 (paneles superiores) y B2 (paneles inferiores). Los protones mantienen aproximadamente el índice espectral de inyección, que es de  $p = 2$  ( $p = 1.2$ ) en el modelo B1 (B2), aunque se observan pequeñas desviaciones debido al transporte radial en las capas más externas del HAF. Los electrones, por su parte, se enfrían eficientemente mediante sincrotrón/IC a todas las energías. En las regiones exteriores, puede notarse un pequeño endurecimiento del espectro a altas energías, donde la dispersión IC entra en el régimen de Klein–Nishina.



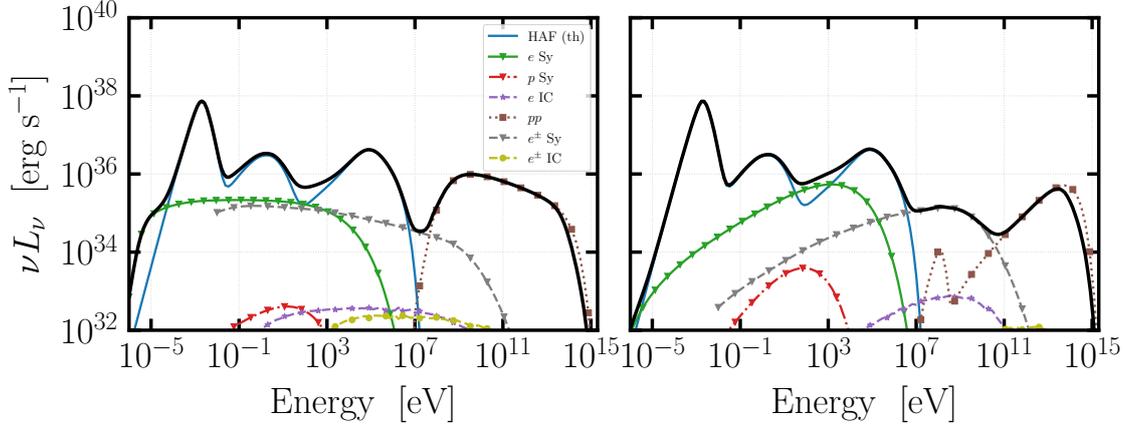
**Figura 3.5:** Distribuciones en energía de electrones (*paneles izquierdos*) y protones (*paneles derechos*) no térmicos. El panel superior se corresponde al modelo B1 y el inferior al modelo B2 (consulte la tabla 3.1). Diferentes colores de las líneas muestran diferentes regiones en el HAF, las cuales se indican en la barra de colores.

## Modelos A

Los modelos A corresponden al escenario con la tasa de acreción más baja ( $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-4}$ ), donde hemos modelado al flujo de acreción como un **ADAF** puro a todos los radios (ver Sec. 2.3.2); las **SED** calculadas se muestran en la Fig. 3.6. El panel izquierdo muestra el Modelo A1, correspondiente a un índice espectral de inyección de  $p = 2$ . Aquí, la emisión sincrotrón no térmica es relativamente fuerte, e incluso una baja potencia en electrones relativistas es suficiente para producir un incremento significativo en la emisión en la banda de radio. Si se inyectare más energía en los electrones, la emisión de sincrotrón superaría fácilmente la luminosidad térmica. En la banda de rayos  $\gamma$ , la emisión por interacciones pp también es comparable a la luminosidad térmica, mientras que la emisión por  $p\gamma$  es completamente insignificante debido a la muy baja densidad de fotones. Esta baja densidad de fotones también implica que la foto-absorción es baja y sólo se absorben los fotones de muy alta energía. Los pares  $e^+e^-$  se crean principalmente a través del decaimiento de muones y, en menor cantidad, por foto-aniquilación, y su emisión sincrotrón resulta dominante en la banda del MeV.

El panel derecho muestra la **SED** del modelo A2, que corresponde a un índice espectral de inyección de  $p = 1.2$ . Un espectro más duro disminuye la contribución de la emisión de sincrotrón en la banda de radio. Una vez más, la emisión por pp domina en la banda de muy alta energía, aunque ahora la contribución de la emisión sincrotrón por los pares secundarios es dominante en un rango más amplio de energías. La pequeña protuberancia en el espectro pp a  $\sim 100$  MeV corresponde a la emisión pp de protones térmicos. Esta es muy pequeña ya que sólo muy cerca del horizonte de eventos los protones alcanzan temperaturas lo suficientemente altas como para crear piones neutros, y la luminosidad

### 3.4. RESULTADOS



**Figura 3.6:** Distribución espectral de energía para los modelos A con tasa de acreción  $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-4}$ . *Panel izquierdo:* Modelo A1 con índice espectral de inyección  $p = 2$ . *Panel derecho:* Modelo A2 con índice espectral de inyección  $p = 1.2$ . Se muestran en detalle las contribuciones de los procesos individuales y la emisión total absorbida (línea oscura continua).

emitida por esas regiones está disminuida considerablemente por los efectos relativistas gravitacional y Doppler. No obstante, estos efectos relativistas podrían, por el contrario, reforzar la emisión de este pico si el agujero negro rotase y estuviéramos observando al sistema con una inclinación considerable.

#### Modelos B

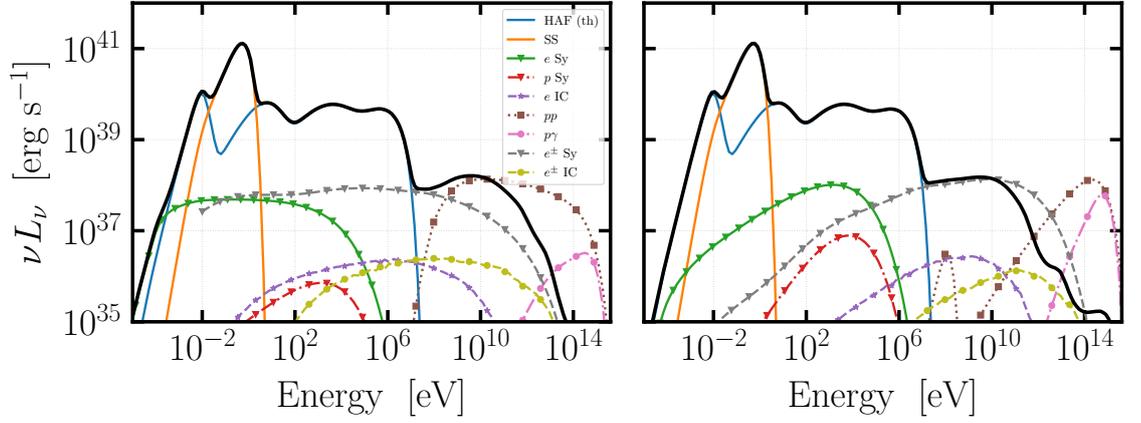
Los modelos B corresponden al escenario con una tasa de acreción de  $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-3}$ . Aquí, incluimos la presencia de un disco delgado externo truncado en  $r_{\text{tr}} = 100$ ; las SED calculadas se muestran en la Fig. 3.7. Ahora, la emisión sincrotrón en radio es menos notoria, y la foto-aniquilación empieza a ser importante por encima de  $\sim 10$  GeV debido al aumento de la luminosidad del HAF y a la adición del campo de fotones blandos que emite el disco delgado. La contribución de la emisión sincrotrón por pares secundarios es similar a la de los modelos A.

El panel derecho muestra la SED para el modelo B2. Ahora, la emisión de  $p\gamma$  se vuelve comparable a la emisión de  $pp$ . Esta alcanza su punto máximo a energías del PeV, y es absorbida y reprocesada por los pares secundarios. La emisión de sincrotrón de estos pares secundarios domina en la banda de rayos  $\gamma$  y alcanza su máximo en  $\sim 10$  GeV.

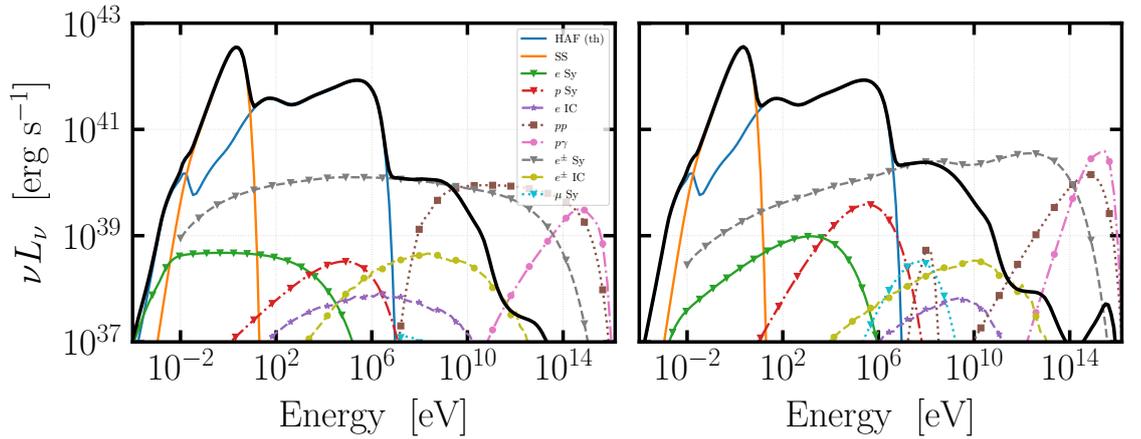
#### Modelos C

Los modelos C corresponden al escenario con una tasa de acreción de  $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-2}$ . Aquí, incluimos la presencia de un disco delgado externo truncado en  $r_{\text{tr}} = 30$ ; las SED calculadas se muestran en la Fig. 3.8. Ahora, la emisión de radio por sincrotrón no térmico se encuentra casi completamente autoabsorbida, y lo mismo sucede con los rayos  $\gamma$  por encima del GeV. La emisión de alta energía que logra escapar es radiación sincrotrón de pares secundarios producidos por foto-absorción, BH y decaimientos de muones.

El panel derecho muestra la SED para el modelo C2. En este caso, la emisión por  $p\gamma$  es más intensa que la emisión por  $pp$ . La radiación absorbida es reprocesada por los pares secundarios, cuya emisión sincrotrón tiene su máximo a  $\sim 1$  GeV.

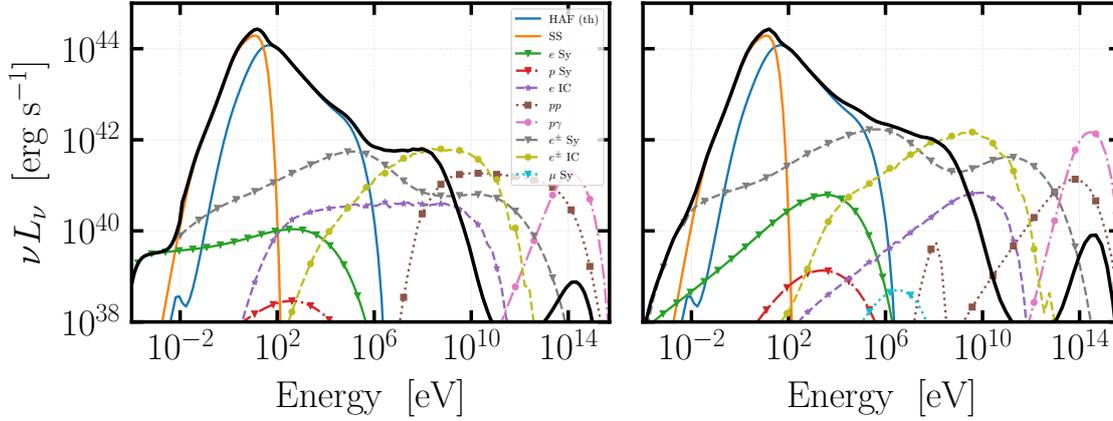


**Figura 3.7:** Distribución espectral de energía para los modelos B con tasa de acreción  $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-3}$  y un disco delgado externo truncado a  $r_{\text{tr}} = 100$ . *Panel izquierdo:* Modelo B1, con un índice espectral de inyección  $p = 2$ . *Panel derecho:* Modelo B2, con un índice espectral de inyección  $p = 1.2$ . Se muestran en detalle las contribuciones de los procesos y la emisión total absorbida (línea oscura continua).



**Figura 3.8:** Distribución espectral de energía para los modelos C con tasa de acreción  $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-2}$  y un disco delgado externo truncado a  $r_{\text{tr}} = 30$ . *Panel izquierdo:* Modelo C1, con un índice espectral de inyección  $p = 2$ . *Panel derecho:* Modelo C2, con un índice espectral de inyección  $p = 1.2$ . Se muestran en detalle las contribuciones de los procesos individuales y la emisión total absorbida (línea oscura continua).

### 3.4. RESULTADOS



**Figura 3.9:** Distribución espectral de energía para los modelos D con tasa de acreción  $\dot{m}_{\text{out}} = 0.1$  y con un disco delgado que se extiende hasta la ISCO,  $r_{\text{tr}} = 3$ . *Panel izquierdo:* Modelo D1, con un índice espectral de inyección  $p = 2$ . *Panel derecho:* Modelo D2, con un índice espectral de inyección  $p = 1.2$ . Se muestran en detalle las contribuciones de los procesos individuales y la emisión total absorbida (línea oscura continua).

### Modelos D

Los modelos D corresponden al escenario con una tasa de acreción de  $\dot{m}_{\text{out}} = 0.1$ . Aquí, consideramos un disco delgado que penetra hasta la **ISCO**:  $r_{\text{tr}} = 3$ , por lo que el **HAF** juega el rol de una corona; las **SED** calculadas se muestran en la Fig. 3.9. Las propiedades radiativas de estos modelos están dominada por la emisión del disco delgado. La temperatura de la corona es más baja que en los otros modelos debido a la abundante cantidad de fotones blandos para el enfriamiento por **IC**. La emisión en radio por sincrotrón no térmico es autoabsorbida a energías más bajas y, de nuevo, produce un incremento en la emisión a 10 GHz. El índice espectral<sup>9</sup> de la emisión coronal de rayos X depende del parámetro de transición  $b$  (ver Sec. 3.5) y, en este caso, es  $\Gamma \approx -2.5$ . La emisión de alta energía por encima del GeV se absorbe, y la emisión reprocesada tiene una contribución tanto por sincrotrón como por **IC**. La radiación por **IC** de los electrones primarios ahora se vuelve más intensa que la radiación sincrotrón, pero es subdominante respecto a la emisión de los pares secundarios. Esto se debe al bajo valor de la potencia directa de los electrones primarios que hemos elegido.

El panel derecho muestra la **SED** para el modelo D2. Ahora, la emisión por  $p\gamma$  es muy intensa, y la radiación reprocesada por pares secundarios es muy alta en energías por encima del rango del MeV.

<sup>9</sup> $F_X \propto E^{-\Gamma}$ , donde  $[F_X] = \text{fotones keV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

### 3.5 Aplicación a la corona en la galaxia Seyfert IC4329A

IC4329A es una galaxia Seyfert 1.2<sup>10</sup> brillante en rayos X (Véron-Cetty & Véron, 2006), localizada a un *redshift* de  $z = 0.0161$  (Willmer et al. 1991; equivale a una distancia de luminosidad de  $d_L = 69.61$  Mpc, suponiendo los parámetros cosmológicos  $H_0 = 70$  km s<sup>-1</sup>Mpc<sup>-1</sup>,  $\Omega_\Lambda = 0.7$  y  $\Omega_m = 0.3$ ). La masa del agujero negro central en IC4329A se estima en  $\sim 1.2 \times 10^8 M_\odot$  (Markowitz, 2009; de La Calle Pérez et al., 2010). La galaxia anfitriona del AGN es una galaxia espiral vista de canto (*edge-on*); se cree que la inclinación del disco de la galaxia anfitriona con respecto al eje del AGN es el resultado de la interacción entre IC4329A y la galaxia compañera IC4329, localizada a  $\sim 3$  arcmin de separación (Wolstencroft et al., 1995).

El espectro de rayos X duros del AGN es estándar para una Seyfert *radio-quiet*, es decir, una ley de potencia resultante de la Comptonización de los fotones blandos del disco delgado por el plasma caliente de un HAF o corona. Aunque se observa una variabilidad modesta, el índice de la ley de potencia en la banda Swift-BAT (14 – 195 keV) se estima que es  $\Gamma = 2.05^{+0.02}_{-0.03}$ , y el flujo integrado total es  $F_{14-195\text{keV}} = (263.25^{+2.9}_{-3.3}) \times 10^{-12}$  erg s<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup>, que a una distancia de 69.61 Mpc corresponde a una luminosidad de  $L_{14-195\text{keV}} \simeq 10^{44.18}$  erg s<sup>-1</sup> (Oh et al., 2018).

Varios autores han informado la detección de una línea de hierro Fe K $\alpha$  moderada, lo que podría indicar que el disco frío está truncado a radios mayores a la ISCO (Done et al., 2000). Sin embargo, como se discute en Mantovani et al. (2014), la naturaleza de la línea de emisión en esta fuente aún está en debate, y la alta luminosidad bolométrica de la fuente parece favorecer un flujo de acreción radiativamente eficiente hasta radios muy internos.

Inoue & Doi (2018) encontraron que las observaciones en la banda milimétrica de dos galaxias Seyfert, una de ellas IC4329A, presentan una anomalía que puede explicarse suponiendo la emisión sincrotrón de origen no térmico en una corona caliente. Adicionalmente, la emisión IC de estos mismos electrones contribuiría a la emisión de fondo cósmica en el MeV (Inoue et al., 2019). Para modelar esta fuente, Inoue et al. (2019) supusieron una corona homogénea de radio  $40R_S$ , donde el campo magnético requerido es de  $\sim 10$  G. Este modelo es fenomenológico, y ya en Inoue & Doi (2018) se plantea que dicha “corona” se trata probablemente de un HAF calentado por advección. Este enfoque explica naturalmente los campos magnéticos necesarios tanto para la aceleración eficiente de partículas como para la emisión sincrotrón, y es coherente con resultados numéricos recientes (Kimura et al., 2019b).

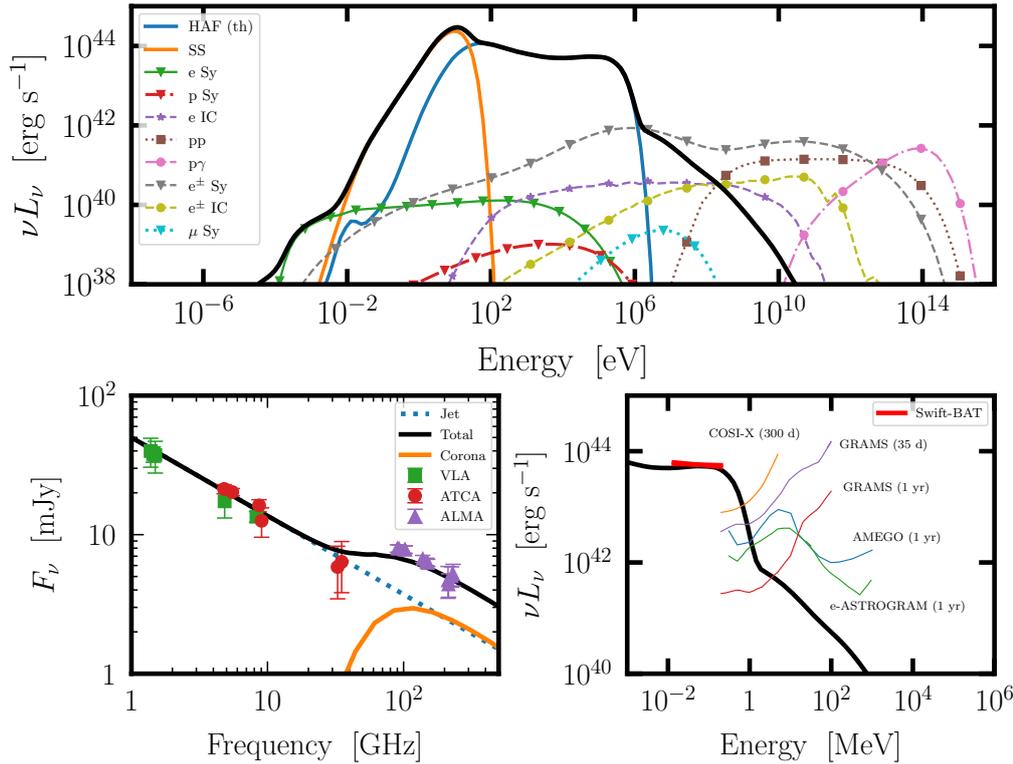
Aquí, modelamos la SED de IC4329A en el contexto de nuestro modelo. La Fig. 3.10 muestra la SED que obtenemos para los parámetros que se muestran en la Tabla 3.2. Nuestro modelo predice campos magnéticos más altos que los de Inoue et al. (2019) y que aumentan hacia las regiones interiores. Podemos explicar las características de la emisión peculiar en radio como producida por la emisión sincrotrón de electrones no térmicos en las regiones exteriores del HAF. Además, dado que incluimos la emisión de las partículas secundarias, la contribución a altas energías es diferente a la que ellos predicen; en nuestro

<sup>10</sup>La clasificación Seyfert 1.2 se usa para describir objetos con líneas H $\beta$  angostas y relativamente más débiles, es decir, intermedias entre las Seyfert 1.0 y 1.5 (Véron-Cetty & Véron, 2006).

### 3.5. APLICACIÓN A LA CORONA EN LA GALAXIA SEYFERT IC4329A

**Tabla 3.2:** Parámetros de nuestro modelo de disco delgado + HAF para la galaxia Seyfert IC4329A.

Parámetro [unidades]	Valor
$m$ masa del agujero negro [ $\times 10^8$ ]	1.2
$\dot{m}_{\text{out}}$ tasa de acreción exterior	0.12
$r_{\text{out}}$ radio exterior del HAF	200
$r_{\text{tr}}$ radio de truncamiento	4
$\alpha$ parámetro de viscosidad	0.3
$\beta$ parámetro del plasma	10
$\delta_e$ fracción de energía que calienta electrones	0.2
$s$ parámetro de vientos	0.1
$b$ parámetro de transición	0.1
$\epsilon_{\text{NT}}$ fracción de luminosidad de acreción en partículas no térmicas [%]	5
$\epsilon_e$ fracción de potencia no térmica en electrones	$10^{-3}$
$\eta_{\text{acc}}$ eficiencia de aceleración	$10^{-4}$
$p$ índice espectral de inyección	2



**Figura 3.10:** Distribución espectral de energía modelada para la galaxia Seyfert IC4329A. Los datos de radio son de [Inoue & Doi \(2018\)](#) y los datos de rayos X son de [Oh et al. \(2018\)](#). También mostramos la sensibilidad de misiones futuras en el MeV: COSI-X (300 días, [Tomsick et al. 2019](#)), e-ASTROGRAM (1 año), GRAMS (35 días y 1 año, [Aramaki et al. 2020](#)) y AMEGO (1 año, [McEney et al. 2019](#)). Como referencia, también incluye la sensibilidad de tres instrumentos de rayos gamma: MAGIC (en funcionamiento; por encima de 100 GeV), CTA (próximamente; por encima de  $\sim 30$  GeV) y *Fermi* (operativo;  $\sim 0.1 - 100$  GeV).

modelo, esta banda está dominada por la radiación sincrotrón de los pares secundarios, mientras que en [Inoue et al. \(2019\)](#) está dominada por la emisión IC de los electrones primarios. El origen de la emisión de altas energías en el rango MeV como tratándose de radiación sincrotrón de partículas secundarias (de naturaleza hadrónica) se ve favorecida por simulaciones PIC recientes ([Zhdankin et al., 2019](#)).

## 3.6 Discusión

### 3.6.1 Mecanismos de aceleración de partículas

En nuestro modelo, no estudiamos la microfísica del proceso de aceleración de las partículas no térmicas, sino que el mismo está oculto en la forma asumida para la función de inyección de electrones y protones primarios. Los mecanismos de aceleración más plausibles en HAF o coronas calientes no colisionales son mecanismos difusivos asociados a fenómenos de reconexión magnética, o bien SDA mediada por la turbulencia magnética.

Fenómenos de reconexión magnética rápida tienen lugar naturalmente en flujos magnetizados y turbulentos, ya que la turbulencia induce a flujos magnéticos de polaridad opuesta a encontrarse entre sí a altas velocidades ( $\sim V_A$ , con  $v_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$  la velocidad de Alfvén). Bajo estas condiciones, la energía magnética se transfiere a las partículas en forma de energía térmica, volumétrica y cinética de las partículas individuales. Esta última transferencia involucra, justamente, la aceleración de partículas (ver [Hoshino 2013](#) para un *review* al respecto). La reconexión rápida conduce a una aceleración de partículas eficiente con una tasa  $t_{\text{acc}}^{-1} \propto \gamma^{-a}$ , donde  $0.2 < a < 0.6$ . Además, esta suele producir índices espectrales de ley de potencia relativamente duros:  $N(\gamma) \propto \gamma^{-1,-2}$  ([del Valle et al., 2016](#); [Ball et al., 2018b](#); [Werner et al., 2018](#)).

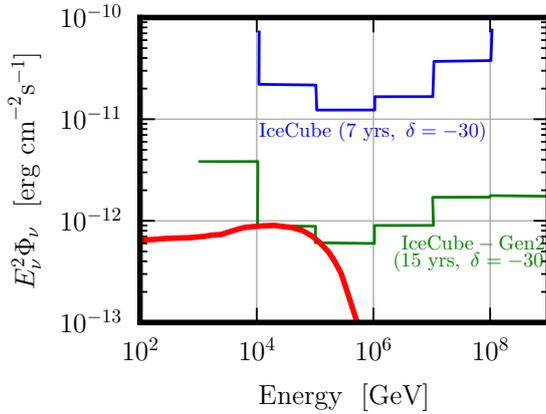
La reconexión magnética también sirve como mecanismo para dar un primer impulso a partículas de la población térmica, facilitando una SDA posterior a través de colisiones entre las partículas y los centros dispersores producidos por la turbulencia. La SDA produce espectros duros que se desvían de una ley de potencia simple ([Park & Petrosian, 1996](#); [Becker et al., 2006](#); [Kimura et al., 2015](#)), y la escala de tiempo de aceleración difiere de la Ec. 3.11. Esta escala de tiempo puede estimarse como

$$t_{\text{SDA}} = \frac{\bar{p}^2}{D_{\bar{p}}}, \quad (3.36)$$

donde  $\bar{p}$  es el momento lineal de la partícula y  $D_{\bar{p}}$  es el coeficiente de difusión en el espacio de momentos; de acuerdo con la teoría cuasi-lineal ([Dermer et al., 1996](#)), este último está dado por

$$D_{\bar{p}} \simeq (mc)^2 (ck_{\min}) \left( \frac{v_A}{c} \right)^2 \zeta (r_L k_{\min})^{j-2} \gamma^2. \quad (3.37)$$

Las Figs. 3.3 y 3.4 incluyen la escala temporal de aceleración por SDA, para la cual hemos tomado  $\zeta = 0.2$  y  $j = 5/3$  (espectro de Kolmogorov). Este proceso resulta bastante ineficaz para acelerar electrones ya que estos se enfrían demasiado rápido. Los protones se enfrían mucho menos eficientemente y son capaces de alcanzar altas energías, aunque más bajas que las que hemos supuesto en nuestros modelos.



**Figura 3.11:** Flujo total de neutrinos previsto para la galaxia Seyfert IC4329A. Se muestran las curvas de sensibilidad para IceCube y IceCube-Gen2 (van Santen & IceCube-Gen2 Collaboration, 2017; Grant et al., 2019).

Otro proceso de aceleración que se ha considerado en la literatura es la **DSA** (Drury, 1983; Inoue et al., 2019). Sin embargo, este proceso requiere que el plasma sea compresible, y por lo tanto que no esté altamente magnetizado ( $\rho v^2 \gg B^2/8\pi$ , ver, por ejemplo, Romero et al. 2018). Dado que estamos tratando con plasmas magnetizados, las dos cantidades anteriores son comparables y no se espera que ocurran choques fuertes.

### 3.6.2 Producción de neutrinos

Al contrario de la emisión electromagnética de altas energías, que mayormente es auto-absorbida, los neutrinos producidos en los decaimientos de piones y muones (véanse las Ecs. 3.27 y 3.28) pueden escapar casi libremente. El estudio de la producción de neutrinos en los flujos de acreción es de particular interés dado que, recientemente, se encontró un exceso de  $2.9\sigma$  sobre el fondo de neutrinos en los datos de sondeo de diez años de IceCube, que coincide con la dirección de una galaxia Seyfert tipo 2 cercana (Aartsen et al., 2020). Inoue et al. (2020) estudiaron la producción de neutrinos en la corona de esta fuente (ver también Inoue et al. 2019) y descubrieron que la misma puede explicar el exceso, dentro de un cierto rango de parámetros en su modelo.

Un análisis aproximado de nuestros resultados indica que deberíamos esperar una emisión significativa de neutrinos sólo para fuentes con tasas de acreción moderadas/altas, ya que, como se discutió en la Sec. 3.3, para una baja tasa de acreción, las interacciones  $p\gamma$  son insignificantes y las interacciones  $pp$  son bajas. Mostramos en la Figura 3.11 el flujo de neutrinos esperado para IC4329A. Nuestro modelo dominado por hadrones predice una considerable emisión de neutrinos, que IceCube-Gen2 podría detectar marginalmente en el futuro. La contribución total de la población de **HAF** en el Universo al fondo de neutrinos será investigada en un trabajo futuro.

### 3.6.3 Contribución al fondo MeV

El fondo extragaláctico de rayos  $\gamma$  blandos ( $\sim 1\text{--}10$  MeV) es probablemente el resultado de la contribución de diferentes fuentes, incluidas supernovas tipo Ia (Ruiz-Lapuente et al., 2016), blazares “*Fermi*” que alcanzan su máximo en la banda MeV (Giommi & Padovani 2015, aunque la mayor parte de la contribución de los blazares está por encima de 10 MeV), y también **AGN radio-quiet** si el flujo de acreción contiene partículas no térmicas (Stecker et al., 1999; Inoue et al., 2007). En particular, Inoue et al. (2019) estudiaron la

contribución al fondo MeV de los **HAF** y obtuvieron que el flujo detectado en la banda MeV puede explicarse como siendo el resultado de emisión **IC** por electrones no térmicos en coronas de galaxias Seyfert. La principal diferencia con respecto a nuestro modelo es que en su caso los electrones primarios son dominantes, por lo que las cascadas no son relevantes. En nuestro modelo, la emisión sincrotrón de pares secundarios generalmente domina sobre el **IC** de los electrones primarios en la banda MeV. Esta situación también ha sido encontrada por otros autores para el caso de poblaciones no térmicas aceleradas por **SDA** (Murase et al., 2020) y de aceleración por reconexión magnética (Kheirandish et al., 2021). En algunos escenarios extremos, la emisión sincrotrón de protones y muones también puede contribuir significativamente en el rango del MeV (ver, por ejemplo, Romero & Gutiérrez 2020). El contenido hadrónico es, entonces, un componente importante a tener en cuenta al estudiar la contribución de los **HAF** al fondo MeV.

### 3.6.4 Producción de neutrones y carga bariónica en el *jet*

Los **HAF** generalmente se asocian con el lanzamiento y la colimación de *jets* relativistas, tanto en **AGN** como en microcuásares (ver Sec. 2.3.3). Los *jets* lanzados por el proceso de **BZ** requieren la acumulación de flujo magnético en las regiones más internas del flujo, principalmente en la ergósfera del agujero negro (ver Sec. 1.3), lo que se ve favorecido por la naturaleza advectiva de los **HAF**. Dado que los *jets* lanzados por el mecanismo de **BZ** comienzan como flujos puramente de Poynting, una pregunta que surge naturalmente es la de cómo este flujo electromagnético puede cargarse con masa. La presencia de materia se infiere mediante observaciones de muy alta resolución de **AGN**, que muestran que la radiación asociada con el *jet* puede producirse a distancias tan cercanas como  $\sim 5R_S$  del agujero negro supermasivo central (Hada et al., 2013; Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019a).

Los procesos no térmicos en los flujos de acreción hacia el agujero negro que discutimos pueden desempeñar un papel no despreciable en la carga de *jets* con partículas cargadas. En el Cap. 5, investigaremos en detalle esta cuestión.

### 3.6.5 Comparación con otros modelos

El enfoque semi-analítico que hemos adoptado para modelar flujos de acreción tiene ventajas y desventajas en comparación con simulaciones numéricas más detalladas. Las simulaciones numéricas son inevitables para estudiar procesos altamente no lineales, multidimensionales (como los vientos) o fenómenos de variabilidad temporal compleja (Yuan & Narayan, 2014). No obstante, para estudiar estos procesos se requiere, muchas veces, enfocar la simulación sólo en una pequeña parte del sistema (como es el caso de las simulaciones de **PIC**) o considerar sólo algunos de todos los procesos físicos relevantes que pueden ocurrir (los procesos no térmicos generalmente se dejan de lado en simulaciones **GRMHD**). Los modelos semi-analíticos, por otro lado, aventajan a las simulaciones en su versatilidad, ya que permiten tratar globalmente al flujo de acreción, al mismo tiempo de incluir varios procesos físicos en diferentes escalas temporales o espaciales. Adicionalmente, la interpretación de los resultados suele ser mucho más directa que en las simulaciones.

En la literatura se han propuesto varios modelos semianalíticos para investigar procesos no térmicos en **HAF**. Kimura et al. (2015) desarrollaron un modelo que considera al **HAF** como un plasma caliente esférico y homogéneo donde los campos físicos se obtienen ya sea de una solución auto-similar para un **ADAF** (Narayan & Yi, 1994) o de simulaciones numéricas

### 3.7. CONCLUSIONES

---

(Kimura et al., 2019a). En su modelo, estos autores proponen la aceleración estocástica de protones como el mecanismo para producir partículas no térmicas que podrían conducir a radiación multimensajera. Recientemente, Inoue et al. (2019) desarrollaron un modelo de corona más motivado en observaciones, basándose en la detección de actividad coronal no térmica en dos galaxias Seyfert cercanas; aquí, los autores también suponen un flujo esférico homogéneo.

Nuestro modelo presenta mejoras con respecto a esta serie de trabajos. Por un lado, este combina el tratamiento detallado microfísico de los procesos no térmicos con soluciones hidrodinámicas globales de HAF. Estas últimas proporcionan una mejor caracterización de la dependencia radial de los campos físicos en el flujo, lo que a su vez permite calcular un fondo térmico de radiación más realista. Además, nuestro modelo tiene en cuenta de forma autoconsistente la presencia de un disco delgado frío que pueda coexistir con la componente de plasma caliente.

## 3.7 Conclusiones

En este capítulo, hemos presentado un nuevo modelo para estudiar en detalle procesos no térmicos en HAF. El modelo es lo suficientemente flexible para ser aplicado a flujos en un amplio rango de tasas de acreción y luminosidades. El mismo incluye una componente caliente, modelada como un HAF, más un disco delgado frío de SS. Para varios conjuntos de parámetros, hemos investigado los procesos no térmicos más relevantes que tienen lugar en el flujo, analizando en detalle el transporte de partículas y la emisión de radiación.

En modelos con una tasa de acreción  $\dot{m} > 10^{-3}$ , la radiación por encima del GeV está muy atenuada debido a la autoabsorción, por lo que se espera que la emisión de AGN en este rango esté originada en *jets*. A tasas de acreción más bajas (ver Modelos A), la mayor parte de la radiación  $\gamma$  puede escapar del flujo de acreción. Por otro lado, la contribución de la emisión de HAF tanto térmica como no térmica a la banda MeV/sub-GeV podría ser muy relevante en el Universo local.

También hemos aplicado nuestro modelo a la fuente IC4329A, esclareciendo resultados de trabajos anteriores en los que las observaciones milimétricas de esta fuente infieren la presencia de una corona no térmica. En nuestro modelo, la corona es calentada por la MRI, y el exceso de radiación milimétrico se debe a la emisión de electrones relativistas a distancias del agujero mayores a las consideradas por autores anteriores (Inoue & Doi, 2018).

Nuestro modelo presenta algunas mejoras con respecto a los modelos anteriores de procesos no térmicos en HAF. Estas son las siguientes:

- Al resolver las ecuaciones hidrodinámicas reales para un HAF, obtenemos una descripción del flujo que tiene en cuenta la dependencia radial de las propiedades del fluido, y donde los valores de estas propiedades surgen de manera autoconsistente a partir de la solución misma.
- Incluimos la presencia de un disco delgado que coexiste e interactúa con el flujo de acreción caliente, como se espera que ocurra en muchos AGN moderadamente luminosos.

- La emisión radiativa térmica se calcula con gran detalle, teniendo en cuenta los efectos no locales, y es consistente con las propiedades del fluido. Esto, junto con las dos mejoras anteriores, establece un entorno más realista sobre el que se calculan los procesos no térmicos.
- El transporte no térmico incluye la advección espacial y la difusión de partículas cuando estos procesos son importantes, concretamente para los protones. Además, el modelo tiene en cuenta todos los procesos secundarios relevantes.

La transición espectral entre la emisión térmica y la no térmica en los **HAF** se produce en la banda del MeV. En los próximos años, será fundamental cubrir este rango de energía si se pretende comprender mejor la aceleración de partículas en estos sistemas. Además, los estudios de polarización de rayos  $\gamma$  pueden ser útiles para desentrañar el origen de la radiación (corona vs *jet* o *starbursts* cuando estas coexisten con el **AGN**), como se usó en el caso de BHBs (Laurent et al., 2011). Después del éxito del instrumento COMPTEL a bordo del Observatorio de Rayos Gamma Compton (1991-2000), hace falta un detector en la banda de MeV. Futuras misiones de rayos  $\gamma$  en la banda del MeV como GRAMS (Aramaki et al., 2020), y en particular aquellas con instalaciones polarimétricas, como AMEGO (0.2MeV–10GeV, McEney et al. 2019), y COSI-X (0.2–5 MeV, Tomsick et al. 2019), podrían arrojar luz sobre estos temas y poner a prueba nuestro modelo.



### 3.A Apéndice: Parametrización de la tasa de acreción

La función fenomenológica que parametriza la transición suave entre el disco delgado y el **HAF** es

$$f(R) = \begin{cases} 0 & \text{if } R \leq R_{\text{tr}} \\ \frac{1-(R_{\text{tr}}/R)^b}{1-(R_{\text{tr}}/R_{\text{out}})^b} & \text{if } R_{\text{tr}} < R \leq R_{\text{out}} \\ 1 & \text{if } R_{\text{out}} < R. \end{cases} \quad (3.38)$$

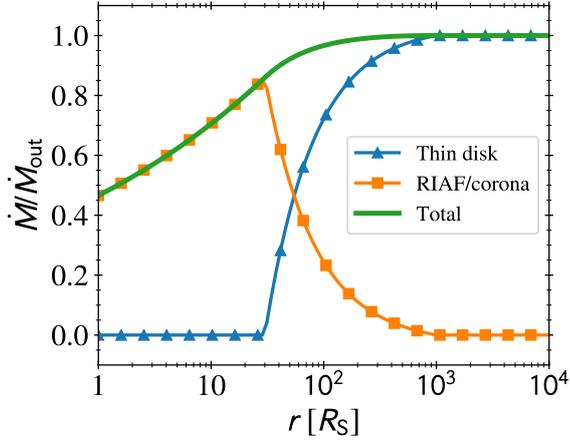
La tasa de pérdida de masa por vientos normalizada es

$$w(R) = \dot{M}_{\text{out}}^{-1} \int_{R_{\text{out}}}^R dR' \left. \frac{d\dot{M}}{dR'} \right|_{\text{winds}} = -s \int_{R_{\text{out}}}^R dR' \frac{g(R')}{R'}, \quad (3.39)$$

donde hemos tomado

$$\frac{d\dot{M}}{dR} = s \frac{\dot{M}_{\text{c}}(R)}{R}. \quad (3.40)$$

### 3.A. APÉNDICE: PARAMETRIZACIÓN DE LA TASA DE ACRECIÓN



**Figura 3.A.1:** Tasas de acreción involucradas en el modelo para  $r_{\text{tr}} = 30$ ,  $r_{\text{out}} = 10^3$ ,  $s = 0.2$  y  $b = 2$ .

Diferenciando la relación  $f(R) + g(R) = 1 - w(R)$ , obtenemos una ecuación diferencial ordinaria de primer orden para  $g(R)$ :

$$f'(R) + g'(R) = s \frac{g(R)}{R}, \quad (3.41)$$

cuya solución es

$$g(R) = (R/R_{\text{out}})^s - f(R) + s \int_R^{R_{\text{out}}} dR' \left( \frac{R}{R'} \right)^s \frac{f(R')}{R'}. \quad (3.42)$$

Reemplazando la Ec. 3.38 en la Ec. 3.42, se obtiene una solución analítica para  $g(R)$ . Esta solución satisface que  $g(R) = 0$  para  $R > R_{\text{out}}$  y  $g(R) \propto (R/R_{\text{tr}})^s$  para  $R < R_{\text{tr}}$ .

La Figura 3.A.1 muestra la tasa de acreción como función del radio  $r$  ( $= R/R_S$ ) para  $s = 0.2$ ,  $b = 2$ ,  $r_{\text{tr}} = 30$  y  $r_{\text{out}} = 10^3$ .

### CAPÍTULO 3. PROCESOS NO TÉRMICOS EN FLUJOS DE ACRECIÓN CALIENTES

---

## Fulguraciones en Sgr A\* producidas por fenómenos no térmicos

En mayo de 2019, Sgr A\*, el **SMBH** en el centro de nuestra Vía Láctea, experimentó una fulguración en la banda infraroja sin precedentes, donde su luminosidad alcanzó los niveles más altos jamás observados (Do et al., 2019). En este capítulo, proponemos un modelo para explicar dicha “súper”-fulguración. Consideramos que un evento muy rápido e intenso (“explosivo”) de aceleración de electrones hasta energías relativistas tuvo lugar en las partes más internas del flujo de acreción; la radiación sincrotrón de estos electrones produjo la fulguración. El mecanismo que podría causar este evento explosivo es la reconexión magnética en un régimen de turbulencia relativista. El monitoreo multi-longitud de onda de súper-fulguraciones de este tipo debería permitir una contrastación concreta del modelo de “explosión” no térmica propuesto, así como imponer mejores restricciones en el mecanismo que disparó la explosión.

### 4.1 Introducción

Sagittarius A\* (Sgr A\*) es un **SMBH** con una masa de  $M = 4 \times 10^6 M_{\odot}$  (GRAVITY Collaboration et al., 2019) localizado en el centro de la Vía Láctea, a 8.2 kpc de nosotros. Dada su proximidad, Sgr A\* presenta uno de los mejores laboratorios para estudiar la física de los flujos de acreción sobre agujeros negros (Falcke & Markoff, 2013). De hecho, en mayo de 2022, la colaboración **EHT** obtuvo una imagen de la sombra que produce este agujero negro contra el fondo luminoso producido por el flujo de acreción (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2022). Sgr A\* se ha detectado en la mayor parte del espectro electromagnético (e.g., Dibi et al. 2014). Su tasa de acreción extremadamente baja y su consecuente baja luminosidad observada en su estado de reposo ( $L_{\text{bol}} \sim 10^{36} \text{ erg s}^{-1} \sim 2 \times 10^{-9} L_{\text{Edd}}$ ), sugieren fuertemente que el flujo de acreción está en un estado de **eADAF** (e.g., Yuan & Narayan 2014; Event Horizon Telescope Collaboration et al. 2022) (ver Sec. 2.3.2).

Además de la emisión en su estado inactivo, Sgr A\* exhibe recurrentes fulguraciones en rayos X (e.g., Neilsen et al. 2013; Ponti et al. 2015) y en el infrarrojo cercano (NIR) (e.g., Genzel et al. 2003; Boyce et al. 2019). En particular, las fulguraciones en rayos X se observan con una recurrencia de  $\sim$  un día, con una duración típica de algunas decenas de minutos (Neilsen et al., 2013). Las más brillantes de estas fulguraciones en rayos X están  $\sim$  100 veces por encima del nivel de reposo (e.g., Nowak et al. 2012). Por su parte, las fulguraciones en el NIR son aún más frecuentes. Las fulguraciones de rayos X generalmente siguen a los del NIR después de algunas decenas de minutos, aunque hay numerosas fulguraciones en el NIR sin contraparte de rayos X (e.g., Eckart et al. 2006; Yusef-Zadeh et al. 2012; Ponti et al. 2017) (pero ver Fazio et al. 2018). Los destellos también se observan en longitudes de onda milimétricas y submilimétricas (e.g., Yusef-Zadeh et al. 2006; Stone et al. 2016); estos duran de horas a días y tienen amplitudes de  $\sim$  25 % del nivel de reposo (Yusef-Zadeh et al., 2008; Fazio et al., 2018).

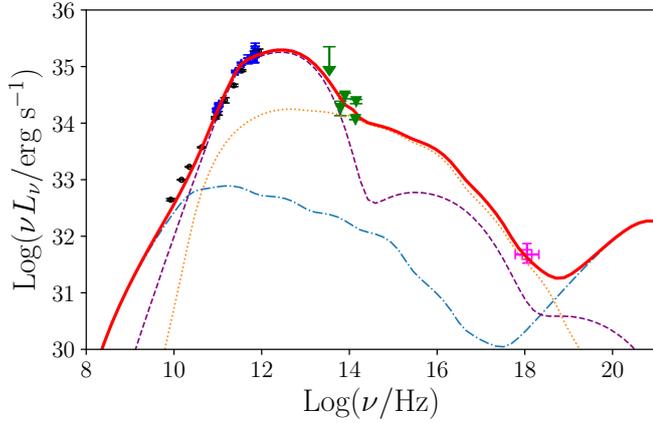
En mayo de 2019, Do et al. (2019) detectaron con el telescopio Keck una fulguración de Sgr A\* en el NIR más intensa que todas las observadas anteriormente —de ahora en adelante, la llamaremos “súper-fulguración”—. El flujo máximo observado excedió el valor histórico máximo por un factor 2, y la curva de luz luego mostró un factor de caída de 75 % en el flujo durante un período de tiempo de 2 horas. Do et al. (2019) sugirieron que un aumento en la tasa de acreción del SMBH podría ser la causa de la súper-fulguración, posiblemente debido al gas adicional depositado por el paso del objeto G2 en 2014 o de una estrella ventosa como S0-2 en 2018. Sin embargo, Ressler et al. (2018) argumentaron que el efecto de S0-2 en la estructura del HAF debería ser insignificante. Esto, combinado con el hecho de que el cúmulo de estrellas S no tiene estrellas conocidas más masivas que S0-2 cerca de Sgr A\*, representa un problema para el escenario de la “estrella ventosa”.

Aquí, proponemos un escenario completamente diferente para explicar la súper-fulguración, el cual no depende de un aumento de  $\dot{M}$ : un evento explosivo de aceleración de partículas a energías no térmicas en las partes más internas del flujo de acreción —una “explosión” no térmica. Este modelo explica cuantitativamente la curva de luz en el NIR y hace predicciones comprobables en otras longitudes de onda.

## 4.2 Modelo de acreción

Nuestro modelo para la emisión consiste en un HAF con poblaciones de electrones térmicos y no térmicos, siguiendo el enfoque desarrollado en el Cap. 2 (ver también Yuan et al. 2003). Si bien la estructura hidrodinámica del flujo (y, es decir, sus propiedades  $\rho$ ,  $\mathbf{v}$ ,  $T$ ) no varía con el tiempo, consideramos la posibilidad de que un mecanismo de aceleración no especificado produzca una rápida variabilidad en el número de partículas que siguen una distribución de energía no térmica.

Al igual que en el Capítulo anterior, tenemos en cuenta la presencia de vientos en el flujo al permitir que la tasa de acreción disminuya con el radio como  $\dot{M}(R) = \dot{M}_{\text{out}}(R/R_{\text{out}})^s$  (ver Ec. 2.47), con  $s = 0.25$ . Como sólo estamos interesados en las partes internas del flujo, consideramos la extensión del flujo de acreción sólo hasta  $R_{\text{out}} = 10^3 R_{\text{S}}$  donde suponemos una tasa de acreción  $\dot{M}_{\text{out}} \approx 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . Los otros parámetros del modelo son la fracción de energía turbulenta transferida directamente a los electrones  $\delta_e = 0.33$ , el parámetro de viscosidad  $\alpha = 0.1$  y el parámetro del plasma  $\beta = 9$ .



**Figura 4.1:** Distribución espectral de energía de Sgr A\* en el estado *quiescent*. La línea punteada representa la emisión de electrones no térmicos de las partes internas del flujo ( $R < 15R_S$ ). La línea discontinua representa la emisión sincrotrón térmica y la emisión IC. La línea con rayas y puntos es la emisión de las partes exteriores del flujo ( $R > 15R_S$ ), incluido el *Bremsstrahlung* térmico y el sincrotrón no térmico. La línea continua es la emisión total.

### 4.2.1 Estado estacionario

Sgr A\* es probablemente el agujero negro acretante más estudiado del Universo y las propiedades de su flujo de acreción están bastante bien establecidas. En particular, desde los trabajos de [Özel et al. \(2000\)](#) y [Yuan et al. \(2003\)](#) se considera que el flujo consiste en una población híbrida de partículas térmicas y no térmicas. Para reproducir la SED de Sgr A\* en el estado inactivo o *quiescent*, simplemente suponemos que en cada celda del HAF existe una población de electrones no térmicas, con una densidad de energía que es una fracción  $\eta_q = 0.4\%$  de la densidad de energía de los electrones térmicos. Además, suponemos que la población no térmica sigue una distribución de ley de potencia quebrada de la forma

$$N_q(\gamma; R) = \begin{cases} K_q(R) \gamma^{-p}, & \text{if } \gamma_{\min} \leq \gamma \leq \gamma_c, \\ K_q(R)(p-1)\gamma_c \gamma^{-(p+1)}, & \text{if } \gamma_c \leq \gamma \leq \gamma_{\max}. \end{cases} \quad (4.1)$$

donde  $N_q$  es la densidad numérica de los electrones en estado de reposo,  $\gamma$  es el factor de Lorentz de los electrones,  $p$  es el índice espectral con que estos son acelerados,  $\gamma_c$  es el factor de Lorentz del “quiebre por enfriamiento” (para el cual la escala temporal de acreción es igual a la escala temporal de enfriamiento sincrotrón,  $t_{\text{acc}} = t_{\text{cool}}(\gamma_c)$ , ver Sec. 4.4), y  $\gamma_{\min}$  y  $\gamma_{\max}$  denotan los factores de Lorentz mínimo y máximo de la distribución, respectivamente. Suponemos que los electrones térmicos radían localmente a través de los procesos de sincrotrón, *Bremsstrahlung* e IC (ver Sec. 2.3.6) que calculamos al igual que en el Capítulo anterior. Para los electrones no térmicos, sólo consideramos la emisión sincrotrón, y adoptamos un valor del índice espectral  $p = 3.6$ .

La Fig. 4.1 muestra la SED de Sgr A\* en el estado *quiescent* para el modelo determinado por los parámetros elegidos. Las observaciones son de [Liu et al. \(2016a\)](#) (radio, círculos oscuros), [Shcherbakov et al. \(2012\)](#) (radio, puntos azules), [Schödel et al. \(2011\)](#) (IR, triángulos verdes) y [Roberts et al. \(2017\)](#) (rayos X, cuadrado magenta). La protuberancia submilimétrica se debe a la radiación sincrotrón térmica, mientras que el exceso tanto en radio como en el IR es el resultado de radiación sincrotrón de los electrones no térmicos.

### 4.2.2 Fulguración

Nuestro modelo para la fulguración supone que por un mecanismo no especificado se convierte rápidamente una fracción de electrones de la población térmica con distribución Maxwelliana en una no térmica en un período muy breve —una “explosión no térmica”. En la Sec. 4.4 discutimos sobre los posibles mecanismos físicos que podrían haber producido tal evento.

Consideramos que el evento explosivo ocurre en una región extendida que va desde el radio  $R_{\text{in}}$  hasta  $R_{\text{max}}$ . La función de inyección de partículas no térmicas durante la fulguración es

$$\dot{N}_b(\gamma, R; t) = \dot{N}_b(\gamma, R)\delta(t), \quad (4.2)$$

donde  $\dot{N}_b(\gamma, R) = K_b(R)\gamma^{-p_b}$  y  $K_b(R)$  se determina imponiendo que en cada capa una fracción  $\eta_b > \eta_q$  de la energía térmica se transfiere a las partículas no térmicas. Seguimos la evolución de la población de electrones mientras estos son advectados hacia el horizonte de eventos y se enfrían por la emisión de radiación sincrotrón. La ecuación de transporte que gobierna la evolución de esta población es

ECUACIÓN DE  
TRANSPORTE PARA  
ELECTRONES DEL  
EVENTO EXPLOSIVO

$$\frac{\partial N_b(\gamma, R; t)}{\partial t} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} [R^2 v_R(R) N_b(\gamma, R; t)] + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[ \left( \frac{d\gamma}{dt} \right)_{\text{syn}} N_b(\gamma, R; t) \right] = \dot{N}_b(\gamma, R; t),$$

(4.3)

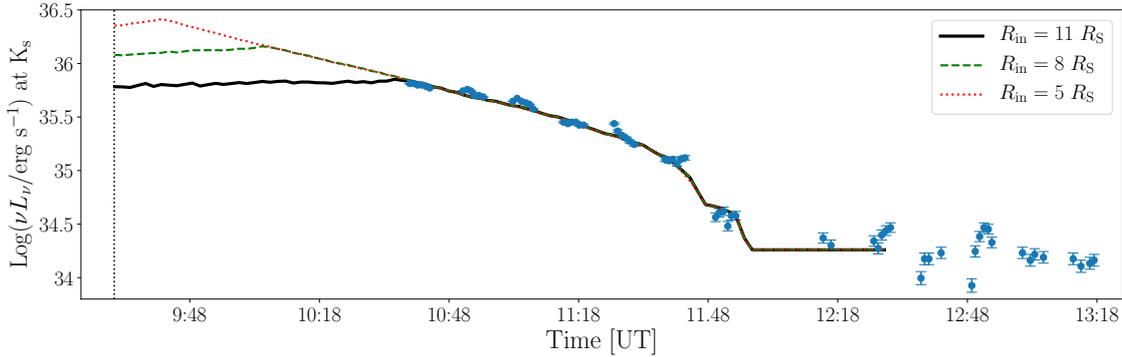
donde  $d\gamma/dt(\gamma, R)$  es la tasa de pérdida de energía por radiación sincrotrón y  $v_R(R)$  es la velocidad radial del flujo. Resolvemos la ecuación 4.3 por el método de las características. Hay cinco parámetros libres en el modelo:  $\eta_b$ , el índice espectral  $p_b$ ,  $R_{\text{in}}$ ,  $R_{\text{max}}$  y  $t_0$  que es el momento en el que se produce la aceleración explosiva de partículas.

## 4.3 Resultados

La Fig. 4.2 contiene el resultado principal de este capítulo: el modelo reproduce exitosamente la curva de luz de la súper-fulguración NIR de Sgr A\* observado en mayo de 2019. La Fig. muestra tres conjuntos de parámetros con diferentes tamaños iniciales de la región de emisión que reproducen igualmente bien el decaimiento en la emisión en el NIR. Los modelos reproducen la brusca disminución del flujo en los últimos diez minutos de observaciones, lo que se interpreta como la acreción de las últimas partículas no térmicas aceleradas en el estallido—aquellas cerca de  $R_{\text{max}}$  a  $t = 0$ .

Nuestro modelo de explosión no térmica predice que la duración de la fulguración, determinada por el tiempo de acreción, es la misma en todas las longitudes de onda. El modelo también predice que la pendiente de la curva de luz que sigue al estallido inicial depende de la longitud de onda. Ambas características se muestran en la Figura 4.3 que muestra curvas de luz en tres longitudes de onda diferentes: NIR, 1.3 mm (la longitud de onda del Event Horizon Telescope) y 2–8 keV (la banda de *Chandra* y *XMM-Newton*). La curva de luz en el NIR es relativamente insensible a la pendiente de la función de distribución de energía de los electrones, de modo que  $L_{\text{NIR}} \propto t^{-0.7}$ . Por el contrario, la emisión de radio en longitudes de onda milimétricas depende modestamente del índice de

## 4.4. DISCUSIÓN



**Figura 4.2:** Curva de luz de en el infrarrojo cercano de la súper-fulguración de Sgr A\*. Los puntos corresponden a las observaciones del Telescopio Keck de Do et al. (2019) y las líneas indican diferentes modelos de explosiones no térmicas. Los parámetros del modelo son  $\eta_b = 0.25$ ,  $p_b = 2.05$  y  $R_{\max} = 16R_S$ , para tres valores diferentes de  $R_{\text{in}}$ .

la ley de potencias  $p_b$ . Esta dependencia se puede aproximar fenomenológicamente como  $L_{\text{mm}} \propto t^{0.4-0.25p_b}$ . La curva de luz en rayos X puede describirse aproximadamente como  $L_X \propto t^{0.4}$  y depende débilmente de  $p_b$ . Las diferencias en la fenomenología de la curva de luz en distintas longitudes de onda nos permite afirmar que *una campaña de monitoreo de múltiples longitudes de onda de Sgr A\* durante una súper-fulguración en radio, NIR y rayos X debería permitir una prueba concreta de nuestro modelo.*

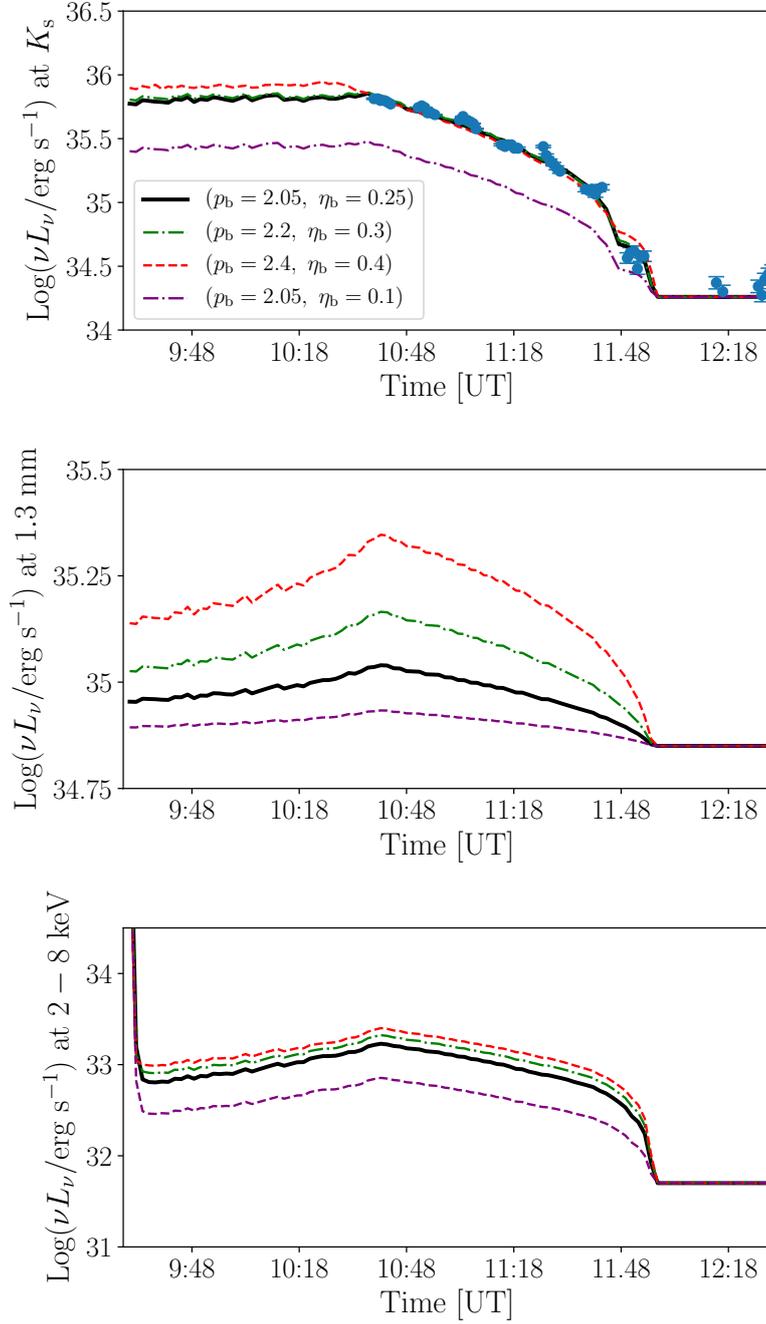
La figura 4.3 también muestra que hay más de una combinación de parámetros capaces de reproducir las observaciones NIR. Por ejemplo, el efecto de los parámetros  $p_b$  y  $\eta_b$  en la curva de luz es degenerado: un cambio en cualquiera de estos parámetros afecta sólo la luminosidad total en la banda infrarroja  $K_s$  pero no modifica la pendiente de la curva de luz. Esta degeneración puede romperse monitoreando Sgr A\* en otras longitudes de onda luego de una fulguración de este tipo. Un cambio en  $\eta_b$  sólomente, dejando  $p_b$  fijo, modifica la cantidad total de energía en la población no térmica, y por lo tanto la luminosidad a todos los tiempos y longitudes de onda. Esto se muestra en la Figura 4.3.

## 4.4 Discusión

### 4.4.1 Mecanismo de aceleración de partículas

¿Cuál es el mecanismo responsable de la explosión no térmica en Sgr A\*? Los flujos de acreción sobre agujeros negros son plasmas relativistas altamente turbulentos y magnetizados (e.g., Porth et al. 2019). Por ende, posibles causantes del evento son los fenómenos de reconexión magnética y/o la aceleración por turbulencia. De hecho, la reconexión magnética se ha considerado para explicar las fulguraciones recurrentes de rayos X e IR observados en esta fuente (e.g., Ball et al. 2018a). Por otro lado, los choques son poco probables en plasmas tan magnetizados (e.g., Sironi et al. 2015a).

Soluciones numéricas de la ecuación de Vlasov para plasmas astrofísicos—i.e. simulacio-



**Figura 4.3:** Emisión predicha de fulguraciones para tres longitudes de onda: infrarrojo cercano (panel superior), 1.3 mm (panel central) y rayos X (2–8 keV; panel inferior). Se muestran tres valores diferentes del índice espectral de la distribución no térmica más un modelo con el mismo índice espectral que nuestro modelo fiduciario pero con un valor menor de  $\eta_b$ .

#### 4.4. DISCUSIÓN

nes **PIC**—muestran que: (i) eventos de reconexión magnética con magnetizaciones altas<sup>1</sup> de  $\sigma \gtrsim 10$  conducen a poblaciones de partículas que siguen distribuciones de energía de ley de potencia con un índice  $p$  que varía entre 1 y 2 (e.g., [Sironi & Spitkovsky 2014](#); [Guo et al. 2014](#)), (ii) la aceleración por turbulencia en el régimen relativista<sup>2</sup> conduce a un índice de ley de potencia más cercano a 2 ([Comisso & Sironi, 2019](#)) y (iii) la reconexión puede depositar una gran fracción (hasta alrededor de 50 %) de la energía disipada en electrones no térmicos.

Hemos encontrado que los modelos con  $p_b$  entre 2 y 2.5 y  $\eta_b \approx 0.25$  pueden explicar la evolución de la fulguración en el **NIR**. Las distribuciones de energía con estos parámetros son consistentes con haber sido producidas dentro de  $\sim 10R_S$  del horizonte de eventos por un evento de reconexión magnética rápida o un evento de reconexión seguido por una aceleración de turbulencia relativista. Por ejemplo, de acuerdo con las simulaciones **PIC** de [Petropoulou et al. \(2016\)](#), un evento de reconexión aislado con  $\sigma \approx 10$  debería producir electrones no térmicos con los valores requeridos de  $p_b$  y  $\eta_b$ .

Simulaciones **GRMHD** globales como las realizadas por [Ball et al. \(2018a\)](#) demuestran que  $\sigma$  está correlacionado con el parámetro  $\beta$  del plasma. Los valores de  $\sigma \gtrsim 10$  necesarios para explicar la súper-fulguración sólo se alcanzan en configuraciones con grandes cantidades de flujo magnético cerca del horizonte de eventos, es decir, en un estado **MAD** para el flujo (ver Sec. 1.2.2)—en regiones del flujo de acreción en las que  $\beta \sim 0.1$ <sup>3</sup> ([Ball et al., 2018a](#)). En nuestro modelo de curva de luz fiduciario, la cantidad total de energía magnética involucrada en el estallido es  $\sim 3 \times 10^{40}$  erg s<sup>-1</sup>. Los modelos **MAD** de [Ball et al. \(2018a\)](#) alcanzan como máximo  $\sim 10^{39}$  erg s<sup>-1</sup> para  $\sigma \approx 10$ , por lo tanto, una explosión no térmica necesita valores inusualmente grandes de  $B$ —tres veces mayor que los valores pico de  $B$  alcanzados en los modelos **MAD**. Esto explicaría por qué las súper-fulguraciones como la observada en mayo de 2019 son extremadamente raras.

#### 4.4.2 Escalas temporales

Las escalas temporales relevantes para nuestro problema son la de enfriamiento de electrones y la de acreción. Curiosamente, durante la evolución de la población no térmica estas dos escalas temporales son comparables. La escala temporal de enfriamiento sincrotrón para un electrón de factor de Lorentz  $\gamma$  es

$$t_{\text{syn}} \approx 7.74 \times 10^6 \left( \frac{B}{10 \text{ G}} \right)^{-2} \gamma^{-1} \text{ s.} \quad (4.4)$$

<sup>1</sup>El parámetro de magnetización se define como  $\sigma \equiv B^2/4\pi\rho c^2$ , donde  $B$  es la intensidad del campo de inducción magnética y  $\rho$  es la densidad de masa—todas las cantidades medidas en el marco de referencia en reposo del fluido.

<sup>2</sup>De aquí en adelante, por relativista queremos decir que la energía magnética media por partícula es mayor que la energía en reposo.

<sup>3</sup>Aquí hemos tomado un valor más grande de  $\beta$  para modelar el flujo de acreción en su estado estacionario. No obstante, en situaciones realistas, el factor  $\beta$  puede cambiar drásticamente en distintas regiones del flujo, pudiendo alcanzar valores de  $\beta \lesssim 0.1$  en la región **MAD**. Incluir este efecto está fuera del alcance de nuestro trabajo, pero, de todas maneras, no cambia drásticamente la forma del espectro de un **HAF** ([Xie & Zdziarski, 2019](#)).

Si el electrón tiene un factor de Lorentz correspondiente a que su emisión sincrotrón caiga en la banda **NIR**, el tiempo de enfriamiento resulta aproximadamente

$$t_{\text{syn}} \approx \left( \frac{B}{10 \text{ G}} \right)^{-3/2} \text{ h.} \quad (4.5)$$

Para campos magnéticos del orden de 10 G, como los encontrados para Sgr A\* a  $\approx 5R_S$ , el tiempo de enfriamiento es del orden de una hora.

La escala temporal de acreción se define como  $t_{\text{acc}} = R/|v_R|$ . Usando la solución de **HAF** auto-similar de [Narayan & Yi \(1994\)](#), obtenemos una estimación de primer orden de esta escala de tiempo como

$$t_{\text{acc}} \approx 3\alpha(R/R_S)^{3/2} \text{ h.} \quad (4.6)$$

Para  $\alpha = 0.1$  y  $R \approx 10R_S$ ,  $t_{\text{acc}} \sim 10 \text{ h}$ .

En los modelos que se muestran en la Figura 4.2, la duración de la fulguración está determinada principalmente por la escala temporal de acreción, pero la pendiente también depende del enfriamiento de los electrones. Sin embargo, nos encontramos con que un modelo que sólo tiene en cuenta el enfriamiento de electrones que se mantienen a una distancia fija del agujero —es decir experimentando un movimiento convectivo— también se ajusta bien a los datos. Esto muestra que el enfriamiento puede tener un efecto tan importante como la acreción en nuestro modelo.

## 4.5 Resumen

Sgr A\* experimentó una fulguración en el **NIR** extremadamente fuerte y sin precedentes en mayo de 2019, cuando su luminosidad en esta banda alcanzó los niveles más altos alcanzados jamás. Hemos explicado esta súper-fulguración con un modelo de “estallido” no térmico, donde se aceleran electrones en un tiempo muy corto en una distribución no térmica; estos electrones posteriormente se enfrían mientras son transportados hacia el agujero negro. Su emisión sincrotrón es la responsable de la fulguración. Además de explicar la curva de luz **NIR**, nuestro modelo predice que los flujos de radio y rayos X deberían decaer con el tiempo de manera similar. En particular, la curva de luz de radio en longitudes de onda milimétricas es sensible a la distribución de energía de las partículas y a la eficiencia de disipación.

La explosión no térmica habría ocurrido en una región que abarca una longitud de  $\sim 5R_S$  en las partes más internas del flujo de acreción, y probablemente se deba a un evento de reconexión magnética que involucró campos magnéticos inusualmente fuertes y una alta magnetización, es decir,  $\sigma \gtrsim 10$ , o un evento de reconexión similar pero seguido por la aceleración de los electrones por la turbulencia.

Un monitoreo de Sgr A\* en múltiples longitudes de onda de súper-fulguraciones similares en radio, **NIR** y rayos X debería permitir una contrastación concreta del modelo de explosión no térmica, así como restringir mejor el mecanismo que desencadenó el evento. La investigación teórica futura debería analizar las consecuencias observacionales de la reconexión relativista y la aceleración por turbulencia relativista utilizando configuraciones de campo magnético realistas apropiadas para el **SMBH** en nuestro centro galáctico, combinando las herramientas de simulaciones multidimensionales **GRMHD** y **PIC**.

---

---

## Flujos de acreción calientes y contenido de materia en *jets*

La generación de *jets* relativistas en agujeros negros acretantes, e.g., en los blazares, es un problema complejo con muchas preguntas abiertas que aún no tienen una respuesta certera. Estos *jets* relativistas se producen por la acumulación de materia y campos magnéticos en la vecindad de agujeros negros rotantes. Los efectos de arrastre ergosférico lanzan un flujo de Poynting en las direcciones polares del agujero negro. Recientemente, observaciones de muy alta resolución del *jet* en la radio galaxia cercana M87, así como la evidencia de variabilidad extremadamente rápida en la radiación no térmica de varios otros objetos sugieren la presencia de partículas cargadas que producen emisión sincrotrón y rayos  $\gamma$  en regiones de la base del *jet* muy cercanas al agujero negro. Cómo se inyectan estas partículas en el *jet* altamente magnetizado es un misterio. Aquí, exploramos la posibilidad de que procesos no térmicos en el flujo de acreción sobre el agujero negro puedan, mediante interacciones y decaimientos, cargar al *jet* con partículas cargadas en escalas de unos pocos radios de Schwarzschild.

### 5.1 Introducción

El ingrediente básico para la producción de *jets* relativistas son la acreción de materia y campos magnéticos sobre un objeto gravitante (Sruuit, 2010) (ver Sec. 1.3); de hecho, la potencia de un *jet* suele estar directamente relacionada con la potencia de acreción  $Mc^2$ :  $L_{\text{jet}} = qMc^2$  (Falcke & Biermann, 1995; Romero & Vila, 2014). Mientras que en microcuásares galácticos como Cyg X-1,  $q \sim 0.1$  (Pepe et al., 2015), algunas fuentes extragalácticas pueden ser mucho más eficientes. En particular, los Flat Spectrum Radio Quasars y otros tipos de blazares pueden alcanzar valores mucho más altos de  $q$ ; en muchos casos incluso con  $q > 1$ . Esto indicaría una eficiencia en la producción del *jet* mayor al 100%, lo que requiere la extracción directa de energía del agujero negro. Esta situación se vuelve posible cuando la presión magnética cerca del agujero negro excede la presión del

gas que cae y el flujo se encuentra en un estado **MAD** (ver Sec. 1.2.2)

La potencia del *jet* lanzado por el mecanismo de **BZ** está dada por la Ec. 1.35, o en unidades convenientes,

$$P_{\text{BZ}} \approx 10^{46} \left( \frac{B}{10^4 \text{G}} \right)^2 \left( \frac{M}{10^9 M_{\odot}} \right)^2 a^2 \text{ erg s}^{-1}. \quad (5.1)$$

La Ecuación 5.1 muestra que un agujero negro que rota rápidamente y es alimentado por un **MAD** puede producir un *jet* en forma de flujo de Poynting con una eficiencia  $\eta_{\text{BZ}} = P_{\text{BZ}}/\dot{M}c^2 \gg 1$ .

Un problema importante a tratar es el de cómo este flujo electromagnético puede cargarse con masa inmediatamente después de ser lanzado por la ergosfera. Varios autores han abordado esta cuestión y han propuesto diversos mecanismos para la inyección de partículas: creación de pares a través de colisiones de fotones MeV (Mościbrodzka et al., 2011; Levinson & Rieger, 2011) y/o fotones de rayos  $\gamma$  más energéticos (Kimura & Toma, 2020) producidos en el flujo de acreción, cascadas electromagnéticas en la región polar (Hirotani & Okamoto, 1998; Broderick & Tchekhovskoy, 2015), e inyección hadrónica vía decaimiento de neutrones (Kimura et al., 2014; Toma & Takahara, 2012; Vila et al., 2014). En este artículo, discutimos cuantitativamente las contribuciones relativas de cada uno de estos mecanismos. En particular, exploramos en detalle el papel que podrían desempeñar los procesos no térmicos dentro del flujo de acreción que potencia al *jet*.

El resto de este capítulo se estructura de la siguiente manera. En la Sec. 5.2 enunciamos la naturaleza del problema tratado. La Sec. 5.3 está dedicada a la caracterización del entorno del agujero negro, incluida la estructura del flujo de acreción y la radiación asociada. La Sec. 5.4 analiza los diferentes mecanismos para la inyección de pares  $e^{\pm}$  en la base del *jet*, mientras que la Sec. 5.5 trata sobre la inyección de bariones. La inyección total se analiza en la Sec. 5.6. Finalmente, las Secs. 5.7 y 5.8 presentan algunas discusiones adicionales y nuestras conclusiones generales.

## 5.2 El problema

Las características básicas del modelo magnético para la generación de *jets* relativistas descritas anteriormente son las siguientes (Koide et al., 2000, 2002; Meier et al., 2001; Tchekhovskoy, 2015):

1. Los *jets* relativistas son producidos por agujeros negros que rotan rápidamente y son alimentados por flujos de acreción magnetizados.
2. La fuente de energía última de los *jets* es la energía rotacional del agujero negro.
3. La energía se extrae mediante mecanismos magnéticos en la forma de un flujo de Poynting.
4. La colimación del *jet* se debe al medio externo fuera de la zona **MAD**<sup>a</sup>.
5. La aceleración del *jet* ocurre debido a la conversión de la energía electromagnética del flujo en energía cinética.

<sup>a</sup>La autocolimación magnética debida al componente toroidal del campo no es efectiva en flujos de plasma relativistas debido a inestabilidades de torsión (Eichler, 1993), por lo que el confinamiento por la presión y la inercia de un medio externo parece ser esencial (Globus & Levinson, 2016).

A pesar de que se espera que la región de evacuación del *jet* alrededor del eje de rotación del agujero negro esté libre de plasma, imágenes de muy alta resolución de la fuente central del AGN cercano M87 obtenidas con el Event Horizon Telescope (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019a) a 230 GHz, junto con datos de Very Long Baseline Array a 43 y 86 GHz (Hada et al., 2013) revelan la existencia de emisión de radiación electromagnética asociada con el *jet* a distancias del SMBH tan pequeñas como  $\sim 10$  radios gravitacionales (Hada et al., 2017). Esta radiación es producida por electrones o positrones relativistas inyectados y acelerados por algún mecanismo en la base del *jet*. El *jet* también acelera plasmones desde velocidades de  $\approx 0.3c$  a  $0.5$  mas del agujero negro hasta  $\approx 2.7c$  a  $20$  mas ( $1 \text{ mas} \approx 250 R_g$ ) (Park et al., 2019), lo que muestra una conversión eficiente de energía magnética en energía cinética e interna del gas emisor. Sin embargo, la evolución cinemática del *jet* es bastante compleja, como lo revelan numerosas investigaciones (Asada et al., 2014; Hada et al., 2017; Walker et al., 2008).

¿Cuál es el origen de estas partículas cargadas tan cerca del agujero negro? En la región MAD, el campo magnético es del orden de magnitud dado por la Ec. 1.28, es decir,  $B_{\text{MAD}} \lesssim 10^3 \text{ G}^1$ . Este campo de inducción magnética tan intenso puede impedir eficientemente la penetración de partículas cargadas del flujo de acreción o de su viento en la región del *jet*.

El radio de Schwarzschild del SMBH en M87 es de  $\sim 10^{15}$  cm. Esto establece una escala de tamaño para la región de lanzamiento del *jet*. Por otro lado, el radio de Larmor de un protón con energía  $\gamma_p m_p c^2$  es

$$r_L = \frac{\gamma_p m_p c^2}{eB} \simeq 3 \times 10^5 \gamma_p \left( \frac{B}{10^3 \text{ G}} \right)^{-1} \text{ cm.} \quad (5.2)$$

Claramente, los protones, incluso los muy relativistas, no pueden inyectarse directamente desde el exterior: el campo magnético los desvía en escalas que son órdenes de magnitud más pequeñas que el radio del *jet*. Para los electrones, la situación es  $\sim 2000$  veces peor.

En las Secs. 5.4 y 5.5 discutiremos algunas formas indirectas de inyección de partículas en la base del *jet*. Sin embargo, primero, es útil tener una mejor caracterización del entorno del SMBH.

## 5.3 El entorno del agujero negro

Como ya discutimos en el Cap. 1, la esfera de influencia gravitacional directa del agujero negro se extiende hasta el llamado radio de Bondi:  $r_B = 2GM/c_s^2$  (Bondi, 1952),

<sup>1</sup>Para un MAD, la relación  $H/R$  es bastante pequeña debido a la presión magnética (digamos  $H/R \approx 0.05$ ) y luego aumenta con  $R$ ; ver las simulaciones en Tchekhovskoy et al. (2011). Los demás valores adoptados corresponden aproximadamente a los de M87.

donde la energía potencial gravitatoria es igual a la energía térmica del gas. En unidades convenientes:

$$r_B \simeq 0.1 \left( \frac{k_B T}{\text{keV}} \right)^{-1} \left( \frac{M}{10^9 M_\odot} \right) \text{ kpc} \simeq 10^6 R_S, \quad (5.3)$$

donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann y  $T$  es la temperatura del gas. La materia que ingresa en la esfera de Bondi cae hacia el agujero negro y eventualmente podrá ser acretada. La tasa de masa que cruza la esfera de Bondi,  $\dot{M}_B$ , es

$$\dot{M}_B = 4\pi r_B^2 n m_p c_s(r_B) \simeq 0.1 \left( \frac{k_B T}{\text{keV}} \right)^{-3/2} \left( \frac{M}{10^9 M_\odot} \right)^2 \left( \frac{n}{0.1 \text{ cm}^{-3}} \right) M_\odot \text{ yr}^{-1}, \quad (5.4)$$

donde  $n$  es la densidad del gas en el medio,  $c_s$  es la velocidad del sonido y  $m_p$  es la masa del protón.

Los **HAF** son más eficientes que los discos delgados para lanzar y colimar *jets* relativistas. No está completamente claro por qué esto es así, pero probablemente esté relacionado con la advección más eficiente de las líneas de campo magnético en los flujos de acreción calientes en comparación con los discos delgados, y con el espesor geométrico mucho más alto, lo que podría ayudar a confinar y colimar también el *jet* (ver Sec. 2.3.3). Adicionalmente, como discutimos en los capítulos anteriores, los **HAF** pueden ser ambientes propicios para la aceleración de partículas hasta energías no térmicas. Estas, a su vez, pueden jugar un rol importante en la inyección de partículas cargadas en la base del *jet*.

Consideremos un ejemplo fiduciario relativamente optimista para un **HAF** alrededor de un agujero negro supermasivo con una masa de  $10^9 M_\odot$ , que se extiende desde  $100 R_S$  hasta el horizonte de eventos, con una tasa de acreción de  $\dot{M} = 0.01 \dot{M}_{\text{Edd}}$ . Para simular aproximadamente un flujo de acreción en un régimen **MAD**, adoptaremos  $\beta = 0.1$ , es decir, consideramos un flujo dominado magnéticamente (Kimura & Toma, 2020). Los parámetros restantes se fijan a los valores estándar, que se muestran en la tabla 5.1.

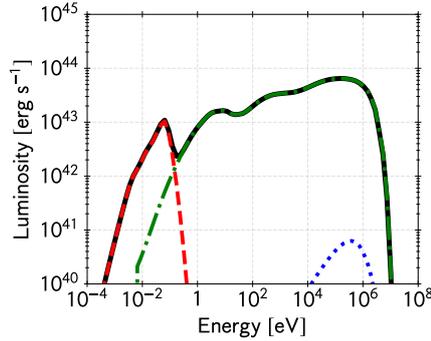
**Tabla 5.1:** Parámetros de nuestro modelo fiduciario de un flujo de acreción caliente magnetizado.

Parámetro [Unidades]	Valor
$M$ masa del agujero negro [ $M_\odot$ ]	$10^9$
$\dot{M}$ tasa de acreción [ $\dot{M}_{\text{Edd}}$ ]	0.01
$R_{\text{out}}$ radio exterior [ $R_S$ ]	100
$\alpha$ parámetro de viscosidad	0.3
$\beta$ parámetro del plasma	0.1
$\delta_e$ fracción de energía que calienta electrones	0.1
$\xi$ fracción de la potencia de acreción en partículas no térmicas	0.05
$L_{e,p}$ cociente entre potencia no térmica de electrones y protones	$10^{-3}$
$\eta_{\text{acc}}$ eficiencia de aceleración	$10^{-3}$
$p$ índice espectral de inyección	2

La Fig. 5.1 muestra la **SED** producida por el **HAF** definido por los parámetros de la tabla 5.1. La emisión sincrotrón domina en longitudes de onda milimétricas<sup>2</sup>, mientras que

<sup>2</sup>Para facilitar la comparación, recordamos que el rango entre 30 GHz y 300 GHz corresponde a un rango de longitud de onda de 10 a 1 mm o, equivalentemente, a una energía del fotón de entre 0.1 y 1.2 meV.

**Figura 5.1:** Distribución espectral de energía espectral para la emisión de electrones térmicos en el flujo de acreción caliente para nuestro modelo fiduciario (consulte la tabla 5.1). Se muestran los diferentes procesos de emisión. Sincrotrón: rojo punteado, *Bremsstrahlung*: azul punteado y Compton inverso: verde punteado (varios picos). La curva sólida negra es la emisión total.



la radiación IC domina por completo sobre *Bremsstrahlung* a energías más altas, hasta la banda del MeV.

Suponemos ahora que una fracción de las partículas en el plasma está siendo acelerada de forma continua a energías relativistas. Se espera que varios mecanismos inyecten partículas no térmicas en los HAF. Los más plausibles son la DSA (viable solo en regímenes que no están dominados magnéticamente Drury 1983), la reconexión magnética (Drury, 2012; Lazarian et al., 2015) y la SDA a través de la turbulencia (Stawarz & Petrosian, 2008) (ver Sec. 3.6.1).

Sin entrar en demasiado detalle, supondremos que un mecanismo no especificado actúa sobre una porción de las partículas del plasma térmico y las acelera en una distribución de energía tipo ley de potencias con índice  $p$ :

$$Q(E) = Q_0 E^{-p} e^{-E/E_{\text{cut}}}, \quad (5.5)$$

donde  $E_{\text{cut}}$  es la energía de corte y  $Q_0$  es una constante de normalización. Suponemos, además, que la potencia no térmica es  $L_{\text{inj}} \equiv \int EQ(E)dE = \xi \dot{M}c^2$ , donde  $\xi < 1$ . El parámetro  $\xi$  no puede ser muy alto, de lo contrario, la presión de las partículas relativistas aceleradas localmente, es decir, los rayos cósmicos, podría exceder la presión térmica. Elegimos un valor optimista de  $\xi = 0.05$  y comprobamos que la presión de rayos cósmicos permanezca  $\lesssim 10\%$  de la presión térmica. El flujo difuso de neutrinos podría imponer una restricción de observación adicional sobre este parámetro (ver, por ejemplo, Kimura et al. 2015).

Dado que nuestro modelo considera la dependencia radial del fluido, dividimos la potencia no térmica en las diferentes regiones del HAF de tal manera que  $Q_0(R) \propto u_{\text{th}}(R)(|v_R|/R)$ , donde  $u_{\text{th}}(R)$  es la densidad de energía en partículas térmicas en la posición  $R$ . La energía de corte resulta del balance entre las escalas de tiempo de aceleración, escape y enfriamiento. Parametrizamos el tiempo de aceleración como  $t_{\text{acc}} = E/\eta_{\text{acc}}eBc$ , donde  $\eta_{\text{acc}} = 10^{-3}$  es la eficiencia de aceleración y  $e$  es la carga del electrón.

Para obtener la distribución de energía de partículas en estado estacionario  $N(E, R)$ , resolvemos numéricamente la siguiente ecuación de transporte (e.g., Schlickeiser 2002):

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left[ v_R(R) R^2 N(E, R) \right] + \frac{\partial}{\partial E} \left[ b(E, R) N(E, R) \right] + \frac{N(E, R)}{t_{\text{diff}}} = Q(E, R). \quad (5.6)$$

ECUACIÓN DE  
TRANSPORTE

Aquí,  $b(E, R) \equiv dE/dt$  es la tasa de pérdida de energía por todos los procesos de enfriamiento considerados y  $t_{\text{diff}}$  es la escala de tiempo de difusión espacial. El primer término de esta

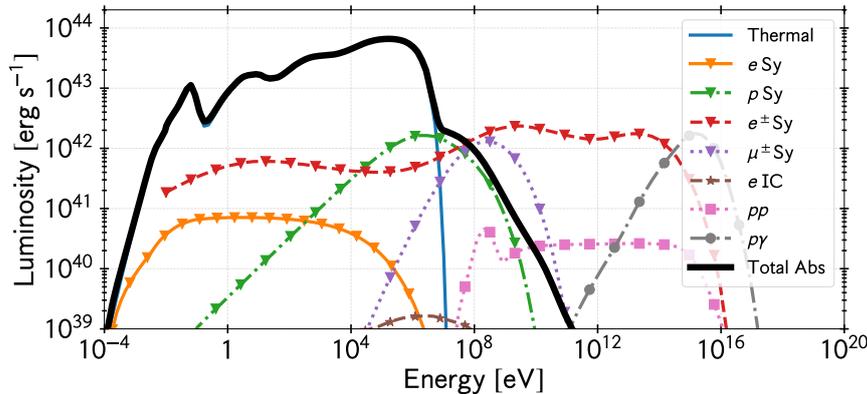
ecuación representa la advección de las partículas, el segundo las pérdidas por radiación y el tercero el escape por difusión de las partículas. En estado estacionario, estos términos deberían ser iguales a la función de inyección de partículas.

Una vez que obtenemos  $N(E, R)$ , calculamos la emisión por los diferentes procesos que conducen a la radiación de fotones de alta energía y otros subproductos. Los mecanismos radiativos incluyen radiación sincrotrón y dispersión **IC** para los electrones, y sincrotrón, colisiones protón-protón inelásticas (pp) e interacciones fotohadrónicas ( $p\gamma$ ) para protones. Además, calculamos la producción de partículas secundarias, a saber, piones cargados, muones y pares de electrones/positrones secundarios. Los piones cargados son producidos por colisiones inelásticas de  $p\gamma$  y pp, y decaen en neutrinos y muones con un tiempo de vida medio de  $\tau_{\pi^\pm} \simeq 2.6 \times 10^{-8}$  s. Los muones, a su vez, decaen en neutrinos y electrones/positrones con una vida media de  $\tau_\mu \simeq 2.2 \times 10^{-6}$  s. La menor masa y el mayor tiempo de vida de los muones les permite enfriarse mediante radiación sincrotrón y contribuir al espectro electromagnético de alta energía (Reynoso & Romero, 2009). Los pares de  $e^\pm$  también se producen directamente mediante colisiones fotohadrónicas a través del canal **BH** y la producción de fotopares ( $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ ). Para una descripción detallada del modelo aplicado aquí y para una discusión más profunda sobre los procesos no térmicos en los flujos de acreción en caliente, ver el Cap. 3 (Gutiérrez et al., 2021), y también Romero et al. (2010); Vieyro & Romero (2012).

Teniendo en cuenta todos los procesos mencionados, calculamos la emisión electromagnética no térmica para el modelo definido por los parámetros enumerados en la tabla 5.1. La Fig. 5.2 muestra la **SED** resultante de todos los procesos involucrados. La emisión sincrotrón e **IC** de electrones directamente acelerados es muy baja debido al bajo valor de  $L_{e,p}$  asumido; no obstante, la emisión por estos procesos de los pares  $e^+e^-$  secundarios —de origen hadrónico— es muy intensa y domina completamente la emisión a altas energías. Las interacciones pp producen una contribución insignificante debido a las bajas densidades del plasma. La radiación sincrotrón de protones y muones contribuye en el rango MeV–GeV, y la radiación  $\gamma$  por el decaimiento de piones neutros creados en interacciones fotohadrónicas ( $p\gamma$ ) es el mecanismo de emisión dominante a muy altas energías. A pesar de las altas luminosidades intrínsecas de rayos  $\gamma$  que se pueden alcanzar en estos sistemas, se espera que muy poca radiación escape, ya que el parámetro de compacticidad<sup>3</sup> es muy grande y la absorción interna es muy intensa; por el contrario, la radiación  $\gamma$  es reprocesada y emitida a energías más bajas.

---

<sup>3</sup>El parámetro adimensional de compacticidad  $l$  de una fuente de rayos  $\gamma$  de tamaño  $R$  está definido por  $l := L\sigma_T/Rm_e c^3$ , donde  $L$  es la luminosidad. Una compacticidad  $l < 1$  significa que la fuente de radiación se autoabsorbe a través de la creación de pares.



**Figura 5.2:** Distribución de energía espectral completa producida por partículas térmicas y no térmicas en el flujo de acreción caliente para nuestro modelo fiduciario (consulte la tabla 5.1). El estilo de línea, marcador y color de los diferentes procesos de emisión se detallan en la leyenda. *Thermal*: Emisión total de electrones térmicos (ver también Figura 5.1). *e Sy*: Emisión sincrotrón por electrones primarios no térmicos. *p Sy*: Emisión sincrotrón por protones no térmicos. *e<sup>±</sup> Sy*: Emisión sincrotrón por electrones secundarios y positrones. *μ<sup>±</sup> Sy*: Emisión sincrotrón de muones. *e IC*: Emisión Compton inversa por electrones primarios no térmicos. *pp*: Decaimiento de piones neutros a través de colisiones inelásticas protón-protón. *pγ*: Decaimiento de piones neutros a través de colisiones fotohadrónicas inelásticas. *Total Abs*: Radiación electromagnética total teniendo en cuenta la fotoabsorción interna.

La opacidad a la absorción de neutrinos es mucho menor que a los rayos  $\gamma$ , por lo que los primeros pueden escapar. Las observaciones actuales parecen limitar la fracción de la potencia de acreción en **HAF** que va a rayos cósmicos a menos del 1% (Kimura et al., 2015). Aunque tenemos  $\xi = 0.05$  en nuestro modelo fiduciario (consulte la Tabla 5.1), no pretendemos que este modelo sea representativo de las fuentes típicas de neutrinos, que en general podrían tener un contenido hadrónico no térmico más bajo (Kimura et al., 2019a).

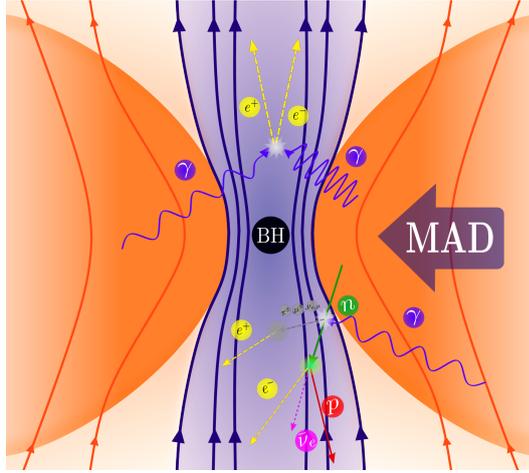


A continuación, investigamos cómo las partículas neutras (fotones y neutrones) producidas en el flujo de acreción a través de los procesos discutidos anteriormente pueden depositar partículas cargadas en la base del *jet*. La Fig. 5.3 muestra un esquema cualitativo del sistema de acreción donde se ilustran los principales mecanismos de inyección directamente mediados por procesos *microfísicos* en el **HAF**:

- Inyección de pares  $e^+e^-$  por foto-aniquilación. Esto puede ocurrir ya sea por la colisión de dos fotones de similar energía ( $\sim$  MeV, los cuales son abundantemente producidos en los **HAF**) o de un fotón muy energético (producido por procesos no térmicos) y uno de baja energía.
- Inyección de electrones y protones por el decaimiento  $\beta$  de neutrones.
- Inyección de pares por el decaimiento de muones, cuyo origen está en interaccio-

POSIBLES MECANISMOS DE INYECCIÓN DE PARTÍCULAS CARGADAS EN LA BASE DEL *jet*

- nes foto-hadrónicas de los neutrones:  $n + \gamma \rightarrow \pi^\pm + \dots \rightarrow \mu^\pm + \dots \rightarrow e^\pm + \dots$ .
- Inyección de protones por interacciones foto-hadrónicas de neutrones:  $n + \gamma \rightarrow p + \pi^-$ .
  - Inyección de pares por el mecanismo de BH, una vez que se han inyectado protones por otro mecanismo.



**Figura 5.3:** Diagrama esquemático que muestra los diferentes componentes de un flujo MAD hacia un agujero negro y los principales mecanismos de inyección de partículas en la base del *jet*: inyección de leptones mediante aniquilación de fotones y decaimientos mediados por neutrones, e inyección de bariones (protones) mediante decaimientos mediados por neutrones.

## 5.4 Inyección de pares $e^+e^-$

### 5.4.1 Aniquilación directa de fotones

La aniquilación directa de fotones puede ocurrir de dos maneras en el contexto de los HAF: dos fotones con energía similar ( $\sim$ MeV) colisionan (Mościbrodzka et al., 2011; Levinson & Rieger, 2011), o un fotón de alta energía se aniquila con un fotón de baja energía. Ambas interacciones dan como resultado la creación de un par  $e^+e^-$ . Los fotones MeV son abundantes en HAF debido a la Comptonización. Fotones  $\gamma$  más energéticos son producidos siempre y cuando ocurran procesos no térmicos en el flujo; estos fotones pueden luego ser absorbidos en el campo infrarrojo generado por sincrotrón (ver Fig. 5.2).

La opacidad a la propagación de un fotón de rayos gamma de energía  $E_\gamma$  en un campo de fotones de densidad  $n_{\text{ph}}(\varepsilon, r)$  es (Gould & Schröder, 1967)

$$\tau_{\gamma\gamma}(E_\gamma) = \frac{1}{2} \int_l \int_{\varepsilon_{\text{th}}}^{\varepsilon_{\text{max}}} \int_{-1}^{\mu_{\text{max}}} (1 - \mu) \sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, \varepsilon, \mu) n_{\text{ph}}(\varepsilon, r) d\mu d\varepsilon dl. \quad (5.7)$$

Aquí,  $\mu = \cos \vartheta$ , donde  $\vartheta$  es el ángulo entre los momentos de los fotones que chocan,  $l$  es la trayectoria del fotón y la sección eficaz de la interacción está dada por

$$\sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, \varepsilon, \vartheta) = \frac{3}{16} \sigma_T (1 - \beta_{e^\pm}^2) \left[ (3 - \beta_{e^\pm}^4) \ln \left( \frac{1 + \beta_{e^\pm}}{1 - \beta_{e^\pm}} \right) - 2\beta_{e^\pm} (2 - \beta_{e^\pm}^2) \right], \quad (5.8)$$

donde  $\beta_{e^\pm}$  es la velocidad del electrón/positrón en el marco de referencia del centro de momentos. Esta última cantidad está relacionada con la energía de los fotones incidente y blanco por

$$(1 - \beta_{e^\pm}^2) = \frac{2m_e^2 c^4}{(1 - \mu)E_\gamma \varepsilon}; \quad 0 \leq \beta_{e^\pm} < 1. \quad (5.9)$$

El umbral de energía  $\varepsilon_{\text{th}}$  está definido por la condición  $\beta_{e^\pm} = 1$  con  $\vartheta = 0$ .

Como puede verse en la Fig. 5.2, la mayor parte de la radiación producida por partículas no térmicas por encima de 100 MeV se convierte en pares. Estos pares se producen a diferente tasa en diferentes lugares del flujo. Dado que los fotones pueden penetrar la barrera magnética del *jet*, también se producen foto-aniquilaciones dentro del mismo, inyectándose pares en su base misma. Estos pares son luego arrastrados por el fluido, produciendo radiación sincrotrón en el proceso.

### 5.4.2 Cascadas electromagnéticas

Si un medio es opaco a la radiación y la absorción produce pares  $e^+e^-$  energéticos, entonces se puede generar una cascada electromagnética que incrementará exponencialmente el número de partículas. Una cascada electromagnética se desarrolla hasta que las nuevas generaciones de fotones caen por debajo del umbral de producción de pares. Las cascadas electromagnéticas en ambientes con radiación y campos magnéticos pueden desarrollarse eficientemente tanto en regímenes con campos de inducción magnética muy fuertes (es decir, tales que  $\varepsilon_B \gg \varepsilon_{\text{rad}}$ , con  $\varepsilon$  la densidad de energía del campo magnético o de la radiación) como si la radiación domina ( $\varepsilon_{\text{rad}} \gg \varepsilon_B$ ). En el primer caso (en objetos compactos magnetizados como púlsares o magnetares, por ejemplo), los fotones de alta energía son producidos por radiación de curvatura y la absorción se da por la interacción del fotón con el campo magnético. En el segundo caso, la radiación se debe al proceso de IC y la absorción se da por interacciones fotón-fotón.

En los HAF, sólo es posible la segunda situación y siempre fuera de la región MAD. Por lo tanto, las cascadas no son relevantes para la carga de masa en la base del *jet*, que es una zona dominada magnéticamente. La situación, sin embargo, puede ser diferente a tasas de acreción muy bajas. Se piensa que las magnetósferas de los agujeros negros se comportan como un plasma *force-free* siempre que se les suministre una cantidad suficiente de pares. La densidad de pares requerida es la llamada densidad de Goldreich–Julian (Goldreich & Julian, 1969):

$$n_{\text{GJ}} \sim \frac{\Omega_B B_z}{2\pi e c}, \quad (5.10)$$

donde  $B_z$  es la componente del campo de inducción magnética en la dirección del espín del agujero negro. Cuando el suministro de cargas está por debajo de este valor, puede formarse un campo electrostático no apantallado en un *gap* de vacío en la magnetósfera (Blandford & Znajek, 1977; Levinson & Segev, 2017). Para un agujero negro casi máximamente rotante, la diferencia de potencial en el *gap* es (Levinson, 2000)

$$\Delta V \sim 4.5 \times 10^{20} \left( \frac{M}{10^9 M_\odot} \right) \left( \frac{B}{10^4 \text{G}} \right) \left( \frac{h_{\text{gap}}}{R_g} \right) \text{ V}, \quad (5.11)$$

donde  $h_{\text{gap}}$  es la altura del *gap*.

La Ec. 5.11 muestra que el campo electrostático generado en el *gap* podría acelerar partículas cargadas hasta energías muy altas. Un leptón que entre en esta región se acelerará

rápida-mente a la energía máxima alcanzable, donde la tasa de aceleración se iguala a la tasa de enfriamiento, ya sea esta por radiación de curvatura o **IC**. La emisión sincrotrón “enfria” rápidamente la componente de la velocidad del leptón transversal al campo, por lo que su movimiento estará alineado con las líneas del campo magnético (Broderick & Tchekhovskoy, 2015). Si los leptones emiten rayos  $\gamma$  con energías por encima del umbral de creación de pares, puede desarrollarse una cascada electromagnética y, como resultado, la magnetósfera llenarse de cargas (Beskin et al., 1992; Hirotani & Okamoto, 1998). En condiciones favorables, los pares pueden seguir generando cascadas incluso fuera del *gap* y la multiplicidad puede aumentar  $\gtrsim 100$  veces (Broderick & Tchekhovskoy, 2015).

Cuando la densidad de fotones suministrados por el **HAF** es alta, las cascadas son demasiado eficientes dentro del *gap* y el potencial electrostático queda apantallado; bajo estas condiciones los leptones ya no pueden ser acelerados (Gutiérrez et al., 2020a). Este es el caso de nuestro modelo fiduciario. De hecho,  $\dot{n}_{e\pm} \gtrsim 100 \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$  y, por lo tanto, la densidad de pares secundarios es  $n_{e\pm} \sim \dot{n}_{e\pm} \times (R_S/c) \gtrsim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ . Comparando este número con la densidad Goldreich–Julian,  $n_{GJ} \sim \Omega_B B_n / 2\pi ec \sim 5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ , obtenemos  $n_{e\pm} \gg n_{GJ}$ . Por lo tanto, cualquier potencial electrostático se vería apantallado rápidamente.

### 5.4.3 Mecanismo de Bethe–Heitler

Como vimos en el Cap. 3, las colisiones inelásticas  $p\gamma$  ocurren a través de dos canales principales: producción de fotopares (mecanismo de **BH**) y producción de fotomesones. El primer canal ( $p + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ ), con un umbral de energía de  $2m_e c^2 \sim \text{MeV}$  para el fotón en el marco de reposo del protón, puede ser particularmente importante para la inyección de pares en el *jet*. Para que este proceso pueda ocurrir, es necesaria una componente hadrónica en el *jet*.

Neutrones producidos en el **HAF** pueden escapar y moverse a través del *jet* sin verse afectados por el campo magnético. Allí, estos pueden decaer transfiriendo la mayor parte de su energía a los protones producidos que, luego, interactuarán con el campo de fotones IR de fondo produciendo nuevos pares por el proceso de **BH**. Este proceso será importante sólo si una población no térmica de protones en el flujo de acreción produce los neutrones, ya que se requieren factores de Lorentz altos de estos últimos para que puedan alcanzar la base del *jet*<sup>4</sup>.

La función de inyección de pares por **BH** puede aproximarse como

$$Q_{e\pm}(E_{e\pm}) = 2 \int dE_p N_p(E_p) \omega_{p\gamma, e\pm}(E_p) \delta\left(E_{e\pm} - \frac{m_e}{m_p} E_p\right) \quad (5.12)$$

$$= 2 \frac{m_p}{m_e} N_p\left(\frac{m_p}{m_e} E_{e\pm}\right) \omega_{\gamma, e\pm}\left(\frac{m_p}{m_e} E_{e\pm}\right), \quad (5.13)$$

Una parametrización útil de la sección eficaz  $\sigma_{p\gamma, e\pm}$  se puede encontrar en Maximon (1968) (ver también Chodorowski et al. 1992).

Para producir pares **BH** contra el pico IR de la radiación sincrotrón producida en el **HAF** (ver Fig. 5.1), los protones inyectados a través del decaimiento  $\beta$  de los neutrones que penetran en el *jet* deben tener un factor de Lorentz  $\gamma_n \sim 10^7$ , es decir, energías de  $\sim 10 \text{ PeV}$ . Los neutrones deberían ser generados por protones muy energéticos en el **HAF** a través de

<sup>4</sup>La vida media de los neutrones en el sistema de referencia de laboratorio es  $\tau_n \simeq 880\gamma_n \text{ s}$ . Dado que  $R_S \sim 3 \times 10^{14} \text{ cm}$ , los neutrones deben tener factores de Lorentz  $\gamma_n \gtrsim 10$ , es decir, energías superiores a  $\sim 10 \text{ GeV}$ .

colisiones  $pp$  o  $p\gamma$ . Los protones medianamente relativistas también pueden producir pares o incluso piones que interactúan con fotones de rayos X o MeV correspondientes al sector de alta energía de la SED térmica.

Una estimación cuantitativa de los pares inyectados por el mecanismo de Bethe–Heitler en el *jet* requiere primero una estimación de la luminosidad de los neutrones producidos en el HAF. A continuación, pasamos a este tema.

## 5.5 Inyección de bariones

En esta sección, calculamos la tasa de bariones inyectados en el *jet* por diferentes procesos en función de la altura sobre el mismo. Suponemos secciones transversales del *jet* homogéneas y, por lo tanto, simplemente calculamos el número de partículas inyectadas por unidad de tiempo por unidad de volumen a lo largo del eje  $z$ .

### 5.5.1 Neutrones

Los protones relativistas en el flujo de acreción producen neutrones a través de las reacciones dadas por las Ecs. 3.24 y 3.26, y por

$$p + p \rightarrow n + n + 2\pi^+ + \zeta_1\pi^0 + \zeta_2(\pi^+ + \pi^-), \quad (5.14)$$

donde  $\zeta_1$ ,  $\zeta_2$  son las multiplicidades. Algunos de los neutrones creados pueden escapar del HAF, penetrar en el *jet* y decaer allí, inyectando protones y electrones según  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$  (Toma & Takahara, 2012; Vila et al., 2014). Para estimar estas contribuciones, adoptamos las funciones de inyección de neutrones dadas por Sikora et al. (1989); Atoyan (1992); Atoyan & Dermer (2003).

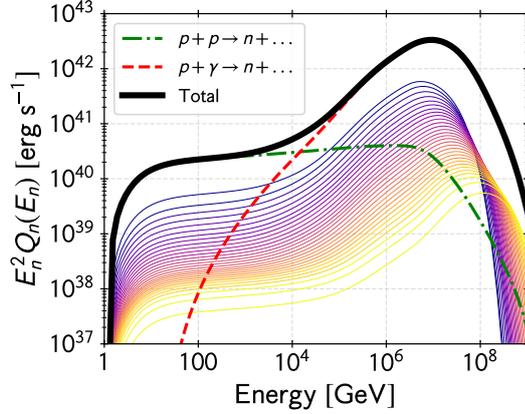
La Fig. 5.4 muestra la potencia espectral inyectada en neutrones por las interacciones  $pp$  y  $p\gamma$ . Las curvas delgadas muestran la contribución de diferentes regiones del flujo, siendo la más alta en la región más interna. Para nuestro modelo fiduciario, el proceso dominante de inyección de neutrones proviene de la producción de fotomesones. Dado que los neutrones escapan del HAF y luego decaen sin pérdidas significativas de energía, podemos estimar la distribución de neutrones en estado estacionario en el volumen del *jet* como

$$N_n(E_n, z) \simeq \frac{1}{4\pi c} \int dV Q_n(E_n, R) d_{Rz}^{-2} \exp(-d_{Rz}/R_\tau). \quad (5.15)$$

Aquí  $d_{Rz} = \sqrt{R^2 + z^2}$  es la distancia desde la región del disco donde se producen los neutrones (al radio  $R$ ) y el eje vertical a una altura  $z$ ,  $R_\tau = \tau(E_n)v_n$ , y  $\tau(E_n) = \gamma_n\tau_n$  y  $v_n(E_n) \approx c$  son, respectivamente, la vida media y la velocidad del neutrón en el marco de referencia de laboratorio. La Fig. 5.5 muestra la distribución de energía de los neutrones en el eje del *jet*.

Cuando un neutrón decae, el protón se lleva el  $\sim 99.9\%$  de su energía, por lo que podemos aproximar la función de inyección de protones como  $Q^{n \rightarrow p}(E_p, R) \approx N_n(E_n, R)/\tau(E_n)$  con  $E_p = 0.999E_n$ . Con respecto a los electrones, su tasa de inyección  $Q_e^{n \rightarrow e^-}$  se puede calcular usando la parametrización dada en Abraham et al. (1966). Los cambios en la dirección

DISTRIBUCIÓN  
ESPECTRAL DE  
NEUTRONES EN EL EJE  
DEL JET



**Figura 5.4:** Distribución de energía de la inyección de neutrones en el flujo de acreción para el modelo fiduciario discutido en el texto. Las líneas delgadas muestran la contribución de diferentes partes del flujo; las curvas azules oscuro se encuentran más cerca del agujero negro que las curvas amarillas más claras. La contribución total que suma todas las regiones en el flujo se muestra como líneas rojas discontinuas ( $p\gamma$ ) y líneas verdes discontinuas ( $pp$ ). La línea oscura sólida es la función de inyección total.

transversal al eje del *jet* no son significativos debido a las dimensiones relativamente pequeñas a distancias tan cercanas al agujero negro.

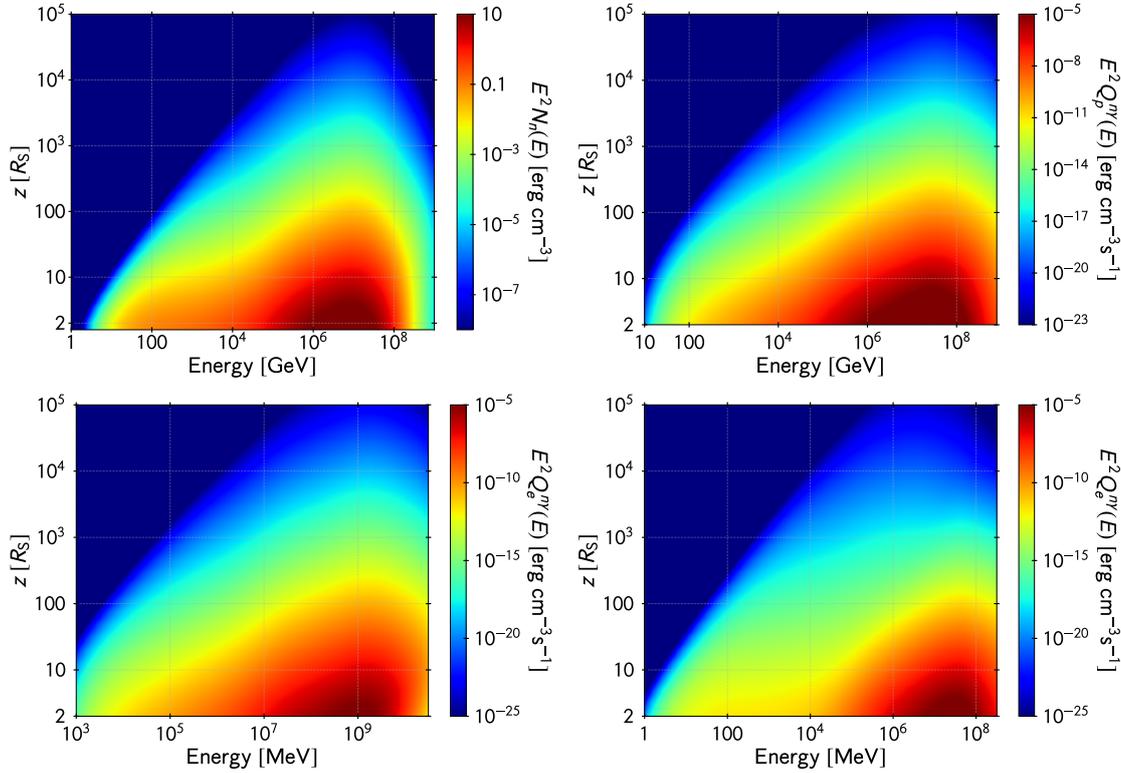
Las colisiones inelásticas entre neutrones y fotones también son posibles (Gould, 1993). Si bien el neutrón es eléctricamente neutro, está formado por tres quarks ( $udd$ ) y su centro de carga negativa no coincide con el de carga positiva. La consecuencia de esto es que el neutrón tiene momentos multipolares de orden mayor no nulos. Un fotón puede interactuar con una partícula si esta tiene un momento multipolar, incluso si su carga neta es cero. No obstante, cuando un fotón colisiona con un neutrón, generalmente es dispersado; aunque existe una probabilidad no nula de que el fotón sea absorbido y convertido en un par  $e^\pm$ , esta es muy baja y no se debe esperar una contribución significativa al contenido de partículas del *jet* por este fenómeno.

Por otro lado, las colisiones de fotones y neutrones pueden conducir a la producción de piones cargados, que a su vez decaerán en muones y neutrinos. Los muones también son inestables y decaen en un electrón o positrón y dos neutrinos. El canal principal para esta interacción fotohadrónica es  $n + \gamma \rightarrow p + \pi^-$ , siendo el canal  $n + \gamma \rightarrow \pi^0$  despreciable (Atoyan, 1992). La sección eficaz se puede aproximar como  $\sigma_{n\gamma} \approx \sigma_{p\gamma}$ , y la inyección de electrones es  $E_e^2 Q_e^{n\gamma}(E_e) \approx \frac{1}{8} E_n^2 N_n(E_n) t_{n\gamma}^{-1}$ , donde  $E_e \approx 0.05 E_n$ . Estas contribuciones se muestran en los paneles inferiores de la Figura 5.5.

Los protones, una vez inyectados por la reacción  $n + \gamma \rightarrow p + \pi^-$  o por el decaimiento  $\beta$ , producirán pares adicionales mediante el mecanismo de BH y, si son lo suficientemente energéticos, más piones al interactuar con los fotones que llenan el volumen del *jet*. Esta inyección de pares secundarios se muestra en el panel inferior izquierdo de la Fig. 5.5 para el sistema caracterizado por los parámetros de la Tabla 5.1.

### 5.5.2 *Entrainment*

El HAF y sus vientos ayudan a contener y colimar el *jet*. El desarrollo de inestabilidades MHD en la interfaz entre el *jet* y el medio externo podría, en principio, conducir a cierto ingreso de materia en el *jet*. Inestabilidades de Kelvin–Helmholtz, sin embargo, son inhibidas por los grandes campos poloidales dominantes (Romero, 1995). Por otro lado, inestabilidades impulsadas por la presión se desarrollan sólo en el régimen subsónico (Kersalé et al., 2000). Las inestabilidades impulsadas por la corriente son las más relevantes para los *jets* dominados por un flujo de Poynting, siendo el modo  $m = 1$  de la inestabilidad de *kink* el más efectivo. El crecimiento de esta inestabilidad requiere que la componente



**Figura 5.5:** *Panel superior izquierdo:* Distribución de energía estacionaria de neutrones evaluada en el eje del *jet*. El eje vertical representa la distancia al agujero negro en unidades de radios de Schwarzschild y el eje horizontal representa la energía de los neutrones. El mapa de colores representa la densidad de energía de neutrones por unidad logarítmica de energía. *Panel superior derecho:* Inyección de protones en el eje del *jet* a través de colisiones fotohadrónicas de neutrones. El eje vertical es la distancia al agujero negro en unidades de radios de Schwarzschild y el eje horizontal es la energía del protón creado. El mapa de colores representa la densidad de energía en protones inyectada por unidad de tiempo y por unidad logarítmica de energía. *Panel inferior izquierdo:* Inyección de electrones en el eje del *jet* a través de la producción de fotomesones por los neutrones. El eje vertical es la distancia al agujero negro en unidades de radios de Schwarzschild y el eje horizontal es la energía del electrón creado. El mapa de colores representa la densidad de energía inyectada en electrones por unidad logarítmica de energía de los electrones por unidad de tiempo. *Panel inferior derecho:* Inyección de electrones en el eje del *jet* a través del canal Bethe–Heitler por colisiones fotohadrónicas de protones. El eje vertical es la distancia al agujero negro en unidades de radios de Schwarzschild y el eje horizontal es la energía del electrón creado. El mapa de colores representa la densidad de energía inyectada en electrones por unidad logarítmica bin de energía de electrones por unidad de tiempo.

toroidal del campo magnético sea importante. Tal situación ocurre más allá del radio de Alfvén, es decir, donde la densidad de energía magnética es superada por la densidad de energía del gas, y esto sucede mucho más allá de la base del *jet* (Giannios & Spruit, 2006).

Simulaciones GRMHD 3-D de flujos de acreción sobre agujeros negros rápidamente rotantes que producen *jets* han demostrado que la acreción de campos magnéticos no dipolares resultantes de la turbulencia en el flujo conduce a *jets* débiles y turbulentos, con una carga de materia significativa (McKinney & Blandford, 2009). En estos casos, el *jet* es no relativista o débilmente relativista. Por el contrario, la acumulación de campos dipolares genera *jets* altamente relativistas y estables. Estos resultados parecen sugerir que un rápido aumento del contenido de materia del *jet* podría ocurrir si las condiciones de acreción son las correctas. La mayor parte del *entrainment*, sin embargo, se espera que ocurra más allá de la base del *jet* (Mignone et al., 2010).

### 5.5.3 Nubes densas

Cuando un *jet* encuentra un obstáculo, como una estrella o una nube más densa, este puede cargarse con materia del viento estelar, la atmósfera estelar o la ablación de la nube (Blandford & Königl, 1979; Komissarov, 1994; Araudo et al., 2010; Bosch-Ramon et al., 2012; Araudo et al., 2013). Estas interacciones, sin embargo, ocurren lejos de la base del *jet*, en una región donde el flujo está dominado por la materia. Incluso a distancias  $\sim 10^2\text{--}10^3 R_g$ , donde la interacción es con nubes de la BLR, el *jet* tiene una magnetización  $\ll 1$  (del Palacio et al., 2019). En la región dominada magnéticamente, cerca de la base del *jet*, pueden existir acumulaciones de gas debido a la turbulencia y las inestabilidades que ocurren en el viento producido por el HAF. En estos vientos, la turbulencia magnética y las inestabilidades radiativas podrían generar una estructura grumosa como en los vientos estelares de estrellas masivas (Runacres & Owocki, 2002). Algunas de las nubes pueden ser impulsadas en la dirección del *jet*.

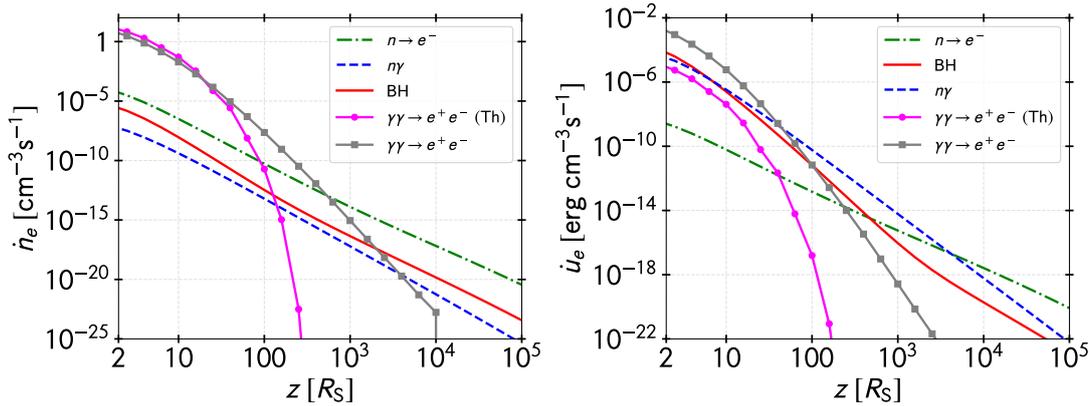
La física de la interacción de una nube de plasma con un *jet* es compleja y no se comprende bien en un caso dominado magnéticamente. En una primera aproximación, la penetración de la nube en el *jet* magnetizado requiere al menos que la densidad de energía magnética en la base de el *jet* sea más pequeña que la energía cinética de la nube  $\rho_{\text{cloud}} v_{\text{cloud}}^2 / 2 > B^2 / 8\pi$ . Para el modelo especificado en la Tabla 5.1,  $B \sim 10^4$  G y adoptamos una gran velocidad transversal de  $v_{\text{cloud}} \sim 10^8$  cm<sup>-1</sup>. Entonces,  $\rho_{\text{cloud}} \gtrsim 10^{-7}$  g cm<sup>-3</sup>. Las simulaciones sugieren valores mucho más pequeños para la densidad en la base del viento (Bu & Gan, 2018). Concluimos que la inyección directa de materia del medio grumoso que rodea la base del *jet* es poco probable.

## 5.6 Inyección total

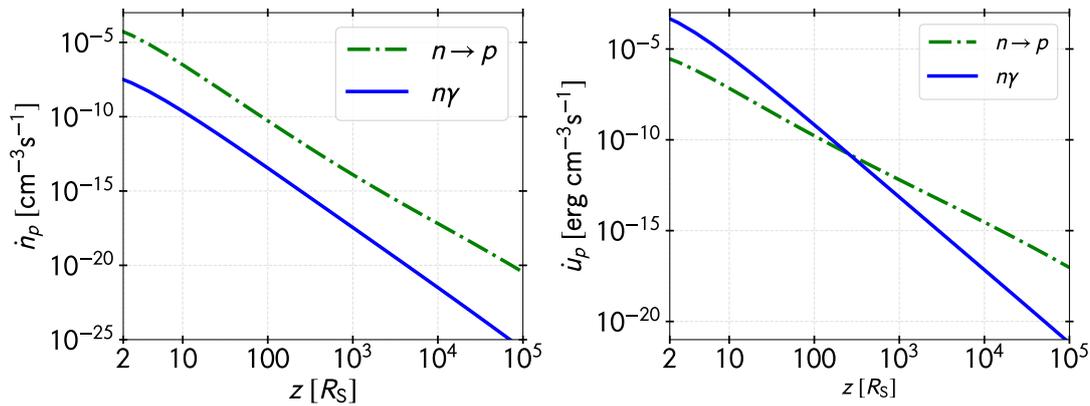
En esta sección, presentamos el efecto combinado de los diferentes canales de inyección de partículas en el volumen del *jet*, para aquellos mecanismos que hemos cuantificado. Estos son la inyección de leptones por fotoaniquilación y BH, y la inyección tanto de protones como leptones mediante el decaimiento  $\beta$  de neutrones y las interacciones  $n\gamma$ . El panel izquierdo de la Fig. 5.6 muestra el número de pares  $e^+e^-$  creados por unidad de tiempo y volumen en el *jet* por todos los procesos mencionados. Las curvas de pares creados por la

## 5.6. INYECCIÓN TOTAL

aniquilación de fotones se dividen en la contribución de las colisiones MeV-MeV (fotones producidos principalmente por partículas térmicas) y la de las colisiones entre rayos  $\gamma$  no térmicos más energéticos y fotones térmicos de baja energía (ver Sección 5.4.1). El panel derecho de la figura muestra un gráfico similar pero para la potencia total inyectada por unidad de volumen. Se puede notar que la importancia relativa de los diferentes procesos cambia con la distancia al agujero negro. La Fig. 5.7 es una gráfica similar pero para protones.



**Figura 5.6:** Inyección de electrones y positrones en el *jet* por todos los procesos mencionados en el texto. *Panel izquierdo:* Número de pares creados por unidad de tiempo y volumen por los diferentes procesos. Las curvas de pares creadas por fotoaniquilación se dividen en las contribuciones de las colisiones MeV-MeV (línea magenta con círculos) y las de los rayos  $\gamma$  no térmicos con fotones blandos (línea gris con cuadrados). *Panel derecho:* Mismo gráfico para la energía inyectada en pares por unidad de tiempo y volumen.



**Figura 5.7:** Inyección de protones en el *jet* por los dos procesos mencionados en el texto. *Panel izquierdo:* Número de protones creados por unidad de tiempo y volumen. *Panel derecho:* Mismo gráfico para la energía inyectada en protones por unidad de tiempo y volumen.

De las Figuras 5.6 y 5.7, podemos ver que el mecanismo dominante de inyección de pares cerca del agujero negro es la aniquilación de fotones. La inyección por aniquilaciones térmicas y no térmicas es comparable hasta  $\sim 100R_S$  del agujero negro. Más lejos que esa distancia, los rayos  $\gamma$  no térmicos que se aniquilan contra los fotones IR blandos se vuelven más importantes. A distancias mayores de  $1000R_S$ , los electrones son inyectados

principalmente por la desintegración de neutrones muy energéticos. Sin embargo, desde el punto de vista energético, los procesos no térmicos son capaces de dominar la inyección de pares, primero por aniquilación de fotones; luego, más allá de  $100R_S$ , por desintegración de mesones; y, finalmente a grandes distancias, por el decaimiento de neutrones

La mayoría de los protones inyectados son el resultado del decaimiento  $\beta$  de neutrones, aunque la conversión directa de neutrones en protones ( $n\gamma \rightarrow p + \pi^-$ ) podría ser importante cerca del agujero negro. En la base misma del *jet*, la relación entre el número de pares y el número de protones es  $R_{e^\pm/p} \sim 10^5$  y la relación de energía asociada es  $R_{u_e^\pm/u_p} \sim 10^2$ . La mayor parte de la carga de masa del *jet* está, entonces, en forma de pares.

### 5.6.1 Magnetización del *jet*

Los *jets* son lanzados como flujos de Poynting altamente colimados (Potter, 2017). Existen varios parámetros para cuantificar la importancia del campo magnético en la dinámica del plasma (ver, e.g., Komissarov 1999). El más usado es el llamado parámetro  $\beta$  del plasma, definido como el cociente de la presión del gas y la presión magnética. Sin embargo, en flujos de alta velocidad es más común utilizar el parámetro de *magnetización*,  $\sigma$ , definido como el cociente de la densidad de energía magnética con la densidad de energía de masa en reposo:

$$\sigma = \frac{B^2}{8\pi\rho c^2}. \quad (5.16)$$

Para calcular la evolución de la magnetización a lo largo del *jet*, debemos suponer una geometría para el mismo, así como una dependencia del campo magnético con la distancia sobre el eje vertical. Parametrizamos estas dependencias como

$$B(z) = B_0 \left(\frac{z_0}{z}\right)^m, \quad R(z) = R_0 \left(\frac{z}{z_0}\right)^b. \quad (5.17)$$

Aquí,  $z$  es la distancia a lo largo del eje vertical del *jet* y  $R$  es el radio de su sección transversal. El índice  $m \geq 1$  depende de la topología de las líneas del campo magnético (Krolik, 1999). Para un *jet* cónico y un campo magnético puramente poloidal, el índice es  $m = 2$ , mientras que para un campo magnético puramente toroidal tenemos  $m = 1$ . En cuanto a la forma del *jet*,  $b = 0$  corresponde a un *jet* cilíndrico,  $b = 1/2$  a un *jet* parabólico y  $b = 1$  a un *jet* cónico.

Para calcular la densidad de la materia, dividimos el *jet* en  $N$  celdas, por lo que en la celda  $j$  la densidad de partículas se puede estimar como

$$n_j \approx \frac{\dot{n}_j V_j}{\pi R_{j-1}^2 \beta_{\text{bulk}} c} + n_{j-1} \left(\frac{R_{j-1}}{R_j}\right)^2 - n_j \left(\frac{R_{j+1}}{R_j}\right), \quad (5.18)$$

donde

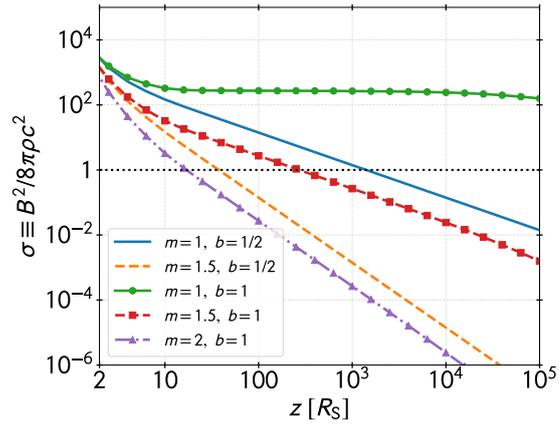
$$V_j = \frac{\pi R_0^2 z_0}{2b+1} \left[ \left(\frac{z_j}{z_0}\right)^{2b+1} - \left(\frac{z_{j-1}}{z_0}\right)^{2b+1} \right] \quad (5.19)$$

es el volumen de la celda  $j$  y  $z_j$ ,  $R_j$  son la altura en el límite entre la celda  $j$  y la celda  $(j+1)$  y el radio de su sección transversal.

La Fig. 5.8 muestra el parámetro de magnetización en función de la distancia al agujero negro a lo largo del *jet*. Hemos tomado  $z_0 = R_0 \approx R_S$  y una intensidad de campo magnético en la base  $B_0 = 10^4$  G. Mostramos diferentes curvas para diferentes opciones de topología

del campo magnético y de la geometría del *jet*. Probablemente, el *jet* tiene una forma parabólica en la base debido al confinamiento impuesto por el flujo de acreción. La topología del campo magnético es menos clara, aunque este es ciertamente mayormente poloidal cerca del punto de lanzamiento y toroidal lejos del agujero. Para una forma parabólica ( $b = 1/2$ ) y una topología magnética mixta ( $m \sim 1.5$ ), el *jet* se vuelve dominado por materia a una distancia  $\lesssim 100 R_S$ .

**Figura 5.8:** Magnetización a lo largo del *jet* para diferentes topologías del campo magnético y diferentes geometrías del *jet*. Los casos donde  $b = 1$  corresponden a un *jet* cónico y  $b = 1/2$  a un *jet* parabólico. La intensidad del campo magnético decae como  $\sim z^{-m}$ , donde  $m = 1$  representa un campo magnético puramente toroidal y  $m = 2$  un campo puramente poloidal.



Cabe mencionar que en este cálculo no estamos teniendo en cuenta ni la energía interna de las partículas ni la conversión de la energía magnética en energía cinética global del *jet*, lo que disminuye la magnetización a medida que el *jet* se acelera. Más aún, no hemos tenido en cuenta el factor de Lorentz que modifica las cantidades en el marco de referencia comóvil al *jet* con respecto al marco de laboratorio.

## 5.7 Discusión

Las consideraciones de la sección anterior se aplican sólo si tiene lugar una aceleración eficiente de partículas no térmicas en el HAF. Se espera que este sea el caso si los campos magnéticos turbulentos están presentes en los flujos, algo respaldado por simulaciones numéricas (Kowal et al., 2011; Sironi & Spitkovsky, 2014; Lazarian et al., 2015; de Gouveia Dal Pino et al., 2019). En sistemas donde la aceleración eficiente no ocurre en el flujo de acreción, la carga de partículas cargadas debe proceder exclusivamente a través del único canal térmico relevante: la aniquilación de fotones térmicos, y también posibles incrementos a través de cascadas electromagnéticas para sistemas de muy baja luminosidad<sup>5</sup>.

Como se muestra en la Fig. 5.6, la fotoaniquilación térmica no es efectiva lejos del agujero negro. En los primeros  $100R_S$  decrece en más de 5 órdenes de magnitud. Sin embargo, en la base misma del *jet*, este proceso puede inyectar  $\sim 10$  pares por centímetro cúbico y por segundo. Los bariones, por otro lado, sólo serán inyectados por el decaimiento directo de neutrones. Estos neutrones serán el resultado de colisiones inelásticas de protones en la parte más interna del flujo acretante, con una luminosidad no superior a  $10^{40}$  erg s<sup>-1</sup>

<sup>5</sup>Las cascadas se desarrollan sólo si la configuración magnética es tal que no permite pérdidas catastróficas por sincrotrón, consulte la Sección 5.4.2.

(ver Figura 5.4). También dependen de la presencia de una componente de protones de alta energía dentro del **HAF** para que se creen con factores de Lorentz lo suficientemente altos como para llegar al *jet*. Curiosamente, el factor de Lorentz requerido depende de la escala de longitud del sistema, a saber, el radio de Schwarzschild. Para los agujeros negros menos masivos, los neutrones producidos por protones térmicos medianamente relativistas también pueden llegar al *jet*, por lo que los efectos de los neutrones pueden ser más importantes en los micorcuásares que en los **AGN** (Vila et al., 2014).

La falta de turbulencia debería afectar el *entrainment* de grumos de materia o la mezcla en la capa límite entre el *jet* y el viento. En consecuencia, los *jets* lanzados por **HAF** puramente térmicos deberían adquirir una carga bariónica mucho más lejos, cuando el *jet* interactúa con diferentes tipos de obstáculos como estrellas o nubes (Komissarov, 1994; Araudo et al., 2010, 2013).

En el caso de **HAF** con contenido no térmico, la relación inicial específica  $R_{e^\pm/p}$  de electrones a protones dependerá de los detalles del mecanismo de aceleración de partículas en el flujo, del balance de energía disponible para diferentes especies de partículas y de los detalles de las pérdidas por enfriamiento. Nuestros cálculos muestran que para un conjunto de parámetros que se cree que son típicos de estos sistemas, el contenido inicial de partículas será principalmente en forma de pares de electrones y positrones.

La tasa de producción de pares en el *jet*, como se menciona en la Sección 5.4.1, es  $\sim 10^{48} \text{ s}^{-1}$ . Esto significa una potencia de  $L_{e^\pm} \sim 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ . Si no hay más carga de masa debido al *entrainment*, el factor de Lorentz máximo del *jet* a largas distancias (una vez que los campos magnéticos disminuyen hasta ser despreciables) es  $\Gamma_{\text{max}} \sim P_{\text{BZ}}/L_{e^\pm}$ . Si el espín del agujero negro es  $a \sim 1$ ,  $B \sim 10^4 \text{ G}$  y  $M_{\text{BH}} \sim 10^9 M_\odot$ , tenemos  $P_{\text{BZ}} \sim 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$  de la Ec. 5.1. Luego,  $\Gamma_{\text{max}} \sim 10^4$ . Este valor está lejos del valor típico  $\Gamma \sim 10$  inferido de los movimientos superlumínicos en los **AGN**. Esto nos lleva a tres posibilidades: 1) de alguna manera más materia es inyectada por inestabilidades en la base del *jet* (ver arriba), 2) la mayor parte de la energía magnética se convierte en energía interna del gas (por reconexión y turbulencia) o 3) una mezcla de 1) y 2). En un entorno tan complejo como la base del *jet*, probablemente este último caso combinado se acerque más a la situación real.

## 5.8 Conclusiones

Los *jets* relativistas se crean en el entorno magnetizado de un agujero negro en rotación. Los *jets* son lanzados como un flujo de Poynting puro impulsado por la ergósfera del agujero negro. A distancias muy cortas del agujero negro, los *jets* parecen comenzar a radiar, como lo muestran tanto la rápida variabilidad como las imágenes dirigidas en el caso de fuentes cercanas como M87. La radiación requiere la presencia de partículas cargadas dentro del *jet*. Dado que el *jet* inicial está “blindado” por los intensos campos magnéticos, no está claro cómo se inyectan las partículas en la región dominada magnéticamente.

En este artículo, hemos investigado los mecanismos por los cuales interacciones de partículas en el flujo de acreción caliente que alimenta el agujero negro pueden inyectar partículas cargadas en la región de colimación del *jet*. La principal fuente de pares  $e^+e^-$  es la aniquilación de fotones. Estos fotones con energías superiores a 0.5 MeV son radiados por el flujo por una variedad de mecanismos. Hemos presentado cálculos detallados que discriminan las diferentes contribuciones, la energía depositada y el número de partículas.

## 5.8. CONCLUSIONES

---

Los pares se pueden inyectar adicionalmente mediante el decaimiento de neutrones, las interacciones  $n\gamma$  en el *jet* y los decaimientos posteriores. El origen de estos neutrones está en las colisiones de  $pp$  y  $p\gamma$  dentro del **HAF**. El decaimiento de neutrones dentro del *jet* también contribuye con los protones, que son “atrapados magnéticamente” por el *jet* y, a su vez, pueden producir más pares a través de interacciones **BH** y  $p\gamma$ . Todo esto configura un cuadro complejo, con muchos procesos en competencia.

Con todo, el *jet* inicial en nuestro modelo resulta dominado por leptones, que son las partículas más abundantemente producidas. Aunque sólo alrededor del 1 % de la masa está inicialmente en bariones, la proporción cambiará por el *entrainment* y las interacciones del *jet* con diferentes obstáculos. Resta explorar el desarrollo de las interacciones iniciales de *jet*/viento caliente en los modelos.



---

---

## Flujos de acreción calientes y rayos cósmicos

NGC 253 es una galaxia con brotes de formación estelar (*starburst*) cercana, ubicada a una distancia de  $\sim 3.5$  Mpc en el grupo Sculptor, que ha sido sugerida por algunos autores como un sitio potencial para la aceleración de rayos cósmicos ultra-energéticos (UHECR, del inglés *Ultra-High Energy Cosmic Rays*). Su región nuclear está muy oscurecida por la presencia de gas y polvo, lo que impide establecer si la galaxia alberga o no un SMBH que coexiste con el *starburst*. Algunas fuentes en esta galaxia han sido propuestas como posibles candidatas a tratarse de un LLAGN. En este capítulo, nuestro objetivo es determinar las implicaciones que la presencia de un SMBH acretante en el núcleo de NGC 253 podría tener sobre la aceleración de rayos cósmicos. Con este objetivo, modelamos el flujo de acreción en los supuestos núcleos activos y evaluamos la viabilidad de la aceleración de partículas por el mecanismo de dínamo del agujero negro. Como subproducto, exploramos la contribución potencial de las partículas no térmicas en el flujo de acreción a la emisión de alta energía de la galaxia.

### 6.1 Introducción

Las galaxias *starburst* se caracterizan por una alta tasa de formación estelar, lo que da como resultado la existencia, en una pequeña región, de una gran cantidad de estrellas calientes y masivas y de remanentes estelares concentrados. Los numerosos remanentes de supernova en esta región generan una alta densidad de rayos cósmicos localmente acelerados que producen radiación electromagnética no térmica desde radio hasta rayos  $\gamma$  (e.g., Paglione et al. 1996; Bykov 2001; Romero & Torres 2003; Domingo-Santamaría & Torres 2005; Rephaeli et al. 2010; Peretti et al. 2019, 2022). Las dos galaxias *starburst* más cercanas, NGC 253 y M82, han sido detectadas en las bandas de rayos  $\gamma$  de alta y muy alta energía (Acero et al., 2009; Abdo et al., 2010a; Ackermann et al., 2012), lo que confirma las predicciones teóricas. La emisión de rayos  $\gamma$  generalmente se interpreta como el efecto de

las interacciones de los rayos cósmicos con el gas denso del disco, aunque también podría estar presente una contribución a gran escala del superviento galáctico (Romero et al., 2018).

La existencia de un superviento derivado del efecto colectivo de las estrellas y las supernovas en las galaxias *starburst* fue sugerida hace mucho tiempo por Chevalier & Clegg (1985). Hoy en día, la presencia de un superviento se puede establecer directamente mediante observaciones del continuo y de líneas espectrales en galaxias cercanas como NGC 253 (ver, por ejemplo, Veilleux et al. 2005 y referencias allí indicadas). El choque reverso de estos supervientos se ha propuesto como un sitio posible para la aceleración de los rayos cósmicos hasta energías ultra altas (Anchordoqui et al., 1999; Anchordoqui, 2018). El gran tamaño de la región de aceleración puede satisfacer fácilmente el criterio de Hillas y las pérdidas radiativas en el tenue medio del halo galáctico no son tan significativas como lo son en el disco. Además, las investigaciones sobre la composición de los rayos cósmicos en la cola del espectro (e.g., Aab et al. 2017) parecen mostrar una tendencia hacia los elementos pesados, de acuerdo con las predicciones de Anchordoqui et al. (1999). Los resultados recientes obtenidos por el Observatorio Pierre Auger también sugieren un exceso marginalmente significativo de eventos en la dirección de algunas galaxias *starburst* (Aab et al., 2018a).

Sin embargo, Romero et al. (2018) han investigado el caso de NGC 253 utilizando la nueva información disponible sobre el viento y su carga de masa obtenida con la ayuda del observatorio ALMA (Bolatto et al., 2013) junto con observaciones de radio y rayos X y concluyeron que incluso bajo las suposiciones más optimistas, el superviento de esta *starburst* no puede acelerar los rayos cósmicos más allá de energías de  $\sim 10^{16}$  eV para protones y  $\sim 4 \times 10^{17}$  eV para núcleos de hierro. Estos resultados están de acuerdo con las estimaciones independientes de Bustard et al. (2017). La aceleración hasta 100 EeV requeriría campos magnéticos completamente irreales fuera de esta galaxia. A la luz de tal situación, Romero et al. (2018) sugirieron que *la aceleración de UHECR en NGC 253 aún sería posible si se logra mediante objetos compactos, ya sea en un agujero negro supermasivo en el centro galáctico o púlsares jóvenes en el disco.*

En este capítulo exploramos la primera de estas posibilidades, a saber, la viabilidad de la aceleración de los rayos cósmicos hasta energías extremas en un supuesto **LLAGN** oculto en NGC 253. Con tal objetivo, modelamos el ambiente típico de tal potencial núcleo activo. Como hemos visto, esto implica que un **HAF** arrastra materia hasta la vecindad del agujero negro central, el cual posee una magnetósfera donde pueden acelerarse los rayos cósmicos.

El resto de este capítulo se estructura de la siguiente manera. En la Sección 6.2, resumimos las principales características de las fuentes propuestas como posibles **LLAGN** en la región central de NGC 253. En la Sección 6.3, resumimos las principales características del modelo de acreción que suponemos para estas fuentes. En la Sección 6.4, describimos el mecanismo de dínamo para agujeros negros y las condiciones bajo las cuales este sería capaz de acelerar los rayos cósmicos a energías muy altas. En la Sección 6.5, aplicamos el modelo de flujo de acreción a los diferentes núcleos candidatos y estudiamos su influencia en la realización del mecanismo de dínamo en el agujero negro. En la Sección 6.6, discutimos la implicación de estos resultados en el contexto de los rayos cósmicos y los rayos  $\gamma$ . Finalmente, presentamos un resumen en la Sección 6.7.

## 6.2 La galaxia *starburst* cercana NGC 253 y su región central

NGC 253 es una galaxia *starburst* cercana ubicada en el grupo Sculptor ( $\alpha \sim 00^{\text{h}}47^{\text{m}}$ ,  $\delta \sim -25^{\circ} 17'$ ) a una distancia de  $3.5 \pm 0.2$  Mpc (Rekola et al., 2005). Junto con M82, NGC 253 es la galaxia *starburst* mejor estudiada y ha sido detectada en todas las longitudes de onda, desde radio hasta rayos  $\gamma$  de alta energía. Se cree que el *starburst* de NGC 253 es alimentado por una barra de 6 kpc que canaliza gas hacia el núcleo (Engelbracht et al., 1998).

Un gran número de galaxias vecinas contienen simultáneamente un *starburst* y un AGN y no está claro cuál es la conexión física entre ellos (Levenson et al., 2001). En el caso de NGC 253, se desconoce aún si un AGN coexiste con el *starburst* o no. Las propiedades físicas y la naturaleza de su núcleo están lejos de ser claras y se han discutido en la literatura durante muchos años. La región central de la galaxia está muy oscurecida por el gas y el polvo, y los efectos de los fuertes vientos estelares afectan los estudios cinemáticos. Históricamente, el candidato de núcleo más plausible considerado fue la fuente de radio compacta más potente de la región central (21 mJy a 1, 3 cm), denominada TH2 (Turner & Ho, 1985). Sin embargo, estudios posteriores no encontraron ninguna contraparte en el infrarrojo, óptico o rayos X para esta fuente, lo que llevó a Fernández-Ontiveros et al. (2009) a afirmar que, si TH2 contiene un agujero negro, este tiene que estar en un estado *quiescent*. Estos autores propusieron que esta fuente podría ser una versión más masiva del SMBH en el centro de nuestra Vía Láctea, Sgr A\*.

Otro candidato a núcleo galáctico propuesto en la literatura es la fuente de rayos X duros más intensa de la región central, llamada X-1 (Weaver et al., 2002). Las observaciones de *Chandra* muestran que esta fuente está fuertemente absorbida ( $N_H = 7.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ) y presenta una muy baja relación  $F_{0.5-2 \text{ keV}}/F_{2-10 \text{ keV}}$  ( $\sim 10^{-3}$ ). Basado en esto, Müller-Sánchez et al. (2010) plantearon la hipótesis de que esta fuente podría ser un LLAGN oculto, similar, aunque más débil, que el encontrado en NGC 4945 (Marconi et al., 2000). A su vez, estos autores estimaron una luminosidad intrínseca en la banda 2–10 keV de  $\sim 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ .

Recientemente, basándose en observaciones en el NIR, Günthardt et al. (2015) propusieron un tercer candidato a AGN: la fuente IR brillante conocida como IRC. Esta fuente IR coincide con la fuente de radio TH7 (Ulvestad & Antonucci, 1997), con la segunda fuente de rayos X más potente de la región central, X-2, y con un cúmulo estelar masivo de  $1.4 \times 10^7 M_{\odot}$ . Los autores propusieron que tal grupo estelar puede estar ocultando un agujero negro de  $\sim 10^6 M_{\odot}$ .

Si alguna de estas fuentes es un verdadero núcleo galáctico activo, el agujero negro correspondiente debe estar en un estado de baja actividad y, por lo tanto, estar siendo alimentado por un RIAF. En lo que sigue, aceptamos este escenario hipotético e investigamos el impacto potencial de la presencia de un agujero negro central en la aceleración de rayos cósmicos y la producción de rayos  $\gamma$  en NGC 253.

## 6.3 Modelo de flujo de acreción

Suponemos que el flujo de acreción alrededor del agujero negro supermasivo es un **HAF**, que modelamos al igual que en los capítulos anteriores (ver Sec. 2.3.4). Esto es, un flujo estacionario de dos temperaturas, muy caliente, geoméricamente grueso y ópticamente delgado, axisimétrico y con una baja eficiencia radiativa. Dadas las limitaciones en la información observacional de las fuentes, adoptamos conservadoramente valores estándar para la mayoría de los parámetros, a saber,  $\alpha = 0.1$ ,  $\beta = 1$  (equipartición),  $\delta_e = 0.1$  y  $s = 0.3$ . Permitimos que la masa del agujero negro varíe entre  $10^6$  y  $10^7$  masas solares, y ajustamos la tasa de acreción externa para que se ajuste a los limitados datos observacionales. Además, suponemos que el flujo se extiende desde el horizonte de eventos del agujero negro hasta  $R_{\text{out}} = 10^4 R_{\text{schw}}$ .

### 6.3.1 Componente de *jet*

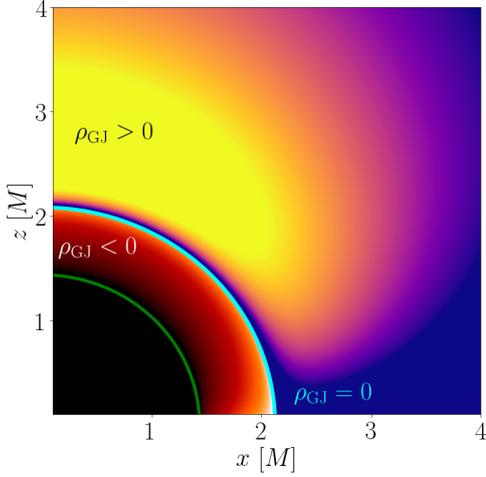
Suponemos además la posibilidad de que una fracción de la materia que llega al agujero negro se lance como un *jet*. Consideramos un modelo leptónico simple *one-zone* en el que el *jet* comienza dominado magnéticamente y, a cierta distancia del agujero, desarrolla choques internos donde se aceleran partículas. Una fracción  $q_{\text{rel}} < 1$  de la potencia del *jet* será cargada por electrones no térmicos, que emitirán radiación sincrotrón (para obtener más detalles, consulte, por ejemplo, Bosch-Ramon et al. 2006; Vila & Romero 2010). Siguiendo la hipótesis de la “simbiosis disco-*jet*” de Falcke & Biermann (1995) (ver también Körding et al. 2006), la potencia total del *jet* es una fracción de la potencia de acreción,

$$L_{\text{jet}} = q_{\text{jet}} \dot{M}(R_S) c^2, \quad (6.1)$$

donde  $q_{\text{jet}} < 1$ . Los otros parámetros del modelo son el factor de Lorentz del *jet*,  $\Gamma_{\text{jet}}$ , el ángulo de observación,  $i$ , la distancia desde el agujero negro hasta la base de la región de aceleración,  $z_{\text{acc}}$ , el ángulo de apertura del *jet*,  $\theta_{\text{jet}}$ , el factor de Lorentz mínimo de los leptones no térmicos,  $\gamma_{\text{min}}$ , y el índice espectral de partículas,  $\alpha$ . Elegimos valores estándar utilizados para **AGN** (ver, e.g., Spada et al., 2001):  $\Gamma_{\text{jet}} = 2.3$ ,  $\theta_{\text{jet}} = 0.1$  rad, y  $i = 30$  deg,  $\gamma_{\text{min}} = 2.0$ , y ajustamos los parámetros restantes para que se ajusten a los datos cuando sea necesario.

## 6.4 Aceleración por el mecanismo dinámico en agujeros negros

Las simulaciones **GRMHD** de flujos de acreción alrededor de agujeros negros rotantes demuestran la formación de un fluido dominado magnéticamente sobre la región polar del agujero negro. Siempre que se cumpla la condición *force-free* en esta región, la energía rotacional del agujero negro puede extraerse como un flujo de Poynting hacia el exterior a través del mecanismo de **BZ** (ver Sec. 1.3). La potencia total de este flujo se puede escribir



**Figura 6.1:** Mapa de color de la densidad de carga de Goldreich–Julian para una magnetósfera de un agujero negro bajo la configuración de campo magnético de *split-monopole*. La línea verde muestra el horizonte de eventos del agujero negro y la línea cian muestra la superficie donde  $\rho_{\text{GJ}} = 0$ . Adaptado de Ptitsyna & Neronov (2016). La trama es solo esquemática y la escala del mapa de colores es arbitraria.

como (Ec. 1.35)

$$P_{\text{BZ}} \approx 10^{46} \left( \frac{B}{10^4 \text{G}} \right)^2 \left( \frac{M}{10^9 M_{\odot}} \right)^2 a_*^2 \text{ erg s}^{-1}. \quad (6.2)$$

Dado que el plasma del flujo de acreción no puede entrar en el *jet* debido a la barrera magneto-centrífuga, otro mecanismo debe ser el responsable de proporcionar la densidad de carga requerida para un plasma *force-free*, a saber, la densidad de carga de Goldreich–Julian (Ec. 5.10). Como vimos en el capítulo anterior, una posibilidad para llenar la magnetósfera con cargas es que los fotones MeV producidos en el flujo de acreción colisionen entre sí y se descompongan en pares  $e^+e^-$ . Sin embargo, si la luminosidad del flujo de acreción es demasiado baja, como es el caso de los HAF de más baja tasa de acreción, el número de fotones MeV podría no ser lo suficientemente alto para proporcionar a la magnetósfera la densidad de carga de Goldreich–Julian. Esta falta de carga en algunas regiones de la magnetósfera permite la formación de un *gap* de potencial electrostático sin apantallar. La formación de este *gap* se ubica más probablemente cerca de la región donde  $\rho_{\text{GJ}} \sim 0$  (ver Figura 6.1).

Para un agujero negro (casi) máximamente rotante, la diferencia de potencial electrostático en el *gap* se puede estimar como

$$\Delta V \sim 4.5 \times 10^{17} M_6 B_4 (h_{\text{gap}}/R_g)^2 \text{ V}, \quad (6.3)$$

donde  $M_6 = M/10^6 M_{\odot}$ ,  $B_4 = B/10^4 \text{G}$  y  $h_{\text{gap}}$  es la extensión del *gap* (Znajek, 1978; Levinson, 2000). Suponiendo equipartición entre el campo magnético y la materia acumulada (Boldt & Ghosh, 1999), resulta

$$B_4 \approx 61 \dot{m}^{1/2} M_6^{-1/2}, \quad (6.4)$$

donde  $\dot{m}$  es la tasa de acumulación en el horizonte en unidades Eddington.

Así, en principio, un núcleo cargado de número atómico  $Z$  que entra en el *gap* puede acelerarse hasta energías muy altas,

$$E_{\text{max}} = Ze\Delta V \sim 3.0 \times 10^{19} Z \dot{m}^{1/2} M_6^{1/2} (h_{\text{gap}}/R_g)^2 \text{ eV}. \quad (6.5)$$

Una fuerte condición limitante para este mecanismo de aceleración es que la extensión del *gap* debe ser del orden de  $R_g$  para que el proceso sea eficiente. Si los electrones o los

positrones también se aceleran en el *gap*, estos pueden producir su “cierre” o limitar su extensión mediante la emisión de rayos  $\gamma$  por el mecanismo de IC con un campo de fotones de fondo. Estos rayos  $\gamma$  colisionarán con el mismo campo de fotones blando dando lugar a pares  $e^+e^-$ , y estos, a su vez, emitirán más rayos  $\gamma$ . Si este proceso es lo suficientemente eficiente, se desarrolla una cascada electromagnética y los pares creados apantallan la diferencia de potencial electrostática, inhibiendo así la aceleración inicial. Para tener en cuenta la posibilidad de que el *gap* se cierre, imponemos la condición de que este lo hace si la multiplicidad de pares  $\mathcal{M}$  (número de pares creados por leptón) es mayor que 1 (Hirotoni & Pu, 2016).

La ecuación que gobierna la evolución energética de un leptón en el *gap* es

$$\frac{dE}{dl} = \frac{e\Delta V}{h_{\text{gap}}} - \frac{1}{c} \frac{dE_e}{dt} \Big|_{\text{IC}} - \frac{1}{c} \frac{dE_e}{dt} \Big|_{\text{curv}}, \quad (6.6)$$

donde el primer término del miembro derecho representa la aceleración, y el segundo y tercer término representan las pérdidas de energía por IC y radiación de curvatura, respectivamente. Las pérdidas por curvatura dependen del radio de curvatura, que será del orden del radio gravitacional,  $R_c \sim R_g$  (Ford et al., 2018). Para un electrón de energía  $E_e$ , el número de pares creados a través del proceso IC es

$$\mathcal{M}_{\text{IC}} = \int \frac{dN_{\text{IC}}}{d\epsilon_\gamma}(\epsilon_\gamma) [1 - e^{-\tau_\gamma(\epsilon_\gamma)}] d\epsilon_\gamma, \quad (6.7)$$

donde

$$\frac{dN_{\text{IC}}}{d\epsilon_\gamma}(\epsilon_\gamma) = \frac{h_{\text{gap}}}{c} \frac{dN_{\text{IC}}}{dt d\epsilon_\gamma}(\epsilon_\gamma), \quad (6.8)$$

y

$$\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_\gamma) = h_{\text{gap}} \int d\epsilon_{\text{ph}} n_{\text{ph}}(\epsilon_{\text{ph}}) \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon_\gamma, \epsilon_{\text{ph}}). \quad (6.9)$$

En las Ecs. 6.8 y 6.9,  $dN_{\text{IC}}/dt d\epsilon_\gamma$  es la emisividad por IC (ver, e.g., Blumenthal & Gould 1970),  $\sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon_\gamma, \epsilon_{\text{ph}})$  es la sección eficaz para la creación de pares por la colisión fotón-fotón (Aharonian et al., 1983), y  $n_{\text{ph}}(\epsilon_{\text{ph}})$  es la densidad espectral de los fotones blandos presente en el *gap*. En nuestros escenarios, este campo de fotones es proporcionado por la emisión del HAF<sup>1</sup> (ver Sec. 6.3). Ubicamos el límite inferior del *gap* en  $z_{\text{gap}} = 2R_g$  (Ford et al., 2018) y suponemos homogeneidad a lo largo de su extensión. Luego, obtenemos iterativamente  $h_{\text{gap}}$  en cada escenario resolviendo las ecuaciones 6.6 y 6.7, imponiendo la condición de cierre del *gap*:  $\mathcal{M}_{\text{IC}} = 1$ <sup>2</sup>.

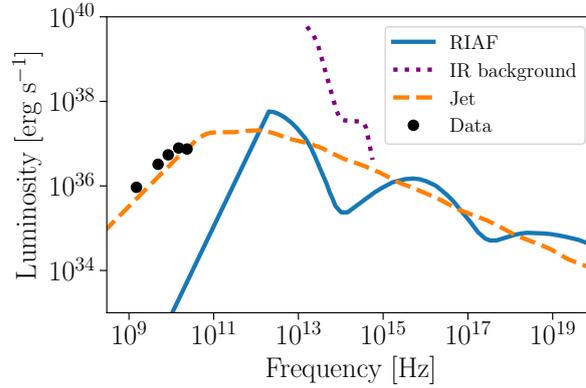
## 6.5 Aplicación a NGC 253

### 6.5.1 Flujo de acreción

<sup>1</sup>La emisión infrarroja del *starburst* también proporciona fotones semilla para el proceso IC, pero en las regiones cercanas al agujero negro, la densidad de energía de este campo de fotones es  $\sim 10$  órdenes de magnitud inferior a la del campo del HAF.

<sup>2</sup>La radiación de curvatura también podría producir rayos  $\gamma$  y la subsiguiente creación de pares, pero este proceso es subdominante (Hirotoni & Pu, 2016).

**Figura 6.2:** Distribución espectral de energía del sistema de acreción para la fuente TH2. Los datos de radio son de [Ulvestad & Antonucci \(1997\)](#), y los límites de fondo IR son de [Fernández-Ontiveros et al. \(2009\)](#).



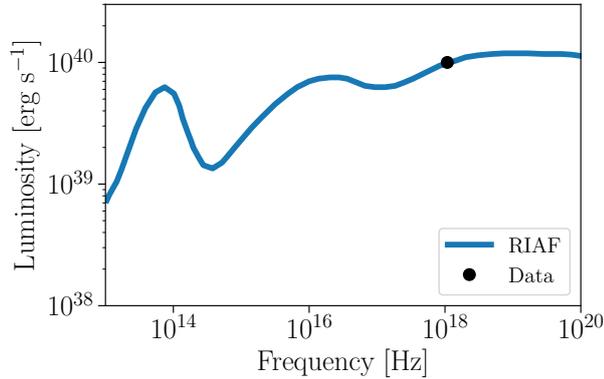
Procedemos ahora a modelar el escenario físico alrededor de los diferentes candidatos a agujero negro para investigar la aceleración de partículas por el mecanismo de *dinamo* de agujero negro. Las incertidumbres sobre la naturaleza de la emisión en estos objetos son muy grandes. Aplicamos el modelo de **HAF** suponiendo que la emisión observada es alimentada puramente por la acreción sobre el agujero negro. Este podría no ser el caso, por supuesto, por lo que nuestro tratamiento no incluye la posibilidad de que una de estas fuentes albergue un agujero negro muy inactivo que *no sea* el responsable de la emisión. Los valores adoptados para los diferentes parámetros se muestran en la [Tabla 6.1](#).

## TH2

A pesar de que TH2 es la fuente de radio compacta más fuerte en la región nuclear de NGC 253, esta no presenta contraparte en otras longitudes de onda. Por lo tanto, si esta fuente corresponde a un agujero negro supermasivo, el mismo tiene que estar acretando a tasas muy bajas. Proponemos que el flujo de acreción sobre el agujero negro es un **eADAF** similar al que alimenta Sgr A\* ([Narayan et al., 1998b](#); [Yuan et al., 2003](#)) pero con una masa levemente mayor. [Fernández-Ontiveros et al. \(2009\)](#) estimaron una masa de  $\approx 7 \times 10^6 M_{\odot}$ ; dadas las incertidumbres adoptamos  $M_{\text{BH}} = 10^7 M_{\odot}$ . La emisión sincrotrón térmica de un **HAF** alrededor de un agujero negro supermasivo de esta masa tiene su pico en longitudes de onda submilimétricas y no puede ser responsable del flujo centimétrico detectado. Esta emisión, sin embargo, se puede reproducir con la suposición adicional de que también está presente un *jet* débil (ver [Sección 6.3.1](#)). Tomamos  $q_{\text{jet}} = 10\%$ , un índice espectral para la distribución no térmica en el *jet* de  $\alpha = 2.8$ , y una tasa de acreción exterior para el flujo de acreción de  $\dot{M}_{\text{out}} = 1.1 \times 10^{-4} \dot{M}_{\text{Edd}}$ . Suponemos que la aceleración de partículas tiene lugar a una distancia de  $z_{\text{acc}} \approx 100 R_g$  del horizonte del agujero negro. La [Fig. 6.2](#) muestra la **SED** del modelo **RIAF+jet** que produce el mejor ajuste de los datos. Aunque no se observe la emisión del **RIAF**, la potencia del *jet* está vinculada a la de este último.

## X-1

X-1 es una fuerte fuente de rayos X duros en el núcleo de NGC 253. Los primeros estudios consideraron que esta fuente era la contraparte de rayos X de TH2, reforzando así la naturaleza **AGN** de este último ([Weaver et al., 2002](#)), pero el reprocesamiento de los datos de *Chandra* de [Müller-Sánchez et al. \(2010\)](#) demostró que ambas fuentes no están asociadas entre sí, ya que están separadas por  $\sim 1''$ .



**Figura 6.3:** Distribución espectral de energía del HAF para la fuente X-1. Los datos en rayos X son de Müller-Sánchez et al. (2010).

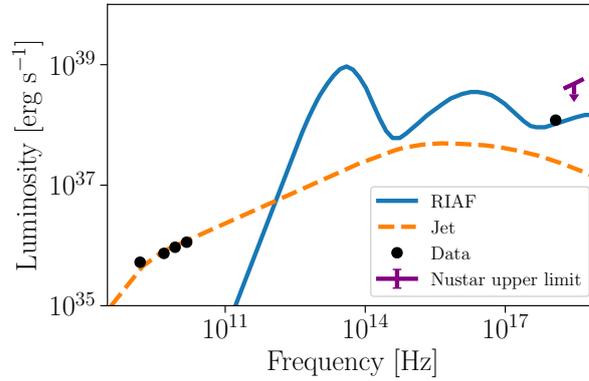
Resulta que X-1 no tiene contraparte en otras longitudes de onda y sólo se detecta a energías  $> 2$  keV. Müller-Sánchez et al. (2010) propusieron que si X-1 es el verdadero núcleo galáctico, la explicación más simple es que es un **LLAGN oculto**. Los **AGN** ocultos se caracterizan por un oscurecimiento extremadamente alto hasta longitudes de onda del infrarrojo medio, y no encajan en la fenomenología del modelo estándar unificado de **AGN** (Antonucci, 1993) (ver Sec. 1.4.2). El prototipo de esta clase de **AGN** es la galaxia Seyfert 2 NGC 4945 (Marconi et al., 2000). Müller-Sánchez et al. (2010) estimaron que la luminosidad intrínseca de X-1 en la banda de 2–10 keV es de  $\sim 10^{40}$  erg s<sup>-1</sup>. En 2013, observaciones *Chandra* y *NuSTAR* simultáneas de la región central de NGC 253 no detectaron emisión en la posición X-1 (Lehmer et al., 2013). Este hecho más el límite superior impuesto por *NuSTAR* ( $L_{10-40 \text{ keV}} \lesssim 0.3 \times 10^{39}$  erg s<sup>-1</sup>) parecen desfavorecer la hipótesis **AGN**. Lehmer et al. (2013) sugirieron que si esta fuente es un **AGN** oculto, estuvo en un estado de muy baja actividad durante la campaña de observación de 2013. Adoptando esta suposición, modelamos la emisión de X-1 como un **HAF** con una masa de  $M \approx 10^6 M_{\odot}$  y una tasa de acreción externa de  $\approx 1.5 \times 10^{-2} \dot{M}_{\text{Edd}}$ . La Fig. 6.3 muestra la **SED** de este modelo.

## IRC/TH7/X-2

IRC es la fuente más brillante en **NIR**, infrarrojo medio y rayos X blandos en la región central de NGC 253 (la fuente se denomina X-2 en Müller-Sánchez et al. 2010). Tiene una contraparte de radio (TH7 en Ulvestad & Antonucci 1997), y coincide con un supercúmulo estelar de  $\sim 10^7 M_{\odot}$ . Günthardt et al. (2015) presentaron evidencia que sugiere que esta fuente podría ser el verdadero núcleo galáctico y que, en este caso, el supercúmulo podría albergar un agujero negro de  $\approx 10^6 M_{\odot}$  acretando a tasas bajas. La luminosidad en la banda *Chandra* es  $\sim 10^{38}$  erg s<sup>-1</sup> (Müller-Sánchez et al., 2010) y puede ser reproducida por un **HAF** con una masa de agujero negro de  $10^6 M_{\odot}$  y una tasa de acreción externa de  $\dot{M}_{\text{out}} \approx 2.5 \times 10^{-3} \dot{M}_{\text{rmEdd}}$ . Dada la planitud de la emisión de radio,  $S_{\nu} \sim \nu^{-0.8}$ , la región del *jet* que la produce debería estar ubicada lejos del agujero negro. Ajustamos estos datos con un modelo de *jet* fenomenológico con  $z_{\text{acc}} \approx 2 \times 10^4 R_{\text{g}}$ ,  $\alpha = 2.3$ , y  $q_{\text{jet}} = 8\%$ . La figura 6.4 muestra la **SED** para el modelo **HAF+jet**. La luminosidad IR de la fuente es muy alta ( $\gtrsim 10^{42}$  erg s<sup>-1</sup> en la banda  $K_{\text{s}}$ ) y es muy probable que la produzca el polvo calentado en el supercúmulo y no esté relacionada con el **AGN**; por lo tanto, no se muestra en la Figura 6.4.

## 6.5.2 Gaps electrostáticos

**Figura 6.4:** Distribución espectral de energía para el flujo de acreción en IRC. Los datos de radio son de [Ulvestad & Antonucci \(1997\)](#), los datos de 2–10 keV son de [Müller-Sánchez et al. \(2010\)](#) y los límites superiores de *NuSTAR* son de [Lehmer et al. \(2013\)](#).



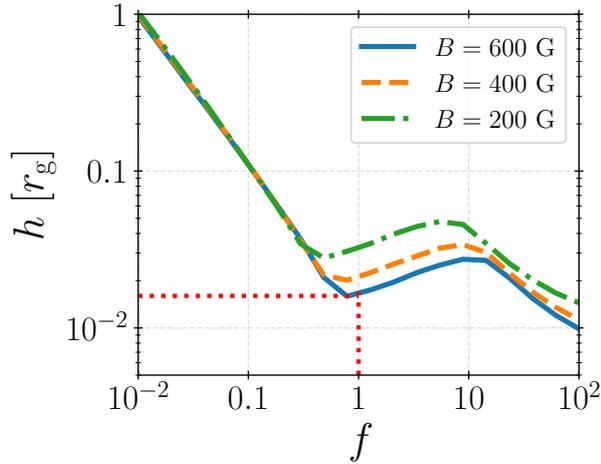
**Tabla 6.1:** Parámetros del flujo de acreción caliente y del *jet* (cuando es necesario) para los candidatos a núcleo galáctico.

Fuente	Flujo de acreción		<i>Jet</i>		
	$M$ [ $10^6 M_{\odot}$ ]	$\dot{M}_{\text{out}}$ [ $\dot{M}_{\text{Edd}}$ ]	$q_{\text{jet}}$	$\alpha$	$z_{\text{acc}}$ [ $R_S$ ]
TH2	10	$1.1 \times 10^{-4}$	10 %	2.8	100
X-1	1	$1.5 \times 10^{-2}$	—	—	—
IRC/TH7/X-2	1	$2.5 \times 10^{-3}$	8 %	2.3	$10^4$

Para estudiar el potencial del mecanismo de dínamo discutido en la aceleración de rayos cósmicos, debemos tener en cuenta la influencia del campo de fotones del **HAF** en el *gap*. Imponemos la condición de que un electrón inyectado en el espacio no desencadene un crecimiento exponencial de pares a través de la emisión de rayos  $\gamma$  (ver Sec. 6.4), teniendo en cuenta las pérdidas por **IC** y por radiación de curvatura que limitan la energía máxima de los leptones. A partir de las fuentes consideradas, encontramos que incluso para el **RIAF** de muy baja luminosidad considerado para TH2, la altura del *gap* se reduce considerablemente:  $h_{\text{gap}} \approx 0.01R_g$ . Para un campo magnético  $B \approx 600$  G como el que hay en su región más interna, la energía máxima que puede alcanzar un núcleo cargado es

$$E_{\text{max}} \lesssim 3 \times 10^{13} Z \text{ eV}. \quad (6.10)$$

Para que los rayos cósmicos se aceleren a energías más altas en el *gap* electrostático, se requiere una luminosidad del **HAF** aún más baja. A pesar de que la forma del espectro cambia a medida que aumenta o disminuye la luminosidad del **HAF**, a bajas tasas de acreción, los fotones semilla más relevantes son los del pico submilimétrico. Por lo tanto, para estudiar cómo la radiación de fondo afecta la extensión del *gap*, es una buena aproximación tomar el espectro de fotones del **RIAF** en TH2 y escalarlo a diferentes situaciones. En la Fig. 6.5 mostramos la dependencia de la altura del *gap* con la intensidad del campo de fotones de fondo parametrizado por  $f$  tal que la densidad de fotones es  $n_{\text{ph}} = f n_{\text{ph}}^{(\text{TH2})}$ . El pequeño bache en el gráfico está relacionado con el cambio del régimen de Thomson al régimen de Klein–Nishina en la emisión **IC** del electrón. Vemos que para que la altura del *gap* sea  $\sim 1$  se requiere una densidad de fotones aproximadamente dos órdenes de magnitud menor. En el caso de TH2, podría ser, en principio, que exista un flujo de acreción más débil pero, dado que la emisión del *jet* está vinculada a la del **HAF** por la simbiosis disco–*jet*, la potencia del mismo debería ser mucho mayor que el 10 % de la potencia de acreción



**Figura 6.5:** Extensión del *gap* en función del parámetro  $f$  que parametriza la densidad de fotones,  $n_{\text{ph}} = f n_{\text{ph}}^{(\text{TH2})}$ , para diferentes valores de la intensidad del campo magnético. La línea roja punteada muestra la ubicación en el gráfico de los parámetros para la fuente TH2 (ver Tabla 6.1).

o su emisión debería estar fuertemente amplificada por *beaming*, lo que no se espera en este escenario. Concluimos que si TH2 alberga un agujero negro inactivo que alimenta la emisión de radio, el potencial del mecanismo de dínamo del agujero negro para acelerar los rayos cósmicos en esta fuente está muy limitado debido a la emisión del flujo de acreción.

Los HAF que consideramos para X-1 e IRC son bastante más brillantes que el de TH2. Luego, si alguna de estas fuentes está relacionada con el verdadero núcleo activo, el posible *gap* electrostático estaría aún más limitado y la aceleración sería menos eficiente. Esto descarta el LLAGN putativo como una alternativa viable para la aceleración de UHECR en NGC 253.

Todavía hay una ventana abierta para un agujero negro extremadamente inactivo, ya sea que coincida con estas fuentes o no, que no se puede descartar por completo hasta que se aclare la verdadera naturaleza del núcleo galáctico en NGC 253.

## 6.6 Discusión

### 6.6.1 Rayos cósmicos

La presencia de un AGN oculto en NGC 253 no puede explicar el origen de UHECR en esta fuente. De acuerdo con la Ec. 6.10, la energía máxima alcanzable por los núcleos de hierro que entran en el *gap* electrostático de la magnetósfera del agujero negro sería  $\sim 2 \times 10^{15}$  eV. Esto es incluso menos de lo que Romero et al. (2018) estimaron para la aceleración de partículas en el superviento. Si NGC 253 y otros *starburst* se confirman como fuentes de UHECR de alta metalicidad, entonces los rayos cósmicos probablemente deberían originarse en objetos compactos ubicados en la región de formación estelar. Entre los candidatos podemos mencionar supernovas impulsadas por motores (Zhang & Murase, 2019), un reciente evento de disrupción por mareas (Guépin et al., 2018), magnetares (Singh et al., 2004) y estallidos de rayos  $\gamma$  (Waxman, 2006).

### 6.6.2 Diferentes contribuciones a la emisión $\gamma$

NGC 253 ha sido detectada en rayos  $\gamma$  de alta energía por el instrumento LAT a bordo del satélite *Fermi* (Abdo et al., 2010b) y en muy altas energías por HESS (Acero et al., 2009). La emisión total de rayos  $\gamma$  es analizada por Abramowski et al. (2012). A una distancia de 3.5 Mpc, el flujo integrado por encima de 200 MeV produce una luminosidad de  $L(E > 200 \text{ MeV}) \sim 7,8 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ . El espectro de altas energías está bien ajustado como una ley de potencia de índice  $\Gamma = 2.24 \pm 0.14_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{sys}}$ . El espectro de muy altas energías observado por HESS también es una ley de potencia con un índice similar de  $\Gamma = 2.14 \pm 0.18_{\text{stat}} \pm 0.30_{\text{sys}}$ . Ambos espectros son compatibles con un espectro general ajustado por una ley de potencia de índice  $\Gamma = 2.34 \pm 0.03$ . Sin embargo, no se puede descartar un ligero quiebre con un espectro ligeramente más duro a energías más altas.

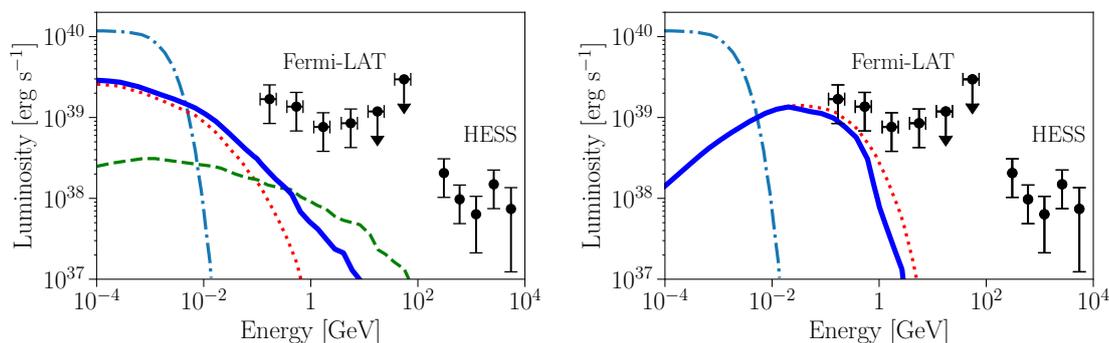
Las observaciones con mejor resolución en rayos  $\gamma$  son las de HESS. La detección es consistente con el centro galáctico y con una fuente cuya extensión es menor a  $2.4$  a  $3\sigma$  nivel de confianza (Abramowski et al., 2012). Dado que la extensión de la región del *starburst* es  $\sim 0.4 \times 1.0$ , hay algo de espacio para las contribuciones de la base del superviento como lo sugieren Romero et al. (2018). Los rayos  $\gamma$  GeV también pueden producirse en el superviento, pero la resolución de *Fermi* no permite desentrañar esta radiación, si está presente.

Por otro lado, la correlación de radio/IR observada en las galaxias con formación estelar ha llevado a la idea de que los electrones acelerados por las supernovas son responsables de la emisión de radio de estas fuentes. Además, los protones acelerados también por las supernovas podrían ser responsables de la emisión de rayos  $\gamma$  a través de colisiones inelásticas con el gas ambiental (Anchordoqui et al., 1999; Domingo-Santamaría & Torres, 2005; Rephaeli et al., 2010; Paglione & Abrahams, 2012; Yoast-Hull et al., 2013). Otras fuentes de protones acelerados localmente, como los vientos estelares de estrellas masivas, también podrían contribuir a la luminosidad general de los rayos  $\gamma$  (e.g., Romero & Torres 2003; Yoast-Hull et al. 2014b).

### 6.6.3 Contribución de un LLAGN oculto a la emisión $\gamma$

NGC 4945, el prototipo de AGN oculto, es uno de los pocos AGN *radio-quiet* detectados por el telescopio Fermi-LAT (Abdo et al., 2010a). Curiosamente, a pesar de que esta galaxia también posee un *starburst* en su región central, la evidencia reciente sugiere que la emisión de alta energía podría ser impulsada por el flujo de acreción alrededor del agujero negro supermasivo central (Wojaczyński & Niedźwiecki, 2017). Motivados por esto, exploramos aquí cuál sería la máxima contribución a la emisión de rayos  $\gamma$  esperable de un AGN oculto similar pero más débil en NGC 253, como el que podría ser responsable de la emisión en X-1.

Dado que los HAF son plasmas en un régimen no colisional, no está claro si las partículas que contienen son térmicas o no (Mahadevan & Quataert, 1997) (ver Sec. 2.3.1). Exploramos el escenario más favorable para la producción de rayos  $\gamma$  en un HAF alrededor de un agujero negro de  $\sim 10^6 M_{\odot}$  con una luminosidad  $\sim 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$  en la banda de *Chandra* (ver Sec. 6.5.1). Suponemos que una fracción de la densidad de energía tanto de los electrones como de los iones sigue una distribución no térmica de índice espectral  $p$ . Algunos mecanismos de aceleración plausibles en estos plasmas son la reconexión magnética turbulenta, la SDA o la DSA mediada por choques (ver Sec. 3.6.1). Los electrones se enfrían localmente por la radiación sincrotrón, por lo que su espectro enfriado es más pronunciado con un índice aumentado de  $p + 1$  ( $N(E) \propto E^{-(p+1)}$ ). Por otro lado, los iones no se enfrían de manera



**Figura 6.6:** *Panel izquierdo:* Escenario leptónico para la emisión de rayos  $\gamma$  asociada a un LLAGN oculto en X-1 durante un estado de alta actividad (ver Tabla 6.1). La línea de puntos es la emisión de sincrotrón, la línea discontinua es la emisión Compton inversa y la línea de puntos es la emisión térmica del HAF. La línea continua es la emisión no térmica total, incluida la absorción de fotopares. *Panel derecho:* Ídem para el escenario hadrónico. Los puntos de datos son de Fermi-LAT (Abdo et al., 2010b) y HESS (Acero et al., 2009).

eficiente y son advectados hacia el agujero negro; como consecuencia, conservan el índice espectral original.

Exploramos un escenario leptónico donde el 10% de los electrones (esta fracción no puede ser mucho mayor o se sobreestimaría la emisión de baja energía) sigue una distribución no térmica con  $p = 2$ , y un escenario hadrónico donde todos los iones son no térmicos, siguiendo una distribución de ley de potencia más dura de índice  $p = 1.5$ , y estimamos la emisión de rayos  $\gamma$  asociada en ambos casos. Los electrones emiten por radiación sincrotrón y radiación IC, mientras que los iones emiten sincrotrón y también producen rayos  $\gamma$  por interacciones pp; sin embargo, el último proceso produce fotones a energías en las que son completamente autoabsorbidos. La Fig. 6.6 muestra la SED a altas energías para los parámetros anteriores en ambos escenarios. En el caso leptónico (panel izquierdo), los electrones pueden producir  $\approx 10\%$  de la emisión GeV detectada desde NGC 253. Los fotones con energías más altas son absorbidos internamente.

El panel derecho de la Fig. 6.6 muestra el caso hadrónico; dados los altos campos magnéticos, si tiene lugar un mecanismo de aceleración eficiente, los protones pueden emitir fotones sincrotrón GeV con una luminosidad comparable a la emisión total detectada por NGC 253 en esta banda.

Las predicciones anteriores deben tomarse como límites superiores para la contribución de un núcleo galáctico activo central a la emisión de alta energía de NGC 253, ya que estamos adoptando los conjuntos de valores más favorables para los parámetros. No obstante, dada la baja contribución del HAF en la banda GeV y la falta de emisión en el rango de energías HESS, es poco probable que los procesos no térmicos en el HAF mitiguen las dificultades encontradas en el encaje conjunto de rayos  $\gamma$  y radio en el contexto del modelo de calorímetro para NGC 253 (Yoast-Hull et al., 2014a).

Para restringir el contenido de hadrones de alta energía, se debe realizar un estudio autoconsistente de la producción de neutrinos. Los neutrinos también podrían proporcionar una prueba para investigar la contribución relativa del *starburst* y el AGN al régimen de alta energía en las galaxias donde coexisten los dos fenómenos; tanto las galaxias con *starburst* como los LLAGN se han considerado como posibles fuentes de neutrinos de muy

alta energía. Además, recientemente, algunos autores han propuesto que los **HAF** podrían desempeñar un papel en la emisión de neutrinos de los **LLAGN** (e.g., Kimura et al. 2015, 2019a).

## 6.7 Resumen y conclusiones

Hemos investigado la viabilidad de la aceleración de rayos cósmicos a través del mecanismo de dínamo de agujero negro en un supuesto núcleo activo de NGC 253. Hemos considerado los tres candidatos más plausibles en la región central galáctica para un agujero negro de  $10^{6-7}M_{\odot}$ . Cualquiera que sea el agujero negro, debería estar acretando a tasas bajas y, por lo tanto, estaría alimentado por un **HAF**. Modelamos la emisión electromagnética de estos flujos para reproducir los datos de observación; para dos fuentes, TH2 e IRC, también asumimos la presencia de una componente debida a un *jet* para dar cuenta de la emisión de radio.

Hemos estudiado la viabilidad de la aceleración de los rayos cósmicos a muy altas energías por un *gap* de potencial electrostático en la región polar de la magnetósfera del agujero negro. Las cargas aceleradas en el *gap* emiten rayos  $\gamma$  que colisionan con los fotones blandos del **HAF** y crean pares, dando lugar al apantallamiento del *gap*. Teniendo en cuenta este efecto, hemos encontrado que incluso en el menos luminoso de los tres flujos estudiados, el de TH2, la luminosidad del **RIAF** es lo suficientemente alta como para limitar fuertemente la extensión del *gap*, evitando que los rayos cósmicos sean acelerados a energías superiores a  $10^{15}$  eV. Este efecto descarta el escenario de un **AGN** como causante de la aceleración de **UHECR** en el caso de que el núcleo esté alimentando la emisión de una de las fuentes candidatas consideradas en la literatura. Todavía existe la posibilidad de que un agujero negro extremadamente débil, que no sea visible de ninguna manera, desempeñe algún papel en la aceleración de los rayos cósmicos. Para descartar esta última posibilidad, sería necesaria una aclaración sobre la verdadera naturaleza del núcleo de NGC 253 o una explicación alternativa sólida para el origen de los **UHECR**.

Finalmente, como subproducto del modelado de la fuente X-1, hemos estimado la contribución de las partículas no térmicas en el flujo de acreción a la emisión total de rayos  $\gamma$  de NGC 253. En el escenario más favorable, los protones podrían producir una luminosidad comparable a la detectada por el telescopio Fermi-LAT a  $\approx 1$  GeV.



# IV

---

## Problemas *macrofísicos*



---

En los próximos Capítulos, presentamos los resultados de nuestras investigaciones sobre un problema macrofísico de interés: la radiación de sistemas binarios de agujeros negros supermasivos acretantes. Algunas de las preguntas que abordamos son las siguientes:

- ¿Cómo es la **SED** de un **SMBHB** acretante y en qué se diferencia esta de la de un **AGN** convencional?
- ¿Cuáles son las similitudes y diferencias entre un disco delgado normal sobre un agujero negro y los (mini-)discos de acreción en **SMBHB**? ¿Qué influencia tiene el espín de los agujeros negros?
- ¿Qué señales periódicas distintivas pueden identificarse en la emisión de un flujo de acreción en un **SMBHB**? ¿cómo afectan a esto los efectos relativistas? ¿Cuáles son las perspectivas de observar estas periodicidades?
- ¿Qué sucede si los **SMBHB** lanzan *jets* relativistas y estos interactúan? ¿Qué radiación se puede esperar de dicha interacción?

PREGUNTAS ABIERTAS  
DE INTERÉS SOBRE LA  
RADIACIÓN DE SMBHB

---

---

---

## Radiación electromagnética de agujeros negros supermasivos binarios en el régimen relativista

Para predecir con precisión características electromagnéticas distintivas de **SMBHB**, primero debemos comprender cómo se comportan los flujos de acreción sobre estos sistemas. Este es un problema difícil que requiere resolver la evolución dinámica altamente no lineal del plasma, sus campos magnéticos y su radiación. Para lograr esto, la mejor herramienta con la que contamos son las simulaciones numéricas, intentando que el tratamiento incluya la mayor cantidad de ingredientes físicos posibles. En la Sec. 1.5, hemos discutido los principales resultados sobre **SMBHB** acretantes derivados de simulaciones hidrodinámicas y **MHD**. Bajo condiciones generales, el sistema de acreción en un **SMBHB** consiste en un **CBD** truncado a una distancia  $\sim 2r_{12}$ , con  $r_{12}$  la separación entre los agujeros negros, donde la cavidad resultante es ligeramente excéntrica. Para valores del cociente de masas  $q > 0.1$ , una sobredensidad, el *lump*, orbita al sistema binario cerca del borde interno del **CBD**. El material que se desprende del **CBD** ingresa a la cavidad a través de *streams* y forma minidiscos alrededor de los agujeros negros. La interacción entre el *lump* y los minidiscos puede dar lugar a periodicidades en la tasa de acreción y la masa total de estos últimos, como veremos más adelante.

Por otro lado, la emisión electromagnética de **SMBHB** también depende de cómo los fotones se mueven e interactúan con el plasma en un espaciotiempo dinámico. Esto es difícil de modelar de forma completamente autoconsistente y, hasta ahora, solo se ha abordado para agujeros negros individuales en regímenes específicos (Davis et al., 2005; Zhu et al., 2012; Kinch et al., 2021). Un paso intermedio consiste en implementar alguna prescripción sobre cómo irradia el gas, mediante de una función de enfriamiento (Noble et al., 2009), y luego rastrear los fotones a medida que viajan a través del espaciotiempo. Utilizando el código de trazado de rayos y transporte radiativo **Bothros** (Noble et al., 2007), d'Ascoli et al. (2018) realizaron simulaciones de trazado de rayos sobre los datos de las simulaciones **GRMHD** de Bowen et al. (2018). Estas modelan la acreción de los minidiscos en un **SMBHB** de agujeros negros no rotantes de igual masa, utilizando una aproximación de *matching*

para el espaciotiempo dinámico (Mundim et al., 2014).

En este capítulo, extendemos el trabajo realizado por d’Ascoli et al. (2018) para una simulación más larga (Bowen et al., 2019) e incluimos una nueva simulación similar pero con agujeros negros rotantes (Combi et al., 2022). Esta última, utiliza un nuevo enfoque para aproximar el espaciotiempo que consiste en la superposición de métricas analíticas (Combi et al., 2021). Debido a la mayor duración de las simulaciones en nuestro análisis, el SMBHB alcanza un estado de relajación, lo que nos permite calcular *por primera vez* curvas de luz completamente relativistas de un sistema SMBHB que se acerca a la fusión. Con esta investigación buscamos abordar preguntas como: ¿qué tipo de espectros producen los SMBHB y en qué se diferencian de los de los AGN individuales? ¿Cómo irradian los minidisks y en qué medida se parecen a los discos estándar alrededor de agujeros negros individuales? ¿Hay características únicas en la variabilidad temporal de la emisión? ¿Cuáles son las perspectivas de observar estos sistemas?

El resto del capítulo está organizado de la siguiente manera: en la Sec. 7.1, describimos las simulaciones GRMHD que utilizamos y la metodología que adoptamos para obtener los productos científicos del trabajo, los cuales son presentados en la Sec. 7.2. Estos resultados consisten en imágenes variables, espectros y curvas de luz. En la Sec. 7.3, discutimos las principales implicaciones de nuestros hallazgos y abordamos las preguntas mencionadas anteriormente. Finalmente, presentamos nuestras conclusiones en la Sec. 7.4.

## 7.1 Metodología

Para calcular imágenes, espectros y curvas de luz realizamos simulaciones de trazado de rayos sobre simulaciones GRMHD. En lo que sigue, utilizamos unidades geometrizadas,  $G = c = 1$ , para describir datos directos de la simulación y unidades CGS para presentar los observables electromagnéticos.

### 7.1.1 Simulaciones GRMHD

Hacemos uso de datos de dos simulaciones GRMHD de SMBHB en el régimen relativista: una de ellas en donde los agujeros negros tienen espines no nulos y alineados con el eje de rotación del sistema, analizada en Combi et al. (2022), y la otra con agujeros negros no rotantes, analizada en Bowen et al. (2018, 2019). De aquí en más, nos referimos a la simulación con rotación como S06 y a la simulación sin rotación como S0. En ambas simulaciones, las ecuaciones GRMHD para el plasma se evolucionan utilizando el código de volúmenes finitos Harm3d (Gammie et al., 2003; Noble et al., 2006), utilizando en ambos casos los mismos datos iniciales y la misma configuración numérica, con la única diferencia en la prescripción utilizada para aproximar la métrica del espaciotiempo<sup>1</sup>.

En S0, el plasma evoluciona sobre un espaciotiempo representado por una métrica aproximada construida utilizando una técnica de *matching* (Mundim et al., 2014), y en la que ambos agujeros negros tienen espín nulo. En S06, el espaciotiempo está representado por una métrica aproximada construida a través de una superposición, en la que los agujeros negros tienen espines alineados de  $\chi_i \equiv J_i/m_i^2 = 0.6$ , donde  $J_i$  y  $m_i$  son el momento angular

---

<sup>1</sup>La métrica debe aproximarse ya que no existen soluciones exactas de la misma para un espaciotiempo con dos agujeros negros orbitantes.

y masa del  $i$ -ésimo agujero negro. [Combi et al. \(2021\)](#) demostraron que estas dos métricas de espaciotiempo son físicamente equivalentes, y la única diferencia significativa en las simulaciones es el espín de los agujeros negros.

Los datos iniciales para el **CBD** se toman de una simulación en [Noble et al. \(2012\)](#) en la que el sistema evoluciona por  $50000M$ , donde  $M := m_1 + m_2$  es la masa total del sistema binario, alcanzando un estado de relajación en el cual una sobredensidad  $m = 1$ , el *lump*, orbita alrededor del borde interior de la cavidad circumbinaria. Calculando el promedio temporal de la tasa de acreción, encontramos que el **CBD** está en equilibrio hasta una distancia de  $r \sim 50M$ , un poco fuera de su borde interior. Desde allí hasta  $\simeq 100M = 5a$ , la tasa de acreción media aumenta suavemente hacia afuera en un  $\simeq 50\%$ . Por esta razón, la emisión del **CBD** a las frecuencias más bajas es algo más fuerte de lo que sería si tuviéramos un verdadero estado de equilibrio global. Sin embargo, debido a que estas bajas frecuencias no se encuentran en una parte del espectro relevante a nuestras predicciones (consulte la [Sec. 7.2](#)), esta inconsistencia no afecta ninguna de nuestras conclusiones.

Los agujeros negros están separados por una distancia de  $r_{12} = 20M$ . Los datos de la simulación del **CBD** se interpolan en una nueva grilla que incluye a los agujeros negros, y se agregan dos minidiscos en un estado de cuasi-equilibrio; luego, se eliminan las divergencias magnéticas (ver [Bowen et al. 2018](#) para obtener más detalles). Las simulaciones utilizan condiciones de contorno “salientes” en los límites radiales, condiciones de contorno simétricas y reflexivas en el recorte del eje polar y condiciones de contorno periódicas en las coordenadas azimutales, y siguen la fase de *inspiral* del sistema binario utilizando una aproximación post-Newtoniana (**PN**, del inglés *Post-Newtonian*).

Después de un período transitorio de  $\sim 3$  órbitas, los minidiscos se asientan en un ciclo periódico con una evolución secular lenta: estos se llenan y se vacían de masa periódicamente, pero con masas máximas y mínimas que van cambiando lentamente. Este ciclo es casi constante después del período transitorio, como se puede ver en la [Figura 3](#) de [Bowen et al. \(2019\)](#) y la [Figura 4](#) de [Combi et al. \(2022\)](#). En la [Fig. 7.1](#) mostramos una vista ecuatorial de la densidad de masa y la función de enfriamiento de la simulación **S06**. La simulación **S06** (**S0**) dura un total de 15 (12) órbitas, y finaliza con los agujeros negros a una separación de  $\sim 16.7M$  ( $17.3M$ ).

En **Harm3d**, las ecuaciones de conservación de la energía-impulso tienen un término de enfriamiento que irradia la energía disipada y almacenada en el flujo:

$$\nabla_{\mu} T^{\mu\nu} = \mathcal{L}_c u^{\nu}. \quad (7.1)$$

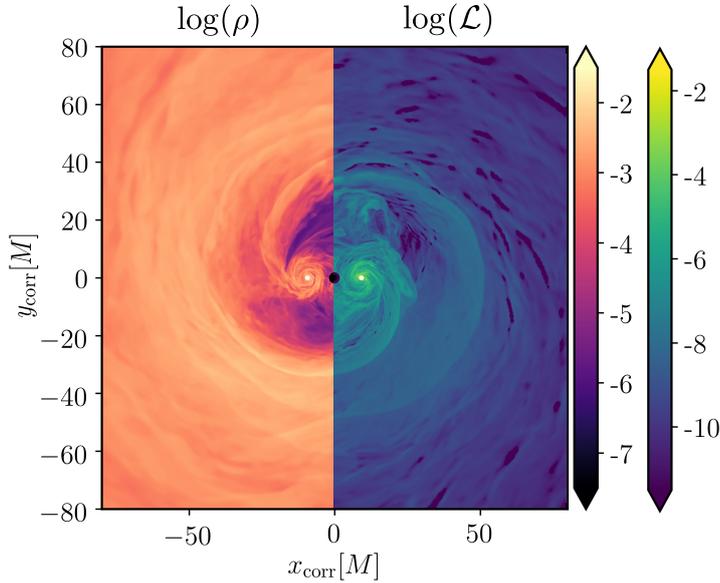
La función de enfriamiento del plasma es

$$\mathcal{L}_c = \frac{\rho \varepsilon}{t_{\text{cool}}} \left( \frac{\Delta S}{S_0} + \left| \frac{\Delta S}{S_0} \right| \right), \quad (7.2)$$

donde  $\rho$  es la densidad de masa en reposo,  $\varepsilon$  es la energía interna específica,  $\Delta S \equiv S - S_0$ ,  $S$  es la entropía específica,  $S_0 = 0.01$  es la entropía específica inicial, y la escala de tiempo de enfriamiento  $t_{\text{cool}}$  se define como

$$t_{\text{cool}}(r) = \begin{cases} 2\pi (r + M)^{3/2} / \sqrt{M}, & \text{if } r \geq 1.5a, \\ 2\pi r_{\text{BL},i}^{3/2} / \sqrt{m_i}, & \text{if } r_i \leq 0.45a, \\ 2\pi (1.5a + M)^{3/2} / \sqrt{M}, & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (7.3)$$

En la [Ec. 7.3](#),  $r_{\text{BL},i}$  es la coordenada radial de Boyer–Lindquist en el marco comóvil del  $i$ -ésimo agujero negro y  $m_i$  es la masa del mismo. Al fijar la entropía “objetivo”  $S_0$ ,



**Figura 7.1:** Corte ecuatorial de la densidad de masa en reposo  $\rho$  (panel izquierdo) y la función de enfriamiento  $\mathcal{L}_c$  (panel derecho) para S06 a un tiempo  $t = 3290M$ .

controlamos la temperatura del fluido y, por lo tanto, el cociente entre altura y radio:  $h/r \approx 0.1$ .

El término de enfriamiento garantiza que toda la energía disipada sea radiada, por lo que la distribución en el espacio y tiempo de la radiación es muy cercana a la distribución de disipación. En los códigos que modelan la MHD en el régimen *ideal*, la disipación se da por un efecto de escala de la grilla numérica, pero debido a que la disipación física tiende a crecer con gradientes pronunciados, ya sea de velocidad o de campo magnético, esta disipación “imita” la disipación física.

### 7.1.2 Transporte radiativo

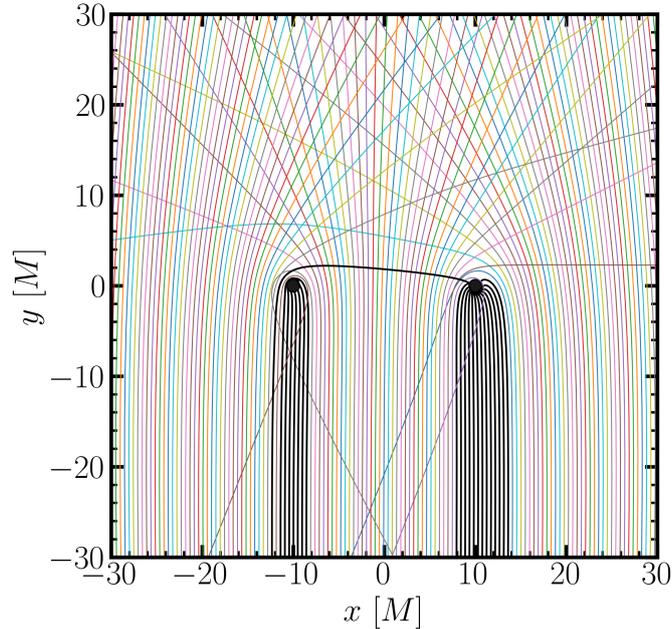
Para estudiar la radiación electromagnética saliente, utilizamos el código *Bothros* (Noble et al. 2007; d’Ascoli et al. 2018) y realizamos el trazado de rayos sobre las simulaciones GRMHD. Nuestra metodología sigue la utilizada en (d’Ascoli et al., 2018). Utilizamos el enfoque “cámara-fuente” en el que se lanzan fotones desde la cámara hacia atrás en el tiempo, dirigiéndose hacia la fuente emisora. También realizamos la integración utilizando la aproximación “fast-light” (FLA, del inglés *fast-light approximation*), que supone que los fotones se mueven mucho más rápido que el plasma y que el espaciotiempo mismo<sup>2</sup>.

En la Fig. 7.2, mostramos las trayectorias de un conjunto de geodésicas lanzadas desde una cámara ubicada en el plano ecuatorial del sistema binario en  $(x = 0, y = -1000M)$ . Distinguimos las geodésicas que “nacen” del horizonte de eventos de los agujeros con líneas sólidas oscuras; en el infinito, estas definen la proyección aparente del horizonte de eventos de los agujeros negros<sup>3</sup>.

<sup>2</sup>La validez de esta aproximación para SMBHB a las separaciones involucradas en este trabajo ( $\sim 20 M$ ) se discutió en detalle en d’Ascoli et al. (2018) (Sec. 4.4).

<sup>3</sup>En los modelos de emisión de agujeros negros individuales con tasa de acreción muy baja, normalmente hay una depresión en el flujo presente en la imagen aparente. El tamaño de esta “sombra” depende del modelo, pero, en general, coincide con la posición aparente del horizonte de eventos (ver, e.g., Bronzwaer &

**Figura 7.2:** Trayectorias geodésicas a un tiempo fijo. Las líneas negras representan aquellas geodésicas que “nacen” del horizonte de eventos, mientras que los demás colores son sólo para una mejor apreciación visual.



Después de calcular la muestra completa de trayectorias geodésicas para un tiempo determinado (una geodésica por píxel), integramos la ecuación de transporte radiativo a lo largo de las mismas para producir mapas de intensidad específica  $I_{\nu_\infty}$  en la cámara para una frecuencia observada determinada  $\nu_\infty$ . A partir de estos mapas de intensidad, calculamos flujos espectrales y curvas de luz. Para recuperar fielmente el flujo espectral de cada imagen instantánea, utilizamos una resolución de  $800 \times 800$  píxeles ( $\sim 7$  pixels/ $M$ ) para la región  $r < 60M$  y  $500 \times 500$  píxeles ( $\sim 2$  pixels/ $M$ ) para la región  $60M < r < 150M$ . Esta resolución es suficiente para calcular el flujo con un error  $\lesssim 1\%$ .

Para obtener  $I_{\nu_\infty}$  en cada píxel, procedemos de la siguiente manera. En primer lugar, calculamos la profundidad óptica  $\tau$  a lo largo de la geodésica y determinamos si se alcanza o no la fotosfera del disco, definida como el lugar geométrico formado por los puntos donde  $\tau = 1$ . Si  $\tau < 1$  a lo largo de la geodésica completa, comenzamos la integración de la ecuación de transporte radiativo desde el último punto de la geodésica (ya sea al final del dominio de simulación o en el horizonte de eventos de uno de los agujeros negros) con la condición inicial  $I_0 = 0$ . Por otro lado, si se alcanza la fotosfera, comenzamos la integración desde esta con la condición inicial  $I_0 = I_{\text{phot}} = B_\nu(T_{\text{eff}})$ . Aquí,  $B_\nu$  es la función de Planck y  $T_{\text{eff}}$  es la temperatura efectiva de la fotosfera en el punto donde la geodésica dada la interseca. Esta condición inicial equivale a suponer que la fotosfera irradia un espectro de cuerpo negro con el valor local de la temperatura efectiva.

La temperatura efectiva se calcula utilizando la ley de Stefan–Boltzmann a partir del flujo de enfriamiento radiativo  $\mathcal{F}$ ,

$$T_{\text{eff}} = (\mathcal{F}/\sigma)^{1/4}, \quad (7.4)$$

donde  $\sigma$  es la constante de Stefan–Boltzmann. A su vez, el flujo radiativo se calcula integrando verticalmente la función de enfriamiento en el interior de la fotosfera:

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2} \int_{\tau>1} \mathcal{L}_c(z) dz, \quad (7.5)$$

---

Falcke 2021; Gralla 2021).

donde el factor  $1/2$  proviene del hecho de que el disco tiene dos superficies a través de las cuales enfriarse.

Independientemente de si la geodésica alcanza o no la fotosfera, la integración de la ecuación de transporte radiativo se realiza siempre en una región ópticamente delgada del flujo, que denominamos, de ahora en más, “corona”. Para realizar la integración, debemos asumir un modelo de emisión y absorción. Los electrones en las coronas alcanzan temperaturas relativistas y se enfrían principalmente a través de la dispersión **IC** de fotones de baja energía del disco ópticamente grueso. Como ya hemos visto, este proceso da lugar a un espectro de ley de potencia con un corte exponencial a altas energías, independientemente de si las partículas siguen una distribución de energía térmica, que suele ser el caso, o no térmica. Un tratamiento detallado de este proceso en simulaciones **GRMHD** es muy complejo y computacionalmente costoso (ver, sin embargo, [Kinch et al. 2020, 2021](#)). Por simplicidad, aquí seguimos el enfoque utilizado en [d’Ascoli et al. \(2018\)](#) y modelamos el espectro Comptonizado mediante un coeficiente de emisividad efectivo (local) de la forma

$$j_\nu = \frac{\mathcal{L}_c}{4\pi^{3/2}} \frac{h}{k_B T} \left( \frac{h\nu}{k_B T} \right)^{-1/2} e^{-\frac{h\nu}{k_B T}}, \quad (7.6)$$

La normalización es tal que  $4\pi \int j_\nu d\nu = \mathcal{L}_c$ , es decir, que la emisividad bolométrica coincide con la función de enfriamiento en cada punto. A su vez, fijamos la temperatura adimensional y el índice espectral de la corona a valores típicos observados en **AGN** regulares luminosos:  $\Theta_e := k_B T / m_e c^2 = 0.2$  y  $p = 0.5$ .

A las temperaturas y densidades de interés en nuestro escenario, la fuente dominante de opacidad es la dispersión Thomson de los electrones. Suponemos una opacidad de Thomson gris (independiente de la frecuencia),

$$\alpha_\nu = \text{const.} = \sigma_T n_e, \quad (7.7)$$

donde  $n_e = \rho / m_H$  es la densidad numérica de electrones.

Finalmente, luego de calcular la intensidad específica en cada píxel para un tiempo dado  $t$ , integramos sobre todos los píxeles para obtener el flujo espectral observado:

$$F_{\nu_\infty} = \int I_{\nu_\infty}(\xi, \eta) d\xi d\eta, \quad (7.8)$$

donde  $(\xi, \eta)$  es el par de coordenadas angulares en la cámara, y hemos supuesto que esta se encuentra lo suficientemente lejos del sistema para que los rayos lleguen aproximadamente paralelos entre sí<sup>4</sup>. La luminosidad espectral es simplemente  $L_{\nu_\infty} = 4\pi r_{\text{cam}}^2 F_{\nu_\infty}$ .

### 7.1.3 Elección de unidades

Nuestras simulaciones **GRMHD** ignoran la auto-gravedad del fluido, que no es importante en escenarios de este tipo. Por lo tanto, las mismas poseen una libertad de escala que nos permite elegir tanto la masa total del sistema binario como la escala de densidad de masa del gas. Esta última se puede definir indirectamente utilizando una cantidad más fácilmente interpretable, como lo es la tasa de acreción. Para cada una de las dos simulaciones (con y sin espín), podemos investigar varios escenarios en los que la masa total  $M$ , la tasa de acreción  $\dot{M}$ , o ambas cambien.

<sup>4</sup>A distancia de  $r_{\text{cam}} = 10^3 M$  es suficiente para que esta aproximación sea razonable: hemos comprobado que el flujo cambia menos de 1% al elegir  $r_{\text{cam}} = 10^3 M$ ,  $10^4 M$ , o  $10^5 M$ .

## 7.2. RESULTADOS

La tasa de acreción se calcula en la simulación en unidades de código (**CU**, del inglés *Code Units*) como

$$\dot{\mathcal{M}}(r, t) = - \int_{\mathcal{S}^2(r)} \rho u^r \sqrt{-g} d\theta d\phi, \quad (7.9)$$

donde  $\rho$  es la densidad de masa del fluido,  $u^r$  denota la componente radial de la cuadriveleridad del fluido,  $g$  denota el determinante de la métrica y  $\mathcal{S}^2(r)$  denota una esfera de radio fijo  $r$  al tiempo  $t$  en el sistema de coordenadas del centro de masa. Promediamos  $\dot{\mathcal{M}}$  sobre el rango  $2r_{12} < r < 4r_{12}$  para la imagen instantánea inicial; este cálculo da un valor de  $\langle \dot{\mathcal{M}} \rangle \approx 0.015$  en **CU**. Al comparar este valor con una tasa de acreción física supuesta,  $\dot{M}$ , y realizar la conversión de unidades, obtenemos la escala de densidad de masa<sup>5</sup>.

En ambas simulaciones, **S06** y **S0**, el flujo se enfría de forma lo suficientemente eficiente como para mantener una relación promedio de altura a radio de  $h/r \sim 0.1$ . Esta relación es la que normalmente se espera en los cuásares, donde las estimaciones típicas de la tasa de acreción son  $\sim 10^{-1 \pm 1} \times \dot{M}_{\text{Edd}}$ . Para una consistencia aproximada, calculamos la radiación de nuestras simulaciones suponiendo  $\dot{M} = 0.25 \dot{M}_{\text{Edd}}$ . También establecemos la masa total del binario en  $M = 10^6 M_{\odot}$  como valor fiduciario, aunque en la Sec. 7.3, exploramos otros valores.

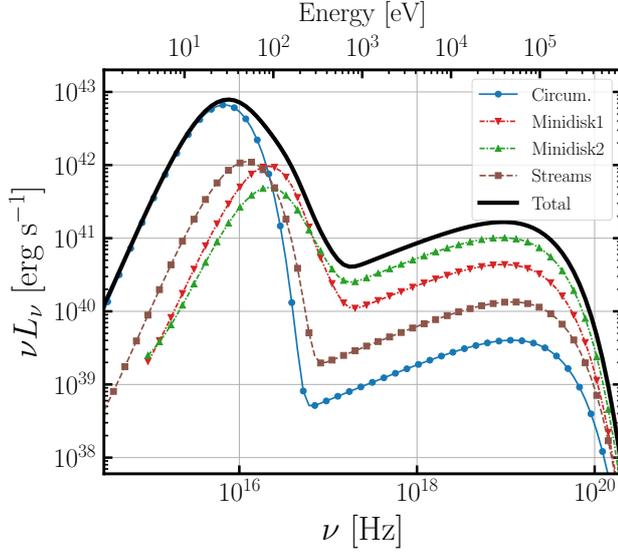
Elegimos una vista *face-on* ( $i = 0$  deg) del sistema para investigar las características más generales en la emisión de estos sistemas, esto es, aquellas que son independientes de la inclinación<sup>6</sup>. Para ángulos de la visual más grandes, la radiación detectada estaría fuertemente modulada por efectos relativistas tales como lentes gravitacionales y *beaming* Doppler. Estas modulaciones pueden ser una herramienta útil para identificar **SMBHB** a través de análisis temporales, y las discutiremos brevemente al final de este capítulo. Téngase en cuenta, sin embargo, que la emisión en el caso *face-on* aún se ve afectada por el corrimiento al rojo gravitacional y por el efecto Doppler transversal.

## 7.2 Resultados

La dinámica de la acreción del **CBD** y de los minidisks en las simulaciones fue analizada minuciosamente en Bowen et al. (2018, 2019); Combi et al. (2022). La característica más distintiva de los **SMBHB** simulados es que el *lump* modula periódicamente tanto la tasa de acreción como la masa de los minidisks, en un ciclo de llenado-vaciado de los mismos. Cuando un agujero negro pasa cerca del *lump*, atrae parte de la masa de este a través de un *stream* que cae casi balísticamente en la cavidad. Esto ocurre periódicamente con la frecuencia de batido,  $f_{\text{beat}} = f_{\mathcal{B}} - f_{\text{lump}} \approx 0.72 f_{\mathcal{B}}$ , donde  $f_{\text{lump}} \approx 0.28 f_{\mathcal{B}}$  es la frecuencia orbital del *lump* (Noble et al., 2012; Shi et al., 2012; Lopez Armengol et al., 2021), y  $f_{\mathcal{B}}$  es la frecuencia orbital del sistema binario. La materia que cae hacia el sistema binario sufre un torque ejercido por este último, que la vuelve a arrojar hacia el **CBD**. Para, efectivamente,

<sup>5</sup>Para obtener más detalles sobre la conversión de unidades de código a unidades físicas, consulte el Apéndice B en d’Ascoli et al. (2018). Téngase en cuenta, sin embargo, que dicho trabajo posee un error en el cálculo de la tasa de acreción en **CU** para los datos del **CBD** Noble et al. (2012), que toman como  $\approx 0.03$ . Esta corrección no invalida sus resultados; más bien, estos corresponderán a una tasa de acreción física de la mitad del valor asumido allí.

<sup>6</sup>Nuestra condición de frontera fotosférica asume una intensidad isotrópica, de modo que la luminosidad total es  $4\pi$  veces la luminosidad observada por ángulo sólido.



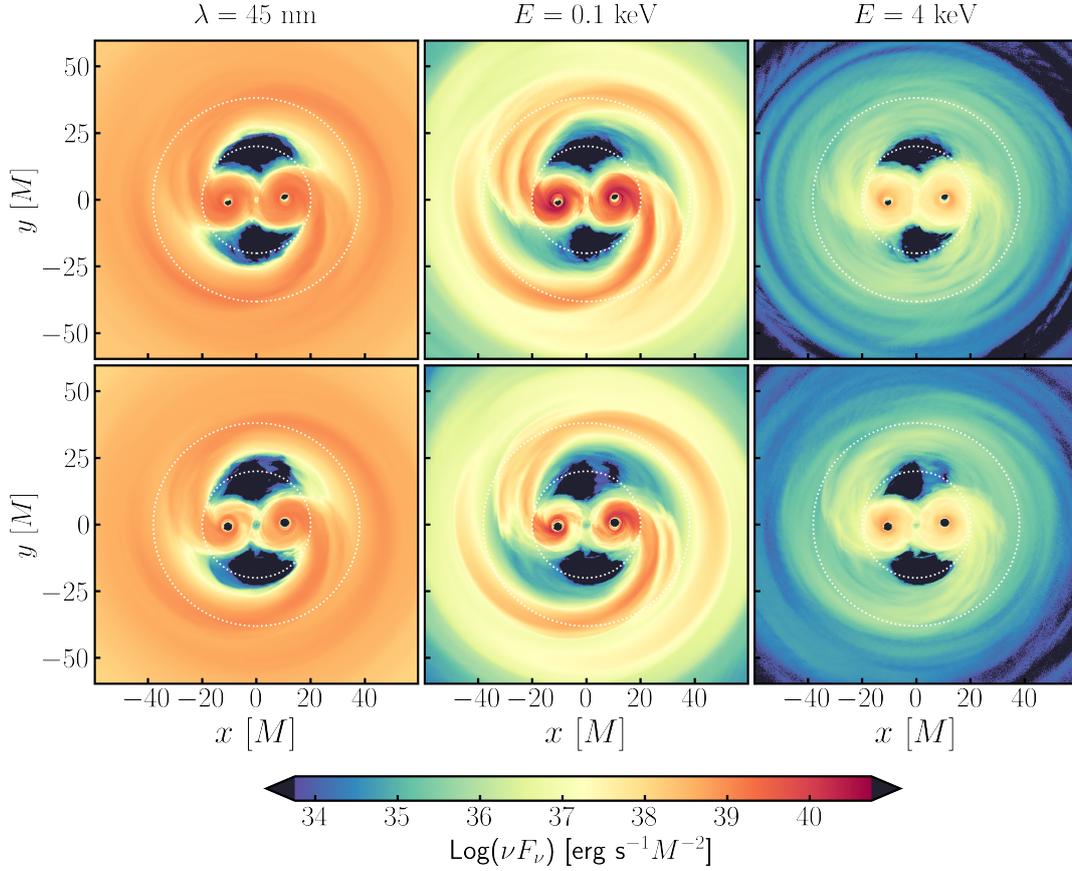
**Figura 7.3:** Distribución espectral de energía de la simulación S06 a  $t = 3290M$ , suponiendo una masa total de  $10^6 M_{\odot}$ . Las diferentes componentes del flujo de acreción están indicadas en la figura. Téngase en cuenta que las frecuencias de los picos térmicos escalan  $\propto M^{-0.25}$ .

caer, su momento angular con respecto al centro de masa del sistema binario debe ser 10 % – 15 % menor que el momento angular orbital en el borde interior del CBD (Shi & Krolik, 2015; Tiede et al., 2022). Esto sucede cuando la materia expulsada choca contra el CBD, y parte del material se frena lo suficiente para perder la cantidad necesaria de momento angular.

El fluido que cae hacia el sistema binario posee una distribución de momento angular específico con respecto a cada agujero negro. Una parte del fluido tiene suficiente momento angular para orbitar, mientras que el resto caerá casi directamente en el agujero (Combi et al., 2022). El momento angular crítico que distingue estos dos destinos,  $l_{\text{crit}}$ , depende de la ubicación de la ISCO. Esta, a su vez, está directamente determinada por el espín pero es independiente de la separación del sistema binario  $r_{12}$ . El tamaño máximo del minidisco, por otro lado, está determinado por el radio de truncamiento  $r_{\text{trunc}} \approx 0.35 - 0.4r_{12}(t)$  (ver Ec. 1.37). Para los sistemas binarios de corta separación que estudiamos aquí,  $l_{\text{crit}}$  es siempre menor que el  $l$  requerido para orbitar circularmente a  $r = r_{\text{trunc}}$ , pero sólo por un factor  $\sim \mathcal{O}(1)$ . En consecuencia, incluso para la materia con  $l > l_{\text{crit}}$ , el tiempo de acreción es relativamente corto, pues sólo una pequeña disminución en  $l$  lo lleva por debajo de  $l_{\text{crit}}$ , mientras que el tiempo de acreción para la materia que llega al minidisco con  $l < l_{\text{crit}}$  es sólo apenas mayor que el tiempo de caída libre radial. La distinción principal que encontramos entre los escenarios de agujeros negros rotantes y no rotantes es que en el primer caso  $l_{\text{crit}}$  es menor, de modo que una fracción mayor de la masa acumulada puede orbitar en el minidisco antes de caer hacia el agujero.

### 7.2.1 Características generales de la emisión

El espectro del sistema se puede analizar en términos de sus tres principales emisores: el CBD, los *streams* y los minidiscos. En cada caso, la emisión es la suma de dos tipos de espectros: uno de cuerpo negro multi-temperatura, efectivamente emitido por la fotosfera del flujo de acreción, y uno que es una ley de potencia generada por Comptonización que se extiende hasta los rayos X duros (ver Sec. 7.1). Esta última componente refleja la disipación de energía en la corona.



**Figura 7.4:** Mapa de brillo superficial para los  $\sim 50 M$  más internos del flujo de acreción para tres frecuencias diferentes, promediadas durante la 5-ésima órbita. Las circunferencias blancas interior y exterior representan el límite exterior de la zona del minidisco y el límite interior del CBD, respectivamente. *Panel superior:* S06. *Panel inferior:* S0. La masa total del sistema es de  $10^6 M_\odot$ .

La Fig. 7.3 muestra una SED de ejemplo para la simulación S06 en un momento específico,  $t = 3290M$ . El CBD está definido como la región  $r > 2r_{12}$ , los *streams* como la región  $r_{12} < r < 2r_{12}$  y los minidisks como las regiones  $r_i < 0.45r_{12}$ , donde  $r_i$  denota la coordenada radial en el marco de referencia del  $i$ -ésimo agujero negro. La región restante está casi desprovista de materia y contribuye de forma insignificante al flujo total; sin embargo, se incluye en la SED total, por completitud. El espectro del CBD está indicado con la línea azul continua. Su componente térmica alcanza su punto máximo en la banda UV porque su borde interno alcanza una temperatura efectiva de  $\sim 0.9 \times 10^5$  K; esta componente domina la luminosidad bolométrica del sistema. El plasma en los minidisks alcanza temperaturas efectivas más altas,  $\gtrsim 3.2 \times 10^5$  K, y su espectro tiene el pico en el UV lejano. Un espectro típico de S0 presenta las mismas características generales descritas arriba.

En flujos de acreción sobre agujeros negros individuales, se espera que la densidad y la temperatura sigan una tendencia continua hasta  $\lesssim 1.5r_{\text{ISCO}}$ . Por el contrario, la región entre el CBD y los minidisks en los SMBHB suele estar prácticamente vacía. Esto podría resultar en un *notch* en el espectro en la región entre los dos picos térmicos (Roedig et al., 2014) (ver Sec. 1.5.4). Sin embargo, este efecto no se encuentra presente en nuestras

**SED** debido a que la luminosidad de los minidiscos resulta demasiado baja para crear el incremento esperado a frecuencias altas (esta condición es específica de sistemas binarios muy cercanos). Un efecto menor adicional que suprime la presencia del *notch* es el hecho de que la emisión de los *streams*, que cae justo en medio de los dos picos térmicos, es considerablemente alta.

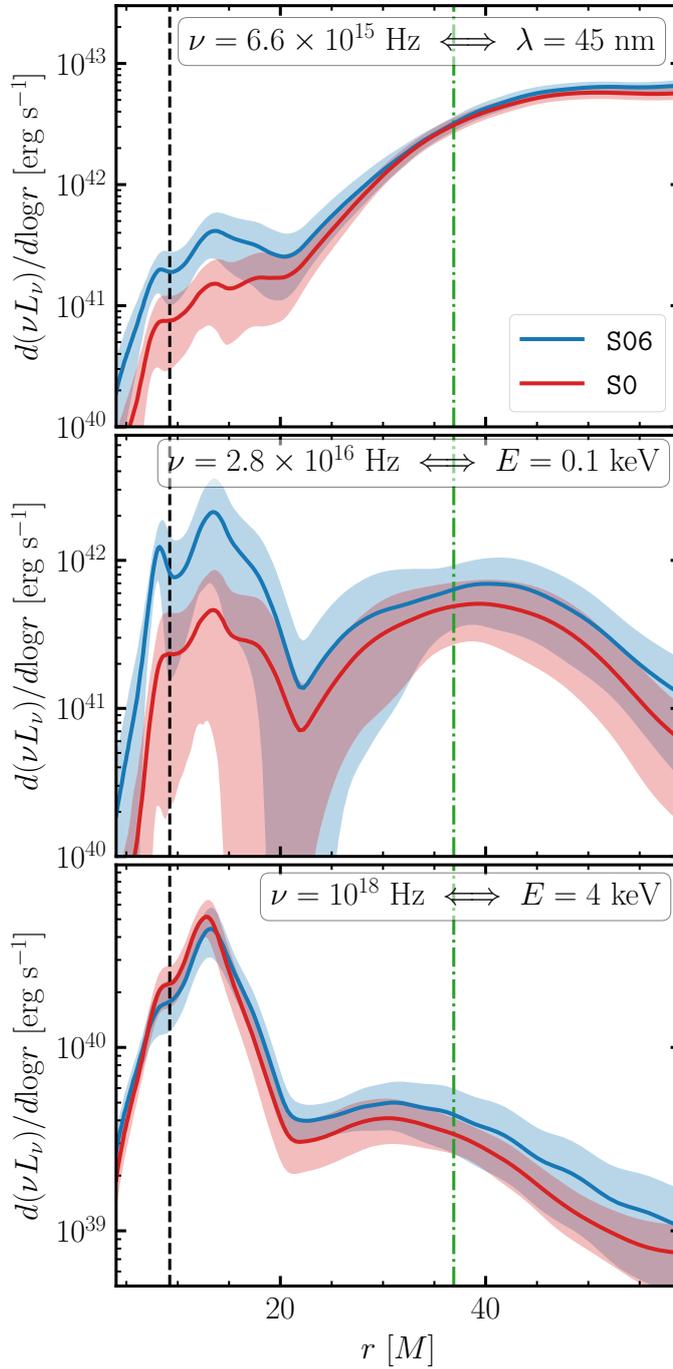
A diferencia de los típicos discos de acreción delgados sobre agujeros negros, *el máximo global del espectro no se corresponde con las regiones más calientes del disco*, alcanzadas aquí en los minidiscos. La baja luminosidad de los minidiscos se debe a una combinación de dos efectos. Por un lado, la tasa de acreción es menor que en el **CBD**; por otro lado, una parte del plasma en los minidiscos tiene un momento angular muy bajo, por lo que no requiere mucha pérdida de momento angular para caer en el agujero negro, dando lugar a una menor disipación. En la Sec. 7.3.2, investigamos en profundidad la importancia relativa de estos dos efectos.

## 7.2.2 Mapas de brillo superficial

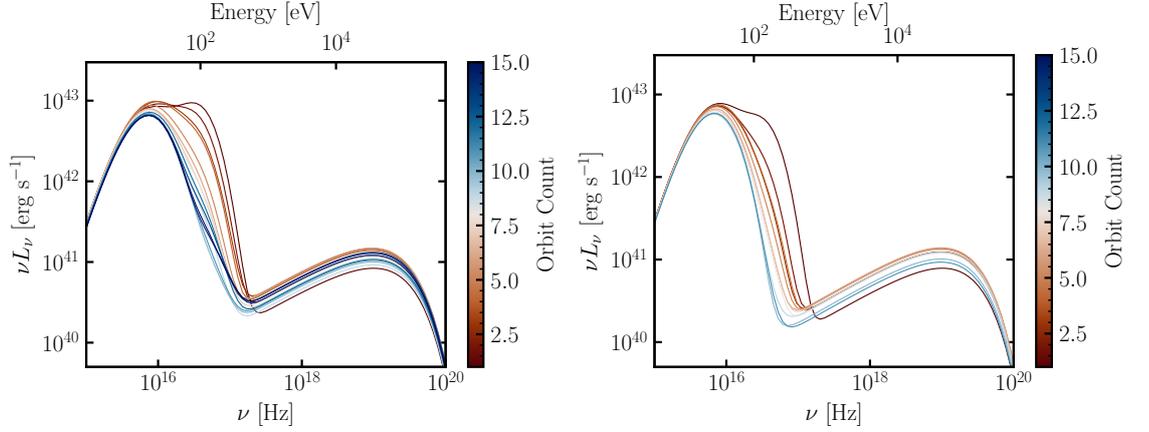
Para comparar la emisión del **SMBHB** en las simulaciones **S06** y **S0**, mostramos en la Figura 7.4 mapas de brillo en tres frecuencias diferentes, promediadas en el tiempo sobre la 5-ésima órbita en el marco de referencia co-rotante con el sistema binario. La elección de la 5-ésima órbita es arbitraria, pero asegura que ambas simulaciones han superado el período transitorio inicial. El panel superior de la Fig. 7.4 corresponde a **S06** y el panel inferior a **S0**; ambas simulaciones comparten varias características de emisión. El mapa UV (panel izquierdo,  $\nu = 6.6 \times 10^{15}$  Hz o  $\lambda = 22.0$  nm) muestra un brillo superficial que es casi constante desde el **CBD** hasta los minidiscos, excepto por la cavidad de baja densidad. Como resultado, el **CBD** domina el flujo total debido a su superficie mucho mayor (ver Fig. 7.3). La emisión en el UV lejano (panel central,  $\nu = 2.8 \times 10^{16}$  Hz o  $\lambda = 99.3$  nm) es representativa de la emisión de regiones de mayor temperatura, por lo que ahora los minidiscos y los *streams* son quienes dominan. La luminosidad del **CBD** es menor que en el UV, lo que indica que a esta frecuencia ya se ha superado el máximo de su espectro térmico. En rayos X (tercer panel,  $\nu = 10^{18}$  Hz o  $h\nu = 4.1$  keV), la emisión proviene de las regiones ópticamente delgadas y está dominada por la región de los minidiscos, lo que demuestra que una fracción significativa de la emisión de estos se produce en la corona en lugar de en el disco ópticamente grueso.

La principal diferencia entre los mapas para **S06** y **S0** se observa en la emisión térmica de los minidiscos. Si bien el mapa de rayos X es bastante similar en ambos escenarios, los dos primeros paneles muestran que la emisión térmica de los minidiscos y los *streams* es  $\sim 3$  veces mayor en **S06**. Esto sucede por la siguiente razón: el valor más pequeño de  $l_{\text{crit}}$  para agujeros negros rotantes canaliza una fracción mayor de la tasa de acreción hacia órbitas más internas en los minidiscos. Para moverse hacia radios menores, la materia contenida dentro de los minidiscos debe perder momento angular, y los procesos que transfieren el momento angular van acompañados de disipación, ya sea debido a tensiones magnéticas asociadas con turbulencias **MHD** o choques.

Para investigar la distribución radial de la luminosidad, integramos los mapas de intensidad en la coordenada azimutal de la imagen. La Figura 7.5 muestra la luminosidad en función del logaritmo de la coordenada radial,  $d(\nu L_\nu)/d\log r$ , en el rango  $4 < r < 60M$  para las tres frecuencias consideradas en la Fig. 7.4 (aquí  $r$  es el radio desde el centro de masa). El panel superior muestra la luminosidad en la banda UV, donde el **CBD** domina la



**Figura 7.5:** Luminosidad por unidad de intervalo logarítmico de radio promediada en el tiempo. El promedio de S06 (S0) se realizó desde  $t = 2000M$  hasta el final de la simulación de S0:  $t = 6430M$ . Los tres paneles muestran las tres frecuencias diferentes que se muestran en la Fig. 7.4. Las áreas sombreadas representan una unidad de desviación estándar respecto al valor medio. Las líneas verticales discontinuas negras y discontinuas verdes indican la posición media de los agujeros negros ( $r = r_{12}/2$ ) y el radio interior del CBD ( $r = 2r_{12}$ ), respectivamente.



**Figura 7.6:** Distribución espectral de energía promediada en el tiempo para cada órbita completada. *Panel izquierdo: S06. Panel derecho: S0.*

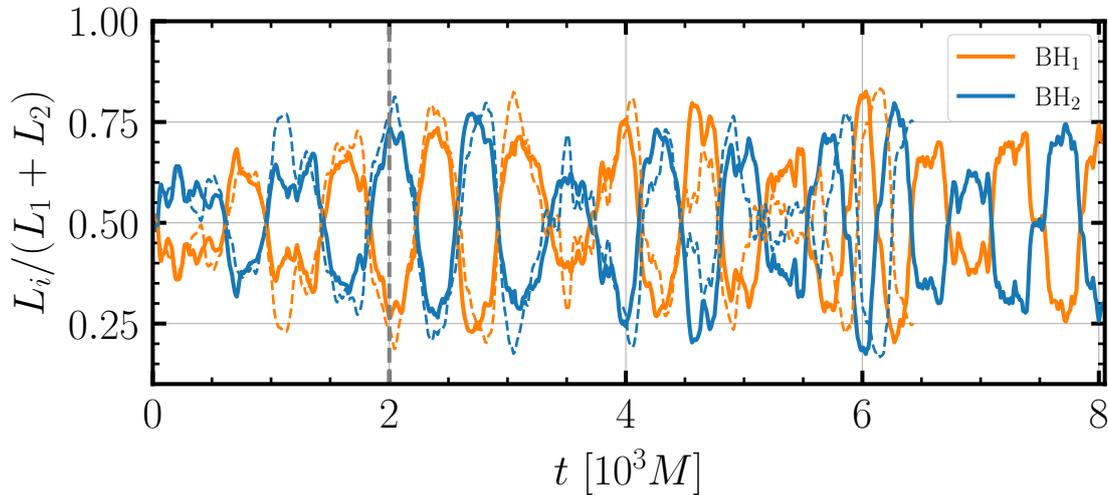
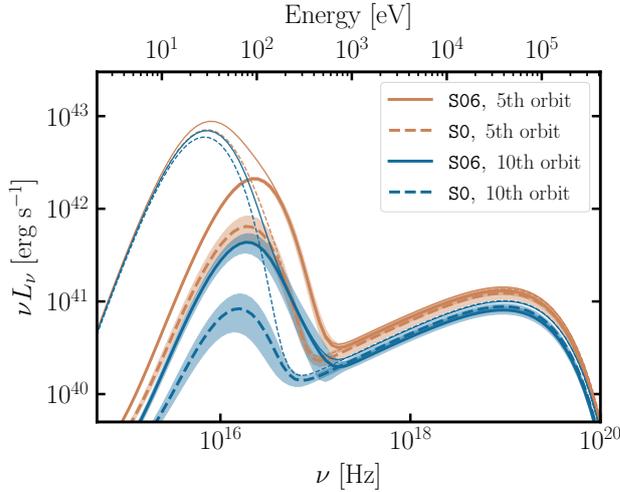
emisión. Los minidiscos y *streams* en S06 son más brillantes que en S0, pero la diferencia se desvanece y se vuelve insignificante en la región del CBD. En la banda ultravioleta lejana (panel central), los minidiscos en S06 son un factor de 2–5 más brillantes que en S0. La variación relativa en la emisión también es más alta que a frecuencias más bajas, particularmente en el límite entre las regiones del minidisco y los *streams*. Esto podría ser el resultado de las diferentes prescripciones tomadas para la función de enfriamiento en los minidiscos y el CBD. Por el contrario, la emisión ópticamente delgada (panel inferior) de los minidiscos es casi indistinguible en los dos casos. La profundidad óptica de la dispersión Compton en la corona es siempre igual a la unidad y, por lo tanto, la densidad de la superficie coronal es  $1/\kappa_T$ , donde  $\kappa_T$  es la opacidad de Thomson. Dado que el área de los minidiscos cambia muy poco con el espín, también lo hace la masa total en la corona. Por lo tanto, la casi constancia de la luminosidad coronal con respecto al espín sugiere que la tasa de disipación por unidad de masa en la corona también es insensible al espín. Por la misma razón, la luminosidad de la corona tampoco debería verse demasiado afectada con un cambio en la tasa de acreción, siempre que la densidad superficial de los minidiscos permanezca  $> 1/\kappa_T$  en la mayor parte de su área.

### 7.2.3 Dependencia temporal de la emisión

Debido a la compleja dinámica asociada con el movimiento orbital, los flujos de acreción en los SMBHB son intrínsecamente variables. En esta sección, investigamos cuánto de esta variabilidad se traslada a la emisión electromagnética. En la Figura 7.6, mostramos el promedio temporal de las SED para cada órbita del sistema binario. Las primeras órbitas corresponden a la fase transitoria, durante la cual la emisión del minidisco crece rápidamente, de forma no física, para luego disminuir gradualmente y estabilizarse, disminuyendo lentamente a partir de la  $\sim 4$ -ésima órbita. Después de la  $\sim 8$ -ésima órbita, los minidiscos en la simulación S0 apenas contribuyen al espectro térmico. En S06, por el contrario, su contribución en la banda UV lejana es considerable hasta la última (15-ésima) órbita debido a la persistencia de la estructura de disco (Combi et al., 2022).

En la Figura 7.7, comparamos las SED de las dos simulaciones para el promedio de las 5-ésima y 10-ésima órbitas. Aunque la luminosidad bolométrica, dominada por la emisión

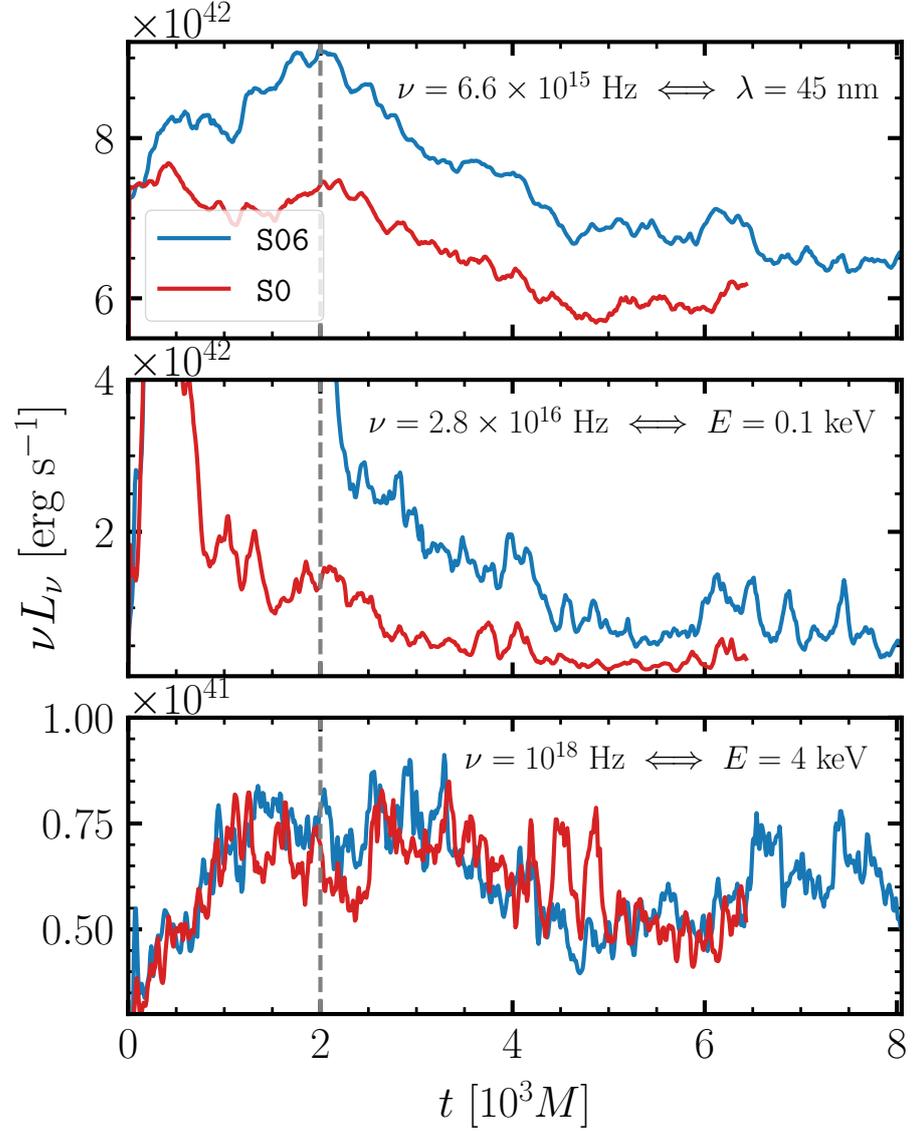
**Figura 7.7:** Distribución espectral de energía promediada temporalmente durante las 5-ésima y 10-ésima órbitas para ambas simulaciones. Las líneas gruesas corresponden al espectro del minidisco y las líneas delgadas al total. Las regiones sombreadas que siguen a las curvas asociadas con los minidiscos cubren una unidad de desviación estándar de variación durante la órbita.



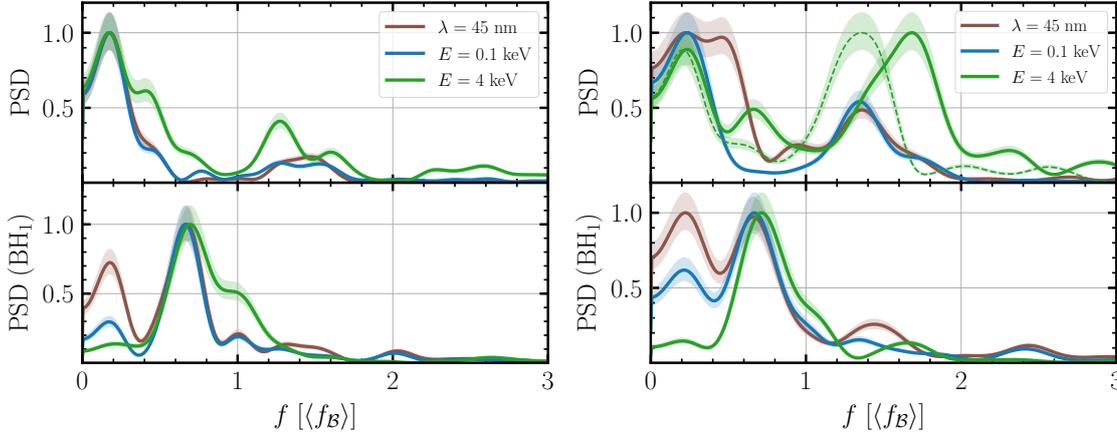
**Figura 7.8:** Luminosidad de los minidiscos normalizada para ambas simulaciones. Las líneas discontinuas corresponden a S0 y las líneas continuas a S06. La línea vertical discontinua gris muestra el final de la fase transitoria.

de **CBD**, es comparable en ambas simulaciones, el pico térmico de los minidiscos (mostrado en líneas más gruesas) es  $\sim 3$ – $5$  veces más brillante para los agujeros negros rotantes. Una vez más, esta diferencia se explica por el hecho de que, cuando los agujeros negros rotan, el momento angular Kepleriano en la **ISCO** es menor, por lo que una mayor cantidad de masa debe perder momento angular, disipando así más energía en el proceso.

Luego, a partir del flujo espectral a cada tiempo calculamos curvas de luz para ambas simulaciones. Las curvas de luz a diferentes frecuencias ilustran la variabilidad en las propiedades de los distintos componentes del sistema. El *lump* modula la tasa de acreción y la masa en los minidiscos, lo que es heredado por la luminosidad (ver Fig. 7.8). No obstante, debido a que, en principio, observaríamos la emisión conjunta de los dos minidiscos, los *streams* y el **CBD**, la variabilidad más relevante es aquella que sobreviva en la emisión total del sistema. La Fig. 7.9 muestra curvas de luz en la banda UV (panel superior), donde la emisión del **CBD** alcanza su máximo, UV lejano (panel central), donde la emisión del minidisco alcanza su máximo, y rayos X (panel inferior), donde domina la emisión coronal



**Figura 7.9:** Luminosidad total en función del tiempo para S06 y S0 a tres frecuencias diferentes: UV (panel superior,  $\nu = 6.5 \times 10^{15}$  Hz), UV lejano (panel central,  $\nu = 2.9 \times 10^{16}$  Hz) y rayos X (panel inferior,  $\nu = 10^{18}$  Hz). Las líneas verticales discontinuas grises muestran el final de la fase transitoria. Ténganse en cuenta los diferentes rangos dinámicos en cada panel:  $\sim 50\%$  en el panel superior, un factor multiplicativo  $\sim 8$  en el panel central y un factor multiplicativo de  $\sim 2$  en el panel inferior.



**Figura 7.10:** Densidad espectral de potencia de las curvas de luz en las tres frecuencias indicadas usando un algoritmo de Welch con un tamaño de ventana de Hamming de  $10M$ . Los intervalos de confianza a  $3\sigma$  se muestran como áreas sombreadas. El panel superior corresponde a la luminosidad total mientras que el panel inferior tiene en cuenta únicamente la emisión procedente de uno de los minidisos. *Panel izquierdo:* S06, donde la frecuencia orbital media es  $\langle f_B \rangle = 1/505M$ . *Panel derecho:* S0, donde la frecuencia orbital media es  $\langle f_B \rangle = 1/530M$ . En este último caso, la curva punteada en el panel superior corresponde a la curva de luz en  $E = 4$  keV con el tiempo corregido por el período decreciente del sistema.

ópticamente delgada de la corona (ver también Fig. 7.4).

Para investigar más a fondo las posibles periodicidades, calculamos la densidad espectral de potencia (PSD, del inglés *Power Spectral Density*) de las tres curvas de luz para cada simulación, utilizando un muestreo de tiempo de  $10M$ . El caso de agujeros negros rotantes se muestra en el panel superior izquierdo de la Figura 7.10, donde la PSD se ha normalizado a su valor máximo y la frecuencia se muestra en unidades de la frecuencia orbital media. El período medio para S06 es  $\langle P \rangle \approx 505M$ , y para S0 es  $\langle P \rangle \approx 530M$ . Las tres curvas alcanzan su punto máximo en  $f \sim 0.2f_B$ , que corresponde aproximadamente a la frecuencia de oscilación radial del *lump*, ya que este sigue una trayectoria ligeramente excéntrica alrededor de la cavidad (Lopez Armengol et al., 2021; Noble et al., 2021); en el punto de máxima aproximación, la tasa de materia que cae en la cavidad crece y también lo hace la luminosidad de los minidisos. Un segundo pico más pequeño en  $f \sim 1.4f_B$  puede reconocerse principalmente en rayos X. Esta frecuencia es el doble de la frecuencia de batido y corresponde al evento de elevada acreción que ocurre cuando alguno de los dos minidisos pasa cerca del *lump*. En el panel inferior izquierdo de la Figura 7.10, mostramos la PSD de un solo minidisco. El pico en la frecuencia de batido es muy intenso aquí, y es incluso mayor que el asociado con la oscilación radial del *lump*.

En el panel superior derecho de la Figura 7.10, mostramos la PSD para la simulación S0. Las tres curvas mostradas presentan algunas diferencias con respecto al caso de S06. La variabilidad a bajas frecuencias es menos predominante, posiblemente debido a que S0 cubre un período de tiempo más corto que S06, no lo suficiente como para resolver bien esta periodicidad. El pico en  $\sim 2f_{\text{beat}}$ , por otro lado, es más intenso que en S06 porque los minidisos son menos masivos y se agotan por completo durante un período de batido. Otra característica distintiva de este pico es que se desplaza a frecuencias más altas en la curva de rayos X. Esto parece ser un efecto del aumento de la frecuencia binaria durante el *inspiral*. Si tomamos en cuenta esta frecuencia orbital dependiente del tiempo en los

datos de la curva de luz al redefinir la unidad de tiempo para que sea la frecuencia orbital binaria instantánea, el pico en la PSD vuelve a establecerse a  $f \sim 2f_{\text{beat}}$  (ver la curva discontinua verde en el panel superior derecho de la Figura 7.10). Esta señal periódica es probablemente más fuerte en momentos posteriores cuando el período orbital es más corto que  $\langle P \rangle$ . El panel inferior derecho, que representa la PSD de un solo minidisco, no muestra diferencias significativas con respecto al caso de S06.

## 7.3 Discusión

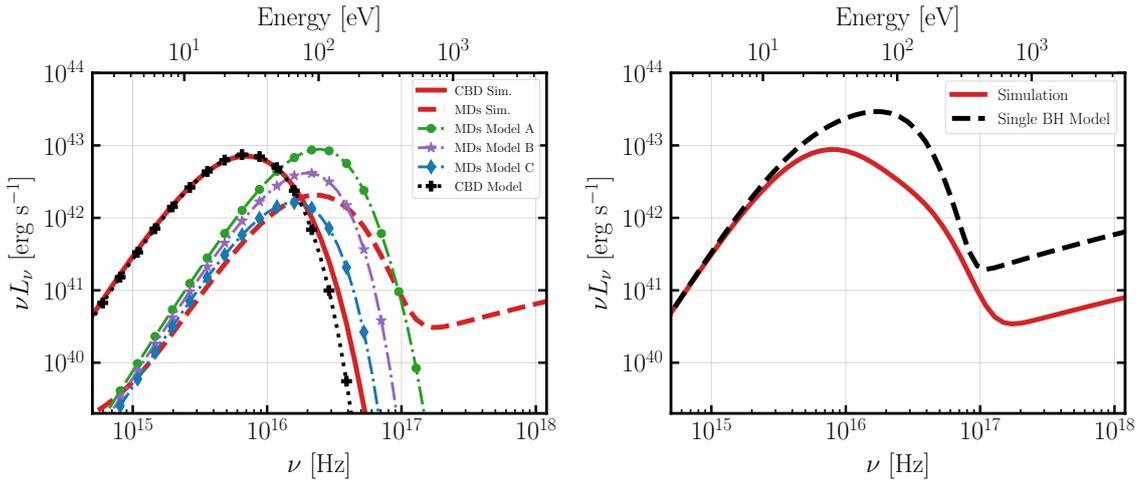
En la Sec. 7.2, hemos descrito las características principales de la radiación electromagnética emitida por los SMBHB en nuestras simulaciones, realizando mapas de brillo (intensidad específica), espectros y curvas de luz. En todos los casos, hemos analizado la influencia del espín de los agujeros negros en la radiación emitida. Una pregunta clave a abordar con estos resultados es si existen características espectrales o temporales en la emisión que puedan utilizarse para distinguir los SMBHB de los AGN individuales. Cabe mencionar que, en este trabajo, investigamos un subconjunto limitado del espacio de parámetros posibles, es decir, SMBHB de igual masa en el régimen relativista ( $r_{12} \sim 20M$ ) y por un período de 10–15 órbitas. Además, supusimos una tasa de acreción moderadamente alta y realizamos algunas simplificaciones (razonables) sobre cómo se enfría e irradia el plasma.

### 7.3.1 Comparación con modelos analíticos de discos simples

Como hemos discutido previamente, se piensa que los AGN que acretan a tasas moderadamente altas deben su luminosidad a un disco geoméricamente delgado, ópticamente grueso y radiativamente eficiente que emite un espectro de cuerpo negro multi-temperatura con su máximo en la banda UV, sumado a una componente más caliente y ópticamente delgada que emite un espectro de ley de potencia a energías más altas. El modelo más simple y más utilizado para el disco delgado en el contexto de la GR es el modelo de disco de NT (Novikov & Thorne, 1973) (ver Sec. 2.2.3), definido por los supuestos de órbitas cuasi-circulares, estabilidad temporal, simetría azimutal, radiación local de la energía disipada y ausencia de disipación dentro de la ISCO.

Para determinar si los modelos de NT proporcionan una buena aproximación a la emisión de un sistema binario de agujeros negros acretantes en el régimen relativista, realizamos una comparación entre la SED obtenida de la simulación S06, promediada durante la 5-ésima órbita, con la SED *face-on* de varios modelos disco de NT. Mostramos los resultados de dicha comparación en el panel izquierdo de la Figura 7.11. Calculamos el flujo espectral de los discos de NT mediante la Ecs. 2.39 y 2.40.

La emisión del SMBHB proviene tanto del CBD como de los minidiscos. No es sorprendente que, dado el estado de cuasi-equilibrio de las regiones internas del CBD y que su borde interno está muy lejos de su ISCO ficticia (correspondiente a la masa total del binario), su emisión promediada sobre la 5-ésima órbita esté bien reproducida por un disco de NT que se extiende desde  $r_{\text{in,CBD}} = 2\langle r_{12} \rangle \sim 38M$  hasta  $r_{\text{out,CBD}} = 150M$ , acretando a una tasa de  $0.25\dot{M}_{\text{Edd}}$ , que son los mismos valores utilizados en nuestras simulaciones. Las cantidades entre paréntesis están promediadas durante la 5-ésima órbita. Si bien integramos



**Figura 7.11:** Comparación entre la SED promediada temporalmente durante la 5-ésima órbita de la simulación S06 y la que se deriva de modelos de discos de NT para un único agujero negro. *Panel izquierdo:* Comparación del espectro numérico del CBD (línea roja continua) y los minidisks (línea roja discontinua) con los siguientes modelos de disco. La curva denominada “Modelo CBD” muestra el espectro de un disco NT para una masa del agujero negro de  $10^6 M_\odot$  y espín normalizado  $\chi = 0.6$ , una tasa de acreción de  $0.25 \dot{M}_{\text{Edd}}$ , un radio interior de  $2\langle r_{12} \rangle \sim 38M$  y un radio exterior de  $150M$ . Cada una de las curvas indicadas como “Modelos MD A”, “B” y “C” muestran el espectro sumado de dos discos de NT sobre agujeros negros de igual masa,  $0.5 \times 10^6 M_\odot$ , y espín normalizado,  $\chi = 0.6$ . Los discos tienen un radio interior igual a las ISCO individuales,  $\sim 3.8m_{1,2} = 1.9M$ , un radio externo igual a  $0.4\langle r_{12} \rangle \sim 7.6M = 15.2m_{1,2}$ , y una tasa de acreción de (Modelo A:  $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = 0.125 \dot{M}_{\text{Edd}}$ ; Modelo B:  $\dot{m}_1 = 6 \times 10^{-2} \dot{M}_{\text{Edd}}$ ,  $\dot{m}_2 = 6.8 \times 10^{-2} \dot{M}_{\text{Edd}}$ ; Modelo C:  $\dot{m}_1 = 2, 3 \times 10^{-2} \dot{M}_{\text{Edd}}$ ,  $\dot{m}_2 = 2.7 \times 10^{-2} \dot{M}_{\text{Edd}}$ ). Estos valores corresponden, respectivamente, a la misma tasa de acreción que el CBD, y a las tasas de acreción total y circularizada sobre cada agujero negro medidas en la simulación. *Panel derecho:* Comparación entre la SED total derivada de la simulación y la que se deriva de un modelo de disco delgado sobre un agujero negro de masa  $M = 10^6 M_\odot$ , utilizando el perfil de luminosidad radial de [Schnittman et al. \(2016\)](#). El disco tiene una tasa de acreción de  $0.25 \dot{M}_{\text{Edd}}$ , un radio interno de  $\sim 1.2r_{\text{H}} \sim 2.16M$  y un radio externo de  $150M$ . El 10% de la luminosidad es asignado a una corona ópticamente delgada con la misma prescripción que en la simulación.

el espectro desde el borde interno del disco hacia afuera, para este modelo de disco de **NT** hemos establecido la condición de torque nulo en  $r_{\text{ISCO,CBD}} = 6M$ , que corresponde a la **ISCO** ficticia del sistema.

En el caso de los minidisos, comparamos su **SED** con la de tres discos de **NT** con diferentes tasas de acreción. Resulta que en ningún caso estos proveen una buena aproximación para el espectro numérico. En todos los casos, fijamos el radio externo del disco de **NT** igual al radio de truncamiento,  $r_{\text{out,md}} \sim 0.4\langle r_{12} \rangle \sim 8M = 16m_i$ , el radio interno igual a la **ISCO** individual,  $r_{\text{ISCO,md}}(a = 0.6) = 3.8m_i = 1.9M$ , y la masa y el espín iguales a los de los agujeros negros de la simulación: ( $m_i = 0.5 \times 10^6 M_\odot$ ,  $\chi_i = 0.6$ ).

En la Figura 7.11, el modelo A (curva roja) representa el caso en el que la tasa de acreción en ambos minidisos es igual a la del **CBD**,  $0.25\dot{M}_{\text{Edd}}$ . Para simplificar, hemos supuesto que esta se divide equitativamente entre los dos minidisos<sup>7</sup>. El espectro obtenido es  $\sim 3.7$  veces más brillante que el obtenido con la simulación S06. Una fuente de esta gran discrepancia proviene de la suposición de equilibrio del flujo de acreción en el modelo **NT**: en la simulación, la tasa de acreción en los minidisos es aproximadamente la mitad que en el **CBD**. Más precisamente, las tasas de acreción promediadas en los agujeros negros durante la 5-ésima órbita son  $\sim 6.8 \times 10^{-2}\dot{M}_{\text{Edd}}$  y  $6 \times 10^{-2}\dot{M}_{\text{Edd}}$ , mientras que la tasa de acreción del **CBD** es de  $0.25\dot{M}_{\text{Edd}}$ .

Sin embargo, este contraste de la tasa de acreción es insuficiente para explicar completamente el déficit de luminosidad. El modelo B muestra el espectro combinado de dos modelos de disco **NT** con las tasas de acreción reales medidas en la simulación. Resulta que estas todavía son  $\sim 1.7$  veces más brillantes que el espectro numérico, lo que indica que los minidisos tienen una eficiencia radiativa más baja que los discos de **NT**. Al menos parte de esta eficiencia radiativa disminuida se debe a que, como hemos discutido, parte de la materia acumulada en cada radio tiene un momento angular menor que el valor requerido para seguir una órbita circular en ese radio, es decir,  $l(r) < l_K(r)$ . Este material, que sigue una órbita decididamente no circular, es capaz de alcanzar el horizonte de eventos con una energía orbital más alta (energía de enlace más baja) que la materia que sigue órbitas circulares estables. Para distinguir la luminosidad del fluido que sigue órbitas casi circulares de la radiada por el fluido en órbitas no circulares, definimos la tasa de acreción “circularizada” como la tasa de acreción de materia con  $l(r) \geq l_K(r)$ , promediada entre  $r_{\text{ISCO}}$  y  $r_{\text{trunc}}$ . Las tasas de acreción “circularizadas” resultan  $2.3 \times 10^{-2}\dot{M}_{\text{Edd}}$  y  $2.6 \times 10^{-2}\dot{M}_{\text{Edd}}$  para los dos agujeros negros, respectivamente.

El modelo C muestra el espectro de dos discos **NT** con las tasas de acreción circularizadas de los minidisos reales, y notamos que este modelo aún se aparta de manera significativa del espectro simulado; su luminosidad es un factor  $\sim 1.5$  más bajo que en la **SED** simulada y resulta mucho más blando a frecuencias por encima del máximo. Es más, los tres modelos analíticos producen espectros térmicos más blandos, lo que podría ser un efecto de las temperaturas más altas alcanzadas en la simulación, debido a que el plasma se calienta adicionalmente por el impacto de los *streams* en su borde externo. Otra diferencia radica en que en la simulación, parte del enfriamiento se produce por encima de la fotosfera termalizada produciendo un espectro diferente (una ley de potencia hasta los rayos X duros). De hecho, la ausencia de emisión de rayos X duros es uno de los problemas principales que tiene la aplicación del modelo de **NT** a **AGN** regulares.

---

<sup>7</sup>En el escenario real, sin embargo, un minidisco suele ser más brillante que el otro a un dado tiempo. Este efecto es periódico (consulte la Figura 7.8) y la variación durante una órbita promedia y homogeniza esta diferencia.

El análisis anterior muestra que la emisión de un minidisco típico, al menos en el régimen relativista, es muy diferente a la de un disco de **NT** sobre un único agujero negro. Los modelos analíticos diseñados para **SMBHB** con separaciones más grandes, en los que la tasa de acreción de los minidiscos coincide con la tasa de acreción del **CBD** y el momento angular de todo el material entregado a los minidiscos es lo suficientemente grande como para que se desarrollen órbitas circulares, predicen un claro *notch* en el espectro térmico (ver, e.g., [Roedig et al. 2014](#)) debido a la ausencia de emisión de la región  $0.4r_{12} < r < 2r_{12}$ . En contraste, la baja eficiencia radiativa de los minidiscos a estas separaciones anula completamente este efecto en nuestra simulación. Es esperable que esto cambie para valores más altos del espín o para separaciones mayores.

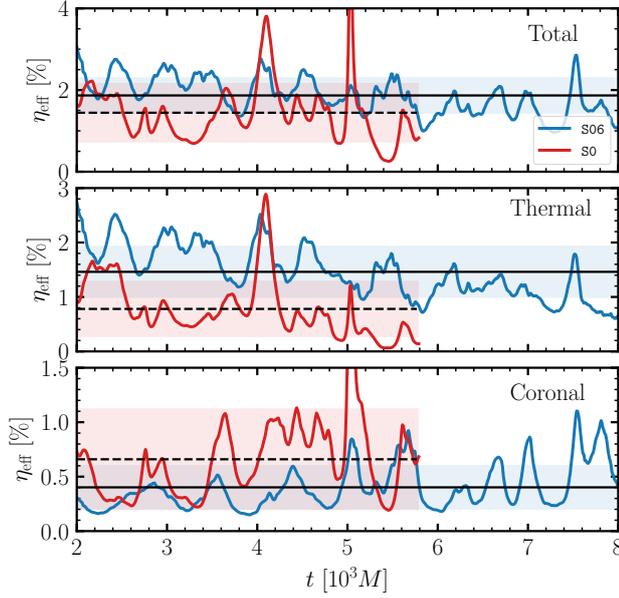
Otra comparación relevante es aquella entre la emisión total de un **SMBHB** acretante con la de un sistema con un único agujero negro acretante, dados los mismos parámetros globales: masa total, radio exterior y tasa de acreción. Las simulaciones detalladas en **GRMHD** de discos de acreción sobre un agujero negro muestran que la disipación en el disco no desaparece por completo en la **ISCO**, sino que continúa en las partes interiores; por ende, el perfil de disipación se desvía del de **NT**. [Schnittman et al. \(2016\)](#) realizaron un ajuste analítico para el perfil de luminosidad radial de discos de un solo agujero negro en estado estacionario, a partir del trazado de rayos de simulaciones **GRMHD** con enfriamiento similar al utilizado por nosotros aquí (ver Ec. 3 en el Apéndice de ese trabajo). Además, estos autores encontraron que  $\sim 10\%$  de la emisión es producida en la corona ópticamente delgada en lugar de en el disco ópticamente grueso. Con base en estos resultados, mostramos en el panel derecho de la Figura 7.11 una comparación entre la **SED** de nuestra simulación y la **SED** de un modelo de disco delgado sobre un único agujero negro, utilizando el perfil de disipación obtenido por [Schnittman et al. \(2016\)](#). Además, consideramos que  $10\%$  de la luminosidad es producida en la corona y le asignamos a esta la forma de una ley de potencia con un corte exponencial con la misma prescripción que en nuestra simulación. La masa del agujero negro es  $M = 10^6 M_{\odot}$ , la tasa de acreción es  $0.25\dot{M}_{\text{Edd}}$ , el radio interno es  $r_{\text{in}} = 1.2r_{\text{H}} \approx 2.16M$  y el radio externo es  $r_{\text{out}} = 150M$ .

La **SED** total del **SMBHB** es significativamente diferente a la del disco regular: este último tiene un sólo pico ensanchado, cuya luminosidad es  $\sim 3$  veces mayor que la del **SMBHB**. Además, el espectro del binario alcanza su máximo a una frecuencia  $\sim 3.4$  veces más baja que el espectro del disco regular y tiene una pendiente diferente entre la frecuencia del máximo y la frecuencia donde la corona ópticamente delgada comienza a dominar. En esta región, la **SED** del **SMBHB** es una ley de potencia quebrada, con el quiebre en el pico de los minidiscos. Por encima de esta frecuencia, el espectro se ablanda pero no tan abruptamente como en el caso de un disco regular, donde la caída es exponencial.

La luminosidad coronal también es menor para el **SMBHB** pues la mayor parte de la emisión coronal proviene de los minidiscos, donde la tasa de acreción es menor que en el **CBD**, y la eficiencia radiativa general es menor que la del disco regular (ver Sec. 7.3.2). Estos dos hechos también se traducen en que la relación de la luminosidad de la región interna ( $r \lesssim 20M$ ) a la luminosidad total (hasta  $r = 150M$ ) es  $\lesssim 0.2$  para el **SMBHB**, mientras que es  $\gtrsim 0.5$  para un disco de acreción sobre un solo agujero negro.

#### 7.3.2 Eficiencia radiativa

Hemos supuesto una tasa de acreción de  $0.25\dot{M}_{\text{Edd}}$  en el **CBD**, lo que correspondería a una luminosidad de  $0.25L_{\text{Edd}}$  para un **AGN** típico con una eficiencia radiativa estándar



**Figura 7.12:** Eficiencia radiativa de un minidisco, definida como  $\eta_{\text{eff}} \equiv L/\dot{M}c^2$ , para ambas simulaciones. *Panel superior:* Eficiencia total. *Panel central:* Eficiencia de la emisión térmica (ópticamente gruesa). *Panel inferior:* Eficiencia de la emisión coronal. La línea roja horizontal y el área sombreada muestran el valor medio y una unidad de desviación estándar.

del 10 %. Esto coincide aproximadamente con el valor predicho por el modelo de **NT** para un disco radiativamente eficiente sobre un agujero negro con espín normalizado  $\sim 0.5$ . La luminosidad bolométrica, dominada por la emisión del **CBD**, es  $\approx 0.1L_{\text{Edd}}$  en nuestras simulaciones. Por lo tanto, la eficiencia radiativa global es de  $\approx 4\%$ . De acuerdo con los resultados discutidos en la Sec. 7.3.1, esta diferencia es el resultado de una combinación de dos efectos: la menor tasa de acreción en la cavidad y la baja eficiencia radiativa de los minidisks.

Para examinar la eficiencia radiativa de los minidisks en mayor detalle, nos centramos en un agujero negro,  $\text{BH}_1$ , y calculamos la tasa de acreción sobre el mismo. En **CU**, esta se calcula como

$$\dot{M}_{\text{BH}_1}(t) = \oint_{r_{\text{H}}} d\bar{A} u^{\bar{r}} \rho, \quad (7.10)$$

donde las barras superiores denotan coordenadas armónicas centradas en el agujero negro. Luego, transformamos la tasa de acreción a unidades físicas y calculamos la potencia de acreción en función del tiempo como  $L_{\text{acc,BH}_1}(t) := \dot{M}_{\text{BH}_1}(t)c^2$ . Finalmente, calculamos la eficiencia radiativa del minidisco como  $\eta_{\text{eff}} := L_{\text{MD}_1}/L_{\text{acc,BH}_1}$ .

En la Fig. 7.12, mostramos la eficiencia radiativa del minidisco en función del tiempo para ambas simulaciones. Los paneles superior, medio e inferior representan la eficiencia total ( $\nu \in (0, \infty)$  Hz), térmica ( $\nu \in (0, 2 \times 10^{17})$  Hz) y coronal ( $\nu \in (2 \times 10^{17}, \infty)$  Hz), respectivamente. Las tres figuras muestran un comportamiento oscilatorio cuasi-periódico de la eficiencia, siendo el efecto más pronunciado para la simulación S06. El espín de los agujeros negros tiene poco efecto sobre la emisión bolométrica del **CBD**, pero sí tiene efecto sobre la emisión del minidisco. Los valores medios para la eficiencia radiativa total, térmica y coronal de los minidisks son  $\approx 1.9\%$  ( $1.4\%$ ),  $\approx 1.5\%$  ( $0.8\%$ ) y  $\approx 0.4\%$  ( $0.7\%$ ), respectivamente, para la simulación S06 (S0). Para un disco de **NT** que se extiende desde la **ISCO** hasta  $\sim 0.4\langle r_{12} \rangle$ , donde  $\langle r_{12} \rangle \approx 18M = 36m_1$ , la eficiencia radiativa calculada de la misma manera que en nuestra simulación (*face-on*) es  $\eta_{\text{NT}}(\chi = 0.6) \approx 4\%$  y  $\eta_{\text{NT}}(\chi = 0) \approx 1.7\%$  para un agujero negro rotante y uno que no rota, respectivamente. La eficiencia de la radiación térmica de los minidisks es un  $\sim 40\text{--}60\%$  menor que la predicha

por el modelo de **NT** para un mismo valor de espín y extensión del disco, tanto en **S06** como en **S0**. Por otro lado, la eficiencia radiativa total de los minidisks relativa a la predicción del modelo de **NT** es una fracción  $\sim 55\%$  para **S06** y  $\sim 90\%$  para **S0**.

La mayor fracción de eficiencia radiativa en el modelo de **NT** generada en los minidisks en **S0** se debe a la persistencia de una región coronal incluso cuando la densidad superficial en el minidisco es relativamente pequeña. En otras palabras, para una misma tasa de acreción, hay más cantidad de materia debajo de la fotosfera de Thomson termalizada en **S06**, lo que da como resultado una fracción más baja en la corona y viceversa para **S0**. Estos resultados pueden cambiar drásticamente durante otras etapas del *inspiral*. En particular, en etapas anteriores de la evolución y a mayor separación de los agujeros negros, las predicciones de un disco delgado estándar probablemente se recuperen.

### 7.3.3 Comparación con trabajos previos

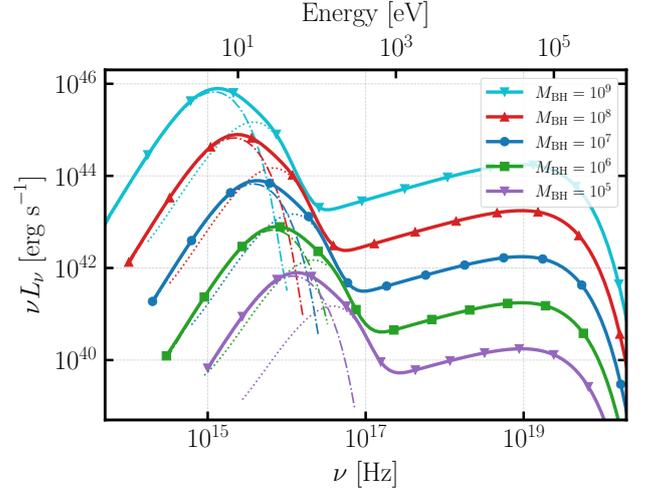
Los intentos anteriores de modelar observables electromagnéticos de **SMBHB** se han basado en simulaciones Newtonianas viscosas 2-D (Farris et al., 2015a,b; Tang et al., 2018; Westernacher-Schneider et al., 2021), simulaciones **GRHD** en 2-D sin viscosidad de minidisks aislados en un espaciotiempo de Kerr, es decir, sin la perturbación gravitatoria causada por el agujero negro compañero (Ryan & MacFadyen, 2017) y simulaciones **GRMHD** en 3-D (d'Ascoli et al., 2018).

Nuestro trabajo está de acuerdo con las simulaciones Newtonianas 2-D con viscosidad, al encontrar que el choque creado cuando el material de los *streams* se impulsa de regreso al **CBD** puede generar un calentamiento lo suficientemente fuerte como para influir en el espectro. Sin embargo, discrepamos en varios aspectos. Los picos térmicos de los espectros en Farris et al. (2015a) y Tang et al. (2018) están desplazados a frecuencias más altas en comparación con nuestros resultados (ver, e.g., Fig. 2 en Tang et al. 2018) porque la temperatura efectiva que ellos deducen es mucho mayor que nuestras estimaciones. La razón de esto es que estos autores derivan la temperatura efectiva asumiendo que la presión del disco está dominada por la presión del gas. Si la presión de radiación es significativa, como probablemente lo sea para las tasas de acreción y separaciones consideradas, este enfoque sobreestima la temperatura efectiva. En nuestras simulaciones, la temperatura efectiva está directamente relacionada con la tasa de disipación real (por choques y turbulencia). Téngase en cuenta que Westernacher-Schneider et al. (2021) se esfuerzan por dar cuenta de este efecto, aunque suponen una tasa de acreción muy alta,  $10M_{\text{Edd}}$ .

En algunos de estos trabajos, el espectro presenta un *notch* (Tang et al., 2018), pero no en otros (Farris et al., 2015a). Cuando el *notch* está ausente, esto se debe a que la radiación de los *streams* llena el espacio entre el espectro del **CBD** y los picos del minidisco. En nuestras simulaciones, aunque la emisión de los *streams* cae en este espacio, la misma no es lo suficientemente fuerte como para llenarlo por completo; el *notch* desaparece principalmente porque los minidisks son demasiado débiles. En los cálculos Newtonianos, los minidisks son mucho más luminosos en relación al **CBD**, pues son capaces de mantener el estado de equilibrio de acreción y no permiten una caída balística del material porque su radio de truncamiento es muy grande en comparación con su **ISCO**. Un último punto de diferencia en los espectros predichos es que todos estos trabajos sólo consideran la emisión térmica, mientras que nosotros hemos incluido también los rayos X coronales.

También existen puntos de acuerdo y desacuerdo en las curvas de luz predichas. Los casos con órbitas circulares y agujeros negros de igual masa considerados por Westernacher-

**Figura 7.13:** Distribución espectral de energía derivada con la simulación S06 a  $t = 3290M$  para varios valores de la masa total del sistema binario.



Schneider et al. (2021) no presentan una señal a  $2f_{\text{beat}}$  debido a que la cavidad en sus simulaciones es demasiado grande y está muy desplazada respecto al centro de masa, lo que no permite que se forme una frecuencia de batido. En cambio, ellos encuentran dos señales principales en sus curvas de luz: una de período largo, asociada al movimiento orbital del *lump*, y una de período más corto, a una frecuencia de  $1-1.5f_{\mathcal{B}}$ , cuyo origen no está bien determinado. Aunque esta frecuencia rápida está cercana al valor de  $2f_{\text{beat}} \sim 1.4f_{\mathcal{B}}$  que nosotros encontramos, en su trabajo la misma parece decrecer y tiende a la frecuencia orbital a medida que se incrementa la resolución y se achica el tamaño de la región de sumidero en los minidisks<sup>8</sup>. Los autores argumentan que el corrimiento de la frecuencia de la señal respecto a la frecuencia orbital puede tener dos razones: o bien es una frecuencia orbital no resulta apropiadamente, o se trata de un fenómeno debido a otras aproximaciones de su enfoque. Dado que nuestros resultados se sustentan en un tratamiento preciso de la acreción sobre agujeros negros y no en una prescripción de tipo “sumidero”, la señal a  $2f_{\text{beat}}$  no sería artificial como la que ellos encuentran. Más aún, la misma señal fue encontrada en simulaciones previas (Shi et al., 2012; Noble et al., 2012; Bowen et al., 2019).

En nuestro trabajo, hemos extendido los cálculos realizados por d’Ascoli et al. (2018) en dos aspectos de importancia: 1) agregando una simulación adicional con agujeros negros rotantes al caso de agujeros negros de Schwarzschild examinado en ese artículo y 2) extendiendo las simulaciones en más de 8 órbitas. Esto último implica que el sistema supera el período transitorio y alcanza un estado de cuasi-equilibrio, lo que nos permite identificar características verdaderamente periódicas en la emisión.

### 7.3.4 Perspectivas observacionales

Hemos explorado varias características del espectro y su variabilidad temporal para un SMBHB con una masa total de  $M = 10^6 M_{\odot}$ . Elegimos este valor considerando que las fusiones de estos sistemas son objetivos futuros del observatorio LISA y, por lo tanto, candidatos para futuras observaciones multimensajero. Sin embargo, debido a que se espera que la luminosidad de un AGN crezca linealmente con la masa del agujero negro, SMBHB más masivos pueden ser detectados a través de su emisión electromagnética a mayores distancias. Además, a mayores valores de la masa total del sistema binario, el pico del

<sup>8</sup>Necesaria en simulaciones Newtonianas donde no existe un verdadero horizonte de eventos.

### 7.3. DISCUSIÓN

---

espectro térmico se desplaza a energías más bajas, lo que permite que este caiga en bandas observables para telescopios ópticos/UV. Para ilustrar este efecto, mostramos en la Figura 7.13 la SED derivada de S06 a  $t = 3290M$  para varios valores de la masa total:  $M = 10^5$ ,  $10^6$ ,  $10^7$ ,  $10^8$  y  $10^9 M_\odot$ . La luminosidad total escala como  $L \propto M$ , mientras que el pico térmico escala como  $\nu_{\text{peak}} \propto M^{-0.25}$ . El período orbital también es  $\propto M$  y, a las separaciones consideradas, varía entre  $\sim$  pocos minutos para  $M = 10^5$  y  $> 30$  días para  $M = 10^9$ . Esta amplia gama de escalas temporales implica la necesidad de utilizar *diferentes estrategias de observación para detectar SMBHB de diferentes masas*. Por otro lado, para identificar un SMBHB debemos no sólo detectarlo, sino también distinguirlo entre los mucho más comunes AGN regulares. La mejor manera de lograr esto es identificar modulaciones periódicas distintivas en la emisión.

Utilizando los resultados de la simulación S06, investigamos dos escenarios posibles: uno en que la masa total es de  $10^9 M_\odot$  y otro en que la masa es de  $10^6 M_\odot$ . En el primer caso, las dos señales periódicas que identificamos en  $\sim 0.2f_B$  y  $\sim 1.4f_B$  corresponden a períodos de  $\sim 150$  días y  $\sim 20$  días, respectivamente. Si dicha fuente se identifica como candidata a SMBHB, una campaña de observación de seguimiento con observaciones cada  $< 10$  días puede detectar estas variabilidades y ayudar a confirmar la naturaleza de la fuente. Esto podría lograrse utilizando el observatorio NICER<sup>9</sup>; dado que el instrumento de rayos X NICER está a bordo de la Estación Espacial Internacional en una órbita terrestre baja, dependiendo de la visibilidad, este puede monitorear fuentes de rayos X hasta 16 veces por día. En la Figura 7.14, mostramos una curva de luz simulada obtenida al convolucionar nuestra predicción teórica con matrices de respuesta de NICER mediante el software XSPEC<sup>10</sup> (Arnaud, 1996). Simulamos un escenario en el que se realizan observaciones recurrentes de 2 ks cada  $\sim 5$  días, suponiendo una distancia de 500 Mpc a la fuente y una densidad columnar de hidrógeno típica de  $N_H = 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . Para detectar una fuente de este tipo a mayor distancia, se requerirían tiempos de exposición considerablemente más largos.

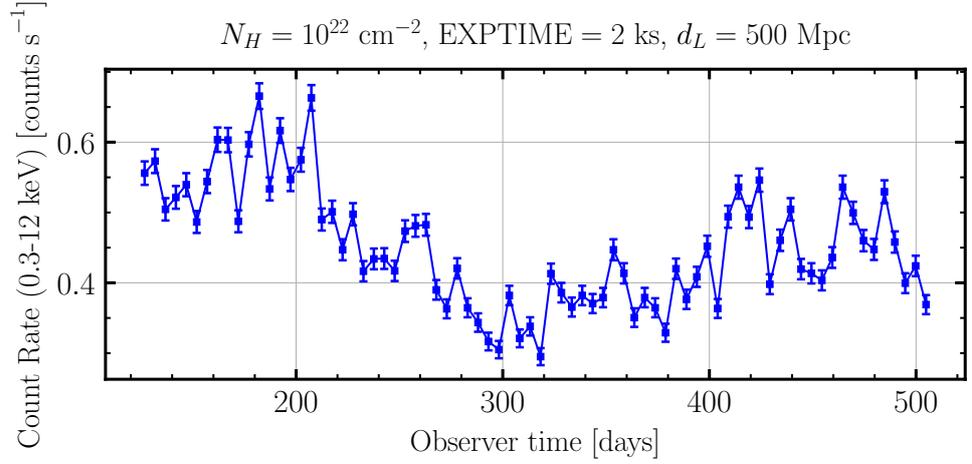
En el otro escenario, si la masa total del sistema es  $10^6 M_\odot$ , la duración total de nuestra simulación correspondería a sólo 10 hr. Este período puede cubrirse con una sola observación, que debe sub-dividirse adecuadamente para tener en cuenta la variabilidad de la curva de luz. El observatorio Athena, que será lanzado en la próxima década, será el mejor instrumento en rayos X para estudiar este tipo de fuentes. El área efectiva de Athena será varios órdenes de magnitud mayor que la de los observatorios de rayos X actuales. Suponiendo una vez más una densidad columnar de hidrógeno de  $N_H = 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , las variabilidades podrían discernirse hasta una distancia de  $d \sim 50$  Mpc. Con respecto a este análisis temporal, la situación de agujeros negros no rotantes sería muy similar, con la única diferencia de que la señal en  $\sim 1.4f_B$  sería más fuerte que en el caso rotante.

Otra pregunta relevante refiere a las perspectivas de observar la emisión electromagnética de un SMBHB durante la fusión misma. La luminosidad de este evento es proporcional a la cantidad de gas que puede calentarse durante la fusión. La masa total contenida dentro de la cavidad al final de nuestras simulaciones proporciona un límite superior para esta cantidad. Estimamos esto promediando la masa de los minidisks durante los  $2000M$  finales de cada simulación. Para una masa total del sistema de  $10^6 M_\odot$  y una tasa de acreción de  $0.25\dot{M}_{\text{Edd}}$ , la masa promedio en la cavidad es  $\sim 5.7 \times 10^{25} \text{ g}$  y  $3.6 \times 10^{25} \text{ g}$  para las simulaciones S06 y S0, respectivamente. Estos dos valores se ajustan bien mediante la

---

<sup>9</sup><https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/nicer/>

<sup>10</sup><https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/>



**Figura 7.14:** Curva de luz simulada para una muestra de observaciones del telescopio NICER de 2 ks cada  $\sim 5$  días en la banda (0.3–12 keV) para un SMBHB putativo con una masa de  $10^9 M_\odot$  a una distancia de 500Mpc. Asumimos una absorción de  $N_H = 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . Los datos responden a S06.

siguiente expresión fenomenológica:

$$M_{\text{cav}} \lesssim 1.42 \times 10^{26} \left( \frac{M_{\text{BH}}}{10^6 M_\odot} \right)^2 \left( \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \right) (1 + \chi) \text{ g.} \quad (7.11)$$

La dependencia con la tasa de acreción y la masa en la Ec. 7.11 se deriva directamente de la conversión de unidades entre las unidades de masa física y numérica, mientras que la dependencia con el espín resulta de un ajuste lineal simple para los dos valores considerados (0 y 0.6) y no debe extrapolarse directamente a otros valores de espín. Para un escenario optimista que involucre un SMBHB de  $10^9 M_\odot$  acretando a una tasa de  $\sim \dot{M}_{\text{Edd}}$ , la Ec. 7.11 predice un límite superior de masa de  $M_{\text{cav}} \sim 1.5 \times 10^{32} \text{ g}$ , que corresponde a una energía máxima disponible de  $\sim 10^{53} \text{ erg}$ , esto es  $\sim 10^4 \times$  la energía total radiada en una supernova.

## 7.4 Conclusiones

En este capítulo, hemos investigado las características de la emisión electromagnética de SMBHB acretantes de igual masa, rotantes y no rotantes, en el régimen relativista. Para ello, hemos realizado un post-procesamiento de datos de simulaciones GRMHD que evolucionan el sistema binario por más de 10 órbitas, y hemos generado imágenes, espectros y curvas de luz. Identificamos las principales características electromagnéticas que permiten distinguir un escenario que involucre un SMBHB de igual masa a separaciones  $\lesssim 20M$  de un escenario con un único agujero negro acretante. Con las SED calculadas a cada tiempo, generamos curvas de luz a frecuencias específicas que reflejen el comportamiento de las distintas sub-componentes del sistema y que puedan ser de interés para observaciones. Nuestro análisis se centró en la emisión observada *face-on* con el objetivo de identificar características electromagnéticas que estén directamente relacionadas a la dinámica del

## 7.4. CONCLUSIONES

---

sistema y que estén presentes independientemente del ángulo de la visual. A continuación, enumeramos las principales conclusiones de nuestro trabajo:

- Los minidisos justo antes de la fusión son, en promedio,  $\sim 3\text{--}5$  veces más brillantes para agujeros negros rotantes con  $\chi_1 = \chi_2 = 0.6$  que para agujeros negros no rotantes. Esto se traduce en una mayor luminosidad en las bandas del UV lejano y los rayos X. Al final del *inspiral*, la contribución de los minidisos al espectro térmico en S0 es casi insignificante, mientras que en S06 todavía se mantiene. Estas diferencias se deben a la mayor eficiencia radiativa de los minidisos en S06, lo que, a su vez, se debe a una mayor proporción de la acreción ocurriendo a través de órbitas cuasi-circulares.
- Los minidisos en estas condiciones difieren de los discos de NT sobre agujeros negros únicos. Normalizado a la tasa de acreción que pasa a través de ellos, la eficiencia radiativa promedio (para el caso *face-on*) de los minidisos varía entre  $\sim 1.4\%$  para agujeros negros de Schwarzschild y  $1.9\%$  para agujeros negros de Kerr con espín normalizado  $\chi = 0.6$ . Para S06 (S0), este valor es  $\sim 55\%$  ( $\sim 90\%$ ) de lo que predice el modelo NT para el mismo espín y misma extensión del disco. La razón principal de la menor eficiencia radiativa de los minidisos (especialmente la térmica) es que el material tiene tan poco momento angular que puede caer en el agujero negro sin sufrir mucha disipación; la asociación de la disipación con el calentamiento implica que este también es relativamente bajo. La eficiencia global, es decir, el cociente entre la luminosidad total (CBD+streams+minidisos) y la tasa de acreción del CBD es  $\sim 4\%$  independientemente de la rotación de los agujeros negros.
- La SED de un disco de acreción en un SMBHB del tipo analizado en este capítulo es diferente a la generada por un disco sobre un único agujero negro bajo las mismas condiciones. En el escenario binario, el pico del espectro se desplaza a frecuencias más bajas con respecto al disco sobre un único agujero negro, y la forma del espectro a frecuencias por encima del pico es una ley de potencia quebrada en lugar de una exponencial decreciente. Además, la luminosidad coronal es menor debido a la menor tasa de acreción y eficiencia radiativa en la cavidad interna.
- La emisión muestra señales periódicas asociadas con la dinámica del *lump*. Las más significativas están a  $\sim 0.2f_B$  y  $\sim 1.44f_B$ , que corresponden a las oscilaciones radiales del *lump* y al doble de la frecuencia de batido, respectivamente. Se predice que la primera señal estará presente en varias longitudes de onda, mientras que la segunda es más pronunciada en rayos X y para agujeros negros que no rotan.
- Dependiendo de la masa total del sistema, la periodicidad en la emisión durante la fase previa a la fusión puede detectarse en la banda de rayos X, utilizando distintas estrategias de observación dependiendo de la masa del sistema. Para masas grandes ( $\sim 10^9 M_\odot$ ), observaciones breves cada pocos días serían suficientes para identificar la variabilidad, suponiendo que la fuente sea detectable. Para masas bajas ( $\sim 10^6 M_\odot$ ), una sola observación de  $> 10^4$  s detectaría las periodicidades, pero la fuente tendría que estar más cerca.

CONCLUSIONES DEL  
TRABAJO

## 7.A Apéndice: Fulguraciones por auto-*lensing* en flujos ópticamente delgados

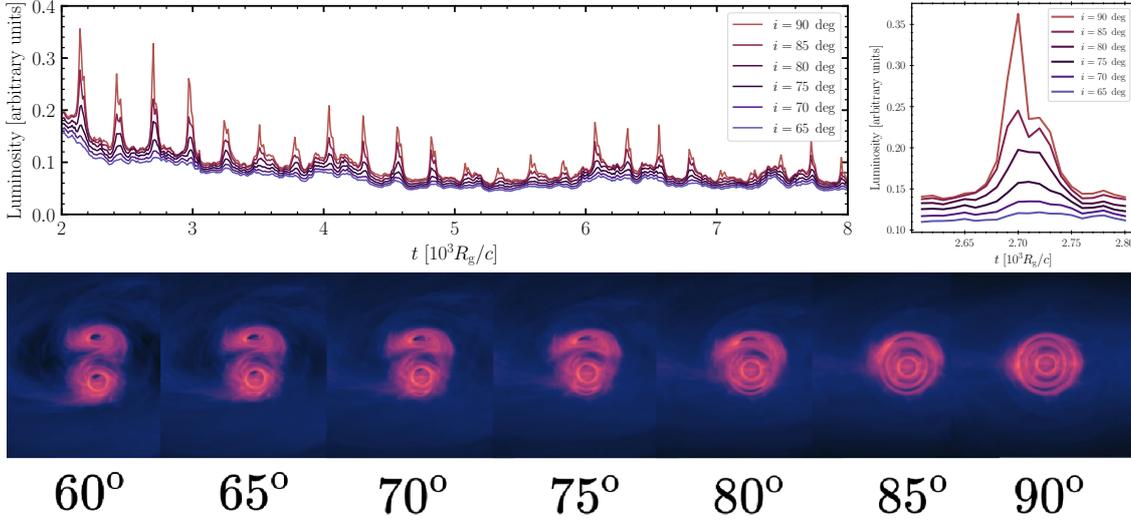
El análisis realizado en este Capítulo se centró en escenarios donde la tasa de acreción es de moderada a alta y, por ende, tanto el **CBD** como los minidisos son ópticamente gruesos. Esta consideración limitó nuestro análisis a inclinaciones  $i \sim 0^\circ$ , pues para valores más grandes la región más interna del sistema estaría oculta por la fotósfera del **CBD**. La elección del caso *face-on* nos permitió estudiar propiedades espectrales y periodicidades causadas puramente por efectos intrínsecos de la física de flujos de acreción en **SMBHB** cercanos. No obstante, si el flujo es ópticamente delgado y la inclinación es más alta, los efectos relativistas asociados al movimiento orbital infringen periodicidades adicionales en la emisión de estos sistemas. En particular, son esperables dos efectos:

1. Modulación por el comportamiento cuasi-sinusoidal del factor de Doppler, que amplifica (disminuye) la luminosidad del minidisco que se aproxima (aleja) (ver el Capítulo 8).
2. Fulguraciones periódicas por el auto-*lensing* cuando uno de los agujeros negros, con su minidisco, pasa por detrás del otro.

Ambos efectos han sido propuestos para explicar propiedades periódicas o cuasi-periódicas de posibles **SMBHB**. En particular, las fulguraciones por auto-*lensing* podrían explicar ciertas erupciones cuasi-periódicas (**QPE**, del inglés *Quasi-Periodic Eruption*) observadas en algunos **AGN** (Ingram et al., 2021) o la emisión variable de fuentes como Spikey (Hu et al., 2020) (ver Figura 1.9).

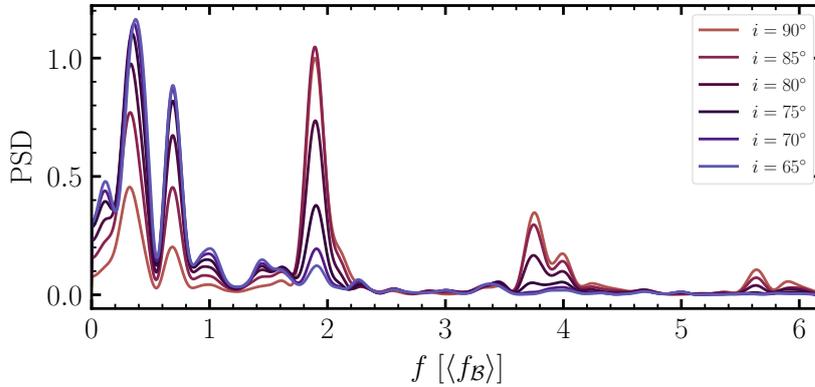
Aprovechando el hecho de que nuestras simulaciones son libres de escala (ver Sec. 7.1.3), podemos utilizar el mismo conjunto de datos y, considerando una tasa de acreción más baja, estudiar la emisión de flujos ópticamente delgados. Fijamos una tasa de acreción de  $\dot{m} = 10^{-5}$ , de manera que los minidisos y el **CBD** son ópticamente delgados a todo tiempo, y calculamos curvas de luz en rayos X para distintas inclinaciones de la línea de la visual:  $i = 90^\circ, 85^\circ, 80^\circ, 75^\circ, 70^\circ$  y  $65^\circ$ . Las mismas se muestran en el panel superior izquierdo de la Figura 7.A.1. Puede verse que tienen lugar destellos muy pronunciados con una frecuencia de  $\sim 2f_B$ . En el panel inferior se muestran los mapas de brillo del **SMBHB** para las distintas inclinaciones, al tiempo en que ambos agujeros negros se encuentran alineados con la línea de la visual y que, justamente, se corresponden con los picos de la curva de luz. Claramente, estos destellos se producen por el auto-*lensing* entre los agujeros negros y son más brillantes cuanto mayor es la inclinación de la visual. En el panel superior derecho de la Figura 7.A.1 se muestra amplificado uno de los picos de la curva de luz para las distintas inclinaciones. La baja resolución temporal de los datos de la simulación no nos permite obtener un perfil suave de los picos. No obstante, para el destello correspondiente al caso *edge-on* puede distinguirse claramente un perfil aproximadamente Lorentziano, con

## 7.A. APÉNDICE: FULGURACIONES POR AUTO-LENSING EN FLUJOS ÓPTICAMENTE DELGADOS



**Figura 7.A.1:** *Panel superior izquierdo:* Curvas de luz en rayos X de la emisión del flujo de acreción en S06, en el caso en que este es ópticamente delgado. Se muestran varias curvas para distintas inclinaciones de la línea de la visual. *Panel superior derecho:* Amplificación de uno de los destellos, donde se puede ver el perfil del pico. *Panel inferior:* Mapas de brillo superficial del SMBHB en el punto de máximo auto-*lensing* para distintas inclinaciones. Video de la simulación para el caso *edge-on*: <https://youtu.be/WwLB3Ajd-0I>

**Figura 7.A.2:** Densidad espectral de potencia de las curvas de luz en rayos X para distintas inclinaciones de la línea de la visual usando un algoritmo de Welch con un tamaño de ventana de Hamming de  $10M$ . La frecuencia orbital media es  $\langle f_B \rangle = 1/505M$ .



una estructura de pico doble asimétrico: el segundo sub-pico es más débil. Una posible explicación de este efecto es la siguiente: el primer sub-pico se corresponde al momento de máximo *lensing* de la emisión de la parte del minidisco que se aproxima hacia el observador, y por ende está amplificada por *beaming*. Por el contrario, el segundo sub-pico corresponde al máximo *lensing* de la parte del minidisco que se aleja del observador. Un estudio con mayor resolución temporal permitirá discernir con claridad esta característica de la emisión.

En la Figura 7.A.2, se muestra la PSD de potencia de las curvas de luz calculadas para las distintas inclinaciones. A diferencia de lo que encontramos en el caso *face-on* (ver Fig. 7.10), donde la PSD presenta máximos en la frecuencia de oscilación radial del *lump* ( $f_{\text{lump}} \sim 0.2f_B$ ) y en el doble de la frecuencia de batido ( $2f_{\text{beat}} \sim 1.4f_B$ ), aquí aparece una señal más intensa a una frecuencia  $f_{\text{ens}} \approx 2f_B$  que corresponde a la periodicidad de los eventos de auto-*lensing*. Más aún, también se distinguen los armónicos de esta señal a  $\approx 4f_B$  y  $\approx 6f_B$ , con una intensidad decreciente que depende del ancho de los picos en la

## CAPÍTULO 7. RADIACIÓN ELECTROMAGNÉTICA DE AGUJEROS NEGROS SUPERMASIVOS BINARIOS EN EL RÉGIMEN RELATIVISTA

---

curva de luz. Esta señal disminuye a medida que la inclinación aumenta. Para  $i = 65^\circ$ , el efecto del *lensing* es casi despreciable y la PSD se asemeja a la del caso *face-on*.

En un trabajo en preparación, expandiremos el análisis expuesto aquí. En particular, realizaremos simulaciones para obtener datos con mayor resolución temporal y así poder estudiar con precisión el perfil de los picos del auto-*lensing*. Además, compararemos los resultados mostrados aquí con el caso de agujeros negros no rotantes (simulación S0) para discernir si el espín desempeña algún rol en la estructura asimétrica de los picos.

---

---

# Fulguraciones periódicas por interacción de *jets* en sistemas binarios de agujeros negros supermasivos

## 8.1 Introducción

En este capítulo, estudiamos la interacción entre los posibles *jets* lanzados por **SMBHB** y sus consecuencias electromagnéticas. Si un **SMBHB** está formado por agujeros negros rotantes, en principio, cada uno de ellos puede lanzar un *jet* mediante el mecanismo de **BZ** (ver Sec. 1.3). En los últimos años, se han realizado diversas simulaciones para estudiar la producción de *jets* en **SMBHB**. Las primeras exploraron el efecto considerando campos magnéticos en el vacío (Palenzuela et al., 2009; Mösta et al., 2010) o bajo la aproximación *force-free* (Palenzuela et al., 2010a,b,c; Alic et al., 2012; Moesta et al., 2012). Estas simulaciones pueden representar lo que sucede si el **SMBHB** efectivamente se desacopla del **CBD** pero continua interactuando con el campo magnético anclado a este. Si bien estos estudios indicaron que el enroscamiento de las líneas de campo magnético causado por el **SMBHB** produce el lanzamiento de *jets* en forma de flujos de Poynting, resultó que la luminosidad de los mismos es extremadamente baja como para que su radiación sea relevante (Alic et al., 2012; Moesta et al., 2012).

Simulaciones **GRMHD** en 3D de **SMBHB** acretando a través de **RIAF** magnetizados mostraron ser mucho más promisorias en cuanto a la producción de *jets* potentes se refiere (Giacomazzo et al., 2012; Kelly et al., 2017; Cattorini et al., 2021). Debido a la presencia del gas, la intensidad del campo magnético se incrementa y el flujo de Poynting de los *jets* resulta órdenes de magnitud más intenso que en las simulaciones de vacío. Más aún, Cattorini et al. (2021) estudiaron la influencia del espín en la potencia de los *jets*, encontrando que este se incrementa en un factor  $> 2$  para espines normalizados  $\chi_1 = \chi_2 = 0.6$  con respecto al caso de espines nulos.

También se ha estudiado la producción de *jets* mediante simulaciones **GRMHD-3D**

de **SMBHB** acretando a través de discos radiativamente eficientes (Farris et al., 2012; Gold et al., 2014a,b; Paschalidis et al., 2021; Combi et al., 2022). Nuevamente, estas muestran la formación de dos *jets* colimados. La diferencia con el escenario de acreción por **RIAF**, es que en este caso el **SMBHB** se desacopla del **CBD** en las últimas etapas antes de la fusión ( $r_{12} \lesssim 10R_g$ ), disminuyendo así la tasa de acreción y la luminosidad de los *jets*. Gold et al. (2014b) también estudiaron la dependencia de la intensidad del flujo de Poynting con el cociente de masas entre los agujeros negros,  $q := m_1/m_2$ , encontrando que la misma decrece para valores decrecientes de  $q$ . Luego, el escenario más favorable para la producción de *jets* es el de un **SMBHB** de igual masa. La dependencia con el espín de los agujeros negros en estos escenarios fue estudiada por Paschalidis et al. (2021) y Combi et al. (2022), quienes también encontraron un incremento de la intensidad del flujo de Poynting para valores de espín más altos. Adicionalmente, Combi et al. (2022) encontraron que, independientemente del espín de los agujeros negros, el flujo de Poynting está modulado con la frecuencia de batido entre la frecuencia orbital del binario y la frecuencia orbital del lump,  $f_{\text{beat}} \sim f_B - f_{\text{lump}} \sim 0.72f_B$ , de la misma forma que lo hace la tasa de acreción (ver Sec. 7.2). Este resultado indica que la cuasi-periodicidad inducida por el *lump* en la luminosidad de los minidisks también puede estar presente en la emisión de los *jets* asociados con estos. Esto es razonable siempre y cuando la eficiencia de lanzamiento de los *jets* sea insensible a la variación de la tasa de acreción. En efecto, Paschalidis et al. (2021) y Combi et al. (2022) encuentran una eficiencia  $\eta_{\text{jet}} := L_j/(\dot{M}c^2)$  cercana al 10% que se mantiene aproximadamente constante a pesar de la variación de la tasa de acreción.

Los trabajos mencionados arriba consideran **SMBHB** donde los agujeros negros tienen espines nulos, exactamente alineados o exactamente anti-alineados entre sí y con el momento angular del disco. Si el espín de los agujeros negros está des-alineado con respecto al momento angular del flujo de acreción, este ejercerá un torque por el efecto Lense–Thirring (Lense & Thirring, 1918) sobre el agujero negro y viceversa. Debido a la viscosidad, se espera que el disco de acreción se alinee con el espín del agujero negro en los radios más internos, en lo que se conoce como mecanismo de Bardeen–Peterson (Bardeen & Peterson, 1975; Kumar & Pringle, 1985). La ocurrencia de este efecto se ha demostrado en simulaciones hidrodinámicas de partículas suavizadas (**SPH**, del inglés *Smoothed-Particle Hydrodynamics*) (Nelson & Papaloizou, 2000; Lodato & Pringle, 2007; Lodato & Price, 2010) y **GRMHD** (Liska et al., 2019, 2021). Más aún, Liska et al. (2021) han mostrado que si se acumula flujo magnético en la ergósfera del agujero negro, un *jet* es lanzado en la dirección del espín y no del momento angular del disco externo.

El mecanismo de Bardeen–Peterson también ocurre en sentido contrario; en escalas de tiempo más largas, el mismo produce que el espín del agujero se termine alineando con el momento angular del disco externo (Natarajan & Pringle, 1998; King et al., 2005; Perego et al., 2009). En el caso de **SMBHB**, los primeros estudios al respecto indicaron que este mecanismo ocurre entre los minidisks y los agujeros negros, dando lugar a que los espines se alineen en un tiempo relativamente corto con respecto a la evolución de su órbita (Bogdanović et al., 2007; Dotti et al., 2010; Miller & Krolik, 2013). Sin embargo, otros análisis posteriores encuentran que este efecto no es suficiente para alinear el espín del agujero negro más masivo en sistemas con  $q \ll 1$ . Más aún, incluso si  $q \sim 1$ , para ciertas condiciones del **CBD** los espines pueden permanecer desalineados durante las últimas etapas del *inspiral* y durante la fusión (Lodato & Gerosa, 2013; Gerosa et al., 2015, 2020; Sayeb et al., 2021; Nealon et al., 2022). En particular, el alineamiento inicial del minidisco con el espín del agujero negro produce, en sí mismo, un efecto “ralentizador” para el alineamiento

del espín con el momento angular global del **CBD** (Nealon et al., 2022).

Ante lo discutido arriba, podemos preguntarnos *¿qué sucede si los espines de ambos agujeros negros no están alineados?*. Dado que los *jets* lanzados por el agujero negro a través del mecanismo de **BZ** también resultan estar alineados con el espín, podemos suponer que los *jets* serán lanzados con un cierto ángulo respecto al eje de rotación del binario. Esta situación inducirá la interacción entre ambos *jets*. Más aún, la interacción sería periódica, con una frecuencia asociada al movimiento orbital del sistema binario.

En este trabajo, aceptamos la hipótesis de que la interacción entre los *jets* efectivamente ocurre de forma periódica e investigamos la posibilidad de que la misma dé lugar a fulguraciones periódicas intensas en distintas bandas del espectro electromagnético. Centramos nuestro estudio en sistemas binarios cercanos en el régimen dominado por emisión de **GW**. El mecanismo básico de la interacción de los *jets* es el siguiente:

- Los *jets* de **BZ** son lanzados preferentemente en la dirección del espín del agujero negro.
- Si los espines de los agujeros negros no están perfectamente alineados, los *jets* que cada uno lanza tampoco lo estarán. Esto implica que ambos *jets* se deberían encontrar una vez por órbita de forma cuasi-periódica.
- Los *jets* de **BZ** suelen estar dominados magnéticamente cerca de su base. Dado que ambos *jets* pueden tener topologías de campo magnético distintas, al encontrarse las líneas de campo magnético deben reconectar para que un *jet* “atraviese” al otro.
- En este proceso, gran parte de la energía magnética que llevan los *jets* es liberada y se transfiere al plasma.
- Si parte de esta energía se destina a la aceleración de partículas, estas se enfriarán por radiación sincrotrón y **SSC**, produciendo fulguraciones periódicas.

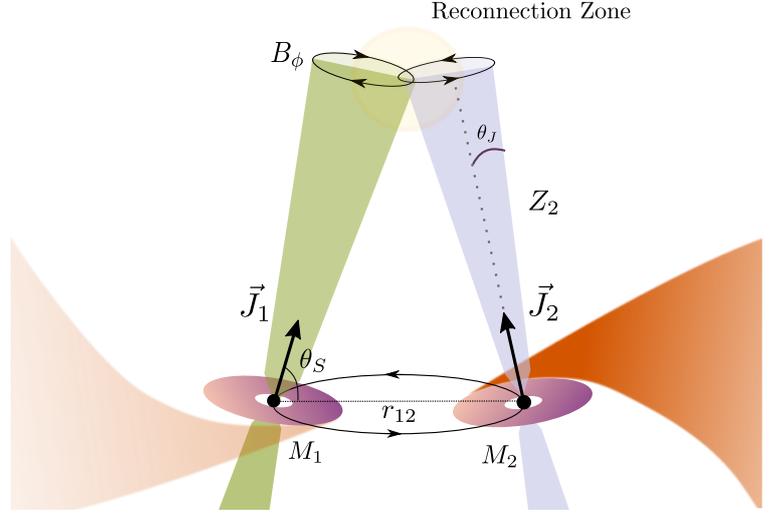
MECANISMO BÁSICO DE  
INTERACCIÓN ENTRE *jets*  
EN **SMBHB**.

El resto del capítulo está estructurado de la siguiente manera. En la Sección 8.2, describimos el escenario físico a estudiar e introducimos las principales características del modelo. Este incluye el tratamiento de la emisión electromagnética del **CBD**, los minidisks y los *jets* durante los períodos que estos interactúan. En la Sección 8.3, mostramos los resultados del cálculo de **SED** y curvas de luz, realizando una exploración de la dependencia de estos productos científicos ante la variación de los parámetros del modelo más relevantes. En la Sección 8.4, discutimos las limitaciones de nuestro modelo y comentamos brevemente acerca de las perspectivas observacionales del fenómeno propuesto. Finalmente, en la Sección 8.5, presentamos las conclusiones de nuestra investigación.

## 8.2 Escenario físico

En esta sección, desarrollamos un modelo semi-analítico para estimar la radiación electromagnética producida en la interacción de *jets* en **SMBHB** cercanos. Como vimos en el Capítulo anterior, la estructura de acreción en un **SMBHB** consiste, típicamente, en un **CBD** y dos minidisks alrededor de cada agujero negro, alimentados estos por *streams* que

**Figura 8.1:** Diagrama esquemático de un SMBHB acretante con espines desalineados y parcialmente enfrentados entre sí. En la imagen, se muestran los minidiscos, los *jets* y el CBD (junto con los *streams* a través de los cuales reciben materia los minidiscos). Las componentes toroidales del campo magnético en ambos *jets* tienen polaridades opuestas y al colisionar dan lugar a una “zona de reconexión”.



conectan su borde externo con el borde interno del CBD. Supondremos que cada agujero negro lanza un *jet* en la dirección de su espín a través del mecanismo de BZ. Si estos espines tienen una inclinación no nula con respecto al momento angular orbital, los *jets* se deben cruzar entre sí al menos una vez por período orbital (dos si se tiene en cuenta el contra-*jet*), dando lugar a una interacción.

En la región de interacción entre los *jets*, la topología del campo magnético en cada *jet* puede ser completamente distinta. En particular, la componente toroidal del campo puede tener polaridades opuestas en cada *jet*. El encuentro entre los *jets* implica la convergencia de plasmas magnetizados con estas topologías distintas. Un escenario como tal es muy propicio para la generación de hojas de corriente y fenómenos de reconexión magnética a gran escala. En efecto, si los *jets* están dominados magnéticamente, la reconexión necesariamente tiene que ocurrir para que estos puedan cruzarse. El evento de colisión dura hasta que los *jets* sean “desmembrados” cuando la energía reconectada se vuelve comparable a la energía total del *jet*.

Nuestra propuesta es que estos eventos de reconexión darían lugar a la formación de *blobs* de plasma que se muevan a lo largo de ambos *jets*. Una fracción de la energía liberada en la reconexión puede destinarse a la aceleración de partículas en el *jet*, dando lugar a una población con distribución de energía no térmica. Luego, estas partículas se enfriarán en los campos magnéticos y de radiación presentes. Como la colisión entre los *jets* es periódica, la emisión de dichos *blobs* también lo es. En conclusión, estos eventos son capaces de generar fulguraciones periódicas en diferentes bandas del espectro electromagnético. La Figura 8.1 muestra un diagrama esquemático del sistema bajo la situación arriba descrita.

## 8.2.1 Espaciotiempo asociado al sistema binario de agujeros negros

Sean dos SMBH con masas  $m_i$  y espines  $\vec{J}_i = (G\chi_i m_i^2/c)\hat{s}_i$ , donde  $\chi_i$  es el espín normalizado<sup>1</sup> y  $\hat{s}_i$  es un vector unitario. Supongamos que los agujeros negros forman un sistema binario y siguen órbitas circulares con separación  $r_{12}$  al tiempo  $t = t_0$ . Consideramos que el

<sup>1</sup>Lo que anteriormente denotamos  $a_*$ .

sistema alcanzó un estadio donde la emisión de **GW** es eficiente y domina la evolución de la órbita,  $r_{12} \lesssim 10^3 R_g$ . Aquí,  $R_g := GM/c^2$ , con  $M = m_1 + m_2$ . Además, suponemos que la órbita evoluciona lentamente, a través de órbitas cuasi-circulares de radio cada vez menor. A 1er orden post-Newtoniano, la separación de los agujeros negros está dada por (Peters, 1964)

$$r_{12}(t) = r_{12}(t_0) \left(1 - \frac{t}{t_c}\right)^{1/4} \quad (8.1)$$

donde  $t_c$  denota la escala temporal de coalescencia, que está definida como

$$t_c = \frac{2}{256} \frac{c^5}{G^3} \frac{r_{12}(t_0)^4}{M^2 \mu}, \quad (8.2)$$

y  $\mu := m_1 m_2 / m$  denota la masa reducida del sistema. En esta aproximación, la frecuencia orbital del sistema binario está dada por el valor Kepleriano:

$$\Omega_B(t) = \frac{c}{R_g} \left(\frac{R_g}{r_{12}(t)}\right)^3. \quad (8.3)$$

## 8.2.2 Disco circumbinario y minidisos

Consideramos que el **SMBHB** está localizado en un ambiente con suficiente gas para que se forme un **CBD**. Para cocientes de masa,  $q := m_1/m_2$ , cercanos a la unidad, hemos visto que el **CBD** desarrolla una cavidad ligeramente excéntrica de radio  $\sim 2r_{12}(t)$  y la acreción en la cavidad ocurre principalmente a través de *streams* que se desprenden del borde interno del **CBD**, a una distancia media de  $r_{\text{CBD,in}} \sim 2r_{12}$  (ver Sec. 1.5.3). Este gas forma minidisos alrededor de cada agujero negro.

Para discos lo suficientemente fríos y valores de  $q > 0.1$ , el borde interno del **CBD** desarrolla un modo  $m = 1$  no lineal, el *lump*, que orbita el binario a una frecuencia  $\Omega_{\text{lump}} \approx 0.28\Omega_B$ . Para estos escenarios, la acreción ocurre mayormente cuando uno de los agujeros negros pasa cerca del borde interno del *lump*, alimentando al minidisco correspondiente de forma cuasi-periódica con una frecuencia de batido dada por  $\Omega_{\text{beat}} = \Omega_B - \Omega_{\text{lump}} \approx 0.72\Omega_B$  (Bowen et al. 2018, 2019; ver Cap. 7).

La dinámica de los minidisos depende esencialmente de la relación entre su radio de truncamiento  $r_{\text{trunc}}$  (Ec. 1.37), donde los efectos de marea por el agujero compañero impiden la formación de órbitas estables, y el radio de la **ISCO**,  $r_{\text{ISCO}}$ , que depende directamente del espín del agujero. Cuando  $r_{\text{trunc},i}/r_{\text{ISCO},i}$  es  $\mathcal{O}(1)$ , es decir, cuando la distancia orbital entre los agujeros negros es corta, el tiempo de acreción de la materia en los minidisos se vuelve más corto que el período de batido, lo que da lugar a un ciclo de llenado y agotamiento en el que uno de los minidisos obtiene materia mientras que el otro se agota. En el máximo de este ciclo, el minidisco receptor puede tener hasta 75% de la masa total (para agujeros negros no rotantes) en la cavidad. Modelamos fenomenológicamente la tasa de acreción sobre cada minidisco en el ciclo de llenado-vaciado con las siguientes funciones que reproducen cualitativamente este efecto:

$$\dot{m}_1(t) \approx 1.35 \frac{2}{q+1} \cos^4\left(\frac{\Omega_{\text{beat}}}{2} t\right) \left[\frac{20R_g}{r_{12}(t)}\right] \dot{M}_{\text{CBD}}, \quad (8.4)$$

$$\dot{m}_2(t) \approx q \dot{m}_1(t - T_{\text{beat}}/2), \quad (8.5)$$

donde  $T_{\text{beat}} := 2\pi/\Omega_{\text{beat}}$  es el período de un ciclo de llenado/vaciado y  $\dot{M}_{\text{CBD}}$  es la tasa de acreción en el **CBD**.

## Emisión electromagnética

Representamos al **CBD** mediante un disco de **SS** (ver Sec. 2.2) sobre un agujero negro de masa  $M$  y con una tasa de acreción  $\dot{M}_{\text{CBD}}$ , extendiéndose desde  $r_{\text{CBD,in}} = 2r_{12}(t)$  hasta  $1000R_g$ . Consideramos que la disipación no se anula en el borde interno del disco sino en el radio de la **ISCO** ficticia del binario,  $6R_g$ . En el Capítulo anterior, mostramos que esta aproximación proporciona un buen acuerdo con los resultados de simulaciones más detalladas del transporte radiativo (ver Figura 7.11). El modelo de **SS** proporciona la temperatura efectiva en cada radio, donde suponemos que el disco radía un espectro de cuerpo negro. El flujo espectral del **CBD** para una fuente localizada a una distancia de luminosidad  $d_L$  es (ver Ec. 2.39)

$$F_{\nu_{\text{obs}}}^{(\text{CBD})}(t) = \cos i \frac{(1+z)}{d_L^2} \int_{2r_{12}(t)}^{1000R_g} 2\pi r dr B_{\nu_{\text{em}}} [T_{\text{eff}}(r)], \quad (8.6)$$

donde  $i$  es la inclinación de la línea de la visual del observador respecto al momento angular del disco,  $B_{\nu_{\text{em}}}$  es la función de Planck,  $T_{\text{eff}}(r)$  está dado por la Ec. 2.35,  $\nu_{\text{obs}} = \nu_{\text{em}}/(1+z)$  y hemos incluido la corrección debida al *redshift* cosmológico de la fuente,  $z$ .

Los minidisos son mucho más dinámicos y, por ende, más complejos de modelar que el **CBD**. Una parte importante de la materia que cae sobre ellos desde el borde interno del **CBD** tendrá un momento angular específico bajo, por lo que cae directamente sobre el agujero sin formar una órbita circular y sufriendo poca disipación. Además, se espera que una fracción de la materia forme una corona inflada, ópticamente delgada y caliente, que se ubique por encima y por debajo del minidisco. Adoptando las mismas suposiciones que en el Capítulo anterior, suponemos que los minidisos constan de dos componentes: un disco térmico delgado que emite un espectro de cuerpo negro y una corona que emite una ley de potencia extendida con un corte exponencial en rayos X duros.

La tasa de acreción en un minidisco está dividida entre estas dos componentes:

$$\dot{m}_{\text{md}}(t) = \dot{m}_{\text{d}}(t) + \dot{m}_{\text{c}}(t), \quad (8.7)$$

donde  $\dot{m}_{\text{d}}$  es la tasa de acreción en el disco y  $\dot{m}_{\text{c}}$  es la tasa de acreción en la corona. A su vez, suponemos que sólo una fracción de la tasa de acreción en el disco está efectivamente termalizada,  $\dot{m}_{\text{th}} < \dot{m}_{\text{d}}$ , mientras que el resto de la materia se acreta sin enfriamiento significativo. Parametrizamos este efecto como

$$\dot{m}_{\text{th}}(t) = \dot{m}_{\text{d}}(t) \left[ \frac{1 - (r_{\text{in}}/r_{12})^s}{1 - (r_{\text{in}}/r_{\text{out}})^s} \right] \times H[r_{12}(t); r_{\text{out}}, r_{\text{out}}], \quad (8.8)$$

con  $s = 0.2$ ,  $r_{\text{in}} = 10R_g$  y  $r_{\text{out}} = 500R_g$ .

Similarmente al caso del **CBD**, modelamos la parte termalizada del  $i$ -ésimo minidisco como un disco de **NT** (dado que los minidisos se extienden hasta la **ISCO** de los agujeros negros, es más preciso considerar la solución relativista) sobre un agujero negro de masa  $m_i$  y con tasa de acreción  $\dot{m}_{\text{d},i}$ . Consideramos que cada minidisco se extiende desde  $r_{\text{ISCO},i}$  hasta el radio de truncamiento  $r_{\text{trunc},i}$  y su momento angular está alineado con el espín del agujero negro.

Dado que cada minidisco está anclado a uno de los agujeros negros y estos se mueven muy rápido, debemos tener en cuenta el efecto global del *beaming* y del corrimiento Doppler relativista causado por el movimiento orbital. Luego, el flujo espectral observado de cada

minidisco es

$$F_{\text{Vobs}}^{(\text{md})}(t) = \mathcal{D}_{\text{md}}^3(t) \cos i_{\text{md}} \frac{(1+z)}{d_L^2} \int_{r_{\text{ISCO}}}^{r_{\text{trunc}}(t)} 2\pi r dr [1+z_g(r)]^{-3} B_{\text{vem}} [T_{\text{eff}}(r, t)], \quad (8.9)$$

donde, ahora,

$$\mathbf{v}_{\text{obs}} = \mathcal{D}_{\text{md}}(t) \mathbf{v}'(r)/(1+z), \text{ con } \mathbf{v}'(r) = \mathbf{v}_{\text{em}}/[1+z_g(r)], \quad (8.10)$$

$\mathcal{D}_{\text{md}}(t) := [\Gamma_{\text{md}} (1 - \vec{\beta}_{\text{md}} \cdot \hat{o})]^{-1}$  es el factor de Doppler,  $\beta_{\text{md}} := v_{\text{md},i}/c$  es la velocidad normalizada del minidisco (o del agujero negro asociado) y  $i_{\text{md}} = \arccos(\hat{s}_i \cdot \hat{o})$  es el ángulo entre la normal al minidisco,  $\hat{s}_i$ , y la línea de la visual,  $\hat{o}$ . Vale remarcar que si los espines no están perfectamente alineados con el momento angular orbital, se cumple que  $i \neq i_{\text{md}}$ . En la Ec. 8.9, hemos incluido también los efectos relativistas debidos al *redshift* gravitacional,  $z_g$ .

Por último, modelamos la corona como un plasma esférico homogéneo con una temperatura  $T_c$  y una eficiencia radiativa  $\eta_c$ , que emite un espectro efectivo de ley de potencia con un corte exponencial. Este espectro es el resultado de la Comptonización de fotones blandos del disco delgado. El flujo espectral coronal es

$$F_{\text{Vobs}}^{(c)}(t) = \mathcal{D}_{\text{md}}^3(t) \frac{(1+z)L_c}{4\pi d_L^2} \frac{h}{\pi k_B T_c} \left( \frac{h\nu_{\text{em}}}{k_B T_c} \right)^{-\alpha} \exp\left(-\frac{h\nu_{\text{em}}}{k_B T_c}\right), \quad (8.11)$$

donde  $L_c := \eta_c \dot{m}_c c^2$  es la luminosidad de la corona.

### 8.2.3 Jets

Suponemos que cada minidisco lanza un *jet* en la dirección del espín del agujero negro, a través del mecanismo de **BZ**. La potencia de cada *jet* se puede parametrizar en función de la potencia de acreción en el minidisco correspondiente (Falcke & Biermann, 1995):

$$L_{j,i} = \eta_j \dot{m}_{\text{md},i} c^2. \quad (8.12)$$

En lo que sigue, fijamos  $\eta_j = 0.1$  (Paschalidis et al., 2021; Combi et al., 2022). Suponemos una geometría cuasi-parabólica para el *jet* y parametrizamos el radio de su sección transversal como

$$r(\tilde{z}) = r_0 [1 + (\tilde{z}/z_0)^\alpha], \quad (8.13)$$

donde  $\tilde{z}$  es la coordenada vertical a lo largo del eje del *jet* y tomamos  $\alpha = 0.6$ .

El factor de Lorentz del *jet*,  $\Gamma_j$ , está relacionado con la magnetización a través de la ecuación de Bernoulli:

$$\mu := \Gamma_j (\sigma' + 1), \quad (8.14)$$

donde  $\sigma' := B'^2/(4\pi\rho'c^2)$  es el parámetro de magnetización en el sistema comóvil del *jet* y  $\mu$  es el flujo de energía total por unidad de flujo de energía en reposo a través de una sección transversal del *jet*, que es constante a lo largo del mismo. Por simplicidad, supondremos una magnetización constante y, por lo tanto, un factor de Lorentz constante a lo largo del dominio de interés en el *jet*.

Debido a la modulación en la tasa de acreción de los minidisks, por la Ec. 8.12 también la potencia del *jet* estará modulada temporalmente. Esta modulación debe ocurrir con un

leve retraso con respecto al disco; a un instante de tiempo  $t$  y a una altura  $\tilde{z}$  sobre el *jet*, la potencia del mismo es

$$L_j(t, \tilde{z}) = \eta_j \dot{m}(t_{\text{ret}}) c^2, \quad (8.15)$$

donde  $t_{\text{ret}} := t - \tilde{z}/v_j$  y  $v_j$  es la velocidad (constante) del *jet*.

Si la entalpía del *jet* es  $h' \sim 1$ , es decir, si el *jet* está frío, podemos expresar la potencia en una sección transversal dada como

$$L_j = \Gamma^2 v_j \pi r^2 \rho' c^2 (\sigma' + 1), \quad (8.16)$$

donde  $\rho'$  es la densidad de masa en el sistema comóvil del *jet*. De la Ec. 8.16 y utilizando la definición de  $\sigma'$  podemos obtener el campo magnético comóvil al tiempo  $t$  y a una altura  $\tilde{z}$  como

$$B'(t, \tilde{z}) = \frac{2}{\Gamma_j r} \sqrt{\frac{L_j(t, \tilde{z})}{v_j} \left( \frac{\sigma'}{\sigma' + 1} \right)}. \quad (8.17)$$

Por lo tanto, el campo magnético varía con el tiempo y con la altura siguiendo a la potencia del *jet*.

### 8.2.4 Interacción entre los dos *jets*

A menos que los dos espines estén perfectamente alineados<sup>2</sup>, los dos *jets* colisionarán entre sí una vez por órbita<sup>3</sup>.

Los *jets* relativistas de **BZ** están dominados magnéticamente ( $\sigma > 1$ ) cerca de la región de lanzamiento. Luego, al ser *magnéticamente rígidos* no podrán cruzarse entre sí a menos que las líneas de campo magnético entre ambos *jets* reconecten. Cuando los bordes de los dos *jets* se encuentran, regiones de plasma con polaridades magnéticas opuestas convergen a altas velocidades. Este proceso desencadena la formación de grandes hojas de corriente y de eventos de reconexión magnética a gran escala. Dado que el campo magnético global debe reconectar para que los *jets* puedan cruzarse, es razonable esperar que se liberen grandes cantidades de energía magnética. Más aún, la torsión que sufren los *jets* puede desencadenar inestabilidades de tipo *kink* que también producen fenómenos de reconexión magnética (Davelaar et al., 2020; Kadowaki et al., 2021; Medina-Torrejón et al., 2021). Suponemos que la colisión es prácticamente estacionaria espacialmente hasta que la energía magnética reconectada se vuelve comparable a la energía transportada por cualquiera de los *jets*. En esta etapa, uno o ambos *jets* se rompen y se cruzan entre sí. Luego del cruce, los *jets* se vuelven a formar en un tiempo menor al período orbital.

Numerosas simulaciones **PIC** muestran que, en condiciones como estas, la reconexión magnética da lugar a la formación de una serie de plasmones magnetizados de diferentes tamaños en la hoja de corriente (Samtaney et al., 2009; Uzdensky et al., 2010; Sironi & Spitkovsky, 2014; Sironi et al., 2016; Petropoulou et al., 2016, 2018). Estos plasmones viajan a lo largo de la hoja de corriente mientras crecen de tamaño manteniendo constante su densidad y su campo de inducción magnética (Sironi et al., 2016). En el marco de referencia de un dado plasmón, las partículas son aceleradas formando una distribución

---

<sup>2</sup>Este caso es interesante en sí mismo, pues los *jets* estarían en contacto de forma constante, pudiéndose producir múltiples eventos de reconexión magnética en escalas de tiempo directamente relacionadas con las propiedades microfísicas del plasma.

<sup>3</sup>Los *contrajets* también colisionarán con la misma frecuencia y desfasados con respecto a los *jets*. Sin embargo, despreciaremos la emisión de los *contrajets* pues esta estará *de-beamed*.

## 8.2. ESCENARIO FÍSICO

de tipo ley de potencia (no térmica) con índice espectral  $p$  y aproximadamente isotrópica (Zenitani & Hoshino, 2001; Sironi & Spitkovsky, 2011, 2014; Petropoulou et al., 2019). El índice espectral está directamente relacionado con la magnetización en el plasma no reconectado, es decir, en el *jet*, siendo este menor (espectros más duros) para valores de magnetización más altos (Sironi & Spitkovsky, 2014; Sironi et al., 2016; Werner et al., 2016; Guo et al., 2014, 2015, 2016, 2021; Petropoulou et al., 2019).

Suponemos que durante un evento de reconexión (evento de cruce en *jet*), una fracción de la energía liberada es transferida a varios plasmones de distintos tamaños. Cada uno de estos plasmones evolucionará, emitirá radiación y finalmente se expandirá y se enfriará por completo al abandonar la hoja de corriente (Sironi et al., 2016; Petropoulou et al., 2016, 2018). Los plasmones crecen hasta diferentes tamaños, siendo los más pequeños altamente relativistas en el marco comóvil del *jet*,  $\beta'_p \Gamma'_p \sim \Gamma'_p$ , y los más grandes sólo levemente relativistas,  $\beta'_p \Gamma'_p \lesssim 1$ , donde  $\beta'_p$  es la velocidad normalizada del plasmón en el sistema comóvil del *jet* y  $\Gamma'_p = (1 - \beta_p'^2)^{-1/2}$  es su factor de Lorentz. Un análisis detallado de la evolución de los plasmones está fuera del alcance de este trabajo. Centraremos nuestro análisis en plasmones grandes de tamaño  $R'' \sim 0.2l'$ , donde  $l'$  es la longitud de la hoja de corriente. Más aún, consideraremos simplemente el efecto colectivo de los diversos plasmones grandes formados durante un evento de reconexión. Representaremos a la colección de estos plasmones como dos *blobs* magnetizados, uno en cada *jet*, que se mueven a lo largo de las hojas de corriente que se forman en la superficie de contacto de los dos *jets*. Esto es razonable si las escalas de tiempo de evolución de los plasmones son mucho más rápidas que el evento de reconexión global. En un escenario más realista, los plasmones de menor tamaño producirían destellos cortos e intensos superpuestos sobre un destello más largo envolvente producido por los plasmones más grandes (e.g., Giannios 2013). Por simplicidad, despreciaremos este efecto.

La duración del evento de interacción resulta, a partir de argumentos puramente geométricos,  $t_{\text{dur}} \approx 2[r_j^{(1)} + r_j^{(2)}]/(2v_{\text{orb}})$ , donde  $r_j^{(i)}$  es el radio del  $i$ -ésimo *jet* a la altura de la colisión. Sin embargo, como mencionamos, se espera que los *jets* se desmembren en una escala de tiempo más corta  $t_{\text{break}}$ , en la cual  $L_{\text{rec}}$  es una fracción considerable de la potencia llevada por el *jet*. Si la potencia del *jet* se distribuye homogéneamente en una sección transversal del mismo,  $L_{\text{rec}}$  será proporcional al volumen de la región intersectada. Si  $r_{j,1} < r_{j,2}$ , este volumen crece aproximadamente de forma lineal entre  $t = 0$  y  $t_1 = r_{j,1}/(r_{j,1} + r_{j,2}) \times t_{\text{dur}}$ , se mantiene constante entre  $t_1$  y  $t_2 = r_{j,2}/(r_{j,1} + r_{j,2}) \times t_{\text{dur}}$ , y luego decrece linealmente entre  $t_2$  y  $t_{\text{dur}}$ . Vamos a suponer que los *jets* se rompen cuando  $L_{\text{rec}} = 0.1L_B^{(1)}$ , con  $L_B^{(1)}$  la potencia magnética del *jet* más débil. Luego, fijamos  $t_{\text{break}} = 0.1t_1$ . Además, consideramos que cuando los bordes de los *jets* se encuentran a un tiempo  $t_{\text{coll}}$ , la potencia fraccionaria reconectada crece muy rápidamente en la región intersectada con una escala de tiempo  $t_{\text{rise}} \ll t_{\text{dur}}$ .

Definiendo  $\xi := (t - t_{\text{coll}})/t_{\text{dur}}$ , proponemos una parametrización simple de estos dos efectos y expresamos la potencia fraccional liberada en el tiempo normalizado  $\xi$  en cada *jet* como

$$\frac{L_{\text{rec}}(\xi)}{L_B^{(1)}(t_{\text{coll}} + \xi t_{\text{dur}}, \tilde{z}_{\text{coll}})} = \mathcal{A}(\xi)\mathcal{B}(\xi; \xi_{\text{rise}}, \xi_{\text{break}}), \quad (8.18)$$

donde

$$\mathcal{A}(\xi) = \begin{cases} \xi/t_1, & \text{si } 0 < \xi < t_1 \\ 1, & \text{si } t_1 \leq \xi \leq t_2 \\ (1 - \xi)/(1 - t_2), & \text{si } t_2 < \xi \leq 1 \\ 0, & \text{en otro caso,} \end{cases} \quad (8.19)$$

modela la fracción de volumen de la región de intersección, y así la potencia del campo magnético en la región de reconexión, y

$$\mathcal{B}(\xi) = \begin{cases} \mathcal{B}_0 \left(1 - e^{-\xi/\xi_{\text{rise}}}\right) e^{-\xi/\xi_{\text{break}}}, & \text{if } 0 < \xi \leq 1 \\ 0, & \text{en otro caso,} \end{cases} \quad (8.20)$$

es una función de tipo *fast-rise/exponential-decay* que modela fenomenológicamente las propiedades microfísicas del evento de reconexión. Aquí,  $\mathcal{B}_0$  es una constante tal que  $\mathcal{A}(\xi)\mathcal{B}(\xi)$  está normalizada a 0.1.

Suponemos que a un tiempo normalizado dado  $\xi$  durante la colisión, una fracción constante  $f_{\text{rec}} \sim 0.5 f_e \sigma' / (\sigma' + 2)^4$  (Sironi et al., 2015b) de la potencia total liberada se transfiere a las partículas aceleradas, las que son inyectadas con un espectro de ley de potencia en el marco comóvil del plasmón:

$$Q''(\gamma''; \xi) = Q''_0(\xi) \gamma''^{-p} H[\gamma''; \gamma''_{\text{min}}, \gamma''_{\text{max}}]. \quad (8.21)$$

Aquí,  $H[x; x_1, x_2]$  es la función de Heaviside y  $Q''_0(\xi)$  está determinada por la condición de que la potencia por unidad de volumen inyectada en partículas no térmicas al tiempo  $\xi$  es  $f_{\text{rec}} L_{\text{rec}}(\xi)$ .

El factor de Lorentz mínimo y máximo de la distribución depende de si  $p > 2$  (espectro suave) o  $p < 2$  (espectro duro). Para un plasma de electrones y protones con  $p > 2$ , la energía media por partícula disponible para la disipación es  $\sim \sigma'/2$  y el factor de Lorentz mínimo es

$$\gamma''_{\text{min}} \approx \frac{f_{\text{rec}} \sigma' (p - 2) m_p}{2N_{\pm} (p - 1) m_e}, \quad (8.22)$$

donde  $m_p$  y  $m_e$  son la masa del protón y del electrón, respectivamente, y  $N_{\pm} \ll m_p/m_e$  es la multiplicidad de pares. En escenarios de baja multiplicidad de pares,  $f_{\text{rec}}$  depende de la magnetización y es  $\approx 0.15$  para  $\sigma' \sim 3$ , alcanzando un valor de  $f_{\text{rec}} \approx 0.25$  para  $\sigma' \approx 10$ . Si, por el contrario,  $N_{\pm} \gg 1$ , los pares obtienen la mayor parte de la energía magnética disipada y  $f_{\text{rec}} \sim 0.5$ .

El factor de Lorentz máximo está limitado por el balance entre la tasa de aceleración y enfriamiento. Si escribimos la escala temporal de aceleración como

$$t''_{\text{acc}} = \frac{\gamma'' m_e c \mathcal{E}_{\text{acc}}}{e B''}, \quad (8.23)$$

donde  $e$  es la carga del electrón, y  $\mathcal{E}_{\text{acc}}$  es el número de giros que experimenta un electrón antes de ser inyectado en la población no térmica, y suponemos que el proceso de enfriamiento dominante en el *blob* es la radiación de sincrotrón, el factor de Lorentz máximo es

$$\gamma''_{\text{max}} = \sqrt{\frac{6\pi e}{\mathcal{E}_{\text{acc}} \sigma_T B''}}, \quad (8.24)$$

<sup>4</sup>Simulaciones PIC encuentran  $f_e = 0.5$  para plasmas de electrones-positrones y  $f_e = 0.5$  para plasmas de electrones y protones (Sironi & Spitkovsky, 2014; Melzani et al., 2014).

### 8.3. RESULTADOS

donde  $\sigma_T$  es la sección eficaz de Thomson.

Por otro lado, si  $p < 2$ , que es el caso para  $\sigma' > 10$ , la mayor parte de la energía es transportada por las partículas de mayor energía, y  $\gamma''_{\max}$  está limitada por  $\sigma'$ . Más precisamente, considerando que la energía media por partícula no puede exceder  $(\sigma' + 1)m_p c^2$  (Sironi & Spitkovsky, 2014; Guo et al., 2015; Werner et al., 2016), el factor de Lorentz máximo resulta

$$\gamma''_{\max} = \left[ \frac{f_{\text{rec}} \sigma' (2 - p) m_p}{2N_{\pm} (p - 1) m_e} \right]^{1/(2-p)}, \quad (8.25)$$

y  $\gamma''_{\min}$  no es importante; en este caso, fijamos  $\gamma''_{\min} = 2$ .

Las escalas temporales de aceleración y enfriamiento de las partículas son mucho más cortas que la duración del evento:

$$t_{\text{acc}} \lesssim t_{\text{cool}} \ll t_{\text{dur}}. \quad (8.26)$$

Luego, podemos suponer que la distribución de partículas se estabiliza muy rápidamente y a cada tiempo resolver una ecuación de transporte en estado estacionario:

$$\frac{d}{d\gamma''} [\dot{\gamma}''|_{\text{loss}} N''(\gamma''; \xi)] + \frac{N''(\gamma''; \xi)}{t'_{\text{esc}}} = Q''(\gamma''; \xi), \quad (8.27)$$

donde  $\dot{\gamma}''|_{\text{loss}} = \dot{\gamma}''|_{\text{sync}} + \dot{\gamma}''|_{\text{SSC}}$ .

Una vez obtenida la distribución estacionaria de partículas  $N''(\gamma'', \xi)$  en el marco comóvil del plasmón a cada instante  $\xi$ , calculamos las emisividades por sincrotrón y **SSC**, así como los coeficientes de absorción por **SSA** y por la creación de fotopares ( $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ ).

Finalmente, el flujo espectral observado en la Tierra al tiempo  $t_{\text{obs}} = (1+z)(t_{\text{coll}} + \xi t_{\text{dur}})$  es (Dermer & Menon, 2009)

$$\mathbf{v}_{\text{obs}} F_{\mathbf{v}_{\text{obs}}}(t_{\text{obs}}) = \left( \frac{3u(\tau'')}{\tau''} \right) \frac{\mathcal{D}_p^4 V''}{d_L^2} \mathbf{v}'' j''_{\mathbf{v}''}(t_{\text{em}}), \quad (8.28)$$

donde  $\mathbf{v}_{\text{obs}} = \mathcal{D}_p \mathbf{v}'' / (1+z)$ , y

$$u(\tau'') = \frac{1}{2} + \frac{e^{-\tau''}}{\tau''} - \frac{(1 - e^{-\tau''})}{\tau''^2}, \quad (8.29)$$

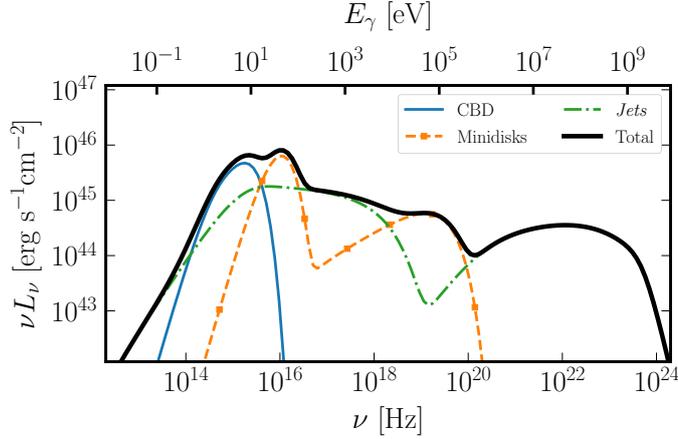
siendo  $\tau'' = 2R''(\kappa_{\text{SSA}} + \kappa_{\gamma\gamma})$  la profundidad óptica interna total.

El factor de Doppler del plasmón,  $\mathcal{D}_p$ , depende de la dirección y el factor de Lorentz con el que este se mueve en el marco comóvil del *jet*. Por simplicidad, supondremos que la mayor parte de la emisión es producida por plasmones levemente relativistas (en el marco de referencia del *jet*) y tomamos  $\Gamma'_p \approx 1$  y así,  $K'' \equiv K'$  y

$$\mathcal{D}_p = \mathcal{D}_j = [\Gamma_j (1 - \beta_j \cos \alpha_j)]^{-1}. \quad (8.30)$$

## 8.3 Resultados

El escenario general descrito anteriormente se aplica a un gran número de configuraciones para diferentes valores de parámetros, tanto geométricos como físicos. Los principales



**Figura 8.2:** Distribución espectral de energía de un SMBHB en el máximo de emisión de los *jets* para el modelo fiducial con  $m_1 = m_2 = 10^8 M_\odot$ ,  $q = 1$ ,  $\dot{M}_{\text{CBD}} = \dot{M}_{\text{Edd}}$ ,  $\sigma' = 10$ ,  $p = 2.1$ ,  $f_{\text{rec}} = 0.25$ ,  $N_\pm = 1$ ,  $r_{12} = 30R_g$ ,  $i = 0^\circ$  y  $\theta_1 = \theta_2 = 10^\circ$  y enfrentados azimutalmente. Se muestran en diferentes trazos y colores las distintas contribuciones a la SED: CBD (línea continua azul), minidisks (línea con guiones naranja), *jets* (línea con guiones y puntos verde).

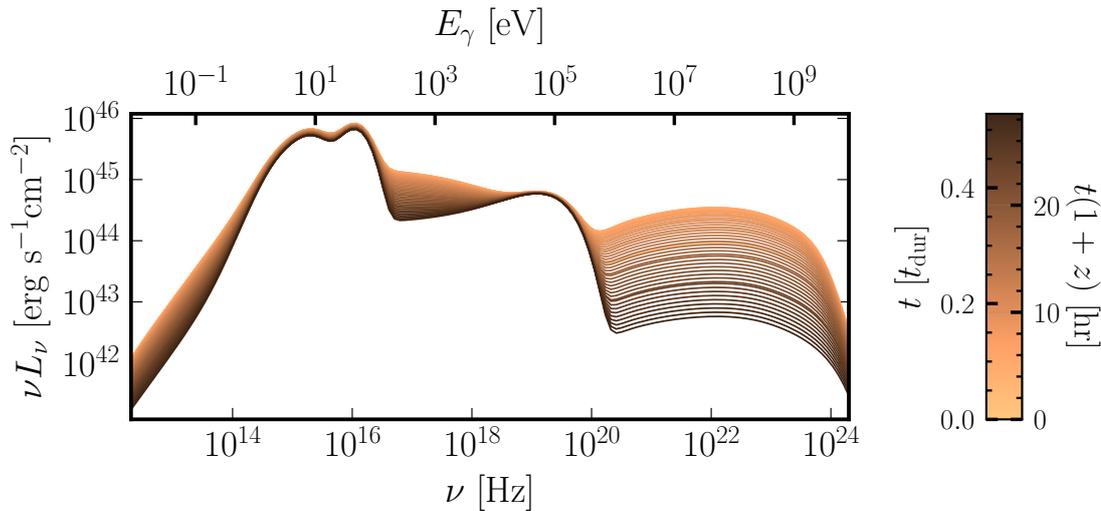
parámetros son la separación de los agujeros negros (inicial),  $r_{12}$ ; la masa total,  $M$ ; el cociente de masas,  $q$ ; el vector de espín de los agujeros negros,  $\vec{J}_i$ ; la tasa de acreción en el CBD,  $\dot{M}_{\text{CBD}}$ ; la luminosidad del *jet*,  $L_j$  (o, equivalentemente, la eficiencia  $\eta_j$ ), el factor de Lorentz del *jet*,  $\Gamma_j$ , la magnetización,  $\sigma'$ ; y la inclinación de la línea de la visual,  $i$ .

El CBD emite un espectro térmico no periódico que sólo varía secularmente debido a la reducción del tamaño de la órbita. Por el contrario, cada minidisco emite un espectro térmico + coronal variable que oscila periódicamente debido a dos efectos: la modulación de la tasa de acreción por parte del *lump*, con una frecuencia  $f_{\text{beat}} \approx 0.7f_B$ , y el *beaming* relativista debido al rápido movimiento orbital de los agujeros negros, con una frecuencia  $f = f_B$ . Además, la luminosidad del minidisco decae secularmente debido a la disminución tanto de  $r_{\text{trunc}}(t)$  como de la fracción de la tasa de acreción que se termaliza en el disco (Ec. 8.8). La emisión del *jet* consiste en destellos periódicos a razón de una vez por órbita, cuando se produce la colisión entre ambos *jets*. Estos destellos están, a su vez, modulados por los mismos efectos que afectan a los minidisks. Esta modulación en la emisión de los *jets* se produciría con un desfase de  $\Delta t \approx \tilde{z}/v_j - \cos \omega \tilde{z}/c$  con respecto a la emisión del minidisco, donde  $\omega$  es el ángulo entre la dirección del *jet* y la línea de la visual.

A continuación, exploramos la dependencia temporal y espectral de la emisión del sistema CBD + minidisks + *jets* para distintos escenarios.

### 8.3.1 Distribuciones espectral de energía

En primer lugar, definimos un modelo fiducial fijando  $m_1 = m_2 = 10^8 M_\odot$ ,  $\dot{M}_{\text{CBD}} = \dot{M}_{\text{Edd}}$ ,  $\eta_{\text{jet}} = 0.1$ ,  $\chi_1 = \chi_2 = 0.9$ ,  $z_0 = r_0 = 2R_g$ ,  $\Gamma_j = 5$ ,  $q = 1$ ,  $d_L = 1\text{Gpc}$ . Luego, exploramos cómo varía la SED en el punto de máxima emisión de los *jets* para distintos valores de  $\sigma'$ , la inclinación de los espines,  $\theta_i$ ,  $i$ ,  $r_{12}$  y  $M$ . Definimos nuestro modelo fiducial fijando  $\sigma' = 10$ ,  $p = 2.1$ ,  $f_{\text{rec}} = 0.25$ ,  $N_\pm = 1$ ,  $r_{12} = 30R_g$ ,  $i = 0^\circ$  y espines inclinados  $10^\circ$  respecto al momento angular orbital y enfrentados azimutalmente. En la Figura 8.2 se muestra la SED del modelo fiducial al tiempo de máxima emisión de los *jets*. Los espectro del CBD y de los minidisks son similares a los obtenidos en el Cap. 7, aunque aquí los minidisks son más brillantes. Esto se debe a dos motivos: en primer lugar, hemos considerado espines más altos,  $\chi_1 = \chi_2 = 0.9$ , por lo que los discos son intrínsecamente más brillantes, y, además, la separación de los agujeros negros es mayor y hemos supuesto (ver Ec. 8.8) que los minidisks están más termalizados a separaciones mayores. La corona emite un 10% de



**Figura 8.3:** Distribución espectral de energía del SMBHB para distintos tiempos durante un destello producido por la colisión de los *jets*. Los parámetros corresponden a los valores del modelo fiducial. En la barra de colores,  $t_{\text{dur}}$  es la duración total del evento.

la luminosidad con un espectro idéntico al de las simulaciones del Cap. 7. La novedad en la SED está en la emisión de los *jets*; más precisamente, de la región de colisión de estos. Este espectro consiste en dos *bumps* anchos causados por la emisión sincrotrón, el primero, con un máximo a una frecuencia  $\nu \sim 10^{16}$  Hz, y por SSC, el segundo, con máximo a una energía de  $\sim 100$  MeV.

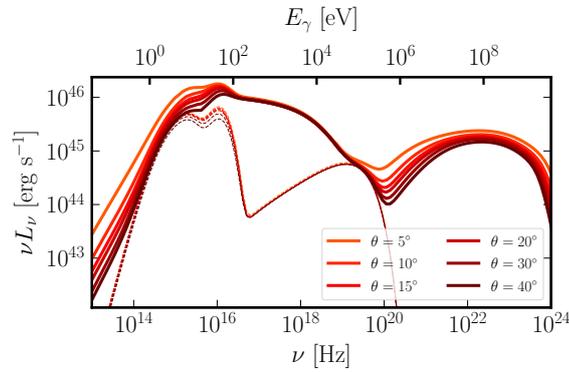
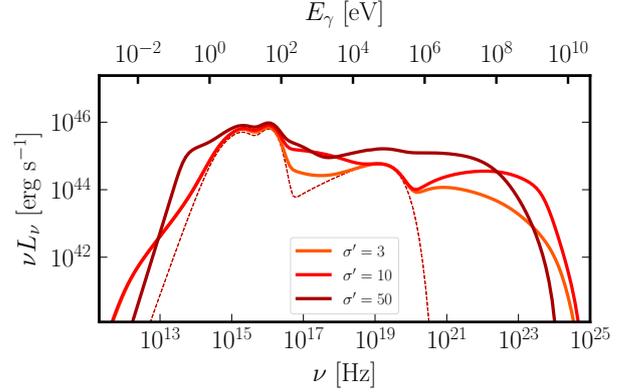
En la Figura 8.3, mostramos cómo cambia la SED del modelo fiducial durante una fulguración. El incremento de luminosidad a partir del valor estacionario es muy rápido, por lo que es apenas perceptible en el gráfico. Las diferentes curvas con colores cada vez más oscuros corresponden a la fase de disminución del destello. Por otro lado, puede verse también que los minidisks prácticamente no varían durante todo el destello. Para el valor de la masa total de  $M = 2 \times 10^8 M_{\odot}$  y el *redshift* de  $z = 0.2$ , la duración del evento es mayor a un día medida desde la Tierra, aunque la luminosidad del destello es alta sólo durante unas pocas horas. Estas escalas temporales son proporcionales a la masa total del sistema, por lo que, para la misma separación en unidades de  $R_g$ , la fulguración puede durar desde unos pocos minutos, si  $M \sim 10^5 M_{\odot}$ , hasta  $\sim 50$  días, si  $M \sim 10^{10} M_{\odot}$ .

## Magnetización

De los varios parámetros microfísicos del modelo, la magnetización  $\sigma$  es el más importante. El valor de la magnetización determina otros parámetros microfísicos relevantes en los eventos de reconexión magnética, como son la energías máxima (si  $\sigma \gg 1$ ) y mínima (si  $\sigma \lesssim 10$ ) de las partículas (Ecs. 8.22 y 8.24), el índice espectral de la distribución,  $p$ , y la fracción de la potencia reconectada destinada a la población no térmica,  $f_{\text{rec}}$ . Siguiendo los lineamientos de Petropoulou et al. (2016), exploramos tres escenarios de baja, media y alta magnetización de los *jets*. Estos tres escenarios están determinados por los parámetros  $(\sigma', p, f_{\text{rec}}, N_{\pm})$ , que toman los valores  $(3, 3, 0.15, 1)$ ,  $(10, 2.1, 0.25, 1)$ , y  $(50, 1.5, 0.5, 450)$ , respectivamente. Los demás parámetros están fijos a los valores del modelo fiducial.

La Figura 8.4 muestra la SED para estos tres escenarios. En líneas punteadas se muestra

**Figura 8.4:** Distribución espectral de energía del SMBHB en el máximo de emisión de los *jets* para distintos valores de la magnetización. Cuando  $\sigma' = 3$ , tomamos  $p = 3$ ,  $f_{\text{rec}} = 0.15$  y  $N_{\pm} = 1$ ; cuando  $\sigma' = 10$ , tomamos  $p = 2.1$ ,  $f_{\text{rec}} = 0.25$  y  $N_{\pm} = 1$ ; cuando  $\sigma' = 50$ , tomamos  $p = 1.5$ ,  $f_{\text{rec}} = 0.5$  y  $N_{\pm} = 450$ . Las líneas punteadas muestran la emisión de los discos.



**Figura 8.5:** Distribución espectral de energía del SMBHB en el máximo de emisión de los *jets* para distintos valores de la inclinación de los espines. Ambos espines tienen la misma inclinación respecto al momento angular orbital. Los demás parámetros son iguales a sus valores en el modelo fiducial. Las líneas punteadas muestran la emisión de los discos.

la emisión de los discos, que es independiente de la magnetización, mientras que las líneas continuas corresponden a la emisión total. Lo primero que se percibe en la imagen es que la luminosidad bolométrica de los *jets* es más alta para valores más altos de  $\sigma'$ , dado que  $f_{\text{rec}}$  también crece con este parámetro. En el modelo de alta magnetización, la emisión es tan intensa que incluso en rayos X duros, los *jets* dominan sobre la corona.

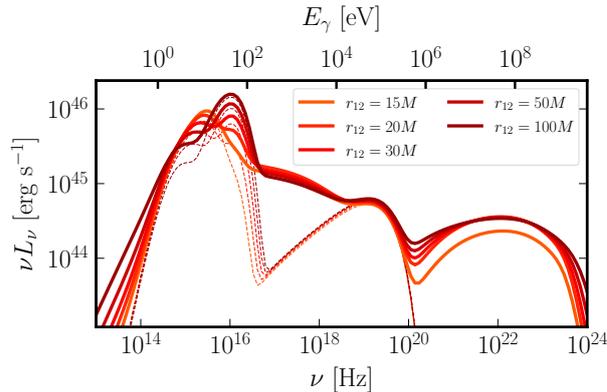
Las SED para baja ( $\sigma' = 3$ ) y media ( $\sigma' = 10$ ) magnetización son iguales a bajas energías; en estos casos  $p > 2$  y la energía mínima de la distribución está determinada por  $\sigma'$ ; no obstante, lo que determina el límite inferior de la distribución es la SSA. Por el contrario, en el caso de alta ( $\sigma' = 50$ ) magnetización, se cumple que  $p < 2$  y la energía mínima no está restringida y puede tomar un valor arbitrariamente pequeño. No obstante, la emisión se encuentra fuertemente autoabsorbida por debajo de una frecuencia de  $\nu = 10^{13}$  Hz.

A altas energías, la situación es la inversa de lo que sucede a bajas energías. Para  $\sigma' = 50$ , la energía máxima de la distribución de partículas está limitada por  $\sigma'$  y es menor que la que pueden alcanzar las partículas en los otros dos escenarios donde el límite lo fijan las pérdidas sincrotrón (esto es válido para el parámetro de eficiencia de aceleración de  $\epsilon_{\text{acc}} = 10^5$  que tomamos). Luego, el espectro para el caso  $\sigma' = 50$ , si bien es más intenso, decae rápidamente por encima de  $\sim 100$  MeV, mientras que en los casos de baja y media magnetización el espectro alcanza energías un poco más altas ( $\lesssim 1$  GeV). Naturalmente, la pendiente del espectro en rayos  $\gamma$  es más dura para valores mayores de  $\sigma'$  y menores de  $p$ .

### Inclinación de los espines

La hipótesis de que los espines estén inclinados es fundamental para que se produzcan las colisiones periódicas de los *jets*. A mayores valores de la inclinación de los espines,

**Figura 8.6:** Distribución espectral de energía del SMBHB en el máximo de emisión de los *jets* para distintos valores de la separación de los agujeros negros. Consideramos modelos con  $r_{12} = 15, 20, 30, 50$  y  $100 R_g$ . Los demás parámetros están fijos a los valores del modelo fiducial. Las líneas punteadas muestran la emisión de los discos.



$\theta_1 = \theta_2$ , menor es la altura a la que ocurre la colisión. Por otro lado, debido al movimiento relativista del plasma emisor en los *jets*, la emisión de estos está amplificada según el factor de Doppler determinado por el ángulo que forman el eje del *jet* con el ángulo de la visual. Para estudiar cómo cambia la SED con la inclinación de los espines evitando los cambios en el factor de Doppler, fijamos en todos los casos la línea de la visual en la misma dirección que el *jet* más potente al momento de la colisión.

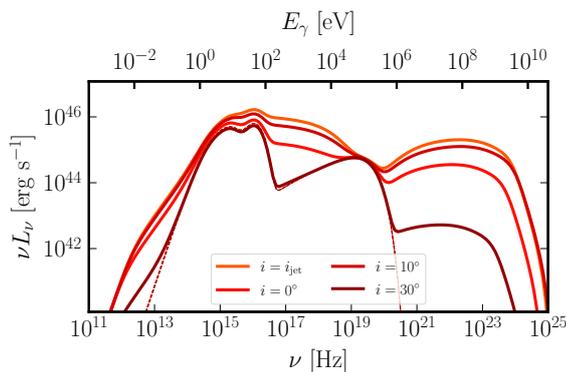
Variamos  $\theta_1 = \theta_2$  tomando los valores  $5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 30^\circ$  y  $40^\circ$ . Los resultados se muestran en la Figura 8.5. Nuevamente, en líneas punteadas está graficada la SED de los discos, que ahora disminuye su luminosidad para inclinaciones mayores de los espines, pues si bien uno de los discos es siempre visto *face-on*, el otro se ve cada vez más *edge-on*, disminuyendo su luminosidad. De la misma manera, el CBD se ve más *edge-on* a medida que  $i$  se incrementa acompañando la inclinación de los espines.

Las SED de los *jets* son prácticamente iguales en todos los casos entre energías de  $\sim 100\text{eV}$  y  $\sim 100\text{keV}$ , pero difieren tanto a bajas como a altas energías. En ambos límites, la emisión crece inversamente con la inclinación. Esto se debe a que a bajas inclinaciones, la emisión de *ambos jets* está amplificada por *beaming* relativista, por lo que los dos contribuyen a la SED. A inclinaciones más altas, si bien uno de los *jets* apunta hacia el observador, el otro pasa a estar *de-beamed* y no contribuye a la SED. Adicionalmente, a bajas energías la absorción es menor y la luminosidad más alta para inclinaciones más bajas, pues la colisión ocurre a alturas más altas donde el campo magnético y la densidad de partículas son más bajos. Luego, la emisión en radio persiste hasta frecuencias más bajas sin ser autoarsobida.

### Separación de los agujeros negros

Otro parámetro importante es la separación de los agujeros negros,  $r_{12}$ . A mayores separaciones, la velocidad de los agujeros negros es más baja y es esperable una menor modulación de la tasa de acreción en los minidisks. A su vez, estos son más brillantes que a cortas separaciones, pues *a)* el cociente  $r_{\text{trunc}}/r_{\text{ISCO}}$  es mayor, y *b)* el tiempo de acreción se incrementa por lo que una fracción mayor del minidisco está termalizada. Por otro lado, a mayor separación de los agujeros negros, mayor es la altura a la que colisionan los agujeros negros. Consideramos cinco escenarios con separaciones  $r_{12} = 15, 20, 30, 50$  y  $100 R_g$ .

Los resultados se muestran en la Figura 8.6. Ahora, la principal diferencia entre las distintas SED está en la emisión de los discos. Cuanto mayor es la separación de los agujeros negros, menos brillante es el CBD y más lo son los minidisks, pues estos se



**Figura 8.7:** Distribución espectral de energía del SMBHB en el máximo de emisión de los *jets* para distintos valores de la inclinación de la línea de la visual. Los demás parámetros son iguales a sus valores en el modelo fiducial. Las líneas punteadas muestran la emisión de los discos.

parecen cada vez más a un AGN regular. Las SED de los *jets* son muy similares para todas las separaciones, a excepción de la banda de radio donde la emisión es mayor cuanto más alto ocurre la colisión (ver Sec. 8.3.1) y, por ende, cuanto más separados están los agujeros negros.

### Inclinación de la línea de la visual

Exploramos ahora la dependencia de la SED con la inclinación de la línea de la visual respecto al momento angular orbital del SMBHB. Consideramos escenarios con inclinaciones de  $i = 0^\circ$ ,  $i = 10^\circ$ ,  $i = 30^\circ$  y  $i = \theta_1$ , dejando los demás parámetros fijos en los valores del modelo fiducial. La Figura 8.7 muestra los resultados para estos escenarios.

La inclinación de la visual modifica la emisión de los discos por dos efectos: *a)* a mayor inclinación menor es la superficie efectiva de los discos, y *b)* cuanto más cercana al caso *edge-on* es la visual, mayor es el efecto de *beaming* (amplificación o disminución) relativista que pueden sufrir los minidisks. La luminosidad observada de los *jets* depende fuertemente del valor del factor de Doppler. Para el factor de Lorentz  $\Gamma_j = 5$  que consideramos para los *jets*, el máximo factor de Doppler (para  $i = \theta_j$ ) es  $\approx 10$ , por lo que la luminosidad del *jet* en este caso se ve amplificada un factor  $\approx 10^4$ .

En la Figura 8.7, la SED para el caso  $i = \theta_j$  es la más luminosa, seguida de cerca por nuestra SED fiducial para una inclinación  $i = 0^\circ$ . En este último caso, la luminosidad de uno de los *jets* está menos amplificada pero la del otro lo está más. La luminosidad de los *jets* disminuye fuertemente para mayores valores de la inclinación y sólo contribuye levemente en rayos  $\gamma$  para  $i = 30^\circ$ , donde se cumple  $\mathcal{D}_j \approx 1$ .

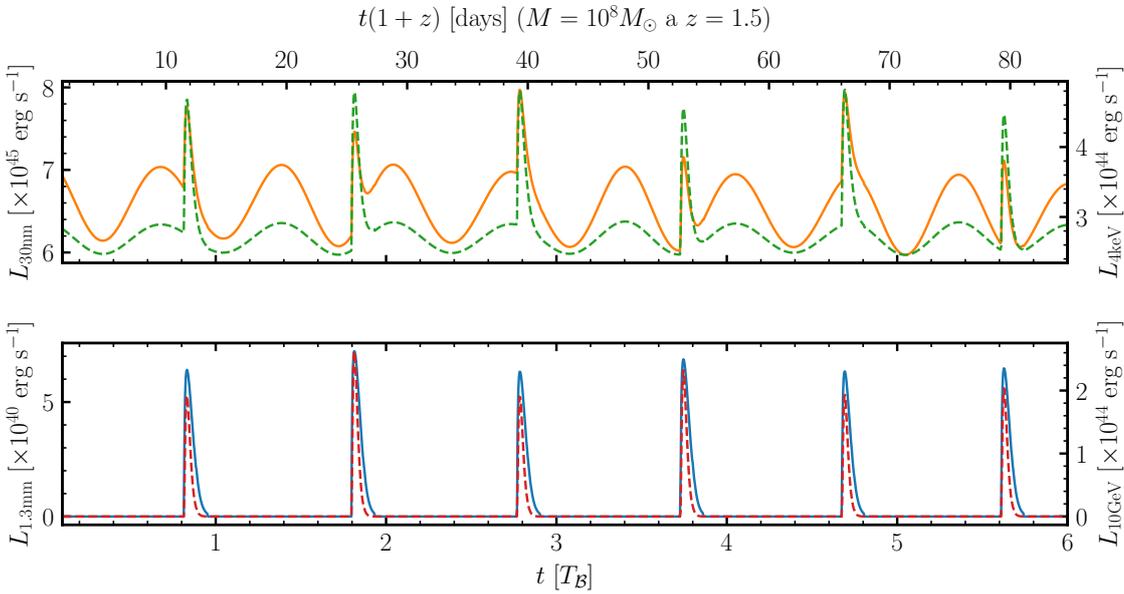
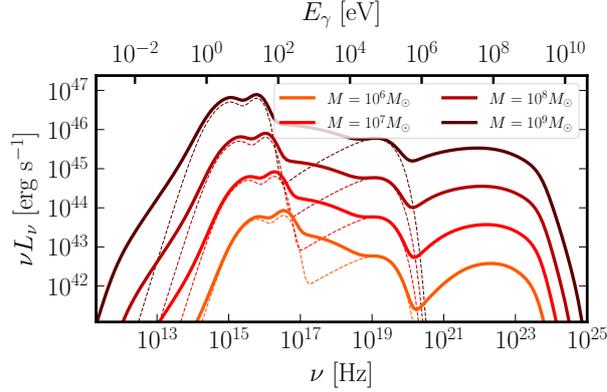
### Masa total del sistema

Por último, mostramos en la Figura 8.8 la dependencia de la SED con la masa total del sistema. La luminosidad bolométrica de la SED es proporcional a  $M$ . Adicionalmente, cuanto mayor es la masa, menor es la frecuencia de SSA por lo que la emisión persiste hasta energías más bajas. Por último, el pico térmico de los discos escala como  $M^{-1/4}$ .

### 8.3.2 Curvas de luz

La principal característica de la emisión de los *jets* interactuantes es la de producir fulguraciones periódicas. Como vimos en la Sección anterior, en los instantes de mayor emisión, la emisión de los *jets* puede superar a la de los discos de acreción en ciertas bandas

**Figura 8.8:** Distribución espectral de energía del SMBHB en el máximo de emisión de los *jets* para distintos valores de la masa total  $M = m_1 + m_2$ . Consideramos modelos con  $M = 10^6, 10^7, 10^8$  y  $10^9$ . Los demás parámetros están fijos a los valores del modelo fiducial. Las líneas punteadas muestran la emisión de los discos.

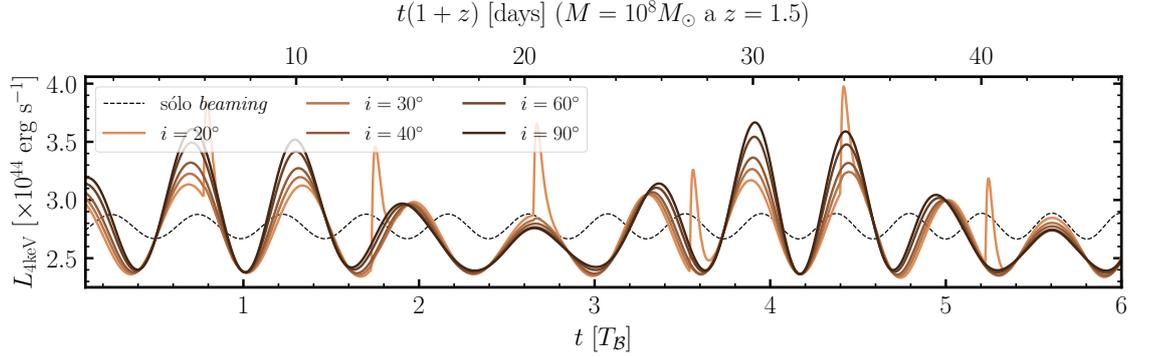


**Figura 8.9:** Curvas de luz para el modelo fiducial. *Panel superior:* Luminosidad en el UV lejano ( $\lambda = 30\text{nm}$ ), con línea continua, y en rayos X ( $E = 4\text{keV}$ ), con línea discontinua. *Panel inferior:* Luminosidad a  $\lambda = 1.3\text{mm}$ , con línea continua, y en rayos  $\gamma$  ( $E = 100\text{MeV}$ ), con línea discontinua.

del espectro electromagnético. Más aún, en la banda de radio y de rayos  $\gamma$  los discos no radían, por lo que sólo la emisión de los *jets* es visible.

La Figura 8.9 muestra curvas de luz en distintas frecuencias para nuestro modelo fiducial. El panel superior muestra la luminosidad en el UV lejano ( $\lambda = 30\text{nm}$ ) y en rayos X ( $E = 4\text{keV}$ ). A estas frecuencias, la emisión estacionaria está dominada por los discos, por lo que la misma está modulada por la variación en la tasa de acreción con una frecuencia  $2f_{\text{beat}}$  (ver Sec. 8.2.2). Superpuesta con esta curva de luz cuasi-sinusoidal, se observan los destellos periódicos producidos en cada colisión de los *jets*, con una frecuencia  $f = f_B$ . La luminosidad máxima de los destellos también está modulada por el ciclo de llenado-vaciado al igual que los discos. El perfil de las fulguraciones no aporta información demasiado relevante en sí mismo, ya que está determinado por la prescripción que utilizamos para la potencia transferida a las partículas durante la reconexión (ver Sec. 8.2.4).

El panel inferior de la Figura 8.9 muestra la luminosidad en la banda milimétrica de radio ( $\lambda = 1.3\text{mm}$ ) y en rayos  $\gamma$  blandos ( $E = 100\text{MeV}$ ). En estas bandas de energía, la



**Figura 8.10:** Curvas de luz para diferentes inclinaciones de la línea de la visual. Los demás parámetros son los del modelo fiducial, excepto por la separación de los agujeros negros, que aquí es  $r_{12} = 20R_g$ .

emisión de los discos es insignificante, por lo que la curva de luz sólo muestra los intensos destellos causados por la colisión entre los *jets*.

Si observamos al sistema con una inclinación no nula respecto del eje orbital, la emisión de los minidisks presentará una modulación adicional debido al efecto de *beaming* relativista (Ec. 8.9). Este efecto induce una variabilidad sinusoidal adicional en la luminosidad de los minidisks, con una frecuencia levemente mayor que la causada por el ciclo de llenado-vaciado:  $f_{\text{beaming}} = 2f_B$  contra  $2f_{\text{beat}} \approx 1.4f_B$  (siempre que ambos discos brillen de forma comparable). La superposición de estos dos efectos periódicos converge en una onda de frecuencia  $\approx 2f_{\text{beat}}$  modulada por una oscilación de frecuencia  $\approx 0.25f_B$ .

El factor de Doppler de los minidisks será mayor cuanto menor sea la separación de los agujeros negros (pues estos se moverán a mayor velocidad). Luego, para visualizar mejor este efecto, consideramos una separación de  $r_{12} = 20R_g$  y graficamos en la Figura 8.10 las curvas de luz en el UV para distintas inclinaciones  $i = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 60^\circ$  y  $90^\circ$ . La emisión de los *jets* sólo es visible para bajas inclinaciones, pues hemos mantenido fijas las direcciones de los espines a  $10^\circ$  del eje orbital. Cuanto mayor es la inclinación de la visual, mayor es la modulación por el *beaming*, por lo que el máximo de las oscilaciones alcanza valores más altos. A su vez, la modulación envolvente que se forma por la combinación de los dos efectos se aprecia más claramente para mayores inclinaciones. En línea punteada, se muestra la emisión de los minidisks si la tasa de acreción fuera constante; es decir, con una modulación sólo debida al *beaming*.

## 8.4 Discusión

En la Sec. 8.3.1, hemos presentado predicciones teóricas para la emisión producida en **SMBHB** en el régimen relativista. La predicción teórica novedosa de nuestro modelo es la de la ocurrencia de fulguraciones periódicas causadas por la colisión de los *jets* que emite cada agujero negro. Los destellos son producidos por electrones relativistas acelerados mediante reconexión magnética en la región de colisión de los *jets*. El espectro emitido ocupa un amplio rango del espectro electromagnético. Entre energías infrarrojas y rayos X duros, la emisión del **CBD** y de los minidisks es en general dominante, aunque durante

los destellos la emisión de los *jets* puede superar a los discos en algunas bandas. A estas energías, los destellos podrían detectarse en las curvas de luz como picos periódicos de diferente intensidad ocurriendo sobre un fondo oscilatorio sinusoidal. Esta fenomenología es similar a la que producen las fulguraciones por auto-*lensing* (ver el Apéndice 7.A). No obstante, en ese caso la emisión de los destellos es la misma emisión de los minidisos pero amplificada por efectos relativistas. Aquí, por el contrario, los destellos tienen un origen distinto, en el *jet*, que estará menos correlacionado con la emisión de los discos (y con un retraso temporal). Más aún, debido a su origen no térmico, las fulguraciones producidas por las colisiones de *jets* radían tanto a energías por debajo del infrarrojo lejano como en rayos  $\gamma$  por encima del MeV, donde no se espera que los discos radién térmicamente. Luego, una manera de contrastar el origen de fulguraciones de este tipo podría ser a través de la identificación del evento en la banda de rayos  $\gamma$ , por ejemplo mediante el instrumento LAT del satélite Fermi<sup>5</sup>.

### 8.4.1 Efectos no considerados en nuestro modelo

Como hemos visto, los **SMBHB** son sistemas dinámicamente muy complejos. Esta complejidad se traduce en una gran variedad de posibles señales electromagnéticas asociadas. En este Capítulo hemos propuesto que destellos de radiación periódicos podrían producirse en las interacciones entre los *jets* lanzados por ambos agujeros negros. En nuestro tratamiento, hemos incluido también la emisión del **CBD** y los minidisos, mas no la de los *streams*. Como hemos visto en el Cap. 7, la emisión de esta última componente puede ser significativa para separaciones de  $\sim 20R_g$ . Para los minidisos, tuvimos en cuenta la modulación cuasi-periódica de su luminosidad tanto por el ciclo de llenado-vaciado (tasa de acreción variable) como por el efecto de *beaming* relativista. Para definir las propiedades de estos discos, nos hemos basado principalmente en los resultados de simulaciones numéricas **GRMHD** (Noble et al., 2012; Bowen et al., 2018, 2019; Lopez Armengol et al., 2021; Noble et al., 2021; Combi et al., 2022; Gutiérrez et al., 2022), pues estas son las más confiables. Sin embargo, estas simulaciones se limitan a separaciones cortas ( $r_{12} < 30R_g$ ), masas similares ( $q \sim 1$ ) y órbitas circulares. Para relajar estas condiciones, será necesario recurrir a los resultados de simulaciones hidrodinámicas en 2D, las que también pueden aportar “recetas” para modelar semi-analíticamente la radiación de estos sistemas.

Por simplicidad, hemos considerado sólo procesos leptónicos en el *jet*. Si protones son acelerados de forma similar a los electrones en los eventos de colisión, estos podrían emitir radiación  $\gamma$  por interacción foto-hadrónica, así como producir neutrinos por la creación de foto-mesones (ver Caps. 3 y 5).

Por otro lado, hay ciertos efectos que no hemos tenido en cuenta en nuestro tratamiento. A las separaciones consideradas, si los espines están inclinados, estos se acoplan entre sí y con el momento angular orbital. Esto genera una precesión de los mismos, que se traducirá a una precesión de los *jets*. No obstante, para las separaciones tratadas aquí, la escala temporal de precesión de los espines es  $t_{\text{prec}} \gg T_{\text{orb}}$ . El efecto de considerar la precesión será un retraso en las colisiones de los *jets* de aproximadamente  $\Delta t_{\text{prec}} \sim P_{\text{prec}}$  en cada órbita, por lo que los destellos estarían levemente más espaciados en el tiempo.

La precesión de los *jets* infringe, por sí misma, una variabilidad en la emisión, a través de la variación en el factor de Doppler debido al cambio del ángulo entre la línea de la visual y el eje del *jet* (Begelman et al., 1980; O’Neill et al., 2022). Otros fenómenos que

<sup>5</sup><https://fermi.gsfc.nasa.gov/>

pueden causar la precesión del *jet* son *i*) el propio movimiento orbital que causa fuerzas no inerciales en el plasma del *jet* (ver Sec. 8.4.2), *ii*) el efecto Bardeen–Petterson, o *iii*) la interacción del mismo con los vientos de los discos o, mismo con el otro *jet*. Por cualquiera de estos efectos, los *jets* tendrán en verdad una estructura helicoidal.

Otro efecto no considerado en nuestro tratamiento es la deflexión de la luz en la vecindad de los agujeros negros. Esta es de especial relevancia en **SMBHB** pues si el sistema es visto aproximadamente *edge-on*, pueden producirse fuertes destellos periódicos por el auto-*lensing* que ocurre cuando un agujero negro (y su minidisco) pasa por detrás del otro. En esta configuración, la luz se focaliza hacia el observador y la luminosidad puede aumentar varios factores (D’Orazio & Di Stefano 2018; Kelly et al. 2021; Hu et al. 2020; Ingram et al. 2021; Davelaar & Haiman 2022a,b, Gutiérrez et al. en prep.); ver también el Ap. 7.A).

Por último, nos hemos centrado aquí en el régimen de acreción de discos delgados luminosos. Como hemos visto en la Parte III, la fenomenología puede cambiar significativamente si la tasa de acreción es más baja y el flujo de acreción tiene las propiedades de un **HAF**.

### 8.4.2 Curvado de los *jets* por efectos no inerciales

Hemos modelado los *jets* como plasmas magnéticamente rígidos, apuntando cada uno en la dirección del espín del agujero negro del cual son lanzados. La situación real parece ser mucho más compleja que esta, ya que los marcos de referencia de los agujeros negros no son inerciales. Los agujeros negros se mueven en órbitas circulares Keplerianas con una velocidad orbital  $\sim (r_{12}/R_g)c$ . En el marco de referencia rotante, una dada porción de plasma en el *jet* estará sujeta a una fuerza centrífuga hacia afuera y una fuerza de Coriolis que apunta en la dirección del movimiento del agujero negro. El efecto colectivo de estas fuerzas inerciales que actúan en diferentes direcciones a lo largo de la órbita de los agujeros se traduce en *jets* que tendrán una estructura helicoidal.

Si la fuerza centrífuga es demasiado fuerte, los *jets* pueden torcerse rápidamente hacia afuera y nunca encontrarse entre sí. Para estimar la importancia relativa de la fuerza centrífuga, escribimos la ecuación de movimiento para una partícula del *jet* en la dirección  $r$  en el marco de referencia corrotante con el agujero negro:

$$\ddot{r} = \Omega_B^2 r. \quad (8.31)$$

Podemos imponer un límite superior a la importancia de la fuerza centrífuga reemplazando el miembro derecho de la Ec. 8.31 por  $\Omega_B^2(r_{12}/2)$ , que se corresponde a la fuerza centrífuga máxima que siente una partícula del *jet* que es lanzada inicialmente hacia el centro. Si el *jet* tiene una inclinación  $\theta$  con respecto al vector de momento angular del binario, la velocidad inicial de la partícula del *jet* en la dirección  $r$  es  $\sim -\beta_j c \sin \theta$  y la solución de la Ec. 8.31 es

$$r(t) = \frac{\Omega_B^2 r_{12}}{4} t^2 - \beta_j c \sin \theta t + r_{12}/2. \quad (8.32)$$

La relación entre el primer y el segundo término en la ecuación anterior da una estimación de la relevancia de la fuerza centrífuga:

$$\left| \frac{\Delta r_c}{\Delta r_i} \right| \sim \frac{\Omega_B^2 r_{12}}{4\beta_j c \sin \theta} \Delta t. \quad (8.33)$$

Requerimos que esta relación sea pequeña para el tiempo que le toma a una partícula en el *jet* llegar a la región de colisión.

Suponiendo condiciones similares para ambos *jets*, la colisión ocurre en  $r \sim 0$ ,  $\tilde{z} \sim r_{12}/2 \sin \theta$ , y entonces  $\Delta t \sim \tilde{z}/\beta_j c \sim r_{12}/2 \sin \theta \beta_j c$ . Reemplazando esto en la Ec. 8.33, obtenemos

$$\left| \frac{\Delta r_c}{\Delta r_i} \right| \sim \frac{1}{8(r_{12}/r_g)\beta_j^2 \sin^2 \theta}, \quad (8.34)$$

y así, para  $\theta \gtrsim 10^\circ$ ,  $|\Delta r_c/\Delta r_i| \lesssim 10^{-1}$ , y podemos ignorar razonablemente el efecto de la fuerza centrífuga para nuestros propósitos.

La fuerza de Coriolis es menos problemática, ya que la torción que produce en los *jets* está en la dirección del movimiento de los agujeros negros pero no hacia el exterior (en el sistema corrotante). Luego, esta fuerza cambiará la fase orbital en la que interactúan los *jets*, pero no evitará la interacción periódica.

## 8.5 Resumen y conclusiones

Hemos desarrollado por primera vez un modelo para calcular la emisión producida por la interacción de dos *jets* relativistas en **SMBHB** en el régimen relativista. Si los *jets* se lanzan con una pequeña inclinación con respecto al momento angular orbital, estos pueden chocar entre sí. Esta colisión ocurriría periódicamente, a razón de una vez por órbita. La colisión de los *jets* magnetizados a altas velocidades proporciona condiciones inmejorables para el desarrollo de fuertes eventos de reconexión magnética. En este tipo de eventos, una fracción de la energía liberada del campo magnético es transferida a las partículas presentes en la región, las cuales son aceleradas y forman una distribución no térmica. Luego, estas partículas se enfrían por radiación sincrotrón y **SSC**. Debido a los altos factores de Lorentz que se alcanzan en los *jets*, la emisión de estos durante los eventos de reconexión puede verse amplificada fuertemente en la dirección del observador y superar la luminosidad del **CBD** y del minidisco, si la inclinación de la línea de la visual es la adecuada. Además, estos eventos producen emisión de radiación electromagnética en las bandas de radio y rayos  $\gamma$ , donde los discos no emiten, por lo que la detección de fulguraciones periódicas en diferentes frecuencias del espectro pueden indicar que se deben a la interacción de *jets* y descartar otros efectos. En el futuro, estudiaremos algunas situaciones no consideradas aquí, como el caso de cocientes de masa  $q < 1$ , órbitas excéntricas o espines alineados.

CAPÍTULO 8. FULGURACIONES PERIÓDICAS POR INTERACCIÓN DE *JETS* EN  
SISTEMAS BINARIOS DE AGUJEROS NEGROS SUPERMASIVOS

---



---

# Conclusiones generales



En esta tesis, hemos investigado problemas asociados a la radiación producida por agujeros negros acretantes. Los problemas tratados pueden dividirse aproximadamente en dos clases: problemas microfísicos y problemas macrofísicos. Los primeros pueden resumirse en la siguiente pregunta general: *¿Cómo afectan las distintas interacciones microscópicas entre partículas a la radiación emitida por agujeros negros acretantes?* Con respecto a la segunda clase de problemas, nos hemos centrado en el estudio de las propiedades específicas que presenta la radiación de **SMBHB** acretantes; en resumen, hemos intentado aportar respuestas a la siguiente pregunta: *¿Existen características únicas en la radiación electromagnética de **SMBHB** acretantes?*

Nuestras investigaciones sobre problemas microfísicos en agujeros negros acretantes se han centrado principalmente en los procesos que ocurren a altas energías, típicamente involucrando poblaciones no térmicas. Estos no ocurren en cualquier flujo de acreción, sino que son más plausibles en los llamados **HAF** o, más generalmente, en la componente caliente, inflada y ópticamente delgada de los flujos de acreción sobre agujeros negros. Para estudiar estos fenómenos, hemos desarrollado un modelo semi-analítico detallado que involucra el tratamiento numérico de los siguientes aspectos del problema:

- La resolución de las ecuaciones hidrodinámicas que describen un **HAF** en estado estacionario. Este flujo representa a la componente caliente del flujo de acreción. Además, hemos incluido en el modelo la posibilidad de que un disco delgado frío y ópticamente grueso, modelado como un disco de **SS**, coexista (e interactúe) con el **HAF**.
- El cálculo detallado de la emisión térmica y ópticamente delgada de electrones y protones en el **HAF** para los procesos de radiación sincrotrón, *Bremsstrahlung* y la Comptonización de esta radiación. Este último proceso es no lineal y no local, por lo cual lo hemos tratado de forma iterativa. Además, hemos tenido en cuenta el acoplamiento entre los fotones del disco delgado con los electrones calientes del **HAF**.
- La inyección de una población no térmica de protones y electrones en el **HAF** y la posterior resolución de las ecuaciones de transporte que rigen la evolución de cada especie. Este tratamiento tiene en cuenta tanto el transporte energético (por enfriamiento o compresión adiabática) y el transporte espacial debido a la advección y la difusión.
- El cálculo de la producción de partículas cargadas secundarias,  $\pi^\pm$ ,  $\mu^\pm$  y  $e^\pm$ , por interacciones de alta energía de los protones, y la resolución de las ecuaciones de transporte acopladas asociadas a estos secundarios.
- El cálculo de la radiación electromagnética de todas las partículas no térmicas por los procesos de radiación sincrotrón e **IC** para leptones y sincrotrón,  $pp$  y  $p\gamma$  para hadrones.
- El cálculo de la absorción de la radiación tanto a bajas energías (por **SSA** y absorción libre-libre) como a altas energías (por foto-aniquilación,  $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ ).
- La estimación de la producción de neutrinos por el decaimiento de  $\pi^\pm$  y  $\mu^\pm$ .

Las principales novedades y ventajas de nuestro modelo para el estudio de procesos

---

no térmicos en flujos de acreción son 1) el tratamiento autoconsistente de los campos de materia, radiativos y magnéticos del flujo (a través de la resolución numérica de las ecuaciones hidrodinámicas); esto brinda un modelo de “fondo” más preciso sobre el cual tratar la evolución de las poblaciones no térmicas; 2) la inclusión de un disco delgado, como se espera ocurra en **AGN** luminosos, que aporta un campo de fotones adicional para el enfriamiento de las partículas en el **HAF**; 3) el estudio multidimensional de los procesos no térmicos y de la radiación emitida, lo que permite identificar las regiones donde se produce la emisión en distintas bandas del espectro.

Excepto a tasas de acreción muy bajas, la emisión de altas energías de los **HAF** por encima del GeV está absorbida internamente por foto-aniquilación. Sin embargo, la emisión no térmica en la banda MeV/sub-GeV logra escapar y podría ser relevante en el Universo local. La transición espectral entre la emisión dominada térmicamente y la dominada por procesos no térmicos en los **HAF** se produce, justamente, en la banda del MeV. Para comprender mejor la aceleración de partículas en flujos de acreción y poder contrastar los distintos modelos, será fundamental en los próximos años cubrir este rango de energía con futuras misiones como GRAMS, AMEGO y COSI-X.

Hemos aplicado nuestro modelo a la galaxia Seyfert 1.2 IC4329A, cuya emisión en la banda milimétrica presenta evidencia de estar siendo producida mediante procesos no térmicos en una corona caliente. Hemos encontrado que el exceso de radiación se explica como la emisión de electrones relativistas en regiones lejanas de un **HAF** que alimenta al agujero negro central. Además, hemos estimado la producción de neutrinos de esta fuente, concluyendo que la misma puede ser muy alta si *a)* la tasa de acreción es elevada y *b)* dominan los procesos hadrónicos. La conjunción de observaciones en la banda del MeV con la posible detección de neutrinos permitirá en el futuro responder a la pregunta respecto a la relevancia relativa de aceleración entre hadrones y leptones.

Los procesos no térmicos también pueden ser transitorios, en cuyo caso pueden dar lugar a radiación de muy alta intensidad por períodos cortos de tiempo. En el Cap. 4 hemos propuesto que eventos cortos y ‘explosivos’, en donde ocurre una energización muy rápida de partículas, pueden dar lugar a fuertes fulguraciones muy intensas en distintas bandas del espectro electromagnético. En particular, hemos agregado al modelo estacionario arriba descrito una segunda población no térmica de carácter transitorio y hemos aplicado este modelo a Sgr A\*. El modelo es capaz de explicar y reproducir las principales características espectrales y temporales de una fulguración peculiar y extremadamente intensa en la banda **NIR**, que tuvo lugar en Sgr A\* en Mayo de 2019. Hemos considerado que este súper-destello fue causado por un evento muy rápido de aceleración de electrones por reconexión magnética en las regiones cercanas al agujero negro. Los electrones una vez acelerados se habrían enfriado por la emisión de radiación sincrotrón, a medida que eran arrastrados hacia el agujero negro. El evento de reconexión habría sido inusualmente intenso, lo que explica que estas súper-fulguraciones sean tan raras. El monitoreo de Sgr A\* en múltiples longitudes de onda de futuras súper-fulguraciones podría proveer una contrastación concreta del modelo de explosión no térmica y restringir mejor el mecanismo que desencadenó el evento.

Otro problema que hemos investigado es el de cómo los *jets* de **BZ** lanzados en **AGN** se pueblan de partículas cargadas en regiones muy cercanas al agujero negro central. Si ocurren procesos no térmicos en un **HAF**, este emitirá fotones y neutrones (creados por interacciones  $pp$  y  $p\gamma$ ) de muy altas energías. Estas partículas neutras pueden penetrar en el *jet* depositando allí su energía y cargando al *jet* de materia. Hemos presentado cálculos detallados que discriminan las distintas contribuciones de los distintos procesos ocurriendo

---

en el **HAF**, así como su influencia relativa. La foto-aniquilación entre fotones emitidos en el **HAF** resulta ser el proceso microfísico más eficiente para la inyección de pares  $e^\pm$  en el *jet*. Por otro lado, el decaimiento  $\beta$  de neutrones en el *jet* puede inyectar electrones y protones incluso a altas distancias sobre el *jet*. A su vez, estos neutrones pueden, antes de decaer, colisionar con fotones de baja energía e inyectar protones adicionales. Un mecanismo adicional de inyección de  $e^\pm$  es el decaimiento de mesones cargados producidos por colisiones fotohadrónicas y la creación directa por el mecanismo de **BH**.

Debido a que el proceso dominante es la foto-aniquilación, el *jet* resulta dominado por leptones en una relación energética de  $\sim 100 : 1$ . Esto puede cambiar a mayores alturas si el *jet* interacciona con diferentes obstáculos o si tiene lugar un *entrainment* de partículas debido a inestabilidades en la discontinuidad de contacto entre el *jet* y el medio externo.

En otro trabajo, hemos investigado la influencia que tiene la radiación de un **HAF** en la aceleración de rayos cósmicos en la vecindad de agujeros negros. En particular, hemos estudiado la posibilidad de que un **SMBH** en el núcleo de la galaxia *starburst* NGC 253 logre acelerar rayos cósmicos hasta energías ultra altas mediante el mecanismo de dínamo. Para ello, hemos considerado tres posibles fuentes candidatas a albergar un **SMBH** acretaando a tasas bajas y, por ende, alimentado por un **HAF**. Modelando la emisión electromagnética de estos posibles flujos de acreción, hemos encontrado que esta induce el apantallamiento del *gap* electrostático donde se acelerarían los rayos cósmicos, inhibiendo fuertemente el mecanismo de dínamo. Este análisis prácticamente descarta el escenario de un **LLAGN** como causante de la producción de **UHECR** en el caso de que el núcleo esté alimentando la emisión de una de las fuentes candidatas consideradas en la literatura. Todavía existe la posibilidad de que un agujero negro extremadamente débil desempeñe algún rol en este aspecto. Para descartar esta última posibilidad, sería necesario aclarar la naturaleza del núcleo de NGC 253 o brindar una explicación alternativa sólida para el origen de los **UHECR**.

Los problemas macrofísicos son aquellos que involucran movimientos macroscópicos de la fuente emisora o una interacción global de esta con el medio. Hemos intentado brindar algunas respuestas a la pregunta de si es posible identificar características espectrales o temporales únicas de la radiación emitida por **SMBHB** acretantes cerca de la fusión. La identificación fehaciente de tales características nos permitiría distinguir a estas fuentes de los **AGN** normales y adelantarnos a futuros eventos multimensajero de fotones y **GW**.

Los **SMBHB** contienen dos agujeros negros orbitando alrededor del centro de masa común a altas velocidades. El flujo de acreción que se forma en estas situaciones tiene características únicas debido, principalmente, al efecto de los torques que ejercen los agujeros negros sobre el plasma acretaado. Esto genera que el flujo esté separado en tres componentes: un **CBD** truncado a una distancia aproximada de  $\sim 2r_{12}$ , dos minidiscos alrededor de los agujeros negros, y *streams* que conecten a estos minidiscos con el borde interno del **CBD**.

Debido a la complejidad de estos flujos de acreción, es necesario utilizar simulaciones numéricas para poder tratarlos en detalle. Para ello, hemos analizado datos de simulaciones **GRMHD** para **SMBHB** en el régimen relativista. Con estos datos, hemos realizado simulaciones de trazado de rayos relativista para generar imágenes variables, **SED** y curvas de luz a distintas frecuencias. Este análisis comprende el estudio más preciso realizado a la fecha sobre la radiación de este tipo de sistemas. Hemos identificado algunas características espectrales y de variabilidad que pueden ayudarnos a diferenciar a estas fuentes de **AGN** regulares. En particular, hemos encontrado que el máximo del espectro de un **SMBHB**

---

se desplaza a frecuencias más bajas con respecto al de un disco sobre un único agujero negro y, a su vez, la forma del espectro a frecuencias por encima del máximo difiere significativamente en ambos casos.

Desde un punto de vista teórico, hemos analizado las diferencias entre sistemas con agujeros negros rotantes y no rotantes. Hemos encontrado que los minidisks sobre agujeros negros rotantes son considerablemente más brillantes, debido a que una mayor proporción de la acreción ocurre a través de órbitas cuasi-circulares donde la disipación es muy alta. Por otro lado, los minidisks en **SMBHB** en el régimen relativista son menos brillantes que los discos delgados sobre agujeros negros únicos. Esto se debe, principalmente, a dos efectos: *a)* su tasa de acreción es menor que en el **CBD** y *b)* los minidisks son radiativamente menos eficientes que un disco normal, pues parte de la materia es acretada de forma aproximadamente balística, sufriendo así menor disipación. Esto último es especialmente relevante en agujeros negros no rotantes, donde los minidisks se agotan rápidamente si no reciben materia de forma constante.

Además, analizando las curvas de luz hemos identificado señales específicas asociadas a fenómenos periódicos intrínsecos que ocurren en el flujo de acreción, y que están asociados a su compleja dinámica. En particular, la emisión muestra señales periódicas asociadas con la dinámica del *lump*, ya que esta sobredensidad es el principal proveedor de masa a los minidisks a través de los *streams*. Las señales periódicas más intensas parecerían corresponder a las oscilaciones radiales del *lump* y a (dos veces) la frecuencia de batido entre el *lump* y los minidisks, respectivamente. Dependiendo de la masa total del sistema, la periodicidad en la emisión durante la fase previa a la fusión podría detectarse en la banda de rayos X, utilizando distintas estrategias de observación dependiendo de la masa total del sistema. Por último, hemos estudiado de forma preliminar las curvas de luz predichas para flujos de acreción ópticamente delgados observados a distintas inclinaciones. Aquí, hemos identificado con claridad la ocurrencia de fulguraciones muy intensas causadas por el *auto-lensing* entre los agujeros negros. Estos eventos podrían explicar la fenomenología asociada a ciertas erupciones cuasi-periódicas observadas en **AGN**.

Finalmente, en el último capítulo hemos investigado la radiación de *jets* interactuantes en **SMBHB**. Este estudio requirió combinar herramientas del estudio microfísico de procesos no térmicos con las propiedades macrofísicas asociadas a la dinámica de flujos de acreción en **SMBHB**. Utilizando los resultados más robustos derivados de simulaciones numéricas, hemos desarrollado un modelo semi-analítico de flujos de acreción + *jets* en **SMBHB** con el objetivo de investigar posibles señales electromagnéticas periódicas producidas en la colisión de los *jets* lanzados por ambos agujeros negros. Nuestra propuesta es que si los *jets* son lanzados eficientemente por ambos agujeros negros, es de esperar que estos colisionen entre sí en forma periódica. Debido a la configuración magnética de los *jets*, la colisión induciría condiciones propicias para la ocurrencia de fuertes eventos de reconexión magnética donde se aceleren partículas a altas energías. Luego, hemos predicho que cada evento de colisión entre los *jets* da lugar a fulguraciones muy intensas en distintas bandas del espectro electromagnético. Hemos utilizado nuestro modelo para investigar la dependencia de la emisión con los distintos parámetros del modelo, mediante el análisis de las **SED** y las curvas de luz en distintas bandas del espectro. La detección multifrecuencia, en particular en la banda de rayos  $\gamma$ , de fulguraciones periódicas en candidatos a **SMBHB** podría ser un indicio fuerte de que estas tienen su origen en la colisión de los *jets*.

---



Las investigaciones realizadas en esta Tesis tuvieron como objetivo principal expandir nuestro entendimiento sobre la radiación de agujeros negros acretantes, así como responder a diversas preguntas abiertas de la astrofísica de estos sistemas. Los principales problemas abordados giraron en torno al estudio de procesos no térmicos en **HAF**, la radiación asociada y los efectos sobre su entorno cercano, y de las características distintivas de la radiación asociada a **SMBHB** cercanos. Es nuestra intención continuar en esta línea de trabajo. Algunos de los proyectos en los que nos encontramos trabajando actualmente, o que planeamos explorar en el futuro cercano, son los siguientes:

- Extender el modelo semi-analítico de procesos no térmicos en **HAF** desarrollado para incluir *a)* un tratamiento completamente relativista de la hidrodinámica y de la radiación, y *b)* el régimen **MAD** de forma autoconsistente.
- Realizar un estudio sistemático de la radiación de altas energías en **LLAGN** y galaxias Seyfert, con el objetivo de cuantificar de forma rigurosa la contribución de estas fuentes al fondo de radiación a energías del MeV, así como al fondo de neutrinos.
- Desarrollar un modelo de *jet* inhomogéneo para poder caracterizar las regiones de emisión a distintas frecuencias en fuentes *radio-loud*, como es el caso de M87. A su vez, al combinar el modelo de *jet* detallado con el modelo de **HAF** aquí desarrollado tendremos una herramienta mucho más completa para modelar agujeros negros acretantes y poder discernir el origen de su radiación.
- Extender el análisis de las simulaciones de trazado de rayos sobre flujos ópticamente delgados, incluyendo el caso de agujeros negros no rotantes.
- Utilizar en combinación modelos analíticos de flujos de acreción con simulaciones de trazado de rayos relativistas para estudiar un espacio de parámetros mucho mayor y realizar predicciones generales sobre la variabilidad de **SMBHB**.
- Extender el modelo de *jets* interactuantes para cocientes de masa  $q < 1$ , separaciones mayores, órbitas excéntricas y para el caso en que los espines estén alineados.
- Realizar simulaciones numéricas en **GRMHD** de **SMBHB** con espines inclinados y estudiar en detalle la interacción de los *jets*.



# VI

---

## Apéndices



---

---

## Un modelo de *jet* inhomogéneo: aplicación a M87

En este Apéndice, presentamos un modelo de *jet* semi-analítico multizona que tiene en cuenta: *i*) la conexión física entre el flujo de acreción y el *jet*, *ii*) la dependencia espacial de las propiedades físicas del *jet*, *iii*) la aceleración y el transporte de partículas a lo largo del *jet*, y *iv*) los efectos relativistas (corrimiento Doppler y *beaming*) y de autoabsorción en la emisión de estas partículas. Calculamos la SED proveniente de la región central de la radio galaxia M87 (*jet* + flujo de acreción) y la comparamos con los datos observacionales de la emisión de la fuente a diferentes escalas espaciales.

### A.1 Introducción

La colaboración EHT publicó en mayo de 2019 la primera imagen de la sombra de un agujero negro (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019a). Las observaciones se realizaron durante el mes de abril de 2017 mediante la técnica de VLBI a una frecuencia de 230 GHz, utilizando un arreglo de varios radiotelescopios en diferentes partes del mundo. De forma paralela, la colaboración EHT llevó una campaña de observación simultánea del núcleo de M87 en múltiples longitudes de onda (la campaña de observación más completa para esta fuente), que comprende observaciones en las bandas de radio, frecuencias infrarrojas, ópticas, de rayos X y de rayos  $\gamma$  (EHT MWL Science Working Group et al., 2021). La fuente fue detectada en un estado de brillo particularmente bajo. De estas observaciones, son de especial relevancia los datos en radio, ya que los radiotelescopios e interferómetros utilizados a distintas frecuencias tienen resoluciones angulares distintas y son sensibles a diferentes escalas angulares en el cielo. Luego, los flujos obtenidos con estos instrumentos brindan información de diferentes regiones emisoras de la fuente.

Los *jets* relativistas pueden producir radiación sincrotrón debido a la presencia de electrones relativistas y fuertes campos magnéticos. Adicionalmente, la emisión se puede ver amplificada por efectos relativistas (ver Sec. 1.3) o absorbida por el mecanismo de

**SSA.** La radiación de los *jets* se suele modelar ya sea bajo la aproximación *one-zone*, como un *blob* relativista y homogéneo (e.g., van der Laan, 1966), o mediante un formalismo multizona que lo trata como un emisor extendido y no homogéneo (e.g., Blandford & Königl, 1979). En el caso de M87, un modelo de *one-zone* no es capaz de reproducir su emisión multifrecuencia en radio (EHT MWL Science Working Group et al., 2021), por lo que se requiere un modelo de *jet* extendido que tenga en cuenta la opacidad variable en las diferentes frecuencias de radio.

Aunque está claro que la emisión de 230 GHz detectada por el EHT en M87 es radiación sincrotrón ópticamente delgada desde las inmediaciones del agujero negro, aún se desconoce si esta se produce en un flujo saliente (el *jet*) o entrante (el flujo de acreción). Para las bajas luminosidades de M87, se cree que la acreción ocurre a través de un HAF (ver Sec. 2.3). Los electrones muy calientes en este plasma radían a través de sincrotrón, *Bremsstrahlung* y dispersión Compton inversa. En este trabajo, mostramos cómo un modelo de HAF + *jet* extendido puede dar cuenta de la emisión de esta fuente en varias escalas y frecuencias.

## A.2 Modelo

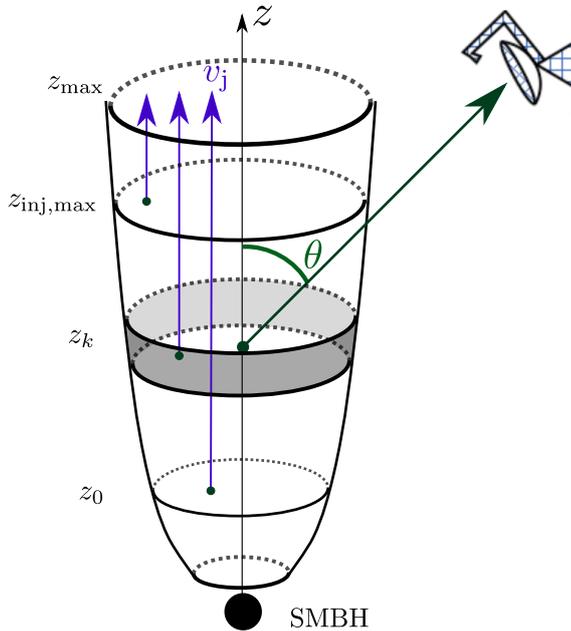
Desarrollamos un modelo semi-analítico del sistema de acreción en M87. El mismo consiste en un HAF que alimenta al agujero negro a una tasa relativamente baja y dos *jets* lanzados en las direcciones del eje de rotación del agujero negro. Para ajustar los datos observacionales, tendremos todas las restricciones de observación disponibles en la literatura sobre las condiciones físicas en la región central de M87.

La colaboración EHT llevó a cabo una extensa campaña de observación de la radiogalaxia M87. El nuevo análisis polarimétrico de la emisión de la región más interna de la fuente proporciona las mejores restricciones de observación hasta la fecha sobre las propiedades físicas del plasma en las proximidades de un agujero negro acrecante.

La imagen global del sistema es la siguiente: en el radio de Bondi  $r_B \sim 7 \times 10^5 R_g$  la materia comienza a caer al agujero negro central a una velocidad de  $\dot{M}_B \sim 1.4 \times 10^{-3} \dot{M}_{\text{Edd}}$ . A cierta distancia del agujero negro, la materia forma un HAF. Este flujo eyecta fuertes vientos que disminuyen la cantidad de materia que finalmente llega al agujero negro. Cerca del horizonte de eventos, la materia cae a una tasa de  $\dot{M}_{\text{BH}} \sim (2 - 14) \times 10^{-6} \dot{M}_{\text{Edd}}$  (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2021). La potencia de acreción,  $L_{\text{acc}} = \dot{M}_{\text{BH}} c^2$ , se transporta parte en la materia y parte en los campos magnéticos. Una fracción de esta potencia es lanzada como dos *jets* relativistas por la ergósfera del agujero negro, cada uno con  $L_j = \frac{1}{2} \eta_j L_{\text{acc}}$ , donde  $\eta_j < 1$ . Tanto el HAF como el *jet* producen radiación en un amplio rango del espectro electromagnético.

### Flujo de acreción

Modelamos al flujo de acreción tal cual es descrito en la Sec. 2.3.4. Este es un flujo de acreción caliente, ópticamente delgado, geoméricamente grueso y radiativamente ineficiente, donde los protones y los electrones no están en equilibrio térmico entre sí. Restringimos aquí el tratamiento a la emisión puramente térmica del flujo. Los electrones térmicos emiten fotones mediante radiación de sincrotrón, *Bremsstrahlung* y Compton inversa.



**Figura A.1:** Diagrama esquemático del modelo de *jet* presentado en este trabajo. El *jet* se caracteriza desde una posición inicial  $z_0$  cerca de su base hasta una distancia máxima  $z_{\max} \gg z_0$ . Las partículas relativistas se inyectan en todos los segmentos del *jet* en  $z_0 \leq z \leq z_{\text{inj,max}}$ , desde donde se transportan a los siguientes segmentos a medida que se enfrían a través de diferentes procesos. La emisión producida por estas partículas relativistas se modifica en el sistema del observador dependiendo de la velocidad del segmento emisor ( $v_j(z)$ ) y el ángulo de observación  $\theta$ .

La presencia del viento está incluida en la parametrización de la tasa de acreción  $\dot{M}(r) = \dot{M}_{\text{out}}(R/R_{\text{out}})^s$  (ver Sec. 2.3.3), donde  $R_{\text{out}}$  es el radio externo del flujo,  $\dot{M}_{\text{out}}$  es la tasa de acreción a ese radio y  $s < 1$  mide el fuerza del viento. Con los datos observacionales sobre las tasas de acreción a diferentes distancias del agujero para establecer  $\dot{M}_{\text{out}}$  y  $s$ . Dada la falta de conocimiento, fijamos los últimos parámetros a valores estándar como los adoptados en el Capítulo 3. Dado que tenemos cierta libertad en la tasa de acreción interna, también imponemos que la temperatura, el campo magnético y la densidad electrónica en la región más interna estén por debajo de los límites superiores obtenidos por el análisis polarimétrico de M87 (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2021).

## Jet

Nuestro objetivo es calcular la emisión leptónica de un *jet* (cuasi-)parabólico. Nuestro modelo de *jet* se basa parcialmente en los modelos que Zdziarski et al. (2014) y Molina et al. (2019) aplicaron para estudiar *jets* de microcuásares. En este modelo, el *jet* se trata como un flujo unidimensional continuo cuyas propiedades termodinámicas se caracterizan mediante expresiones analíticas. Además de este fluido de fondo, se inyectan electrones relativistas a lo largo del *jet*, desde donde son convectados por el flujo unido al campo magnético. A medida que se propagan, los electrones relativistas se enfrían a través de diferentes procesos, como sincrotrón, SSC y pérdidas adiabáticas por el trabajo que ejercen para expandir el fluido.

En este trabajo presentamos un conjunto refinado de ecuaciones para caracterizar las propiedades del *jet* y la inyección de energía en partículas relativistas de manera autoconsistente. Además, tratamos la inyección relativista de partículas como un proceso continuo, consistente por ejemplo con un mecanismo de reconexión magnética continuo a lo largo del *jet*. Además, introducimos un algoritmo numérico preciso para calcular la evolución de la distribución de energía de las partículas. En la Fig. A.1 presentamos un esquema del modelo considerado.

Suponemos que el *jet* está en un estado estacionario. En el marco de referencia de

laboratorio, el *jet* es cuasi-parabólico, es decir

$$R(z) = R_0 (z/z_0)^w, \quad (\text{A.1})$$

donde  $R$  es el radio cilíndrico y  $w = 0.5$  corresponde a un *jet* parabólico. Aquí,  $R_0$  y  $z_0$  son el radio y la altura en la base del *jet*, respectivamente.

La ecuación de continuidad relativista,  $\nabla_\alpha (\rho' u^\alpha) = 0$ , implica que el caudal de masa,

$$\dot{M}_j = \pi r^2 \Gamma_j \beta_j c \rho', \quad (\text{A.2})$$

es constante a lo largo de  $z$ . De manera similar, la conservación del tensor de energía-impulso,  $\nabla_\alpha T^{\alpha\beta} = 0$ , implica que la potencia total del *jet*,

$$L_j = \int_{\Sigma_z} T^{0z} d\Sigma_z = \Gamma_j \dot{M}_j c^2 h' (1 + \sigma'), \quad (\text{A.3})$$

también se conserva a lo largo del *jet* (si despreciamos la radiación emitida por las partículas del *jet*). En la Ec. A.3,  $\sigma'$  es la magnetización y  $h'$  es la entalpía específica, definidas como

$$\sigma' = \frac{B'^2}{4\pi \rho' c^2 h'}, \quad h' = 1 + \frac{u'_e + p'_e}{\rho' c^2}, \quad (\text{A.4})$$

donde  $u'_e$  es la densidad de energía de los electrones y  $p'_e$  es su presión ( $p'_e = u'_e/3$  para electrones relativistas).

A partir de las Ecs. A.2 y A.3, podemos definir el flujo de energía por unidad de flujo de energía de masa en reposo,  $\mu$ , como

$$\mu = \frac{L_j}{\dot{M}_j c^2} = \Gamma_j h' (1 + \sigma'), \quad (\text{A.5})$$

que también resulta constante a lo largo del *jet*.

Se espera que el factor de Lorentz del *jet*  $\Gamma_j$  aumente con la distancia  $z$  como una ley de potencia, al menos hasta las alturas máximas que pretendemos tratar en nuestro modelo. Por lo tanto, adoptamos la prescripción

$$\Gamma_j(z) = \Gamma_{j,0} (z/z_0)^g, \quad (\text{A.6})$$

donde  $\Gamma_{j,0} := \Gamma_j(z_0) \approx 1$ . La Ec. A.5 implica que el *jet* debe estar inicialmente dominado magnéticamente,  $\sigma'_0 := \sigma'(z_0) > 1$ , y que esta energía se transforma progresivamente en energía cinética. Para evitar resultados no físicos, imponemos que el valor de  $\Gamma_{j,0}$  no supere el valor de  $\mu/h'_{\max}$ , con  $h'_{\max} = 1/(1 - \epsilon_e)$  (ver más abajo).

Además, consideramos que  $h'(z_0) = 1$ , es decir, inicialmente no hay electrones relativistas. Calculamos el campo magnético a una altura  $z$  usando las Ecs. A.4 y A.5:

$$B'(z) = \frac{2}{\Gamma_j(z) r(z)} \sqrt{\frac{L_j}{\beta_j(z) c} \left( \frac{\sigma'(z)}{1 + \sigma_B(z)} \right)}. \quad (\text{A.7})$$

La potencia del *jet* es transportada por materia fría, electrones relativistas y campos magnéticos (Ec. 1.30):

$$L_j = L_p + L_e + L_B, \quad (\text{A.8})$$

donde  $L_p$  es la potencia de densidad de masa en reposo,

$$L_p = \pi R^2 \Gamma_j^2 \beta_j c \rho' c^2 = \Gamma_j \dot{M} c^2, \quad (\text{A.9})$$

$L_e$  es la potencia transportada por los electrones relativistas,

$$L_e = \pi R^2 \Gamma_j^2 \beta_j c (u'_e + p'_e), \quad (\text{A.10})$$

donde  $u'_e = n'_e m_e c^2 \langle \gamma'_e - 1 \rangle$  y  $p'_e = k_e u'_e$  son la densidad de energía y la presión de los electrones, respectivamente. Para partículas relativistas,  $k_e = 1/3$ . Finalmente, la potencia transportada por el campo magnético es

$$L_B = \pi R^2 \Gamma_j^2 \beta_j c (u'_B + p'_B), \quad (\text{A.11})$$

donde, del mismo modo,  $u'_B = B^2/8\pi$  es la densidad de energía magnética y  $p'_B$  es la presión magnética. Para un campo magnético completamente ordenado,  $p'_B = u'_B$ .

Es habitual adoptar una prescripción ad-hoc de cómo la densidad de energía de los electrones depende de  $z$  (e.g., suponiendo que los electrones están en equipartición con el campo magnético; [Blandford & Königl 1979](#); [Kaiser 2006](#)). Sin embargo, este enfoque no permite calcular de forma coherente la evolución de los electrones relativistas a lo largo del *jet*. En cambio, aquí suponemos que una potencia total  $L_{\text{inj}} = \epsilon_e L_j$  se transfiere a electrones no térmicos entre  $z_0$  y  $z_{\text{max, inj}}$ . Parametrizamos la dependencia de la potencia inyectada con  $z$  como

$$\frac{dL_{\text{inj}}(z)}{dz} = \frac{L_0}{z_0} \left( \frac{z}{z_0} \right)^{-(1+a_{\text{inj}})}, \quad (\text{A.12})$$

donde

$$L_{\text{inj}} = \int_{z_0}^{z_{\text{max, inj}}} dz \frac{dL_{\text{inj}}(\tilde{z})}{d\tilde{z}}. \quad (\text{A.13})$$

Un valor de  $a_{\text{inj}} = 0$  implica que se inyecta la misma potencia por unidad de  $\log z$  a lo largo del *jet*. La constante de normalización  $L_0$  se encuentra sustituyendo la Ec. [A.12](#) en la Ec. [A.13](#) e integrando:

$$L_0 = \frac{a_{\text{inj}} L_{\text{inj}}}{1 - (z_0/z_{\text{max, inj}})^{a_{\text{inj}}}}, \quad (\text{A.14})$$

para  $a_{\text{inj}} \neq 0$ .

Con las definiciones anteriores, la potencia total inyectada en los electrones entre  $z_0$  y  $z$  es

$$L_e(z_0, z) = L_{\text{inj}} \frac{1 - (z_0/z)^{a_{\text{inj}}}}{1 - (z_0/z_{\text{max, inj}})^{a_{\text{inj}}}}. \quad (\text{A.15})$$

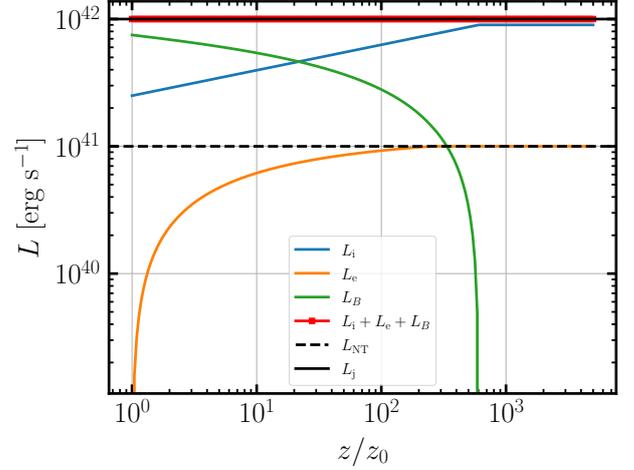
En la Fig. [A.2](#) mostramos un ejemplo de cómo este conjunto de ecuaciones dictan la evolución de la potencia del *jet* en sus diferentes componentes. El *jet* está dominado magnéticamente cerca de su base (en  $z \sim z_0$ ), pero la potencia en el campo magnético disminuye gradualmente a medida que se convierte en aceleración del *jet* y potencia en partículas relativistas.

## Distribución de energía de partículas

En cada segmento  $z$ , se inyectan electrones relativistas con un espectro de ley de potencia con un corte exponencial:

$$q'(\gamma', z) = q'_0(z) \gamma'^{-p} \exp[-\gamma'/\gamma'_{\text{max}}(z)], \quad (\text{A.16})$$

**Figura A.2:** Evolución de la distribución de la potencia total del *jet* ( $L_j$ ) en sus tres diferentes componentes: partículas frías ( $L_p$ ), electrones relativistas ( $L_e$ ) y campos magnéticos ( $L_B$ ). Para esta simulación adoptamos  $\sigma' = 3$ ,  $g = 0.2$ ,  $\varepsilon_e = 0.1$ ,  $a_{inj} = 0.5$ , y  $z_{max,inj} = 100z_0$ .



donde  $p$  es el índice espectral de la distribución (considerado constante a lo largo del *jet*),  $\gamma'_{max}(z)$  es la energía máxima de los electrones a la altura  $z$  dada por el balance de aceleración y pérdidas allí, y  $q'_0(z)$  es un factor de normalización obtenido de la Ec. A.12 como

$$\frac{dL_{inj}(z)}{dz} = \Gamma_j \pi R^2(z) q'_0(z) \int_{\gamma'_{min}}^{\gamma'_{max}} d\tilde{\gamma} \tilde{\gamma}'^{-p} \exp[-\tilde{\gamma}'/\gamma'_{max}(z)]. \quad (\text{A.17})$$

Suponiendo que el sistema está en un estado estacionario, las partículas inyectadas evolucionan en energía y altura satisfaciendo la siguiente ecuación de transporte:

$$\frac{1}{\pi R^2(z)} \frac{\partial}{\partial z} [\pi R^2(z) \Gamma_j(z) \beta_j(z) c n'(\gamma', z)] + \frac{\partial}{\partial \gamma'} [\dot{\gamma}'(\gamma', z) n'(\gamma', z)] = q'(\gamma', z). \quad (\text{A.18})$$

Aquí,  $n'(\gamma', z)$  es la densidad espectral de partículas. La Ec. A.18 se puede simplificar definiendo  $\dot{\gamma}'_z := [\Gamma_j(z) \beta_j(z) c]^{-1} \dot{\gamma}'$ ,  $dQ'(\gamma', z)/dz := \pi R^2(z) q'(\gamma', z)$ , y  $\tilde{N}'(\gamma', z) := \pi R^2(z) \Gamma_j(z) \beta_j(z) c n'(\gamma', z)$ , para obtener

$$\frac{\partial \tilde{N}'(\gamma', z)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \gamma'} [\dot{\gamma}'_z(\gamma', z) \tilde{N}'(\gamma', z)] = \frac{dQ'(\gamma', z)}{dz}. \quad (\text{A.19})$$

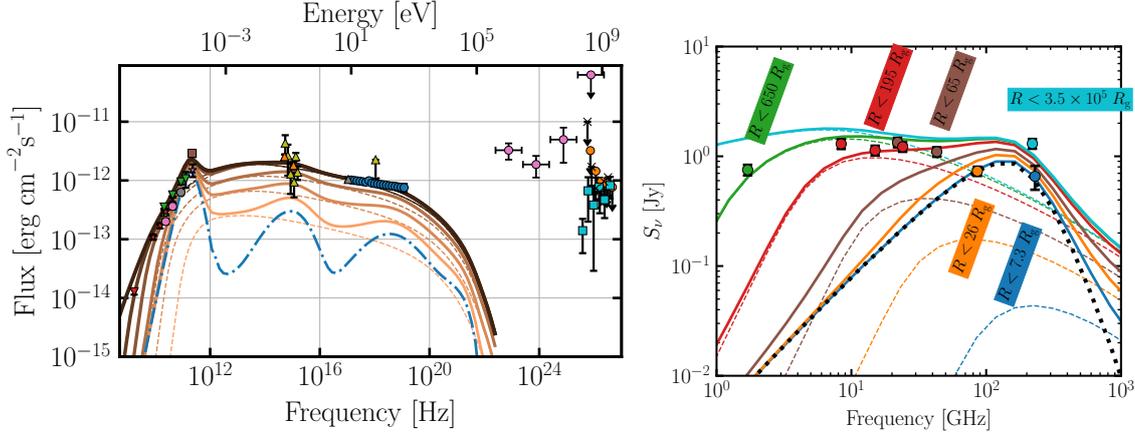
Resolvemos esta ecuación a través del método de diferencias finitas como se describe en Park & Petrosian (1996).

### Emisión no térmica

Una vez que calculamos la distribución de energía de partículas en cada celda usando la Ec. A.19, calculamos su emisión electromagnética. En el contexto de los *jets* de AGN, los procesos leptónicos más relevantes son la radiación de sincrotrón y la dispersión Compton inversa de los diversos campos de fotones presentes. Dado que M87 es un LLAGN (ver Sec. 1.4.2), no hay campos de fotones además del campo sincrotrón emitido por los mismos electrones del *jet*. Por lo tanto, en los cálculos sólo tenemos en cuenta la emisión de sincrotrón y SSC.

Calculamos las emisividades sincrotrón y Compton inverso en el marco comóvil del *jet* de la misma forma que en el Cap. 8. Para calcular la densidad de fotones blanco para el proceso Compton inverso, suponemos que, en promedio, los fotones de sincrotrón escapan del *jet* después de viajar una distancia  $\sim R(z)$ . Por lo tanto, la densidad espectral de fotones

## A.2. MODELO



**Figura A.3:** Distribuciones espectrales de energía para M87 incluyendo la emisión del *jet* y del flujo de acreción. Los datos son de [EHT MWL Science Working Group et al. \(2021\)](#). *Panel izquierdo:* SED total. *Panel derecho:* SED en radio donde se muestran las regiones de emisión de cada curva. Las curvas con guiones muestran la emisión de sólo el *jet*, la curva con guiones y puntos muestra la emisión del HAF y las curvas sólidas muestran la emisión total.

a la altura  $z$  es  $n'_{\nu'}(z) \sim 4\pi j'_{\nu'}(z) \times R(z)/c$ , donde  $j'_{\nu'}(z)$  es la emisividad sincrotrón a la altura  $z$  (en el sistema comóvil del *jet*).

La emisión del *jet* puede ser absorbida por los mismos electrones a través del proceso de **SSA**. Calculamos el coeficiente de absorción por **SSA** en el marco comóvil del *jet* utilizando la fórmula de [Rybicki & Lightman \(1986\)](#). Una vez que tenemos la emisividad total y el coeficiente de absorción en una celda dada  $k$ , el flujo de energía observado en la Tierra se obtiene resolviendo la ecuación de transporte radiativo a lo largo de su trayectoria (ver [Fig. A.1](#)). Suponiendo que las propiedades físicas del *jet* permanezcan aproximadamente iguales a lo largo de la trayectoria de un fotón (inclinación no muy pequeña), la ecuación de transporte puede resolverse analíticamente para cada celda. El flujo de energía observado para este segmento es (omitimos el subíndice  $k$  para mayor claridad)

$$F_{\nu} = \frac{1}{d^2} \mathcal{D}_j^3 \pi r \Delta z \sin \theta_j S'_{\nu'} \left[ 1 - e^{-\tau'_{\nu'}} \right], \quad (\text{A.20})$$

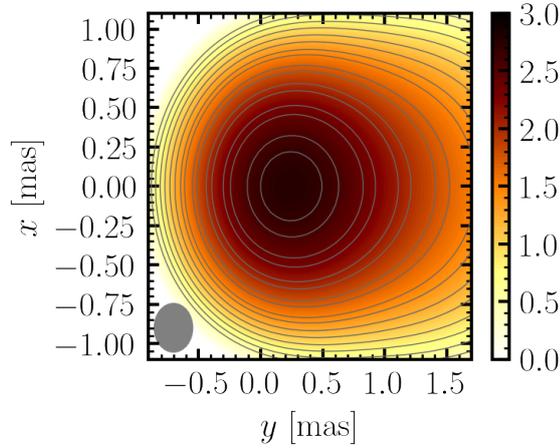
donde  $\tau'_{\nu'} = \alpha'_{\nu'} r / \delta \sin \theta_j$  es la profundidad óptica,  $S'_{\nu'} \equiv j'_{\nu'} / \alpha'_{\nu'}$  es la función fuente en el marco comóvil del *jet*,  $\alpha'_{\nu'}$  es el coeficiente de absorción **SSA**,  $\mathcal{D}_j = [\Gamma_j (1 - \beta_j \cos \theta)]^{-1}$  es el factor de Doppler del *jet*. Las frecuencias observadas y emitidas están relacionadas simplemente por  $\nu = \mathcal{D}_j \nu'$ . La Ec. [A.20](#) es válida tanto para emisión ópticamente gruesa como ópticamente delgada. En particular, en el límite ópticamente delgado,  $\tau'_{\nu'} \ll 1$ , la expresión se simplifica a la conocida fórmula

$$F_{\nu} = \frac{1}{d^2} \mathcal{D}_j^2 \Delta V j'_{\nu'}, \quad (\text{A.21})$$

donde  $\Delta V \equiv \pi R^2 \Delta z$  es el volumen de la celda  $k$ . Finalmente, para obtener el flujo de energía observado en la Tierra simplemente sumamos todas las celdas hasta una altura dada:

$$F_{\nu}(z \leq z_*) = \sum_{k=0}^{k_*} F_{\nu}(z_k), \quad (\text{A.22})$$

donde la celda  $k_*$  es la última donde  $z_{k_*} \leq z_*$ .



**Figura A.4:** Mapa de flujo sintético a 43 GHz calculado con nuestro modelo. La emisión proyectada del *jet* está convolucionada con un haz Gaussiano con desviación estándar como muestra la elipse gris. Los contornos grises indican valores de  $(1, 1.4, 2, 2.8, \dots) \times 3 \text{ mJy beam}^{-1}$ .

### A.3 Resultados preliminares

En la Figura A.3, mostramos un ejemplo de cómo nuestro modelo permite reproducir con buena aproximación los datos observacionales de M87 en las bandas de radio y rayos X. Más aún, en el panel derecho mostramos una ampliación de la SED en la banda de radio, donde los datos observacionales corresponden a regiones de emisión de distintos tamaños indicados en los cuadros. La emisión predicha por nuestro modelo es radiación sincrotrón, siendo SSC despreciable. Si a una frecuencia  $\nu_*$ , la emisión observada corresponde a una región de emisión  $R < R_*(\nu_*)$ , integramos la emisión del *jet* hasta  $z < z_*(\nu_*) := R_*(\nu_*)/\sin \theta_j$ , donde  $\theta_j = 17^\circ$  es el ángulo de inclinación del eje del *jet* de M87 con respecto a la visual. Los demás parámetros elegidos son  $M = 6.5 \times 10^9 M_\odot$ ,  $d = 16.8 \text{ Mpc}$ ,  $L_j = 8 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ ,  $z_0 = 2R_g$ ,  $R_0 = 4R_g$ ,  $a_{\text{inj}} = -0.5$ ,  $p = 2.2$ ,  $\epsilon_e = 0.05$ ,  $\eta_{\text{acc}} = 10^{-3}$ ,  $\sigma'_0 = 10$ ,  $\Gamma_0 = 1$ ,  $g = 0.14$ ,  $w = 0.6$  y  $z_{\text{max, inj}} = 400R_g$ . Por su parte, los parámetros del HAF son  $\dot{M}_{\text{out}} = 4 \times 10^{-4} \dot{M}_{\text{Edd}}$  a  $R_{\text{out}} = 10^4 R_S$ ,  $s = 0.4$ , lo que da una tasa de acreción sobre el agujero negro de  $\dot{M}_{\text{BH}} \approx 10^{-5} \dot{M}_{\text{Edd}}$ ,  $\delta_e = 0.3$ ,  $\alpha = 0.1$ ,  $\beta = 9$ . La eficiencia de lanzamiento de *jet* resulta  $\eta_j \equiv L_j/(\dot{M}_{\text{BH}} c^2) \times 100\% \approx 10\%$ .

En el panel derecho de la Figura A.3, el color de las curvas integradas hasta un cierto  $z_*$  coincide con el color de los datos observacionales correspondientes. En el panel izquierdo mostramos la SED completa, donde también están ajustados los datos en rayos X y óptico. Para el conjunto de parámetros elegido, la emisión en radio a frecuencias altas, en particular a 230 GHz, es producida por el HAF, mientras que a más bajas frecuencias es producida por el *jet* extendido. En el óptico y en rayos X, la emisión del *jet* es dominante aunque el HAF también contribuye ligeramente. Por último, los datos en rayos  $\gamma$  no pueden ser ajustados simultáneamente con la emisión en otras bandas. Esto implica que, o bien la emisión  $\gamma$  no es producida en el *jet*, o si lo es, debe producirse por SSC en regiones mucho más lejanas del *jet*, donde este esté energéticamente dominado por partículas y no por el campo magnético.

Por último, mostramos en la Figura A.4 un mapa sintético de la emisión del *jet* a 43 GHz. Para calcularlo, integramos la emisión del *jet* proyectada en el cielo y la convolucionamos con un haz Gaussiano. Para fuentes resueltas como M87, este tipo de mapas sintéticos proporciona otra herramienta para contrastar el modelo con los mapas de flujo observados.

### A.3. RESULTADOS PRELIMINARES

---

Asimismo, el cociente de mapas sintéticos a dos frecuencias distintas nos da el índice espectral de la emisión y permite caracterizar las regiones donde esta es ópticamente delgada (índice negativo) y donde es ópticamente gruesa (índice mayor o igual que 0).



---

## Lista de publicaciones

### B.1 Publicaciones relacionadas con la Tesis

#### B.1.1 En revistas internacionales con referato

1. **Gutiérrez, E.M.**; Combi, L.; Romero, G.E.; Campanelli, M.  
Repeating flares from jet-jet collisions in supermassive black hole binaries  
MNRAS (2022, enviado); [arXiv:2301.04280](https://arxiv.org/abs/2301.04280)
2. **Gutiérrez, E.M.**; Combi, L.; Noble, S.C.; Campanelli, M.; Krolik, J.H.; López-Armengol, F.G.; García, F.  
Electromagnetic Signatures from Supermassive Binary Black Holes Approaching Merger  
*ApJ*, 928, 2 (2022)
3. **Gutiérrez, E.M.**; Vieyro, F.L.; Romero G.E.  
Nonthermal processes in hot accretion flows onto supermassive black holes: An inhomogeneous model  
*A&A*, 649, A87 (2021)
4. Romero, G.E.; **Gutiérrez, E.M.**  
The Origin of Matter at the Base of Relativistic Jets in Active Galactic Nuclei  
*Universe*, 6(7), 99 (2020)
5. **Gutiérrez, E.M.**; Romero, G.E.; Vieyro, F.L.  
Cosmic rays from the nearby starburst galaxy NGC 253: the effect of a low luminosity active galactic nucleus  
MNRAS, 494, 2 (2020)
6. **Gutiérrez, E.M.**; Nemmen, R'; Cafardo, F.  
A Nonthermal Bomb Explains the Near-infrared Superflare of Sgr A\*  
*ApJL*, 891, 2, L36 (2020)

## En preparación

1. **Gutiérrez, E.M.**; Combi, L.; Noble, S.; Krolik, J.; Campanelli, M.; López Armengol, F.G.  
Self-lensing Flares in Supermassive Binary Black Holes Approaching Merger (2022, en prep.)
2. **Gutiérrez, E.M.**; del Palacio, S.; López Armengol, F.G.; Combi, L.  
The jet and accretion flow in M87\*: interpreting its multiwavelength emission on different spatial scales (2022, en prep.)

## B.1.2 En revistas nacionales con referato

1. **Gutiérrez, E.M.**; Vieyro, F.L.; Romero, G.E.  
Radiation from hot accretion flows  
BAAA, Vol. 61 (2019)
2. **Gutiérrez, E.M.**; Vieyro, F.L.; Romero, G.E.  
A gas of cosmological black holes  
BAAA, Vol. 60 (2018)

## B.2 Otras publicaciones

1. Lousto, C.O.; Missel, R.; Prajapati, H.; Sosa Fiscella, V.; López Armengol, F.G.; Gyawali, P.K.; Wang, L.; Cahill, N.; Combi, L.; del Palacio, S.; Combi, J.A.; Gancio, G.; García, F.; **Gutiérrez, E.M.**; Hauscarriaga, F.  
Vela Pulsar: Single Pulses Analysis with Machine Learning Techniques,  
[MNRAS, 509, 5 \(2021\)](#)
2. Sosa Fiscella, V.; del Palacio, S.; Combi, L.; Lousto, C.O.; Combi, J.A.; Gancio, G.; García, F.; **Gutiérrez, E.M.**; Hauscarriaga, F.; Kornecki, P.; López Armengol, F.G.; Mancuso, G.C.; Müller, A.L.; Simaz Bunzel, A.  
PSR J0437-4715: The Argentine Institute of Radioastronomy 2019-2020 Observational Campaign  
[ApJ, 908, 158 \(2021\)](#)
3. Gancio, G.; Lousto, C.O.; Combi, L.; del Palacio, S.; López Armengol, F.G.; Combi, J.A.; García, F.; Kornecki, P.; Müller, A.L.; **Gutiérrez, E.M.**; Hauscarriaga, F.; Mancuso, G.C.  
Upgraded antennas for pulsar observations in the Argentine Institute of Radio astronomy  
[A&A, 633, A84 \(2020\)](#)
4. Pérez, D.; Romero, G.E.; Combi, L.; **Gutiérrez, E.M.**  
A note on geodesics in inhomogeneous expanding spacetimes  
[Class. Quantum Grav., 36, 5 \(2019\)](#)

## B.2. OTRAS PUBLICACIONES

---

5. **Gutiérrez, E.M.**; Vieyro, F.L.; Romero, G.E.  
Primordial black hole evolution in two-fluid cosmology  
[MNRAS, 473, 4 \(2018\)](#)



---

---

# Bibliografía

- Aab A., et al., 2017, *JCAP*, 4, 038
- Aab A., et al., 2018a, *ApJL*, 853, L29
- Aab A., et al., 2018b, *ApJ*, 868, 4
- Aartsen M. G., et al., 2020, *PhRvL*, 124, 051103
- Abbott B. P., et al., 2016, *PhRvL*, 116, 061102
- Abbott B. P., et al., 2017a, *PhRvL*, 119, 161101
- Abbott B. P., et al., 2017b, *ApJL*, 848, L12
- Abbott R., et al., 2021, arXiv preprint arXiv:2111.03606
- Abdo A. A., et al., 2010a, *ApJS*, 188, 405
- Abdo A. A., et al., 2010b, *ApJL*, 709, L152
- Abdollahi S., et al., 2020, *ApJS*, 247, 33
- Abell G. O., Margon B., 1979, *Nature*, 279, 701
- Abraham P. B., Brunstein K. A., Cline T. L., 1966, *Physical Review*, 150, 1088
- Abramowicz M. A., Fragile P. C., 2013, *Living Reviews in Relativity*, 16, 1
- Abramowicz M. A., Czerny B., Lasota J. P., Szuszkiewicz E., 1988, *ApJ*, 332, 646
- Abramowski A., et al., 2012, *ApJ*, 757, 158
- Acero F., et al., 2009, *Science*, 326, 1080
- Ackermann M., et al., 2012, *ApJ*, 755, 164
- Aharonian F. A., Atoyan A. M., Nagapetyan A. M., 1983, *Astrofizika*, 19, 187
- Aharonian F. A., Belyanin A. A., Derishev E. V., Kocharovsky V. V., Kocharovsky V. V., 2002, *PhRvD*, 66, 023005
- Ajello M., et al., 2020, *ApJ*, 892, 105
- Alam M. F., et al., 2021, *ApJS*, 252, 5

- Alfvén H., 1942, *Nature*, **150**, 405
- Alic D., Moesta P., Rezzolla L., Zanotti O., Jaramillo J. L., 2012, *ApJ*, **754**, 36
- Amaro-Seoane P., Eichhorn C., Porter E. K., Spurzem R., 2010a, *MNRAS*, **401**, 2268
- Amaro-Seoane P., Sesana A., Hoffman L., Benacquista M., Eichhorn C., Makino J., Spurzem R., 2010b, *MNRAS*, **402**, 2308
- Amaro-Seoane P., et al., 2017, arXiv e-prints, p. [arXiv:1702.00786](https://arxiv.org/abs/1702.00786)
- Anchordoqui L. A., 2018, *PhRvD*, **97**, 063010
- Anchordoqui L. A., Romero G. E., Combi J. A., 1999, *PhRvD*, **60**, 103001
- Antonucci R., 1993, *ARA&A*, **31**, 473
- Aramaki T., Adrian P. O. H., Karagiorgi G., Odaka H., 2020, *Astroparticle Physics*, **114**, 107
- Araudo A. T., Bosch-Ramon V., Romero G. E., 2010, *A&A*, **522**, A97
- Araudo A. T., Bosch-Ramon V., Romero G. E., 2013, *MNRAS*, **436**, 3626
- Arnaud K. A., 1996, in Jacoby G. H., Barnes J., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 101, Astronomical Data Analysis Software and Systems V*. p. 17
- Asada K., Nakamura M., Doi A., Nagai H., Inoue M., 2014, *ApJL*, **781**, L2
- Atoyan A. M., 1992, *A&A*, **257**, 465
- Atoyan A. M., Dermer C. D., 2003, *ApJ*, **586**, 79
- Babak S., et al., 2016, *MNRAS*, **455**, 1665
- Balbus S. A., 2003, *ARA&A*, **41**, 555
- Balbus S. A., Hawley J. F., 1991, *ApJ*, **376**, 214
- Balbus S. A., Hawley J. F., 1998, *Reviews of Modern Physics*, **70**, 1
- Ball D., Özel F., Psaltis D., Chan C.-K., Sironi L., 2018a, *ApJ*, **853**, 184
- Ball D., Sironi L., Özel F., 2018b, *ApJ*, **862**, 80
- Bandyopadhyay B., Xie F.-G., Nagar N. M., Schleicher D. R. G., Ramakrishnan V., Arévalo P., López E., Diaz Y., 2019, *MNRAS*, **490**, 4606
- Bardeen J. M., Petterson J. A., 1975, *ApJL*, **195**, L65+
- Bardeen J. M., Press W. H., Teukolsky S. A., 1972, *ApJ*, **178**, 347
- Becker P. A., Le T., Dermer C. D., 2006, *ApJ*, **647**, 539
- Begelman M. C., 2014, arXiv e-prints, p. [arXiv:1410.8132](https://arxiv.org/abs/1410.8132)
- Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J., 1980, *Nature*, **287**, 307

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J., 1984, *Reviews of Modern Physics*, **56**, 255
- Begelman M. C., Rudak B., Sikora M., 1990, *ApJ*, **362**, 38
- Beloborodov A. M., 1999, *ApJL*, **510**, L123
- Berczik P., Merritt D., Spurzem R., Bischof H.-P., 2006, *ApJL*, **642**, L21
- Beskin V. S., Istomin Y. N., Parev V. I., 1992, *Soviet Ast.*, **36**, 642
- Bisnovatyi-Kogan G. S., Blinnikov S. I., 1977, *A&A*, **59**, 111
- Bisnovatyi-Kogan G. S., Lovelace R. V. E., 1997, *ApJL*, **486**, L43
- Bisnovatyi-Kogan G. S., Ruzmaikin A. A., 1974, *Ap&SS*, **28**, 45
- Blackman E. G., 1999, *MNRAS*, **302**, 723
- Blaes O., 2014, *SSRv*, **183**, 21
- Blandford R. D., Begelman M. C., 1999, *MNRAS*, **303**, L1
- Blandford R., Eichler D., 1987, *PhR*, **154**, 1
- Blandford R. D., Königl A., 1979, *ApJ*, **232**, 34
- Blandford R. D., Payne D. G., 1982, *MNRAS*, **199**, 883
- Blandford R. D., Znajek R. L., 1977, *MNRAS*, **179**, 433
- Blandford R., Meier D., Readhead A., 2019, *ARA&A*, **57**, 467
- Blecha L., et al., 2016, *MNRAS*, **456**, 961
- Blumenthal G. R., Gould R. J., 1970, *Reviews of Modern Physics*, **42**, 237
- Bogdanović T., Reynolds C. S., Miller M. C., 2007, *ApJL*, **661**, L147
- Bogdanović T., Miller M. C., Blecha L., 2022, *Living Reviews in Relativity*, **25**, 3
- Bolatto A. D., et al., 2013, *Nature*, **499**, 450
- Boldt E., Ghosh P., 1999, *MNRAS*, **307**, 491
- Bolton C. T., 1972, *Nature*, **235**, 271
- Bondi H., 1952, *MNRAS*, **112**, 195
- Bondi H., Hoyle F., 1944, *MNRAS*, **104**, 273
- Bonetti M., Sesana A., Haardt F., Barausse E., Colpi M., 2019, *MNRAS*, **486**, 4044
- Bosch-Ramon V., Romero G. E., Paredes J. M., 2006, *A&A*, **447**, 263
- Bosch-Ramon V., Perucho M., Barkov M. V., 2012, *A&A*, **539**, A69
- Bowen D. B., Mewes V., Campanelli M., Noble S. C., Krolik J. H., Zilhão M., 2018, *ApJL*, **853**, L17

- Bowen D. B., Mewes V., Noble S. C., Avara M., Campanelli M., Krolik J. H., 2019, *ApJ*, **879**, 76
- Bowyer S., Byram E. T., Chubb T. A., Friedman H., 1965, *Science*, **147**, 394
- Boyce H., et al., 2019, *ApJ*, **871**, 161
- Braes L. L. E., Miley G. K., 1971, *Nature*, **232**, 246
- Broderick A. E., Tchekhovskoy A., 2015, *ApJ*, **809**, 97
- Bronzwaer T., Falcke H., 2021, *ApJ*, **920**, 155
- Bu D.-F., Gan Z.-M., 2018, *MNRAS*, **474**, 1206
- Burbidge G. R., 1956, *ApJ*, **124**, 416
- Bustard C., Zweibel E. G., Cotter C., 2017, *ApJ*, **835**, 72
- Bykov A. M., 2001, *SSRv*, **99**, 317
- Camenzind M., 2007, Compact objects in astrophysics: white dwarfs, neutron stars, and black holes, doi:10.1007/978-3-540-49912-1.
- Campanelli M., Lousto C. O., Zlochower Y., 2006, *PhRvD*, **74**, 041501
- Campanelli M., Lousto C., Zlochower Y., Merritt D., 2007, *ApJL*, **659**, L5
- Campanelli M., Lousto C. O., Mundim B. C., Nakano H., Zlochower Y., Bischof H.-P., 2010, *Classical and Quantum Gravity*, **27**, 084034
- Cattorini F., Giacomazzo B., Haardt F., Colpi M., 2021, *Physical Review D*, **103**, 103022
- Chael A., Narayan R., Johnson M. D., 2019, *MNRAS*, **486**, 2873
- Chandrasekhar S., 1931, *ApJ*, **74**, 81
- Chandrasekhar S., 1939, An introduction to the study of stellar structure
- Chang J. S., Cooper G., 1970, *Journal of Computational Physics*, **6**, 1
- Chapon D., Mayer L., Teyssier R., 2013, *MNRAS*, **429**, 3114
- Charisi M., Bartos I., Haiman Z., Price-Whelan A. M., Graham M. J., Bellm E. C., Laher R. R., Márka S., 2016, *MNRAS*, **463**, 2145
- Charisi M., Haiman Z., Schiminovich D., D’Orazio D. J., 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **476**, 4617
- Chevalier R. A., Clegg A. W., 1985, *Nature*, **317**, 44
- Chiang J., Blaes O., 2003, *ApJ*, **586**, 97
- Cho H., Narayan R., 2022, *ApJ*, **932**, 97
- Chodorowski M. J., Zdziarski A. A., Sikora M., 1992, *ApJ*, **400**, 181

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Combi L., Armengol F. G. L., Campanelli M., Ireland B., Noble S. C., Nakano H., Bowen D., 2021, *PhRvD*, **104**, 044041
- Combi L., Lopez Armengol F. G., Campanelli M., Noble S. C., Avara M., Krolik J. H., Bowen D., 2022, *ApJ*, **928**, 187
- Comisso L., Sironi L., 2019, *ApJ*, **886**, 122
- Coppi P. S., 1992, *MNRAS*, **258**, 657
- Coppi P. S., Blandford R. D., 1990, *MNRAS*, **245**, 453
- Cunningham C. T., 1975, *ApJ*, **202**, 788
- Curtis H. D., 1918, *Publications of Lick Observatory*, **13**, 9
- D’Orazio D. J., Di Stefano R., 2018, *MNRAS*, **474**, 2975
- D’Orazio D. J., Haiman Z., MacFadyen A., 2013, *MNRAS*, **436**, 2997
- D’Orazio D. J., Haiman Z., Schiminovich D., 2015, *Nature*, **525**, 351
- D’Orazio D. J., Haiman Z., Duffell P., MacFadyen A., Farris B., 2016, *MNRAS*, **459**, 2379
- Davelaar J., Haiman Z., 2022a, *PhRvD*, **105**, 103010
- Davelaar J., Haiman Z., 2022b, *PhRvL*, **128**, 191101
- Davelaar J., Philippov A. A., Bromberg O., Singh C. B., 2020, *ApJL*, **896**, L31
- Davis S. W., Tchekhovskoy A., 2020, *ARA&A*, **58**, 407
- Davis S. W., Blaes O. M., Hubeny I., Turner N. J., 2005, *ApJ*, **621**, 372
- Derdzinski A. M., D’Orazio D., Duffell P., Haiman Z., MacFadyen A., 2019, *MNRAS*, **486**, 2754
- Derdzinski A., D’Orazio D., Duffell P., Haiman Z., MacFadyen A., 2021, *MNRAS*, **501**, 3540
- Dermer C. D., Menon G., 2009, *High Energy Radiation from Black Holes: Gamma Rays, Cosmic Rays, and Neutrinos*
- Dermer C. D., Liang E. P., Canfield E., 1991, *ApJ*, **369**, 410
- Dermer C. D., Miller J. A., Li H., 1996, *ApJ*, **456**, 106
- Dermer C. D., Razzaque S., Finke J. D., Atayan A., 2009, *New Journal of Physics*, **11**, 065016
- Detweiler S., 1979, *ApJ*, **234**, 1100
- Di Matteo T., Quataert E., Allen S. W., Narayan R., Fabian A. C., 2000, *MNRAS*, **311**, 507

- Dibi S., Markoff S., Belmont R., Malzac J., Barrière N. M., Tomsick J. A., 2014, *MNRAS*, **441**, 1005
- Ding J., Yuan F., Liang E., 2010, *ApJ*, **708**, 1545
- Do T., et al., 2019, *ApJL*, **882**, L27
- Doeleman S. S., et al., 2008, *Nature*, **455**, 78
- Domingo-Santamaría E., Torres D. F., 2005, *A&A*, **444**, 403
- Done C., Madejski G. M., Życki P. T., 2000, *ApJ*, **536**, 213
- Done C., Gierliński M., Kubota A., 2007, *A&A~Rv*, **15**, 1
- Dotti M., Colpi M., Haardt F., Mayer L., 2007, *MNRAS*, **379**, 956
- Dotti M., Ruszkowski M., Paredi L., Colpi M., Volonteri M., Haardt F., 2009, *MNRAS*, **396**, 1640
- Dotti M., Volonteri M., Perego A., Colpi M., Ruszkowski M., Haardt F., 2010, *MNRAS*, **402**, 682
- Dove J. B., Wilms J., Maisack M., Begelman M. C., 1997, *ApJ*, **487**, 759
- Drout M. R., et al., 2017, *Science*, **358**, 1570
- Drury L. O., 1983, *Reports on Progress in Physics*, **46**, 973
- Drury L. O., 2012, *MNRAS*, **422**, 2474
- Duffell P. C., D’Orazio D., Derdzinski A., Haiman Z., MacFadyen A., Rosen A. L., Zrake J., 2020, *ApJ*, **901**, 25
- EHT MWL Science Working Group et al., 2021, *ApJL*, **911**, L11
- Eckart A., Genzel R., 1996, *Nature*, **383**, 415
- Eckart A., Genzel R., 1997, *MNRAS*, **284**, 576
- Eckart A., et al., 2006, *A&A*, **450**, 535
- Eichler D., 1993, *ApJ*, **419**, 111
- Einstein A., 1915, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, pp 844–847
- Elvis M., et al., 1994, *ApJS*, **95**, 1
- Engelbracht C. W., Rieke M. J., Rieke G. H., Kelly D. M., Achtermann J. M., 1998, *ApJ*, **505**, 639
- Eracleous M., Hwang J. A., Flohic H. M. L. G., 2010, *ApJS*, **187**, 135
- Escala A., Larson R. B., Coppi P. S., Mardones D., 2004, *ApJ*, **607**, 765

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Escala A., Larson R. B., Coppi P. S., Mardones D., 2005, *ApJ*, 630, 152
- Esin A. A., Narayan R., Ostriker E., Yi I., 1996, *ApJ*, 465, 312
- Esin A. A., McClintock J. E., Narayan R., 1997, *ApJ*, 489, 865
- Esin A. A., Narayan R., Cui W., Grove J. E., Zhang S.-N., 1998, *ApJ*, 505, 854
- Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019a, *ApJL*, 875, L1
- Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019b, *ApJL*, 875, L5
- Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2021, *ApJL*, 910, L13
- Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2022, *ApJL*, 930, L12
- Fabian A. C., Canizares C. R., 1988, *Nature*, 333, 829
- Fabian A. C., Rees M. J., 1995, *MNRAS*, 277, L55
- Fabrika S., 2004, *Astrophys. Space Phys. Res.*, 12, 1
- Fabrika S., Ueda Y., Vinokurov A., Sholukhova O., Shidatsu M., 2015, *Nature Physics*, 11, 551
- Falcke H., Biermann P. L., 1995, *A&A*, 293, 665
- Falcke H., Markoff S. B., 2013, *Classical and Quantum Gravity*, 30, 244003
- Fan X., et al., 2019, *ApJL*, 870, L11
- Farris B. D., Liu Y. T., Shapiro S. L., 2011, *PhRvD*, 84, 024024
- Farris B. D., Gold R., Paschalidis V., Etienne Z. B., Shapiro S. L., 2012, *PhRvL*, 109, 221102
- Farris B. D., Duffell P., MacFadyen A. I., Haiman Z., 2014a, *MNRAS*, 446, L36
- Farris B. D., Duffell P., MacFadyen A. I., Haiman Z., 2014b, *ApJ*, 783, 134
- Farris B. D., Duffell P., MacFadyen A. I., Haiman Z., 2015a, *MNRAS*, 446, L36
- Farris B. D., Duffell P., MacFadyen A. I., Haiman Z., 2015b, *MNRAS*, 447, L80
- Fath E. A., 1909, *Lick Observatory Bulletin*, 149, 71
- Fazio G. G., et al., 2018, *ApJ*, 864, 58
- Fernández-Ontiveros J. A., Prieto M. A., Acosta-Pulido J. A., 2009, *MNRAS*, 392, L16
- Ford A. L., Keenan B. D., Medvedev M. V., 2018, *PhRvD*, 98, 063016
- Foster R. S., Backer D. C., 1990, *ApJ*, 361, 300
- Frank J., King A., Raine D. J., 2002, *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*
- Fukue J., 2000, *PASJ*, 52, 829

- Fukue J., 2004, *PASJ*, **56**, 569
- GRAVITY Collaboration et al., 2019, *A&A*, **625**, L10
- Gammie C. F., McKinney J. C., Tóth G., 2003, *ApJ*, **589**, 444
- Gaskell C. M., 1983, in Swings J.-P., ed., *Liege International Astrophysical Colloquia Vol. 24*, Liege International Astrophysical Colloquia. pp 473–477
- Gaskell C. M., 1996, *ApJL*, **464**, L107
- Genzel R., Eckart A., Ott T., Eisenhauer F., 1997, *MNRAS*, **291**, 219
- Genzel R., Schödel R., Ott T., Eckart A., Alexander T., Lacombe F., Rouan D., Aschenbach B., 2003, *Nature*, **425**, 934
- Genzel R., Eisenhauer F., Gillessen S., 2010, *Reviews of Modern Physics*, **82**, 3121
- Gerosa D., Veronesi B., Lodato G., Rosotti G., 2015, *MNRAS*, **451**, 3941
- Gerosa D., Rosotti G., Barbieri R., 2020, *MNRAS*, **496**, 3060
- Ghez A. M., Klein B. L., Morris M., Becklin E. E., 1998, *ApJ*, **509**, 678
- Ghez A. M., Morris M., Becklin E. E., Tanner A., Kremenek T., 2000, *Nature*, **407**, 349
- Ghez A. M., Salim S., Hornstein S. D., Tanner A., Lu J. R., Morris M., Becklin E. E., Duchêne G., 2005, *ApJ*, **620**, 744
- Giacomazzo B., Baker J. G., Miller M. C., Reynolds C. S., van Meter J. R., 2012, *ApJL*, **752**, L15
- Giannios D., 2013, *MNRAS*, **431**, 355
- Giannios D., Spruit H. C., 2006, *A&A*, **450**, 887
- Giommi P., Padovani P., 2015, *MNRAS*, **450**, 2404
- Globus N., Levinson A., 2016, *MNRAS*, **461**, 2605
- Gold R., Paschalidis V., Etienne Z. B., Shapiro S. L., Pfeiffer H. P., 2014a, *PhRvD*, **89**
- Gold R., Paschalidis V., Ruiz M., Shapiro S. L., Etienne Z. B., Pfeiffer H. P., 2014b, *PhRvD*, **90**
- Goldreich P., Julian W. H., 1969, *ApJ*, **157**, 869
- Goodman J., Rafikov R. R., 2001, *ApJ*, **552**, 793
- Gould R. J., 1993, *ApJ*, **417**, 12
- Gould R. J., Schröder G. P., 1967, *Physical Review*, **155**, 1404
- Graham M. J., et al., 2015a, *MNRAS*, **453**, 1562
- Graham M. J., et al., 2015b, *Nature*, **518**, 74

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Graham M. J., et al., 2020, *PhRvL*, **124**, 251102
- Gralla S. E., 2021, *PhRvD*, **103**, 024023
- Grant D., Ackermann M., Karle A., Kowalski M., 2019, **51**, 288
- Greenstein J. L., 1963, *Nature*, **197**, 1041
- Gu W.-M., Lu J.-F., 2000, *ApJL*, **540**, L33
- Guépin C., Kotera K., Barausse E., Fang K., Murase K., 2018, *A&A*, **616**, A179
- Günthardt G. I., Agüero M. P., Camperi J. A., Díaz R. J., Gomez P. L., Bosch G., Schirmer M., 2015, *AJ*, **150**, 139
- Guo F., Li H., Daughton W., Liu Y.-H., 2014, *PhRvL*, **113**, 155005
- Guo F., Liu Y.-H., Daughton W., Li H., 2015, *ApJ*, **806**, 167
- Guo F., et al., 2016, *ApJL*, **818**, L9
- Guo F., Li X., Daughton W., Li H., Kilian P., Liu Y.-H., Zhang Q., Zhang H., 2021, *ApJ*, **919**, 111
- Gutiérrez E. M., Romero G. E., Vieyro F. L., 2020a, *MNRAS*, **494**, 2109
- Gutiérrez E. M., Nemmen R., Cafardo F., 2020b, *ApJL*, **891**, L36
- Gutiérrez E. M., Vieyro F. L., Romero G. E., 2021, *A&A*, **649**, A87
- Gutiérrez E. M., Combi L., Noble S. C., Campanelli M., Krolik J. H., López Armengol F., García F., 2022, *ApJ*, **928**, 137
- Haardt F., Maraschi L., 1993, *ApJ*, **413**, 507
- Hada K., et al., 2013, *ApJ*, **775**, 70
- Hada K., et al., 2017, *PASJ*, **69**, 71
- Hawley J. F., Krolik J. H., 2006, *ApJ*, **641**, 103
- Hayasaki K., 2009, *PASJ*, **61**, 65
- Hazard C., Mackey M. B., Shimmins A. J., 1963, *Nature*, **197**, 1037
- Heckman T. M., 1980, *A&A*, **87**, 152
- Heinemann T., Papaloizou J. C. B., 2012, *MNRAS*, **419**, 1085
- Henry R. C., 2000, *ApJ*, **535**, 350
- Hickox R. C., Alexander D. M., 2018, *ARA&A*, **56**, 625
- Hirota K., Okamoto I., 1998, *ApJ*, **497**, 563
- Hirota K., Pu H.-Y., 2016, *ApJ*, **818**, 50

- Ho L. C., 2008, *ARA&A*, **46**, 475
- Ho L. C., 2009, *ApJ*, **699**, 626
- Hobbs G., et al., 2010, *Classical and Quantum Gravity*, **27**, 084013
- Hobson M., P. E., Efstathiou G., Lasenby A., 2006, *General Relativity: An Introduction for Physicists. General Relativity: An Introduction for Physicists*, Cambridge University Press, <https://books.google.com/books?id=5dryXCWR7EIC>
- Hoffman L., Loeb A., 2007, *MNRAS*, **377**, 957
- Holley-Bockelmann K., Khan F. M., 2015, *ApJ*, **810**, 139
- Honma F., 1996, *PASJ*, **48**, 77
- Hoshino M., 2013, *ApJ*, **773**, 118
- Hoshino M., Lyubarsky Y., 2012, *SSRv*, **173**, 521
- Hoyle F., Lyttleton R. A., 1939, *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, **35**, 405
- Hu B. X., D’Orazio D. J., Haiman Z., Smith K. L., Snios B., Charisi M., Di Stefano R., 2020, *MNRAS*, **495**, 4061
- IceCube Collaboration et al., 2018, *Science*, **361**, eaat1378
- Ichimaru S., 1977, *ApJ*, **214**, 840
- Ingram A., Motta S. E., Aigrain S., Karastergiou A., 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **503**, 1703
- Inoue Y., Doi A., 2018, *ApJ*, **869**, 114
- Inoue Y., Totani T., Ueda Y., 2007, *ApJ*, **672**, L5
- Inoue Y., Khangulyan D., Inoue S., Doi A., 2019, *ApJ*, **880**, 40
- Inoue Y., Khangulyan D., Doi A., 2020, *ApJL*, **891**, L33
- Jovanović P., Borka Jovanović V., Borka D., Bogdanović T., 2014, *Advances in Space Research*, **54**, 1448
- Kaaret P., Feng H., Roberts T. P., 2017, *ARA&A*, **55**, 303
- Kadowaki L. H. S., de Gouveia Dal Pino E. M., Medina-Torrejón T. E., Mizuno Y., Kushwaha P., 2021, *ApJ*, **912**, 109
- Kaiser C. R., 2006, *MNRAS*, **367**, 1083
- Kato S., Fukue J., Mineshige S., 2008, *Black-Hole Accretion Disks — Towards a New Paradigm —*
- Kelley L. Z., Haiman Z., Sesana A., Hernquist L., 2019, *MNRAS*, **485**, 1579

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Kelly B. J., Baker J. G., Etienne Z. B., Giacomazzo B., Schnittman J., 2017, *PhRvD*, 96, 123003
- Kelly B. J., Etienne Z. B., Golomb J., Schnittman J. D., Baker J. G., Noble S. C., Ryan G., 2021, *PhRvD*, 103, 063039
- Kelner S. R., Aharonian F. A., 2008, *PhRvD*, 78, 034013
- Kelner S. R., Aharonian F. A., Bugayov V. V., 2006, *PhRvD*, 74, 034018
- Kerr R. P., 1963, *PhRvL*, 11, 237
- Kersalé E., Longaretti P. Y., Pelletier G., 2000, *A&A*, 363, 1166
- Khan F. M., Just A., Merritt D., 2011, *ApJ*, 732, 89
- Khan F. M., Mirza M. A., Holley-Bockelmann K., 2019, *MNRAS*, 492, 256
- Kheirandish A., Murase K., Kimura S. S., 2021, *ApJ*, 922, 45
- Kimura S. S., Toma K., 2020, *ApJ*, 905, 178
- Kimura S. S., Toma K., Takahara F., 2014, *ApJ*, 791, 100
- Kimura S. S., Murase K., Toma K., 2015, *ApJ*, 806, 159
- Kimura S. S., Murase K., Mészáros P., 2019a, *PhRvD*, 100, 083014
- Kimura S. S., Tomida K., Murase K., 2019b, *MNRAS*, 485, 163
- Kinch B. E., Noble S. C., Schnittman J. D., Krolik J. H., 2020, *ApJ*, 904, 117
- Kinch B. E., Schnittman J. D., Noble S. C., Kallman T. R., Krolik J. H., 2021, *ApJ*, 922, 270
- King A. R., Lubow S. H., Ogilvie G. I., Pringle J. E., 2005, *MNRAS*, 363, 49
- Kocsis B., Yunes N., Loeb A., 2011, *Phys. Rev.*, D84, 024032
- Koide S., Meier D. L., Shibata K., Kudoh T., 2000, *ApJ*, 536, 668
- Koide S., Shibata K., Kudoh T., Meier D. L., 2002, *Science*, 295, 1688
- Komissarov S. S., 1994, *MNRAS*, 269, 394
- Komissarov S. S., 1999, *MNRAS*, 308, 1069
- Komissarov S. S., 2001, *MNRAS*, 326, L41
- Komissarov S. S., 2004a, *MNRAS*, 350, 427
- Komissarov S. S., 2004b, *MNRAS*, 350, 1431
- Körding E. G., Fender R. P., Migliari S., 2006, *MNRAS*, 369, 1451
- Kormendy J., Ho L. C., 2013, *ARA&A*, 51, 511

- Kormendy J., Richstone D., 1995, *ARA&A*, **33**, 581
- Kowal G., de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., 2011, *ApJ*, **735**, 102
- Krolik J. H., 1999, Active galactic nuclei : from the central black hole to the galactic environment. Princeton University Press
- Krolik J. H., 2010, *ApJ*, **709**, 774
- Krolik J. H., Volonteri M., Dubois Y., Devriendt J., 2019, *ApJ*, 879, 110
- Kumar S., Pringle J. E., 1985, *MNRAS*, **213**, 435
- Kundu P., Cohen I., Dowling D., 2012, Fluid Mechanics. Science Direct e-books, Elsevier Science, [https://books.google.com.ar/books?id=iUo\\_4tsHQYUC](https://books.google.com.ar/books?id=iUo_4tsHQYUC)
- Laine S., et al., 2020, *ApJL*, **894**, L1
- Lasota J. P., Abramowicz M. A., Chen X., Krolik J., Narayan R., Yi I., 1996, *ApJ*, **462**, 142
- Laurent P., Rodriguez J., Wilms J., Cadolle Bel M., Pottschmidt K., Grinberg V., 2011, *Science*, **332**, 438
- Lazarian A., Eyink G. L., Vishniac E. T., Kowal G., 2015, in Lazarian A., de Gouveia Dal Pino E. M., Melioli C., eds, Astrophysics and Space Science Library Vol. 407, Magnetic Fields in Diffuse Media. p. 311 ([arXiv:1407.6356](https://arxiv.org/abs/1407.6356)), [doi:10.1007/978-3-662-44625-6\\_12](https://doi.org/10.1007/978-3-662-44625-6_12)
- Lehmer B. D., et al., 2013, *ApJ*, **771**, 134
- Lense J., Thirring H., 1918, *Physikalische Zeitschrift*, **19**, 156
- Levenson N. A., Weaver K. A., Heckman T. M., 2001, *ApJ*, **550**, 230
- Levinson A., 2000, *PhRvL*, **85**, 912
- Levinson A., Rieger F., 2011, *ApJ*, **730**, 123
- Levinson A., Segev N., 2017, *PhRvD*, **96**, 123006
- Li H., Miller J. A., 1997, *ApJL*, **478**, L67
- Liang E. P., Nolan P. L., 1984, *SSRv*, **38**, 353
- Lipari P., Lusignoli M., Meloni D., 2007, *PhRvD*, **75**, 123005
- Liska M., Tchekhovskoy A., Ingram A., van der Klis M., 2019, *MNRAS*, **487**, 550
- Liska M., Hesp C., Tchekhovskoy A., Ingram A., van der Klis M., Markoff S. B., Van Moer M., 2021, *MNRAS*, **507**, 983
- Liu B. F., Qiao E., 2022, *iScience*, **25**, 103544
- Liu H., Wu Q., 2013, *ApJ*, **764**, 17
- Liu B. F., Yuan W., Meyer F., Meyer-Hofmeister E., Xie G. Z., 1999, *ApJL*, **527**, L17

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Liu B. F., Mineshige S., Shibata K., 2002, *ApJL*, 572, L173
- Liu F. K., Wu X.-B., Cao S. L., 2003a, *MNRAS*, 340, 411
- Liu B. F., Mineshige S., Ohsuga K., 2003b, *ApJ*, 587, 571
- Liu H. B., et al., 2016a, *A&A*, 593, A107
- Liu T., et al., 2016b, *ApJ*, 833, 6
- Lodato G., Gerosa D., 2013, *MNRAS*, 429, L30
- Lodato G., Price D. J., 2010, *MNRAS*, 405, 1212
- Lodato G., Pringle J. E., 2007, *MNRAS*, 381, 1287
- Lopez Armengol F. G., et al., 2021, *ApJ*, 913, 16
- Lynden-Bell D., 1969, *Nature*, 223, 690
- Lynden-Bell D., Pringle J. E., 1974, *MNRAS*, 168, 603
- Ma R.-Y., Roberts S. R., Li Y.-P., Wang Q. D., 2019, *MNRAS*, 483, 5614
- MacDonald D., Thorne K. S., 1982, *MNRAS*, 198, 345
- MacFadyen A. I., Milosavljević M., 2008, *ApJ*, 672, 83
- Mahadevan R., 1998, *Nature*, 394, 651
- Mahadevan R., Quataert E., 1997, *ApJ*, 490, 605
- Mahadevan R., Narayan R., Yi I., 1996, *ApJ*, 465, 327
- Mahadevan R., Narayan R., Krolik J., 1997, *ApJ*, 486, 268
- Malzac J., Beloborodov A. M., Poutanen J., 2001, *MNRAS*, 326, 417
- Manmoto T., Kato S., 2000, *ApJ*, 538, 295
- Manmoto T., Mineshige S., Kusunose M., 1997, *ApJ*, 489, 791
- Mannheim K., 1995, *Astroparticle Physics*, 3, 295
- Mantovani G., Nandra K., Ponti G., 2014, *MNRAS*, 442, L95
- Marconi A., Oliva E., van der Werf P. P., Maiolino R., Schreier E. J., Macchetto F., Moorwood A. F. M., 2000, *A&A*, 357, 24
- Markowitz A., 2009, *ApJ*, 698, 1740
- Matsumoto R., Kato S., Fukue J., Okazaki A. T., 1984, *PASJ*, 36, 71
- Matthews T. A., Sandage A. R., 1963, *ApJ*, 138, 30
- Maximon L., 1968, *Journal of Research of the National Bureau of Standards, Section B: Mathematical Sciences*, 72B

- Mayer L., Kazantzidis S., Madau P., Colpi M., Quinn T., Wadsley J., 2007, *Science*, 316, 1874
- McEnery J., et al., 2019, in *Bulletin of the American Astronomical Society*. p. 245 ([arXiv:1907.07558](#))
- McKernan B., Ford K. E. S., Kocsis B., Haiman Z., 2013, *MNRAS*, 432, 1468
- McKinney J. C., 2006, *MNRAS*, 367, 1797
- McKinney J. C., Blandford R. D., 2009, *MNRAS*, 394, L126
- McKinney J. C., Gammie C. F., 2004, *ApJ*, 611, 977
- McKinney J. C., Tchekhovskoy A., Blandford R. D., 2012, *MNRAS*, 423, 3083
- Medina-Torrejón T. E., de Gouveia Dal Pino E. M., Kadowaki L. H. S., Kowal G., Singh C. B., Mizuno Y., 2021, *ApJ*, 908, 193
- Meier D. L., 2005, *Ap&SS*, 300, 55
- Meier D. L., Koide S., Uchida Y., 2001, *Science*, 291, 84
- Melzani M., Walder R., Folini D., Winisdoerffer C., Favre J. M., 2014, *A&A*, 570, A112
- Merloni A., Fabian A. C., 2002, *MNRAS*, 332, 165
- Merritt D., 2004, in Ho L. C., ed., *Coevolution of Black Holes and Galaxies*. p. 263 ([arXiv:astro-ph/0301257](#))
- Merritt D., 2006, *Reports on Progress in Physics*, 69, 2513
- Meyer F., Meyer-Hofmeister E., 1994, *A&A*, 288, 175
- Meyer F., Liu B. F., Meyer-Hofmeister E., 2000, *A&A*, 361, 175
- Mignone A., Rossi P., Bodo G., Ferrari A., Massaglia S., 2010, *MNRAS*, 402, 7
- Mihalas D., 1978, *Stellar atmospheres*
- Miller M. C., Krolik J. H., 2013, *ApJ*, 774, 43
- Milosavljević M., Merritt D., 2003, *ApJ*, 596, 860
- Milosavljević M., Phinney E. S., 2005, *ApJL*, 622, L93
- Mirabel I. F., Rodríguez L. F., Cordier B., Paul J., Lebrun F., 1992, *Nature*, 358, 215
- Miranda R., Muñoz D. J., Lai D., 2016, *MNRAS*, 466, 1170
- Mirza M. A., Tahir A., Khan F. M., Holley-Bockelmann H., Baig A. M., Berczik P., Chishtie F., 2017, *MNRAS*, 470, 940
- Misner C. W., Sharp D. H., 1964, *Phys. Rev.*, 136, B571
- Moderski R., Sikora M., Coppi P. S., Aharonian F., 2005, *MNRAS*, 363, 954

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Moesta P., Alic D., Rezzolla L., Zanotti O., Palenzuela C., 2012, *ApJL*, 749, L32
- Molina E., del Palacio S., Bosch-Ramon V., 2019, *A&A*, 629, A129
- Montuori C., Dotti M., Colpi M., Decarli R., Haardt F., 2011, *MNRAS*, 412, 26
- Moody M. S. L., Shi J.-M., Stone J. M., 2019, *ApJ*, 875, 66
- Morganti R., Emonts B., Oosterloo T., 2009, *A&A*, 496, L9
- Mościbrodzka M., Gammie C. F., Dolence J. C., Shiokawa H., 2011, *ApJ*, 735, 9
- Mösta P., Palenzuela C., Rezzolla L., Lehner L., Yoshida S., Pollney D., 2010, *Phys. Rev. D*, 81, 064017
- Mösta P., Taam R. E., Duffell P. C., 2019, *ApJL*, 875, L21
- Muñoz D. J., Lithwick Y., 2020, *ApJ*, 905, 106
- Muñoz D. J., Lai D., Kratter K., Miranda R., 2020, *ApJ*, 889, 114
- Müller-Sánchez F., González-Martín O., Fernández-Ontiveros J. A., Acosta-Pulido J. A., Prieto M. A., 2010, *ApJ*, 716, 1166
- Mundim B. C., Nakano H., Yunes N., Campanelli M., Noble S. C., Zlochower Y., 2014, *PhRvD*, 89, 084008
- Muñoz D. J., Lai D., 2016, *ApJ*, 827, 43
- Muñoz D. J., Miranda R., Lai D., 2019, *ApJ*, 871, 84
- Murase K., Kimura S. S., Mészáros P., 2020, *PhRvL*, 125, 011101
- Nakamura K. E., Kusunose M., Matsumoto R., Kato S., 1997, *PASJ*, 49, 503
- Nandra K., et al., 2013, arXiv e-prints, p. arXiv:1306.2307
- Narayan R., Yi I., 1994, *ApJL*, 428, L13
- Narayan R., Yi I., 1995a, *ApJ*, 444, 231
- Narayan R., Yi I., 1995b, *ApJ*, 452, 710
- Narayan R., McClintock J. E., Yi I., 1996, *ApJ*, 457, 821
- Narayan R., Kato S., Honma F., 1997a, *ApJ*, 476, 49
- Narayan R., Barret D., McClintock J. E., 1997b, *ApJ*, 482, 448
- Narayan R., Mahadevan R., Quataert E., 1998a, in Abramowicz M. A., Björnsson G., Pringle J. E., eds, *Theory of Black Hole Accretion Disks*. pp 148–182 (arXiv:astro-ph/9803141)
- Narayan R., Mahadevan R., Grindlay J. E., Popham R. G., Gammie C., 1998b, *ApJ*, 492, 554
- Narayan R., Igumenshchev I. V., Abramowicz M. A., 2003, *PASJ*, 55, L69

- Natarajan P., Pringle J. E., 1998, *ApJL*, 506, L97
- Nealon R., Ragusa E., Gerosa D., Rosotti G., Barbieri R., 2022, *MNRAS*, 509, 5608
- Neilsen J., et al., 2013, *ApJ*, 774, 42
- Nelson R. P., Papaloizou J. C. B., 2000, *MNRAS*, 315, 570
- Nemmen R. S., Storchi-Bergmann T., Yuan F., Eracleous M., Terashima Y., Wilson A. S., 2006, *ApJ*, 643, 652
- Nemmen R. S., Storchi-Bergmann T., Eracleous M., 2014, *MNRAS*, 438, 2804
- Netzer H., 2015, *ARA&A*, 53, 365
- Noble S. C., Gammie C. F., McKinney J. C., Del Zanna L., 2006, *ApJ*, 641, 626
- Noble S. C., Leung P. K., Gammie C. F., Book L. G., 2007, *Classical and Quantum Gravity*, 24, 259
- Noble S. C., Krolik J. H., Hawley J. F., 2009, *ApJ*, 692, 411
- Noble S. C., Mundim B. C., Nakano H., Krolik J. H., Campanelli M., Zlochower Y., Yunes N., 2012, *ApJ*, 755, 51
- Noble S. C., Krolik J. H., Campanelli M., Zlochower Y., Mundim B. C., Nakano H., Zilhão M., 2021, *ApJ*, 922, 175
- Novikov I. D., Thorne K. S., 1973, in Dewitt C., Dewitt B. S., eds, *Black Holes (Les Astres Occlus)*. pp 343–450
- Nowak M. A., et al., 2012, *ApJ*, 759, 95
- O’Neill S. M., Miller M. C., Bogdanović T., Reynolds C. S., Schnittman J. D., 2009, *ApJ*, 700, 859
- O’Neill S., et al., 2022, *ApJL*, 926, L35
- Oh K., et al., 2018, *ApJS*, 235, 4
- Oka K., Manmoto T., 2003, *MNRAS*, 340, 543
- Oke J. B., 1963, *Nature*, 197, 1040
- Oppenheimer J. R., Snyder H., 1939, *Physical Review*, 56, 455
- Oppenheimer J. R., Volkoff G. M., 1939, *Physical Review*, 55, 374
- Özel F., Psaltis D., Narayan R., 2000, *ApJ*, 541, 234
- Pacholczyk A. G., 1970, *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources*
- Paczynski B., Wiita P. J., 1980, *A&A*, 500, 203
- Padovani P., Resconi E., Giommi P., Arsioli B., Chang Y. L., 2016, *MNRAS*, 457, 3582

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Padovani P., et al., 2017, *A&A~Rv*, **25**, 2
- Page D. N., Thorne K. S., 1974, *ApJ*, **191**, 499
- Paglione T. A. D., Abrahams R. D., 2012, *ApJ*, **755**, 106
- Paglione T. A. D., Marscher A. P., Jackson J. M., Bertsch D. L., 1996, *ApJ*, **460**, 295
- Palenzuela C., Anderson M., Lehner L., Liebling S. L., Neilsen D., 2009, *PhRvL*, **103**, 081101
- Palenzuela C., Lehner L., Yoshida S., 2010a, *PhRvD*, **81**, 084007
- Palenzuela C., Garrett T., Lehner L., Liebling S. L., 2010b, *PhRvD*, **82**, 044045
- Palenzuela C., Lehner L., Liebling S. L., 2010c, *Science*, **329**, 927
- Papaloizou J. C. B., Lin D. N. C., 1995, *ARA&A*, **33**, 505
- Parfrey K., Philippov A., Cerutti B., 2019, *PhRvL*, **122**, 035101
- Park B. T., Petrosian V., 1996, *ApJS*, **103**, 255
- Park J., et al., 2019, *ApJ*, **887**, 147
- Paschalidis V., Bright J., Ruiz M., Gold R., 2021, *ApJL*, **910**, L26
- Peng F.-K., Zhang H.-M., Wang X.-Y., Wang J.-F., Zhi Q.-J., 2019, *ApJ*, **884**, 91
- Penrose R., 1965, *PhRvL*, **14**, 57
- Penrose R., Floyd R. M., 1971, *Nature Physical Science*, **229**, 177
- Pepe C., Vila G. S., Romero G. E., 2015, *A&A*, **584**, A95
- Perego A., Dotti M., Colpi M., Volonteri M., 2009, *MNRAS*, **399**, 2249
- Peretti E., Blasi P., Aharonian F., Morlino G., 2019, *MNRAS*, **487**, 168
- Peretti E., Morlino G., Blasi P., Cristofari P., 2022, *MNRAS*, **511**, 1336
- Peters P. C., 1964, *Phys. Rev.*, **136**, B1224
- Petropoulou M., Giannios D., Sironi L., 2016, *MNRAS*, **462**, 3325
- Petropoulou M., Christie I. M., Sironi L., Giannios D., 2018, *MNRAS*, **475**, 3797
- Petropoulou M., Sironi L., Spitkovsky A., Giannios D., 2019, *ApJ*, **880**, 37
- Pierre Auger Collaboration et al., 2017, *Science*, **357**, 1266
- Piran T., 1978, *ApJ*, **221**, 652
- Ponti G., et al., 2015, *MNRAS*, **454**, 1525
- Ponti G., et al., 2017, *MNRAS*, **468**, 2447

- Porth O., et al., 2019, *ApJS*, 243, 26
- Potter W. J., 2017, *MNRAS*, 465, 337
- Poutanen J., Veledina A., 2014, *SSRv*, 183, 61
- Poutanen J., Krolik J. H., Ryde F., 1997, *MNRAS*, 292, L21
- Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1992, Numerical recipes in C. The art of scientific computing
- Preto M., Berentzen I., Berczik P., Spurzem R., 2011, *ApJL*, 732, L26
- Pringle J. E., 1976, *MNRAS*, 177, 65
- Pringle J. E., 1991, *MNRAS*, 248, 754
- Pringle J. E., Rees M. J., 1972, *A&A*, 21, 1
- Ptak A., Terashima Y., Ho L. C., Quataert E., 2004, *ApJ*, 606, 173
- Ptitsyna K., Neronov A., 2016, *A&A*, 593, A8
- Punsly B., Coroniti F. V., 1990a, *ApJ*, 350, 518
- Punsly B., Coroniti F. V., 1990b, *ApJ*, 354, 583
- Quataert E., 1998, *ApJ*, 500, 978
- Quataert E., Gruzinov A., 1999, *ApJ*, 520, 248
- Quataert E., Di Matteo T., Narayan R., Ho L. C., 1999, *ApJL*, 525, L89
- Rafikov R. R., 2016, *ApJ*, 831, 122
- Rasskazov A., Merritt D., 2017, *ApJ*, 837, 135
- Reardon D. J., et al., 2016, *MNRAS*, 455, 1751
- Rees M. J., Begelman M. C., Blandford R. D., Phinney E. S., 1982, *Nature*, 295, 17
- Rekola R., Richer M. G., McCall M. L., Valtonen M. J., Kotilainen J. K., Flynn C., 2005, *MNRAS*, 361, 330
- Rephaeli Y., Arieli Y., Persic M., 2010, *MNRAS*, 401, 473
- Ressler S. M., Tchekhovskoy A., Quataert E., Gammie C. F., 2017, *MNRAS*, 467, 3604
- Ressler S. M., Quataert E., Stone J. M., 2018, *MNRAS*, 478, 3544
- Reynoso M. M., Romero G. E., 2009, *A&A*, 493, 1
- Rieger F. M., 2017, in 6th International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy. p. 020008 ([arXiv:1611.02986](https://arxiv.org/abs/1611.02986)), [doi:10.1063/1.4968893](https://doi.org/10.1063/1.4968893)
- Roberts S. R., Jiang Y.-F., Wang Q. D., Ostriker J. P., 2017, *MNRAS*, 466, 1477

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Rodrigues X., Heinze J., Palladino A., van Vliet A., Winter W., 2021, *PhRvL*, **126**, 191101
- Rodríguez-Ramírez J. C., de Gouveia Dal Pino E. M., Alves Batista R., 2019, *ApJ*, **879**, 6
- Rodriguez C., Taylor G. B., Zavala R. T., Peck A. B., Pollack L. K., Romani R. W., 2006, *ApJ*, **646**, 49
- Rodriguez C., Taylor G. B., Zavala R. T., Pihlström Y. M., Peck A. B., 2009, *ApJ*, **697**, 37
- Roedig C., Krolik J. H., Miller M. C., 2014, *ApJ*, **785**, 115
- Romero G. E., 1995, *Ap&SS*, **234**, 49
- Romero G. E., Gutiérrez E. M., 2020, *Universe*, **6**, 99
- Romero G. E., Paredes J. M., 2011, *Introducción a la Astrofísica Relativista*
- Romero G. E., Torres D. F., 2003, *ApJL*, **586**, L33
- Romero G. E., Vila G. S., 2014, *Introduction to Black Hole Astrophysics. Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag Vol. 876, doi:10.1007/978-3-642-39596-3,
- Romero G. E., Vieyro F. L., Vila G. S., 2010, *A&A*, **519**, A109
- Romero G. E., Boettcher M., Markoff S., Tavecchio F., 2017, *SSRv*, **207**, 5
- Romero G. E., Müller A. L., Roth M., 2018, *A&A*, **616**, A57
- Rossi E. M., Lodato G., Armitage P. J., Pringle J. E., King A. R., 2010, *MNRAS*, **401**, 2021
- Różańska A., Czerny B., 2000, *MNRAS*, **316**, 473
- Ruiz-Lapuente P., The L.-S., Hartmann D. H., Ajello M., Canal R., Röpke F. K., Ohlmann S. T., Hillebrandt W., 2016, *ApJ*, **820**, 142
- Runacres M. C., Owocki S. P., 2002, *A&A*, **381**, 1015
- Ryan G., MacFadyen A., 2017, *ApJ*, **835**, 199
- Ryan B. R., Ressler S. M., Dolence J. C., Gammie C., Quataert E., 2018, *ApJ*, **864**, 126
- Rybicki G. B., Lightman A. P., 1986, *Radiative Processes in Astrophysics*
- Ryu T., Perna R., Haiman Z., Ostriker J. P., Stone N. C., 2018, *MNRAS*, **473**, 3410
- Salpeter E. E., 1964, *ApJ*, **140**, 796
- Samtaney R., Loureiro N. F., Uzdensky D. A., Schekochihin A. A., Cowley S. C., 2009, *PhRvL*, **103**, 105004
- Sayeb M., Blecha L., Kelley L. Z., Gerosa D., Kesden M., Thomas J., 2021, *MNRAS*, **501**, 2531
- Schlickeiser R., 2002, *Cosmic Ray Astrophysics*

- Schmidt M., 1963, *Nature*, **197**, 1040
- Schnittman J. D., Krolik J. H., 2008, *ApJ*, **684**, 835
- Schnittman J. D., Krolik J. H., Noble S. C., 2016, *ApJ*, **819**, 48
- Schödel R., Morris M. R., Muzic K., Alberdi A., Meyer L., Eckart A., Gezari D. Y., 2011, *A&A*, **532**, A83
- Schoenmakers A. P., de Bruyn A. G., Rottgering H. J. A., van der Laan H., Kaiser C. R., 2000, *MNRAS*, **315**, 371
- Schwarzschild K., 1916, Sitzunsber. Dtsch. Akad. Wiss Berlin, Kl. Math. Phys. Tech.
- Sesana A., Khan F. M., 2015, *MNRAS*, **454**, L66
- Sesana A., Gualandris A., Dotti M., 2011, *MNRAS*, **415**, L35
- Sesana A., Roedig C., Reynolds M. T., Dotti M., 2012, *MNRAS*, **420**, 860
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, **24**, 337
- Shapiro S. L., Lightman A. P., Eardley D. M., 1976, *ApJ*, **204**, 187
- Sharma P., Quataert E., Hammett G. W., Stone J. M., 2007, *ApJ*, **667**, 714
- Shcherbakov R. V., Penna R. F., McKinney J. C., 2012, *ApJ*, **755**, 133
- Shen Z.-Q., Lo K. Y., Liang M. C., Ho P. T. P., Zhao J. H., 2005, *Nature*, **438**, 62
- Shi J.-M., Krolik J. H., 2015, *ApJ*, **807**, 131
- Shi J.-M., Krolik J. H., Lubow S. H., Hawley J. F., 2012, *ApJ*, **749**, 118
- Shklovskii I. S., 1961, *Soviet Ast.*, **4**, 885
- Sikora M., Begelman M. C., Rudak B., 1989, *ApJL*, **341**, L33
- Singh S., Ma C.-P., Arons J., 2004, *PhRvD*, **69**, 063003
- Sironi L., Spitkovsky A., 2011, *ApJ*, **741**, 39
- Sironi L., Spitkovsky A., 2014, *ApJL*, **783**, L21
- Sironi L., Keshet U., Lemoine M., 2015a, *SSRv*, **191**, 519
- Sironi L., Petropoulou M., Giannios D., 2015b, *MNRAS*, **450**, 183
- Sironi L., Giannios D., Petropoulou M., 2016, *MNRAS*, **462**, 48
- Sądowski A., Wielgus M., Narayan R., Abarca D., McKinney J. C., Chael A., 2017, *MNRAS*, **466**, 705
- Spada M., Ghisellini G., Lazzati D., Celotti A., 2001, *MNRAS*, **325**, 1559
- Springel V., Matteo T. D., Hernquist L., 2005, *ApJ*, **620**, L79

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Spruit H. C., 2010, in Belloni T., ed., *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag Vol. 794, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag. p. 233 ([arXiv:0804.3096](#)), [doi:10.1007/978-3-540-76937-8](#)
- Spruit H. C., Deufel B., 2002, *A&A*, **387**, 918
- Stawarz Ł., Petrosian V., 2008, *ApJ*, **681**, 1725
- Stecker F. W., Salamon M. H., Done C., 1999, [[arXiv:9912106](#)], pp *astro-ph/9912106*
- Stepney S., Guilbert P. W., 1983, *MNRAS*, **204**, 1269
- Stone J. M., Pringle J. E., Begelman M. C., 1999, *MNRAS*, **310**, 1002
- Stone J. M., Marrone D. P., Dowell C. D., Schulz B., Heinke C. O., Yusef-Zadeh F., 2016, *ApJ*, **825**, 32
- Svensson R., 1982, *ApJ*, **258**, 335
- Tang Y., Haiman Z., MacFadyen A., 2018, *MNRAS*, **476**, 2249
- Tavecchio F., Ghisellini G., 2015, *MNRAS*, **451**, 1502
- Tchekhovskoy A., 2015, in Contopoulos I., Gabuzda D., Kylafis N., eds, *Astrophysics and Space Science Library* Vol. 414, *The Formation and Disruption of Black Hole Jets*. p. 45, [doi:10.1007/978-3-319-10356-3\\_3](#)
- Tchekhovskoy A., Narayan R., McKinney J. C., 2010, *ApJ*, **711**, 50
- Tchekhovskoy A., Narayan R., McKinney J. C., 2011, *MNRAS*, **418**, L79
- Thorne K. S., Price R. H., 1975, *ApJL*, **195**, L101
- Thorne K. S., Price R. H., MacDonald D. A., 1986, *Black holes: The membrane paradigm*
- Tiede C., Zrake J., MacFadyen A., Haiman Z., 2020, *ApJ*, **900**, 43
- Tiede C., Zrake J., MacFadyen A., Haiman Z., 2022, *ApJ*, **932**, 24
- Tolman R. C., 1939, *Physical Review*, **55**, 364
- Toma K., Takahara F., 2012, *ApJ*, **754**, 148
- Tomsick J., et al., 2019, in *Bulletin of the American Astronomical Society*. p. 98 ([arXiv:1908.04334](#))
- Turner J. L., Ho P. T. P., 1985, *ApJL*, **299**, L77
- Ulvestad J. S., Antonucci R. R. J., 1997, *ApJ*, **488**, 621
- Uzdensky D. A., Loureiro N. F., Schekochihin A. A., 2010, *PhRvL*, **105**, 235002
- Valtonen M. J., et al., 2008, *Nature*, **452**, 851
- Vasiliev E., Antonini F., Merritt D., 2015, *ApJ*, **810**, 49

- Veilleux S., Cecil G., Bland-Hawthorn J., 2005, *ARA&A*, **43**, 769
- Veledina A., Vurm I., Poutanen J., 2011, *MNRAS*, **414**, 3330
- Véron-Cetty M. P., Véron P., 2006, *A&A*, **455**, 773
- Vieyro F. L., Romero G. E., 2012, *A&A*, **542**, A7
- Vila G. S., Romero G. E., 2010, *MNRAS*, **403**, 1457
- Vila G. S., Vieyro F. L., Romero G. E., 2014, in *International Journal of Modern Physics Conference Series*. p. 1460191, doi:10.1142/S2010194514601914
- Volonteri M., 2010, *A&A-Rv*, **18**, 279
- Volonteri M., Madau P., 2008, *ApJL*, **687**, L57
- Volonteri M., Miller J. M., Dotti M., 2009, *ApJL*, **703**, L86
- Vurm I., Poutanen J., 2009, *ApJ*, **698**, 293
- Walker R. C., Ly C., Junor W., Hardee P. J., 2008, in *Journal of Physics Conference Series*. p. 012053, doi:10.1088/1742-6596/131/1/012053
- Waxman E., 2006, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, **151**, 46
- Weaver K. A., Heckman T. M., Strickland D. K., Dahlem M., 2002, *ApJL*, **576**, L19
- Webster B. L., Murdin P., 1972, *Nature*, **235**, 37
- Werner G. R., Uzdensky D. A., Cerutti B., Nalewajko K., Begelman M. C., 2016, *ApJL*, **816**, L8
- Werner G. R., Uzdensky D. A., Begelman M. C., Cerutti B., Nalewajko K., 2018, *MNRAS*, **473**, 4840
- Westernacher-Schneider J. R., Zrake J., MacFadyen A., Haiman Z., 2021, arXiv e-prints, p. arXiv:2111.06882
- Willmer C. N. A., Focardi P., Chan R., Pellegrini P. S., da Costa N. L., 1991, *AJ*, **101**, 57
- Wojaczyński R., Niedźwiecki A., 2017, *ApJ*, **849**, 97
- Wojaczyński R., Niedźwiecki A., Xie F.-G., Szanecki M., 2015, *A&A*, **584**, A20
- Wolstencroft R. D., Done C. J., Scarrott S. M., Scarrott R. M. J., 1995, *MNRAS*, **276**, 460
- XRISM Science Team 2020, arXiv e-prints, p. arXiv:2003.04962
- Xie F.-G., Yuan F., 2012, *MNRAS*, **427**, 1580
- Xie F.-G., Zdziarski A. A., 2019, *ApJ*, **887**, 167
- Xin C., Haiman Z., 2021, *MNRAS*, **506**, 2408
- Xu Y.-D., Cao X.-W., 2009, *Research in Astronomy and Astrophysics*, **9**, 401

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Yoast-Hull T. M., Everett J. E., Gallagher J. S. I., Zweibel E. G., 2013, *ApJ*, 768, 53
- Yoast-Hull T. M., Gallagher J. S. I., Zweibel E. G., Everett J. E., 2014a, *ApJ*, 780, 137
- Yoast-Hull T. M., Gallagher J. S. I., Zweibel E. G., 2014b, *ApJ*, 790, 86
- Yu Q., Lu Y., 2001, *A&A*, 377, 17
- Yu Z., Yuan F., Ho L. C., 2011, *ApJ*, 726, 87
- Yuan F., 2001, *MNRAS*, 324, 119
- Yuan F., Narayan R., 2004, *ApJ*, 612, 724
- Yuan F., Narayan R., 2014, *ARA&A*, 52, 529
- Yuan F., Peng Q., Lu J.-f., Wang J., 2000, *ApJ*, 537, 236
- Yuan F., Quataert E., Narayan R., 2003, *ApJ*, 598, 301
- Yuan F., Quataert E., Narayan R., 2004, *ApJ*, 606, 894
- Yuan F., Cui W., Narayan R., 2005, *ApJ*, 620, 905
- Yuan F., Shen Z.-Q., Huang L., 2006, *ApJL*, 642, L45
- Yuan F., Bu D., Wu M., 2012, *ApJ*, 761, 130
- Yuan F., Wang H., Yang H., 2022, *ApJ*, 924, 124
- Yusef-Zadeh F., Roberts D., Wardle M., Heinke C. O., Bower G. C., 2006, *ApJ*, 650, 189
- Yusef-Zadeh F., Wardle M., Heinke C., Dowell C. D., Roberts D., Baganoff F. K., Cotton W., 2008, *ApJ*, 682, 361
- Yusef-Zadeh F., et al., 2012, *ApJL*, 758, L11
- Zdziarski A. A., Stawarz Ł., Pjanka P., Sikora M., 2014, *MNRAS*, 440, 2238
- Zel'dovich Y. B., 1964, in *Doklady Akademii Nauk*. pp 67–69
- Zenitani S., Hoshino M., 2001, *ApJL*, 562, L63
- Zhang B. T., Murase K., 2019, *PhRvD*, 100, 103004
- Zhdankin V., Uzdensky D. A., Werner G. R., Begelman M. C., 2019, *PhRvL*, 122, 055101
- Zhu Y., Davis S. W., Narayan R., Kulkarni A. K., Penna R. F., McClintock J. E., 2012, *MNRAS*, 424, 2504
- Zilhão M., Noble S. C., Campanelli M., Zlochower Y., 2015, *PhRvD*, 91, 024034
- Znajek R. L., 1978, *MNRAS*, 185, 833
- Zrake J., Tiede C., MacFadyen A., Haiman Z., 2021, *ApJL*, 909, L13

- d'Ascoli S., Noble S. C., Bowen D. B., Campanelli M., Krolik J. H., Mewes V., 2018, *ApJ*, **865**, 140
- de Gouveia Dal Pino E. M., Piovezan P. P., Kadowaki L. H. S., 2010, *A&A*, **518**, A5
- de Gouveia Dal Pino E. M., Alves Batista R., Kowal G., Medina-Torrejón T., Ramirez-Rodriguez J. C., 2019, arXiv e-prints, p. [arXiv:1903.08982](https://arxiv.org/abs/1903.08982)
- de La Calle Pérez I., et al., 2010, *A&A*, **524**, A50
- del Palacio S., Bosch-Ramon V., Romero G. E., 2019, *A&A*, **623**, A101
- del Valle M. V., de Gouveia Dal Pino E. M., Kowal G., 2016, *MNRAS*, **463**, 4331
- van Santen J., IceCube-Gen2 Collaboration 2017, in 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017). p. 991
- van der Laan H., 1966, *Nature*, **211**, 1131