



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciado en Astronomía

**MODELO DE JET RELATIVISTA CON ESTRUCTURA
APLICADO A OBSERVACIONES DE MUY ALTA RESOLUCIÓN
EN RADIOGALAXIAS**

Tomás Tobías Mazzei

Director: Dr. Eduardo Mario Gutierrez
Co-Director: Dra. Florencia Laura Vieyro

LA PLATA, ARGENTINA
- NOVIEMBRE 2025 -

Prefacio

Esta Tesis es presentada como parte de los requisitos para obtener el grado académico de (Doctor/Lic.) en Astronomía de la Universidad Nacional de La Plata. La misma contiene los resultados de las investigaciones desarrolladas bajo la dirección de los Drs. AA y BB, junto con investigaciones desarrolladas en colaboración con investigadores del grupo CCC, del grupo DD, y otros colegas internacionales entre los años 20XX y 20YY.

Nombre y Apellido.
e-mail: mail@fcaglp.unlp.edu.ar
La Plata, (MES) de 202X.

Resumen

Este es el resumen que ocupa menos de una carilla.

0. Resumen

Abstract

This is the pencil of Esther Piseore abstract.

A mi mamá, por la confianza.

A Manu, por el apoyo.

A mi tío Raúl, por hacer esto posible.

Agradecimientos

Me resulta difícil imaginar cómo este pequeño resumen de todas las cosas que tengo para agradecer podría hacer justicia a todas las personas que se lo merecen. Por favor, quien lea esto sepa que simplemente el hecho de tomarse el tiempo para leer esta parte de mi trabajo ya demuestra que merece todos mis agradecimientos, y quien no aparezca nombrado a continuación, que sepa disculparme.

Un millón de gracias a Edu, por animarse a ser mi director. Que sepa que hizo un trabajo increíble; no podría haber pedido a alguien mejor. A Flor, a quien no puedo explicarle lo mucho que me ayudó a entender infinitas cosas que para ella eran tan sencillas. A Santi, quien se sumó a nuestro trabajo e incontables veces me ayudó a avanzar. Son los mejores.

A mi familia. A mi mamá, por ser una fuente inagotable de inspiración, una mujer increíble que se ha reinventado una y otra vez y siempre de forma maravillosa. A Manu, por ser la mejor hermana que podría pedir. Se que no importa lo que pase siempre puedo contar con tu apoyo. A Cande, se que no podemos ser mas distintos, pero me alegra decir cuando hace falta nos cubrimos la espalda. Seguí así que la rompes. A mi tío: jamás podría explicarle lo que hizo por mí en estos años, y mucho menos pagárselo. Es de las mejores personas que tuve el placer de conocer. A mis abuelos y a mi viejo.

Gracias a mis amigos: Nico, Tobi, Alex, que a día de hoy siguen sin entender qué hago. Qué felicidad encontrarnos, y qué felicidad que ni la distancia ni el tiempo deshagan la alegría del encuentro. Nico, en particular, verdaderamente sos un hermano para mí. Gracias por tanto, loco.

A la gente de la facu, que muy para su pesar tiene que aguantarme todos los días: Juanchi, Juli, Vicky, Iara, Santi, Vicky, Clari, Gonza, Nico, Lu, Vicky, Pedrito, Rezza, Bruno (por Dios, gracias, Bruno, por la paciencia) y Lean (a quien, si lee esto, lo quiero una banda y sé que lo da todo por estar ahí. Es inigualable y está mal de la cabeza). No creo que pueda resumir todo lo que pasamos en palabras, y tampoco me animaría a intentar. Les dedico todo.

Hay tanta gente que me faltó mencionar. Me encantaría poder dedicar hojas y hojas a toda la gente que estuvo ahí para mí, hablar de gente increíble que quien lea esto debería conocer, pero es el precio de tanto amor acumulado lo que hace imposible encerrarlo en pocas palabras. La gente que me acompañó a jugar al fútbol, la que vivió conmigo, la que me cebó mates al borde de la crisis, la que bailó conmigo, la que tocó música conmigo, la que me manda memes constantemente: a toda esa gente, un millón de gracias.

Muchas gracias al tribunal examinador **** y ****, por su buena predisposición y sus aportes, que permitieron hacer de este un trabajo mejor.

Gracias a la Universidad Nacional de La Plata, al lugar que me brindo de forma gratuita. Gracias al Obser, por existir (a pesar de que esté embrujado). Gracias a la Astronomía. Gracias a todos.

Índice

Prefacio	iii
Resumen	v
Abstract	vii
Agradecimientos	xi
1 Introducción	1
1.1 Contexto	1
1.2 Objetivos	1
1.3 Metodología	1
2 Marco Teórico	3
2.1 Agujeros Negros	3
2.1.1 Descripción básica	3
2.1.2 Soluciones de agujero negro.	3
2.2 Jets	4
2.2.1 Estructura del <i>jet</i>	4
2.2.2 Lanzamiento de <i>jets</i> : Mecanismos Blandford-Znajek y Blandford-Payne.	5
2.3 Emisión en el <i>jet</i>	6
2.4 Beaming relativista	7
2.5 Núcleos galácticos activos	7
2.5.1 Radiogalaxias	8
2.6 Centaurus A	9
3 Modelo	13
3.1 Estructura general del <i>jet</i>	14
3.1.1 Perdidas radiativas.	14
3.1.2 Perdidas adiabáticas	14
3.2 Geometría y dinámica del <i>jet</i>	15
3.2.1 Ecuaciones de conservación y magnetización	15
3.3 Potencia del <i>jet</i> e inyección de partículas	16
3.3.1 Potencia total del <i>jet</i>	16
3.3.2 Potencia inyectada	17
3.4 Distribución de partículas relativistas.	18
3.5 Radiación emitida.	18
3.5.1 Flujo observado	18
3.5.2 Profundidad óptica	19
3.5.3 Coeficientes de emisividad y absorción	20

ÍNDICE

3.5.4	Regimenes opticos	21
3.6	Convolución	22
3.6.1	Convolucion discreta.	22
3.6.2	Prueba de convolucion sobre dos fuentes puntuales.	23
4	Resultados	25
4.1	Parámetros y condiciones iniciales.	25
4.2	Distribución espectral de energía.	26
4.3	Mapa de temperatura de brillo en el cielo.	27
4.4	Perfil de temperatura de brillo.	29
A	Radiación sincrotrón	33
A.1	Auto-absorción sincrotrón (SSA)	34
	Bibliografía	37

Acrónimos

Lista de acrónimos utilizados en esta tesis (notar que las siglas usualmente corresponden a las utilizadas en el idioma inglés):

- AGN: Núcleos galácticos activos (*Active Galactic Nuclei*)
- SMBH: Agujeros negros supermasivos (*Supermassive Black Holes*)
- LINER: Regiones nucleares emisoras de baja ionización (*Low-ionization nuclear emission-line region*)
- BLR: Región de líneas anchas (*Broad Line Region*)
- NLR: Región de líneas estrechas (*Narrow Line Region*)
- FR I: Fanaroff–Riley tipo I
- FR II: Fanaroff–Riley tipo II
- BZ: Blandford-Znajek
- BP: Blandford-Payne
- IC: Compton inverso (*Inverse Compton*)
- SSC: *Synchrotron Self Compton*
- DSA: Aceleración difusiva por choques (*Diffusive Shock Acceleration*)
- SSA: Auto-absorción sincrotrón (*Synchrotron Self Absorption*)
- EHT: Telescopio *Event Horizont* (Event Horizont Telescope)
- VLBI: Interferometria de muy larga base (*Very Long Baseline Interferometry*)
- PSF: Función de dispersión de punto (*Point Spread Function*)
- FWHM: Anchura a media altura (*Full Width at Half Medium*)
- SED: Distribución espectral de energía (*Spectral Energy Distribution*)

Índice de figuras

2.1	Imagen en Rayos X de la radiogalaxia Centaurus A, Chandra: NASA/CXC/SAO	9
2.2	Imagen comparativa de galaxias FR I y tipo II	10
2.3	Mapas de contorno de Cen A obtenido por el programa de monitoreo TANAMI	10
2.4	Estructura del <i>jet</i> de Cen A.	11
3.1	Diagrama del flujo del código para modelo de <i>jet</i> con estructura	13
3.3	Diagrama del cruce de un rayo de luz por el espesor del <i>jet</i>	19
3.4	Sección transversal del <i>jet</i> en el plano del cielo.	20
3.5	Prueba de convolución sobre dos fuentes puntuales	23
4.1	Diámetro del radio interior del <i>jet</i> contra la altura proyectada en el cielo.	25
4.2	Flujo emitido por celda en función de la frecuencia.	26
4.3	Flujo integrado emitido por el <i>jet</i> en función de la frecuencia	27
4.4	Mapas de temperatura de brillo para diversos valores de $R_{\text{out},0}$, $R_{\text{in},0}$	28
4.5	Mapa de temperatura de brillo proyectado en coordenadas x , z en el plano del cielo	28
4.6	Mapas de temperatura de brillo para haces gaussianos de convolución.	29
4.7	Pruebas de ajuste de parámetros para el perfil de temperatura de brillo.	30
4.8	Perfil de temperatura de brillo T_b en función de la altura del <i>jet</i>	31
A.1	Espectro típico de emisión sincrotrón	35

Capítulo 1

Introducción

La presente Tesis se enmarca en trabajo realizado por el grupo... El propósito de este estudio es obtener una caracterización más detallada de...

1.1 Contexto

Contexto del trabajo...

1.2 Objetivos

Este trabajo de tesis tiene por objetivo principal caracterizar...

Adicionalmente, dentro de este trabajo se contempla:

- Caracterizar X cosa.
- Estimar Y parámetro.
- Estudiar el posible efecto de Z en coso.

1.3 Metodología

En este trabajo se llevó a cabo un análisis detallado de un conjunto de más de un centenar de observaciones realizadas con... Exploramos los efectos físicos...

La metodología de trabajo consistió en estudiar ...

De esta manera también pondremos a prueba hipótesis tales como la existencia de...

Para ello, utilizamos códigos públicos desarrollados por miembros de la comunidad internacional, tales como PRESTO (?) y otros de elaboración propia (<https://github.com/lalala/sarasa>).

La tesis está organizada de la siguiente manera:

- En el Cap. ?? se introducen las principales definiciones y conceptos elementales de... Detallamos las características técnicas del instrumental utilizado...
- En el Cap. ?? presentamos los resultados obtenidos mediante un análisis de...
- Finalmente, en el Cap. ?? presentamos las conclusiones y las perspectivas a futuro de esta línea de investigación.

Capítulo 2

Marco Teórico

En este capítulo introducimos algunos de los conceptos teóricos clave para entender el desarrollo de nuestro modelo de *jet* con estructura. En primera instancia, realizamos una descripción básica de los agujeros negros, así como los mecanismos de lanzamiento de *jets*, para continuar con una explicación detallada de las propiedades de los *jets* típicos de las radiogalaxias. Seguidamente, describimos brevemente la fenomenología, el descubrimiento y la clasificación detrás de los núcleos galácticos activos (AGN, del inglés *Active Galactic Nuclei*) y en particular del subgrupo de las radiogalaxias. Hacia el final del capítulo, describimos brevemente las propiedades de Centaurus A, la radiogalaxia más cercana a la Vía Láctea y cuya emisión modelamos en el desarrollo de este trabajo.

2.1 Agujeros Negros

2.1.1 Descripción básica

En el contexto de la teoría de la relatividad general formulada por Einstein, la gravedad resulta de la manifestación geométrica de un espaciotiempo curvado. A su vez, dicha curvatura del espaciotiempo queda determinada por el contenido de energía e impulso de la materia en el mismo a través de la relación dada por las ecuaciones de campo de Einstein. Formalmente, un agujero negro es una región del espaciotiempo causalmente desconectada del resto. Esta región está encerrada por una hipersuperficie nula llamada horizonte de eventos; cualquier partícula que cruce el horizonte en dirección al agujero negro no puede volver a cruzarlo hacia el exterior.

2.1.2 Soluciones de agujero negro.

Solución de Schwarzschild.

La solución de Schwarzschild (?) es una solución de las ecuaciones de campo de Einstein que representa un espaciotiempo vacío, esféricamente simétrico, estacionario y estático alrededor de un cuerpo de masa M. Dicha métrica se expresa como

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2GM}{c^2r} \right) c^2 dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{c^2r} \right)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2,$$

donde $r_s = 2GM/c^2$ define el *radio de Schwarzschild*, correspondiente al horizonte de eventos. En este radio, la componente temporal de la métrica se anula, lo que implica que ningún observador o señal puede escapar al infinito una vez que cruza dicha superficie. Adicionalmente, espaciotiempo de Schwarzschild posee una singularidad física en $r = 0$, donde las cantidades

2. Marco Teórico

de curvatura divergen. Esta solución describe la curvatura del espaciotiempo en la región externa a un agujero negro no rotante y sin carga eléctrica. 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 (e.g., ?).

Solución de Kerr.

La solución de Kerr (?) constituye la generalización de la métrica de Schwarzschild para el caso de un agujero negro en rotación. Fue hallada por Roy P. Kerr en 1963 y describe un espaciotiempo estacionario, axisimétrico y asintóticamente plano en torno a un cuerpo con momento angular distinto de cero. En este caso el elemento de linea en coordenadas de Boyer-Lindquist se escribe como

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2GMr}{\Sigma c^2} \right) c^2 dt^2 - \frac{4GMar \sin^2 \theta}{\Sigma c^3} c dt d\phi + \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 \\ + \Sigma d\theta^2 + \left(r^2 + a^2 + \frac{2GMa^2r \sin^2 \theta}{\Sigma c^2} \right) \sin^2 \theta d\phi^2,$$

donde $a = J/Mc$ es el parámetro de rotación, $\Sigma = r^2 + a^2 \cos^2 \theta$ y $\Delta = r^2 - 2GMr/c^2 + a^2$.

Esta solución presenta dos horizontes (exterior e interior) definidos por $\Delta = 0$, y una ergósfera, región comprendida entre el horizonte exterior y el límite estático, en la cual ningún observador puede permanecer en reposo respecto al infinito debido al arrastre del espaciotiempo (*frame dragging*) inducido por la rotación del agujero negro. La singularidad en este caso no es puntual sino en forma de anillo, localizada en $r = 0$ y $\theta = \pi/2$.

Los agujeros negros descritos por esta solución se consideran el modelo más general de agujero negro astrofísico, ya que poseen masa y momento angular. No se espera que los agujeros negros reales presenten carga eléctrica significativa, por lo que la métrica de Kerr representa una descripción adecuada para la mayoría de los agujeros negros observados en el Universo (e.g., ?). Los agujeros negros rotantes son parte clave del proceso de lanzamiento de *jets* relativistas, como presentaremos más adelante.

agregar algun diagrama.

2.2 Jets

Los *jets* son flujos altamente colimados de partículas y campos electromagnéticos. Suelen presentarse en una gran variedad de fuentes astrofísicas y caracterizarse por su gran extensión, la cual suele exceder el tamaño de las fuentes compactas que las producen por varios órdenes de magnitud. A su vez, su emisión puede cubrir un gran rango del espectro electromagnético.

En los AGNs, los *jets* son impulsados por el SMBH central, poseen ángulos de apertura de unos pocos grados y, dependiendo de su potencia así como de las propiedades del medio que atraviesan, pueden propagarse hasta escalas de kiloparsecs o incluso megaparsecs (?). El plasma que conforma el *jet* a su vez arrastra campos magnéticos en su interior, así como partículas cargadas relativistas. La interacción entre estas partículas y los campos magnéticos da lugar a la emisión sincrotrón observada principalmente en radio.

2.2.1 Estructura del *jet*

Mejor espero los resultados

Como mencionamos anteriormente, el mecanismo de lanzamiento y colimación de los *jets* se considera de origen electromagnético. El campo magnético necesario para mantener la

colimación y acelerar partículas se genera en las cercanías del horizonte de eventos, alimentado por el proceso de acreción. Los *jets* de AGN más poderosos pueden permanecer colimados hasta escalas de cientos de pársecs, terminando en regiones de alta emisión denominadas *hot spots*, mientras que los menos energéticos tienden a disiparse más rápidamente, adoptando morfologías difusas o en forma de “plumas”.

La geometría de los *jets* puede describirse, en promedio, como autosimilar: una región inicial parabólica que transiciona a una expansión cónica en grandes escalas. No obstante, debido a efectos locales, los *jets* presentan una gran diversidad de subestructuras, incluyendo choques internos, curvaturas, turbulencia e inestabilidades originadas por la interacción con el medio circundante.

En cuanto a los efectos relativistas, consideremos un fotón emitido por un *jet* que se desplaza con velocidad relativista hacia afuera desde un AGN. Si en el marco del *jet* el fotón es emitido en dirección perpendicular al movimiento ($\theta' = 90^\circ$), en el marco del observador se detecta viajando con un ángulo

$$\sin \theta = \frac{1}{\Gamma}, \quad (2.1)$$

donde Γ es el factor de Lorentz asociado al movimiento relativista del *jet*. Este efecto, conocido como *beaming*, concentra la radiación en la dirección de avance del flujo (ver Sec. 2.4). En el modelo estándar, los AGN dominados por el núcleo (*core-dominated AGN*) muestran una emisión fuertemente *beamada*, lo que indica que sus *jet* están orientados cerca de nuestra línea de visión. Por otro lado, la alta velocidad del plasma implica que la radiación emitida está sujeta a un corrimiento Doppler, modificando las frecuencias observadas respecto a las emitidas.

El flujo observado difiere del flujo intrínseco por un factor proporcional a δ^3 , donde δ es el factor Doppler. Este fenómeno explica por qué resulta difícil detectar los contrajets en AGN dominados por la emisión nuclear: la emisión proveniente de la componente viajando en dirección opuesta al observador se ve fuertemente atenuada por efectos relativistas.

En el caso de algunos AGN cercanos se ha detectado que sus *jets* presentan bordes brillantes (*limb brightening*); es decir, se observa un aumento del brillo hacia las regiones periféricas del flujo. Este fenómeno ha sido reportado en diversos estudios, por ejemplo en M87 (??), 3C 87 (?) y Cygnus A (?) y suele interpretarse como evidencia de una diferencia de velocidades entre el *spine* central y la envoltura, lo que refuerza los modelos de *jets* estratificados tanto en velocidad como en estructura magnética. Sin embargo, se han propuesto varias explicaciones para el fenómeno de bordes brillantes, incluyendo la mencionada diferencia de velocidad entre la región central del *jet* (*spine*) y una envoltura más lenta que lo rodea (??), cuya emisión estaría preferencialmente *beamada* hacia el observador (ver Sec. 2.4); la carga de masa en los bordes del *jet* (ver ?); reconexión magnética y aceleración de partículas en las regiones periféricas del *jet* (e.g. ?); y un campo helicoidal o toroidal transportado por el *jet* (este último basado en que la emisividad sincrotrón es máxima cuando el campo magnético proyectado se encuentra en el plano del cielo, lo cual ocurre en los bordes del *jet*) (ver ?).

2.2.2 Lanzamiento de *jets* : Mecanismos Blandford-Znajek y Blandford-Payne.

La física de los *jets* se relaciona con la extracción de energía tanto del agujero negro rotante (ver Sec. 2.1.2), a través del mecanismo de Blandford-Znajek (BZ, ?) como del disco de acreción, mediante el mecanismo de Blandford-Payne (BP, ?). El campo magnético juega un rol esencial: no solo canaliza la energía extraída en forma de *jets*, sino que también contribuye a su colimación junto con la presión externa del medio circundante. Existen dos modelos

fundamentales que explican este fenómeno, según el origen de la rotación de las líneas de campo magnético:

- Mecanismo de Blandford–Znajek (BZ, ?): en este caso, la rotación de las líneas de campo magnético no es impuesta por el disco, sino que surge del arrastre de marcos de referencia en la vecindad de un agujero negro en rotación. El campo magnético, sostenido por el disco de acreción, penetra el horizonte de eventos y, al interactuar con el espacio-tiempo en rotación, induce un flujo de energía electromagnética que permite extraer energía directamente de la rotación del agujero negro.
- Mecanismo de Blandford–Payne (BP, ?): aquí, el campo magnético está “congelado” en el plasma del disco de acreción. A medida que el disco rota, las líneas de campo magnético también lo hacen. El plasma puede ser acelerado centrifugamente hacia el exterior, escapando y dando lugar al *jet*. Este proceso se caracteriza por generar *jets* menos colimados, con velocidades moderadamente relativistas y potencias menores que en el caso BZ.

En la práctica, ambos procesos pueden coexistir: mientras que el mecanismo BP facilita la eyección inicial de material desde el disco, el mecanismo BZ suele dominar en la producción de los *jets* más energéticos. Así, el disco de acreción aporta el campo magnético necesario, mientras que la rotación del agujero negro suministra gran parte de la energía del *jet*.

2.3 Emisión en el *jet*

El modelo estándar del espectro de energía de un *jet* relativista presenta típicamente dos componentes con forma de “doble joroba”. El primer pico, a bajas energías (radio–óptico–rayos X blandos), se asocia a la radiación sincrotrón producida por electrones relativistas que se mueven en el campo magnético del *jet*. El segundo pico, ubicado a energías más altas (rayos X duros–gamma), se interpreta como resultado de procesos de dispersión Compton inversa (IC, por sus siglas en inglés), en los cuales los mismos electrones relativistas transfieren energía a fotones de menor energía (e.g., ??). Estos “fotones semilla” pueden provenir de la propia emisión sincrotrón, que interacciona con los electrones por un proceso conocido como *Synchrotron Self Compton* (SSC). También puede ocurrir interacción IC con fotones provenientes del flujo de acreción, la región de líneas anchas u otras regiones emisoras del AGN.

Además de los modelos leptónicos, en los cuales la radiación observada a lo largo del espectro electromagnético es producida principalmente por electrones y positrones relativistas (a la vez que los protones del flujo no alcanzan energías suficientes como para contribuir de manera significativa), existen también modelos lepto-hadrónicos que buscan reproducir la distribución espectral de energía observada en los *jets*. En estos modelos, tanto los electrones primarios como los protones son acelerados hasta energías ultrarrelativistas. Los protones, en particular, pueden alcanzar el umbral energético necesario para la producción de fotones mediante interacciones con el campo de fotones suaves. En este marco, la emisión sincrotrón de los electrones primarios domina el espectro en las bajas frecuencias, mientras que en las altas frecuencias la emisión está gobernada por una combinación de procesos: sincrotrón de protones, decaimiento de piones neutros, emisión Compton y sincrotrón de los productos secundarios del decaimiento de piones cargados. Adicionalmente, los fotones de alta energía generados pueden ser absorbidos por interacciones fotón-fotón, dando origen a cascadas electromagnéticas que contribuyen de manera compleja al espectro total observado (?).

Alternativamente, puede considerarse la reconexión magnética, donde líneas de campo en apuntando en direcciones opuestas pueden ser forzadas a unirse producto de inestabilidades (e.g., ?, ?), dando lugar a reconfiguraciones de las líneas de campo magnético liberan energía que puede transferirse a las partículas.[expandir](#)

2.4 Beaming relativista

En sistemas astrofísicos donde las partículas emisoras se desplazan a velocidades relativistas ($v \sim c$), la radiación producida no es isotrópica en el marco del observador. Este fenómeno, conocido como *beaming relativista* o *Doppler boosting*, resulta de la transformación relativista de la intensidad y frecuencia del campo de radiación debido al movimiento del emisor.

Bajo estas correcciones, la frecuencia observada ν_{obs} y la intensidad $I_{\nu, \text{obs}}$ se relacionan con sus valores en el sistema de reposo del plasma (ν' e $I'_{\nu'}$) mediante el factor Doppler:

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)}. \quad (2.2)$$

donde $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ el factor de Lorentz del flujo, con $\beta = v/c$, y θ el ángulo entre la dirección de movimiento y la línea de visión del observador

Bajo esta transformación, la frecuencia y la intensidad observadas son:

$$\nu_{\text{obs}} = \delta \nu', \quad (2.3)$$

$$I_{\nu, \text{obs}} = \delta^3 I'_{\nu'}. \quad (2.4)$$

La potencia observada de una fuente móvil, integrada en frecuencia, se ve modificada en un factor δ^4 respecto a la potencia emitida en el marco del plasma. Este efecto puede producir una amplificación significativa del flujo aparente cuando la línea de visión se encuentra dentro del cono de apertura del haz relativista ($\theta \lesssim 1/\Gamma$).

2.5 Núcleos galácticos activos

Los AGN son fenómenos asociados a agujeros negros supermasivos (SMBH, del inglés *Supermassive Black Holes*) contenidos en el núcleo de ciertas galaxias. Estos agujeros negros, con masas del orden de 10^6 – $10^{10} M_\odot$, pueden acrecer gas de su entorno por medio de un flujo de acreción. Durante este proceso, la energía gravitatoria del material en caída se convierte progresivamente en energía cinética y posteriormente en radiación, lo que permite que el sistema libere enormes cantidades de energía, a menudo superando la luminosidad total de la galaxia huésped. En un flujo de acreción, el esfuerzo viscoso (producto de turbulencias de origen magnetohidrodinámico) permite transferir momento angular hacia las regiones externas, causando que el material caiga en una trayectoria espiral hacia el SMBH. La pérdida de energía gravitatoria al acercarse al agujero negro se traduce en un aumento de la energía cinética orbital del gas ($E_{\text{grav}} \rightarrow E_{\text{kin}}$), que luego se disipa en forma de energía interna del fluido por efecto de la viscosidad turbulenta ($E_{\text{kin}} \rightarrow E_{\text{th}}$), calentando el plasma. Finalmente, el gas caliente emite radiación electromagnética (principalmente en los rangos óptico, ultravioleta y de rayos X), liberando eficientemente la energía acumulada ($E_{\text{th}} \rightarrow E_{\text{rad}}$). De este modo, el disco de acreción actúa como un mecanismo disipativo extremadamente eficiente, capaz de convertir hasta $\sim 10\%$ de la energía en reposo de la materia en radiación observable.

Si bien la primera observación de núcleos galácticos con espectros inusuales se atribuye a ?, la idea de un “motor central” fue anticipada por Carl Seyfert (?), quien identificó un conjunto

de galaxias con núcleos que presentaban líneas de emisión muy anchas, interpretadas como gas ionizado orbitando a gran velocidad en la vecindad del pozo gravitatorio central. Otro de los hallazgos clave fue la detección de *jets* relativistas: chorros colimados de plasma que se extienden a escalas de kiloparsecs o incluso megaparsecs. Una de las primeras observaciones de *jets* corresponde a la galaxia M87, una galaxia elíptica gigante que se encuentra en la zona norte del cúmulo de Virgo, a una distancia de ~ 16.1 Mpc de la Vía Láctea; dicha observación fue realizada por ?. Un ejemplo histórico es Cygnus A, una de las primeras radiogalaxias identificadas, cuya intensa emisión en radio reveló una estructura de doble lóbulo asociada a la eyección de plasma desde el núcleo (?). Más tarde, el descubrimiento del cuásar 3C 273 (?; ?) daría lugar a otro gran avance, al mostrar un espectro con líneas de emisión anchas que más tarde se descubrirían que correspondían a líneas del hidrógeno fuertemente desplazadas al rojo, confirmando la naturaleza extragaláctica de estos objetos extremadamente luminosos.

La clasificación de los AGN puede abordarse desde distintos criterios (ej. ver ?):

- Según la tasa de acreción y la luminosidad nuclear: los cuásares ópticos y radiocuásares se asocian con tasas de acreción altas (cercanas o superiores al límite de Eddington), mientras que radiogalaxias y LINER (*Low-ionization nuclear emission-line region*) corresponden a tasas de acreción subcríticas.
- Según la presencia de *jets*: distinguimos AGN luminosos o débiles en radio (*radio-loud/quiet*). Los primeros presentan *jets* prominentes, mientras que los segundos no poseen *jets* desarrollados.
- Según la orientación: cuando el *jet* apunta hacia la línea de visión del observador, se observa un blazar, caracterizado por variabilidad rápida, fuerte emisión no térmica y *jets* aparentemente unilaterales debido a efectos relativistas que discutiremos mas adelante. Por el contrario, vistas en ángulos mayores, las mismas fuentes pueden clasificarse como radiogalaxias o cuásares.

Posteriormente, con el desarrollo del modelo unificado de AGN, se comprendió que estos objetos presentan una estructura mucho más compleja: un SMBH rodeado por un disco de acreción, a su vez rodeado por un toro de polvo y gas molecular. En las cercanías del disco se localiza la región de líneas anchas (*Broad Line Region*, BLR), compuesta por nubes de gas ionizado que orbitan a velocidades de varios miles de kilómetros por segundo. A escalas mayores, más allá del toro, se encuentra la región de líneas estrechas (*Narrow Line Region*, NLR), formada por gas menos denso y más frío, con velocidades de unos pocos cientos de kilómetros por segundo (?).

La geometría del sistema, junto con la tasa de acreción, determina gran parte de las diferencias observacionales entre las diversas clases de AGN. En conjunto, los AGN representan laboratorios naturales para estudiar la acreción, la dinámica de plasmas relativistas y la interacción entre los SMBH y las galaxias que los contienen, constituyendo algunos de los objetos más energéticos y complejos del universo.

2.5.1 Radiogalaxias

Las radiogalaxias son un tipo de AGN que presentan una morfología bi-lobular en radio. En muchos casos, también presentan un núcleo compacto que puede resolverse en el óptico o en otras bandas. Los lóbulos de radio son alimentados continuamente por los *jets* relativistas que emergen desde el núcleo activo y que transportan plasma a grandes distancias (e.g., ???).

La emisión en radio se debe al proceso de radiación sincrotrón, producido cuando electrones relativistas (acelerados en el entorno del agujero negro y a lo largo del *jet*) se mueven

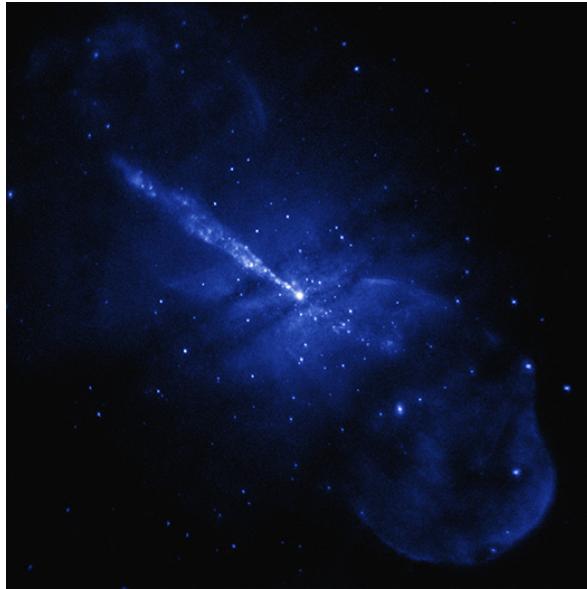


Figura 2.1. Imagen en Rayos X de la radiogalaxia Centaurus A, Chandra: NASA/CXC/SAO

en trayectorias helicoidales alrededor de las líneas de campo magnético. Este mecanismo no térmico genera un espectro continuo con fuerte polarización, característico de las fuentes de radio extendidas.

Este tipo de fuentes se clasifican en dos categorías principales, conocidas como Fanaroff–Riley tipo I (FR I) y tipo II (FR II) (?). Las galaxias FR I presentan una morfología en la que las regiones de mayor brillo se localizan en las cercanías del núcleo y decaen hacia los extremos de los lóbulos. Los *jets* en este tipo de fuentes tienden a ser más anchos, menos colimados y a perder energía de manera significativa en escalas relativamente cortas debido a su interacción con el medio circundante. Como consecuencia, la emisión es predominantemente difusa en los lóbulos externos. En contraste, las galaxias FR II presentan una morfología de borde brillante, caracterizada por la presencia de regiones de emisión intensa en los extremos de los lóbulos, asociadas a choques de terminación (*hotspots*) producidos cuando los *jets* relativistas, altamente colimados, impactan contra el medio intergaláctico. Estos *jets* se mantienen estables y energéticamente dominantes hasta distancias muy grandes respecto al núcleo, dando lugar a estructuras extensas y bien definidas. Las FR II corresponden a galaxias de radio de alta potencia.

En el caso de las galaxias FR I, estudios de emisión en rayos X (?) sugieren que la aceleración de partículas no está confinada únicamente a regiones localizadas, sino que se encuentra distribuida a lo largo de todo el volumen del *jet*. Esto refuerza la idea de que los *jets* son sitios de aceleración eficiente de partículas relativistas a gran escala.

2.6 Centaurus A

Centaurus A (PKS 1322-428, NGC 5128) es una galaxia elíptica ubicada en la constelación de Centaurus, en el hemisferio sur celeste, a una distancia de ~ 3.8 Mpc de la Vía Láctea (Harris et al., 2010). Se trata de la radiogalaxia más cercana y, por lo tanto, un laboratorio excepcional para estudiar en detalle los procesos físicos que ocurren en núcleos activos de galaxias.

Centaurus A alberga en su centro un SMBH con una masa estimada de $M = (5.5 \pm 3.0) \times 10^7 M_\odot$ (?; Neumayer 2010). Desde el núcleo emergen *jets* relativistas que se observan en radio y rayos

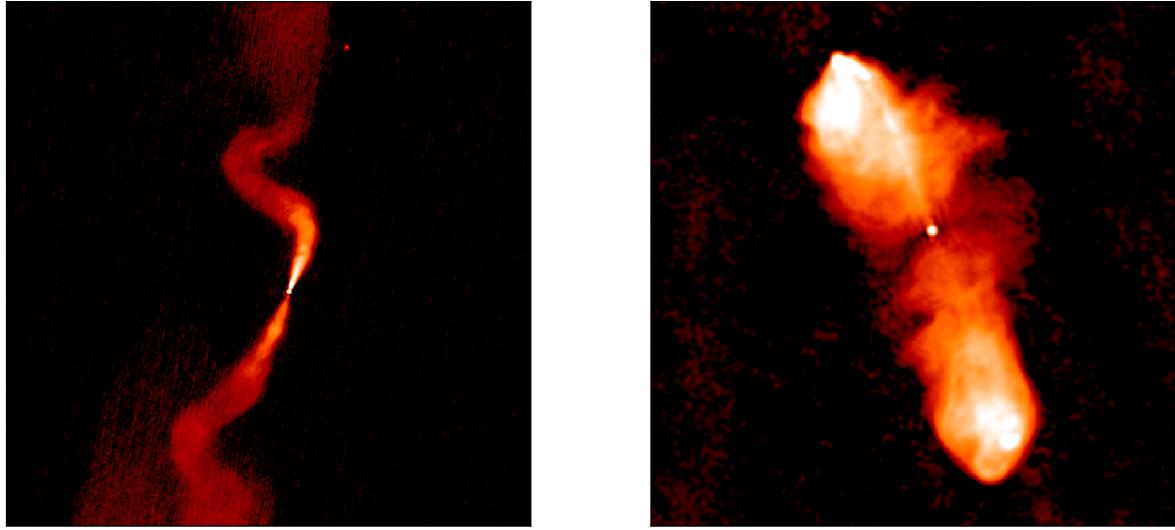


Figura 2.2. Imágenes de las galaxias 3C31 (izquierda), clasificada como FR tipo I, y 3C98 (derecha) clasificada como FR II (?)

X, extendiéndose desde escalas subparsec hasta cientos de kiloparsecs (?; ?; ?). Su morfología general es consistente con una radiogalaxia de tipo FR I (?), con un *jet* bidireccional colimado hasta escalas de kiloparsec, que finalmente termina en lóbulos de radio brillantes. Estos lóbulos gigantes, que se extienden varios grados en el cielo (correspondientes a ~ 600 kpc en proyección), dominan la emisión en radio de la fuente y constituyen una de las estructuras más grandes observables asociadas a un AGN cercano.

Gracias a su cercanía, Centaurus A ha sido estudiada a lo largo de todo el espectro electromagnético. En particular, observaciones con técnicas de interferometría de muy larga base (VLBI) revelan la estructura interna del *jet* en escalas de decenas de milisegundos de arco (~ 0.018 pc en proyección). El programa TANAMI (Müller et al., 2011) ha monitoreado la fuente en frecuencias 8.4 GHz y 22.3 GHz correspondientes a la banda de radio, mostrando un *jet* altamente colimado a distancias de pocos días luz del SMBH (Fig. 2.3).

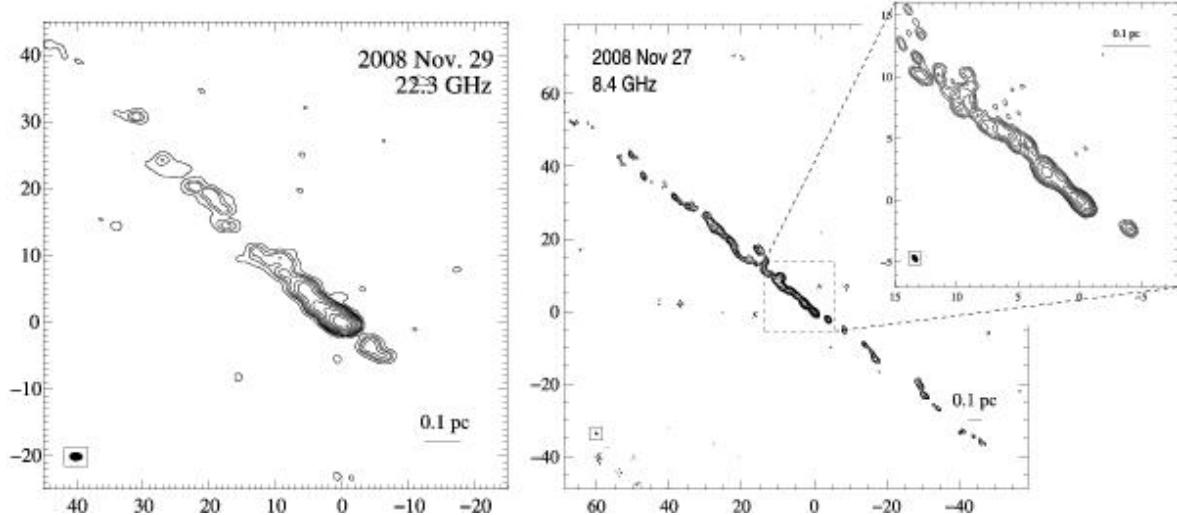


Figura 2.3. Mapas de contorno de Cen A obtenido por el programa de monitoreo TANAMI en frecuencias de 8.4 GHz y 22.3 GHz (Müller et al., 2011)

Recientemente, observaciones del Telescopio Horizonte de Eventos (EHT, por sus siglas

en inglés) han permitido obtener imágenes de Centaurus A con resolución nominal de 25 microarcosegundos (μ as) a longitudes de onda de 1.3 mm. Dicha resolución permite discriminar estructuras a escalas por debajo de 200 radios gravitacionales [Referencia](#).

Con este nivel de detalle se revela una estructura asimétrica altamente colimada, consistente con un *jet* de borde brillante. Además, se detecta la presencia de un *contrajet* más débil, lo que constituye un objetivo fundamental para el modelo desarrollado en este trabajo ([Janssen et al. 2021](#); ver Fig. 2.4).

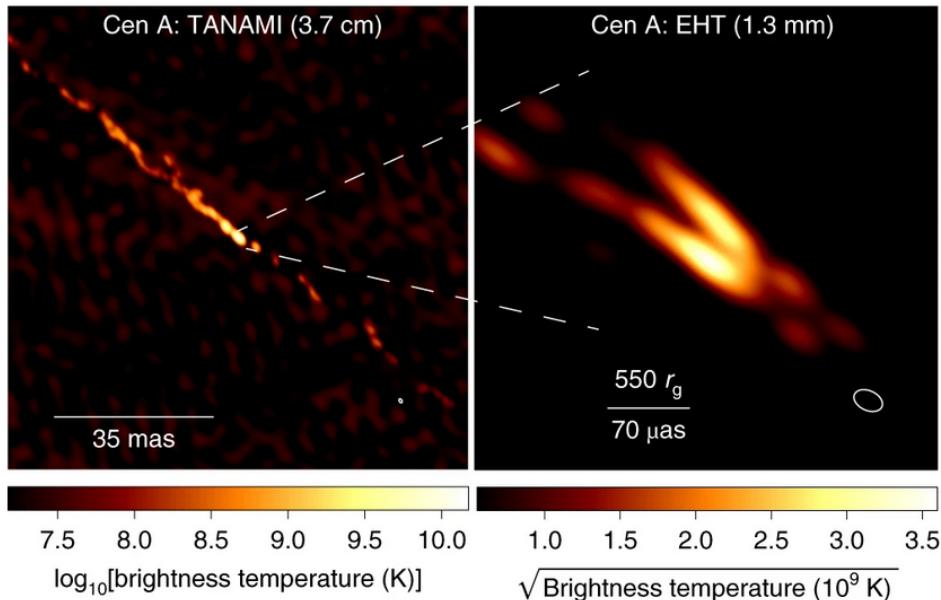


Figura 2.4. Estructura del *jet* de Cen A. **Izq.** Imagen obtenida del monitoreo TANAMI a una frecuencia de 8.4 GHz. Se muestra la temperatura de brillo en escala logarítmica (Noviembre 2011). **Der.** Imagen obtenida por el EHT a una frecuencia de 228 GHz que revela estructuras a una escala mucho más pequeña. La escala de colores corresponde a la raíz cuadrada de la temperatura de brillo (Abril 2017).

Por estas características, Centaurus A es un caso de estudio clave para comprender cómo los *jets* extraen energía del SMBH y se propagan a través del medio intergaláctico. En este trabajo, utilizamos observaciones de alta resolución (VLBI) obtenidas por el EHT para estudiar la morfología del *jet* en escalas muy próximas al núcleo. Estos datos proporcionan una base sólida para contrastar modelos de emisión que dan lugar a la estructura espina-vaina (*spine-sheath*) observada.

Capítulo 3

Modelo

En este capítulo presentamos un modelo semianalítico de emisión para *jets* con estructura multizona, desarrollado a partir de [cita](#). En primer lugar, describimos la estructura general del modelo, incluyendo las escalas adoptadas para caracterizar la inyección de partículas. A continuación, analizamos la evolución de los parámetros geométricos y dinámicos del *jet*, así como su impacto en la potencia total y en la redistribución de energía asociada a la inyección. Posteriormente, se introduce la ecuación de transporte relativista utilizada para describir la evolución de la distribución de electrones relativistas. Finalmente, se detalla la emisión sincrotrón y la expresión empleada para la profundidad óptica en función de los radios interno y externo del modelo.

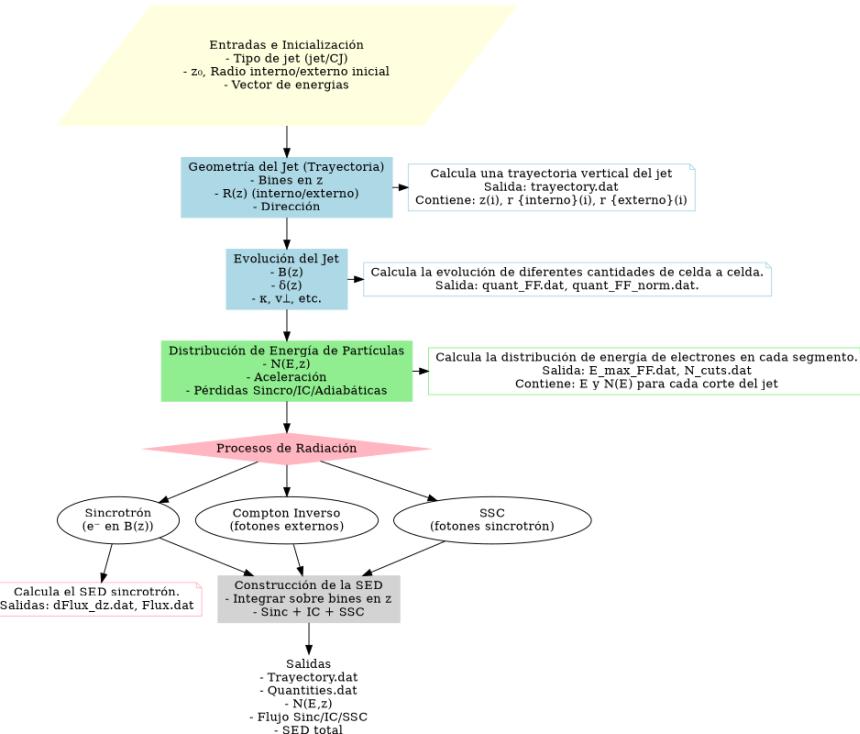


Figura 3.1. Diagrama del flujo del código para modelo de *jet* con estructura

3.1 Estructura general del *jet*

En nuestro modelo, postulamos un *jet* relativista con estructura diferenciada en función del radio, distinguiendo la espina (*spine*) para $r < R_{\text{in}}$ consideramos la espina vacía, explicar mejor esto y la vaina/envoltura (*sheath*) para $R_{\text{in}} < r < R_{\text{out}}$ (ver Fig. 2.1 Hacer un grafico, o encontrar alguno lindo). El *jet* se extiende desde una altura base z_0 hasta una distancia máxima $z_{\text{max}} \gg z_0$. En las cercanías de la base, el *jet* posee un radio externo inicial R_0^{out} y un radio interno R_0^{in} . La inyección de partículas relativistas se implementa como un mecanismo continuo y coherente, consistente, por ejemplo, con procesos de reconexión magnética, y se lleva a cabo en la región $z_0 < z < z_{\text{max,inj}}$. Para calcular la evolución de los distintos parámetros físicos, incluyendo la inyección de partículas, dividimos el *jet* en segmentos sucesivos. En cada segmento se inyectan electrones, que luego son transportados a lo largo del flujo hacia segmentos más lejanos a medida que se enfrian.

3.1.1 Perdidas radiativas.

Los electrones relativistas pierden energía a través de diferentes procesos, como radiación sincrotrón y pérdidas adiabáticas, asociadas al trabajo realizado por el plasma durante la expansión transversal del *jet*. En el caso de la radiación sincrotrón, la perdida de energía por unidad de tiempo se obtiene directamente a partir de la expresión para la potencia

$$-\frac{dE}{dt} \Big|_{\text{syn}} = \frac{4}{3} c \sigma_{\text{Th}} U_{\text{mag}} \beta^2 \gamma^2, \quad (3.1)$$

donde $U_{\text{mag}} = B^2/8\pi$ es la densidad de energía magnética, $\beta = v/c$ es el cociente entre la velocidad de la partícula relativista y la velocidad de la luz, γ es el factor de Lorentz del electrón, y $\sigma_{\text{Th}} = \frac{8\pi}{3} r_e^2$ es la sección eficaz de Thomson, con r_e el radio clásico del electrón.

Sustituyendo U_{mag} y σ_{Th} , y considerando $\beta \approx 1$ para electrones relativistas, se obtiene

$$-\frac{dE}{dt} \Big|_{\text{syn}} = \frac{4}{9} c r_e^2 B^2 \gamma^2. \quad (3.2)$$

3.1.2 Perdidas adiabáticas

Las pérdidas adiabáticas se refieren a la disminución de la energía interna de un sistema de plasma o gas cuando este se expande sin intercambio de calor con el entorno. Desde un punto de vista hidrodinámico, el término adiabático aparece naturalmente en la ecuación de energía del fluido y actúa incluso en ausencia de un medio externo. En un flujo en expansión, la energía interna se convierte parcialmente en energía cinética del movimiento colectivo del plasma, lo que produce una aceleración del flujo. En contraste, en un flujo de acreción, el proceso inverso conduce a un aumento de la energía interna a expensas del movimiento en masa, generando calentamiento compresional.

El flujo de energía de un *jet* consiste predominantemente en la energía interna de los electrones y el movimiento de grupo dominado por iones. A estos componentes se suma una fracción significativa asociada al campo magnético, que puede transportar una parte no despreciable del flujo de energía total en forma de energía Poynting (??). Al moverse en la dirección del *jet*, los electrones pierden la parte isotrópica de su energía y ganan velocidad en dicha dirección. Los electrones forman un fluido magnetohidrodinámico junto con protones presentes y campos magnéticos. La energía perdida por procesos adiabáticos es convertida en energía cinética del *jet*, es decir, la velocidad del *jet* en estado estacionario aumenta con

la distancia al núcleo (?). En nuestro modelo, este efecto se considera despreciable, dado que las variaciones en la energía cinética del *jet* son pequeñas en comparación con las pérdidas radiativas locales.

La tasa de perdidas adiabáticas esta dada por

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{Ad}} = -\frac{2}{3} \frac{d \ln(R_{\text{out}}(z))}{dz} \frac{c \Gamma_j \beta_j(z)}{z} \left(E - \frac{(mc^2)^2}{E} \right), \quad (3.3)$$

Con E la energía en el marco de referencia del fluido.

3.2 Geometría y dinámica del *jet*

Presentamos un *jet* con geometría quasi-parabólica multizona, cuya sección transversal está restringida por dos radios definidos como función de la altura z :

$$R^{\text{out/in}}(z) = R_0^{\text{out/in}} \left(\frac{z}{z_0} \right)^w, \quad (3.4)$$

donde $R_0^{\text{out/in}}$ son los radios en la base del *jet* y w es el parámetro de apertura que determina la forma quasi-parabólica del flujo.

Se espera que, al menos hasta las alturas máximas consideradas en nuestro modelo, el factor de Lorentz del *jet* Γ_j siga una ley de potencias respecto de la distancia z :

$$\Gamma_j(z) = \Gamma_{j,0} \left(\frac{z}{z_0} \right)^g, \quad (3.5)$$

con $\Gamma_{j,0} \approx 1$, de modo que el *jet* es casi no relativista en su base y se acelera progresivamente a medida que z aumenta. El parámetro g controla la tasa de aceleración: valores mayores implican una aceleración más rápida del flujo relativista cerca de la base del *jet*.

3.2.1 Ecuaciones de conservación y magnetización

Debido a la ecuación de continuidad relativista, $\nabla_\alpha(\rho' u^\alpha) = 0$, con ρ' la densidad en el marco comóvil y u^α la tetra velocidad del fluido, el caudal de masa del *jet* \dot{M}_j es constante con z . De forma análoga, si consideramos la conservación del tensor de energía-impulso, $\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0$, y despreciamos la radiación emitida localmente, la potencia total del *jet* se conserva y puede escribirse como

$$L_j = \int_{\Sigma} T^{0z} d\Sigma_z = \Gamma_j \dot{M}_j c^2 h' (1 + \sigma') \equiv \dot{M}_j c^2 \mu, \quad (3.6)$$

donde hemos definido el invariante $\mu \equiv \Gamma_j h' (1 + \sigma')$, σ' es la magnetización

$$\sigma' = \frac{B'^2}{4\pi \rho' c^2 h'}, \quad (3.7)$$

y h' la entalpía específica (adimensional),

$$h' = 1 + \frac{u'_e + p'_e}{\rho' c^2}, \quad (3.8)$$

con u'_e y p'_e la energía interna y la presión (en el marco comóvil) respectivamente.

Igualando $\dot{M}_j = \pi R(z)^2 \Gamma_j(z) \beta_j(z) \rho' c$, se obtiene que el módulo del campo magnético en el marco del fluido que resulta

$$B'(z) = \frac{2}{\Gamma_j(z) R(z)} \sqrt{\frac{L_j}{c \beta_j(z)} \left(\frac{\sigma'}{1 + \sigma'} \right)}, \quad (3.9)$$

3. Modelo

con

$$R(z) = \sqrt{[R^{\text{out}}(z)]^2 - [R^{\text{in}}(z)]^2} \quad (3.10)$$

el radio efectivo de la sección anular transversal a z .

De aquí se sigue qué $B'(z) \propto [\Gamma_j(z) R(z)]^{-1}$. De aquí obtenemos que al expandirse y acelerarse el *jet*, el campo se debilita por dilución y conversión de energía magnética en energía cinética.

De la Ec. (3.6) se deduce que la energía por unidad de flujo de masa, $\mu = L_j / (\dot{M}_j c^2)$, es constante. Cerca de la base, donde el plasma es aproximadamente frío ($h'_0 \approx 1$) y el flujo aún no ha adquirido velocidades relativistas, se tiene entonces

$$\mu \approx (1 + \sigma'_0) \Rightarrow \sigma'_0 \approx \mu - 1.$$

Si el *jet* alcanza factores de Lorentz apreciables más adelante (y/o transporta gran potencia con un caudal de masa moderado), necesariamente $\mu \gg 1$ y, por tanto, $\sigma'_0 \gg 1$: al inicio la energía está mayormente en el campo. La aceleración consiste precisamente en convertir energía magnética en cinética, haciendo que σ' decrezca mientras Γ_j aumenta, manteniendo $\mu = \Gamma_j h'(1 + \sigma')$ constante.

3.3 Potencia del *jet* e inyección de partículas

En esta sección exploramos en detalle los distintos componentes que contribuyen a la potencia total de un *jet* relativista, así como los mecanismos responsables de la inyección y aceleración de partículas dentro del flujo. La potencia del *jet* constituye un parámetro fundamental para caracterizar la eficiencia del proceso de extracción de energía desde el entorno del agujero negro y su posterior transporte a escalas macroscópicas. Dependiendo de la composición del plasma, la fracción de energía cinética, magnética y radiativa puede variar significativamente, afectando tanto la evolución dinámica del *jet* como su emisión observada en distintas bandas del espectro electromagnético.

3.3.1 Potencia total del *jet*

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 (?). En general, la potencia de un *jet* a una cierta altura desde su base puede separarse en sus distintas componentes: la potencia transportada por "materia fría", que corresponde a protones y electrones asociados no relativistas, L_p ; la potencia asociada a electrones relativistas, L_e ; y la potencia en el campo magnético, L_B . Luego

$$L_j = L_p + L_e + L_B. \quad (3.11)$$

Podemos desarrollar las expresiones de estas potencias en función de las variables anteriores. Para la potencia asociada a la masa no relativista L_p

$$L_p = \pi R^2 \Gamma_j^2 \beta_j c^3 \rho' = \Gamma_j \dot{M} c^2, \quad (3.12)$$

para la potencia transportada electrones relativistas L_e

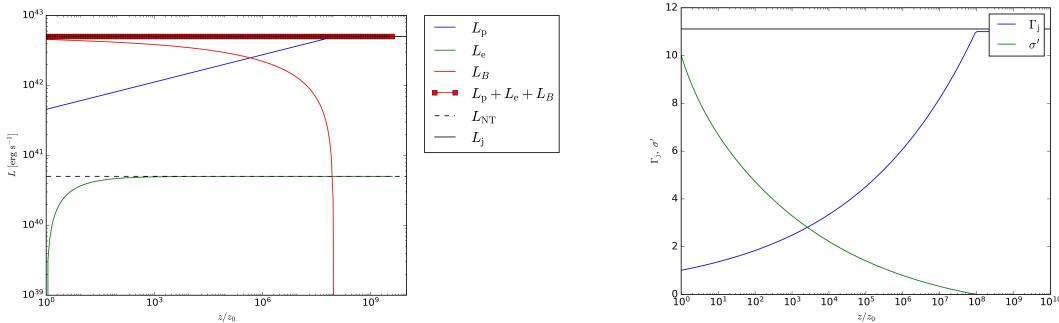
$$L_e = \pi R^2 \Gamma_j^2 \beta_j c (U'_e + p'_e) \quad (3.13)$$

con U'_e la densidad de energía y $p'_e = U'_e/3$ la presión de los electrones relativistas; notamos que podemos escribir la entalpía h' en función de L_e y L_p como $h' = 1 + L_e/L_p$; finalmente la potencia transportada por el campo magnético L_B

$$L_B = \pi R^2 \Gamma_j^2 \beta_j c (U'_B + p'_B) \quad (3.14)$$

donde $U'_B = B'^2/8\pi$ es la densidad de energía magnética y p'_B la presión magnética; aprovechamos para reescribir la magnetización como $\sigma' = L_B/(L_e + L_p)$

Dado que en la base la magnetización es alta, tenemos que L_B domina la distribución de potencia total cerca de la base y disminuye a medida que z aumenta, convirtiendo gradualmente la energía magnética en aceleración del flujo y energía de partículas relativistas, y aumentando L_e y L_p



(a) Figura ilustrativa del balance en las componentes de la potencia a lo largo del jet (b) Figura ilustrativa de la evolución de la magnetización y el factor de Lorentz a lo largo del jet

3.3.2 Potencia inyectada

Para caracterizar la inyección en partículas relativistas suponemos que una fracción fija ε_e de la potencia total del jet se transfiere a electrones no térmicos en el rango comprendido entre z_0 y $z_{\max,\text{iny}}$. La potencia disponible para inyección resulta entonces $L_{\text{iny}} = \varepsilon_e L_j$.

Parametrizamos la dependencia espacial de la tasa de inyección mediante

$$\frac{dL_{\text{iny}}(z)}{dz} = \frac{L_0}{z_0} \left(\frac{z}{z_0} \right)^{-(1+a_{\text{iny}})} \quad (3.15)$$

donde a_{iny} controla la distribución longitudinal de la inyección y L_0 es una constante de normalización. La condición de conservación de la potencia inyectada en el intervalo $[z_0, z_{\max,\text{iny}}]$,

$$\int_{z_0}^{z_{\max,\text{iny}}} \frac{dL_{\text{iny}}(z)}{dz} dz = L_{\text{iny}},$$

permite obtener

$$L_0 = \frac{a_{\text{iny}} L_{\text{iny}}}{1 - (z_0/z_{\max,\text{iny}})^{a_{\text{iny}}}}, \quad a_{\text{iny}} \neq 0. \quad (3.16)$$

En el caso particular $a_{\text{iny}} = 0$, la inyección es constante por unidad de $\log(z)$ a lo largo del jet.

La potencia total acumulada en electrones no térmicos hasta una distancia z se obtiene integrando la expresión (3.16) entre z_0 y z , lo que conduce a

$$L_e(z_0, z) = L_{\text{iny}} \frac{1 - (z_0/z)^{a_{\text{iny}}}}{1 - (z_0/z_{\max,\text{iny}})^{a_{\text{iny}}}}. \quad (3.17)$$

3.4 Distribución de partículas relativistas.

En cada segmento del *jet* se inyecta una población de electrones relativistas con una distribución de potencias y un corte exponencial en altas energías. En el sistema comovil,

$$q'(\gamma', z) = q'_0(z) \gamma'^{-p} \exp\left[-\frac{\gamma'}{\gamma'_{\max}(z)}\right] \quad (3.18)$$

donde p es el índice espectral (típicamente $2 \lesssim p \lesssim 3$, considerado constante a lo largo del *jet*), $\gamma'_{\max}(z)$ es la energía máxima alcanzada por los electrones en la posición z , determinada por el balance local entre aceleración y pérdidas, y $q'_0(z)$ es un factor de normalización. Este último se ajusta de manera que la potencia inyectada satisfaga la ecuación de inyección (3.16)

$$\frac{dL_{\text{inj}}(z)}{dz} = \Gamma_j(z) \pi R^2(z) q'_0(z) \int_{\gamma'_{\min}}^{\gamma'_{\max}(z)} \gamma'^{-p} e^{-\gamma'/\gamma'_{\max}(z)} d\gamma'. \quad (3.19)$$

Una vez inyectados, los electrones evolucionan en energía y altura a lo largo del *jet*. Su distribución estacionaria $n'(\gamma', z)$ obedece la ecuación de transporte relativista,

$$\frac{1}{\pi R^2} \frac{\partial}{\partial z} [\pi R^2 \Gamma_j \beta_j c n'(\gamma')] + \frac{\partial}{\partial \gamma'} [\dot{\gamma}'(\gamma') n'(\gamma')] = q'(\gamma'), \quad (3.20)$$

donde $\dot{\gamma}'$ representa la tasa de variación de energía de las partículas.

Para simplificar la notación, introducimos $\tilde{N}'(\gamma', z) = \pi R^2(z) \Gamma_j(z) \beta_j(z) c n'(\gamma', z)$ como la densidad espectral de partículas transportada por unidad de altura, $\dot{\gamma}'_z = [\Gamma_j(z) \beta_j(z) c]^{-1} \dot{\gamma}'$ como la tasa de pérdidas por unidad de distancia, y $dQ'/dz = \pi R^2(z) q'(\gamma', z)$ como la tasa de inyección de partículas por unidad de altura. Con estas definiciones, la Ec. (3.20) se puede reescribir como

$$\frac{\partial \tilde{N}'(\gamma', z)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \gamma'} [\dot{\gamma}'_z(\gamma', z) \tilde{N}'(\gamma', z)] = \frac{dQ'(\gamma', z)}{dz} \quad (3.21)$$

La ecuación de transporte no admite en general una solución analítica cerrada. En este trabajo empleamos un esquema numérico de diferencias finitas siguiendo el método de ?.

3.5 Radiación emitida.

En este trabajo enfocamos el estudio de la emisión en radio presente en *jets* relativistas. Dado que en estas longitudes de onda la emisión se encuentra dominada por radiación sincrotrón, nuestro modelo se enfoca en este tipo de proceso.

3.5.1 Flujo observado

El flujo observado representa la cantidad de energía que alcanza al observador por unidad de tiempo, área en una dada frecuencia. Matemáticamente, el flujo observado se vincula con la intensidad específica como la integral sobre el ángulo sólido subtendido por la fuente

$$F_\nu = \int_{\Omega} I_\nu \cos(\theta) d\Omega \approx \int_{\Omega} I_\nu d\Omega. \quad (3.22)$$

Dado que el ángulo proyectado en el cielo es muy pequeño, aproximamos $\cos(\theta) \approx 1$. El ángulo sólido Ω puede vincularse con el área proyectada en el cielo ocupada por la fuente según

$$\Omega = \frac{A}{d^2} \quad d\Omega = \frac{dA}{d^2},$$

luego

$$F_\nu \approx \int_{\Omega} I_\nu d\Omega = \int_A I_\nu \frac{dA}{d^2} = \frac{1}{d^2} \int_A I_\nu dx dy, \quad (3.23)$$

donde consideramos $y = z \sin(i)$ la dirección de propagación del *jet* proyectada y x perpendicular a esta. En consecuencia, tendremos que

$$F_\nu = \frac{\sin(i)}{d^2} \int \int I(x, z) dx dz. \quad (3.24)$$

La intensidad específica I_ν puede calcularse a partir de la ecuación de transporte radiativo, que describe la variación de la intensidad de la radiación a lo largo de una línea de visión

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu \quad (3.25)$$

donde s es la distancia a lo largo del rayo de propagación, α_ν es el coeficiente de absorción, que permite calcular la atenuación en la intensidad, y j_ν es el coeficiente de emisión, que representa la cantidad de intensidad específica añadida al haz por unidad de longitud. Bajo el supuesto de que tanto j_ν como α_ν permanecen aproximadamente constantes a lo largo de la trayectoria, la integración de la Ec. (3.25) conduce a

$$I_\nu(x, z) = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} (1 - e^{-\tau_\nu(x, z)}) \quad (3.26)$$

con $\tau_\nu(x, z)$ la profundidad óptica.

3.5.2 Profundidad óptica

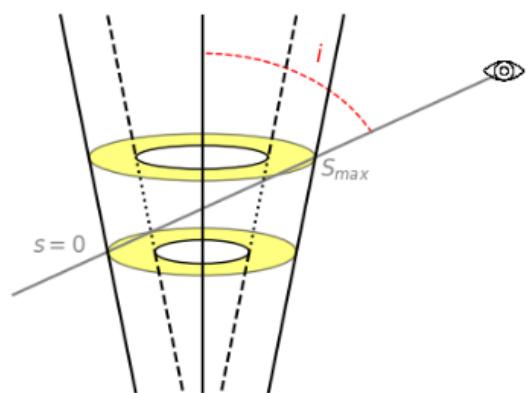


Figura 3.3. Diagrama del cruce de un rayo de luz por el espesor del *jet*.

En el modelo adoptado, la distribución de partículas se encuentra confinada entre los radios interno y externo definidos en cada altura z . Para un rayo que atraviesa un espesor $s(x, z)$ del *jet*, la cantidad de materia interceptada depende de la distancia transversal x al eje de simetría.

Asumimos que, dentro de la región comprendida entre los bordes interno y externo, el coeficiente de absorción α_ν es constante, y que fuera de esta zona la absorción es despreciable. La longitud efectiva recorrida dentro del medio absorbente depende de la posición transversal x , ya que algunos rayos atraviesan solo la envoltura externa, mientras que otros cruzan ambas regiones. En este caso,

$$s(x, z) = \frac{l(x, z)}{\sin i}, \quad (3.27)$$

3. Modelo

donde $l(x, z)$ es la longitud proyectada del segmento i es el ángulo entre la dirección de propagación del jet y la línea de visión del observador:

$$l(x, z) = \begin{cases} 2\sqrt{R_{\text{out}}^2(z) - x^2}, & |x| \geq R_{\text{in}}(z), \\ 2\left[\sqrt{R_{\text{out}}^2(z) - x^2} - \sqrt{R_{\text{in}}^2(z) - x^2}\right], & |x| < R_{\text{in}}(z). \end{cases} \quad (3.28)$$

Con esto podemos resolver la Ec. (3.26) para la intensidad espectral I_ν a lo largo de un trayecto $l(x, z)$, definido por la Ec. (3.28):

$$I_\nu(x, z) = \frac{j_\nu(z)}{\alpha_\nu(z)} \left[1 - e^{-\alpha_\nu(z)l(x, z)} \right]. \quad (3.29)$$

Aquí presentamos j_ν y α_ν en el sistema del observador. Podemos transformarlos al sistema comovil utilizando las invariantes relativistas j_ν/ν^2 , α_ν . Dado que la frecuencia transforma entre sistemas de referencia según el factor de Doppler (Ec. (2.2) y (2.3)). Luego el coeficiente de emisión transforma según

$$\begin{aligned} \frac{j'_{\nu'}}{\nu'^2} &= \frac{j_\nu}{\nu^2}, \\ \frac{j'_{\nu'}}{\nu'^2} &= \frac{j'_{\nu'}}{(\nu/\delta)^2} = \frac{j'_{\nu'}\delta^2}{\nu}, \\ j'_{\nu'} &= j_\nu/\delta^2, \end{aligned} \quad (3.30)$$

mientras que el coeficiente de absorción resulta

$$\begin{aligned} \alpha'_{\nu'} \nu' &= \alpha_\nu \nu, \\ \alpha'_{\nu'} &= \alpha'_{\nu'} (\nu/\delta) = \frac{\alpha'_{\nu'}}{\delta} \nu, \\ \alpha'_\nu &= \delta \alpha_\nu. \end{aligned} \quad (3.31)$$

De estos resultados la expresión de la intensidad en el sistema comovil resulta

$$I''_\nu(x, z) = \frac{j'_{\nu'}(z)}{\alpha'_{\nu'}(z)} \delta^3 \left[1 - e^{-\frac{\alpha'_{\nu'}(z)}{\delta} l(x, z)} \right]. \quad (3.32)$$

3.5.3 Coeficientes de emisividad y absorción

La emisividad sincrotrón j_ν describe la potencia radiada por unidad de volumen, frecuencia y ángulo sólido:

$$j_\nu = \frac{dE}{dt d\nu dV d\Omega}. \quad (3.33)$$

En el sistema comovil, para un valor fijo de z y energía de fotón $E_\gamma = h \nu'$, la potencia emitida por un único electrón de energía E' en un campo magnético $B'(z)$ puede calcularse como se detalla por la Ec. (A.6) detallada en el Anexo A. La emisividad total se obtiene multiplicando dicha potencia por la distribución de electrones $N'(E', z)$ e integrando sobre

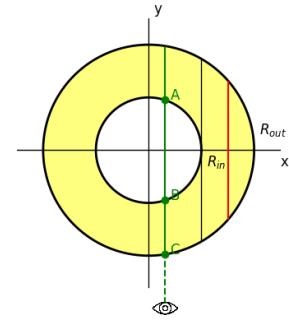


Figura 3.4. Sección transversal del jet en el plano del cielo.

todas las energías disponibles. La importancia de utilizar el sistema comovil reside en que nos permite asumir razonablemente que la emisividad resulta isotropica en este, por lo cual resulta

$$j'_{\nu'}(z) = \frac{1}{4\pi} \int P(\nu', E', B'(z)) N'(E', z) dE'. \quad (3.34)$$

La absorción sincrotrón se caracteriza mediante el coeficiente α_{ν} , que cuantifica la atenuación de la radiación al propagarse a través del plasma. Su cálculo en el sistema comovil se basa en la derivada espectral de la distribución de electrones en espacio logarítmico,

$$\frac{d \ln N'}{d \ln E'}, \quad (3.35)$$

a partir de la cual, en combinación con la potencia sincrotron (Ec. (A.6)) se construye el integrando

$$P_{\nu'}(\nu', E', B'(z)) N'(E', z) \left(\frac{d \ln N'}{d \ln E'} - 2 \right). \quad (3.36)$$

Asumiendo isotropia (nuevamente, razonable en el sistema comovil) la integración sobre energía, multiplicada por el factor físico $-h^3 c^2 / (8\pi E_{\gamma}^2)$, conduce a la expresión del coeficiente de absorción en el sistema comóvil:

$$\alpha'_{\nu'}(z) = -\frac{h^3 c^2}{8\pi E_{\gamma}^2} \int P_{\nu'}(\nu', E', B'(z)) N'(E', z) \left(\frac{d \ln N'}{d \ln E'} - 2 \right) dE'. \quad (3.37)$$

3.5.4 Regimenes ópticos.

Para calcular el flujo total, integramos la intensidad sobre la coordenada x (Ec. 3.24). En cada segmento del *jet*, el tratamiento depende del régimen óptico: delgado, grueso o intermedio (tratamiento general).

Tratamiento general

En el caso general, fuera de los límites de los regímenes ópticamente delgado y grueso, integramos numéricamente para obtener el valor del flujo

$$\begin{aligned} \frac{dF_{\nu'}}{dz} &= \frac{\sin i}{d^2} \frac{j'_{\nu'}(z)}{\alpha'_{\nu'}(z)} \delta^3 \int_{-R_{\text{out}}}^{R_{\text{out}}} (1 - e^{-\tau'_{\nu'}(x,z)}) dx, \\ &= \frac{\sin i}{d^2} \frac{j'_{\nu'}(z)}{\alpha'_{\nu'}(z)} \delta^3 \int_{-R_{\text{out}}}^{R_{\text{out}}} \left[1 - e^{-\frac{\alpha'_{\nu'}(z)}{\delta \sin(i)} l(x,z)} \right] dx, \end{aligned} \quad (3.38)$$

Caso ópticamente delgado

La profundidad óptica máxima corresponde al segmento de mayor longitud dentro de la región absorbente, es decir, para $x = R_{\text{in}}$. En tal caso:

$$\tau_{\nu,\max}(z) = \frac{\alpha_{\nu}(z)}{\sin i} 2 \sqrt{R_{\text{out}}^2(z) - R_{\text{in}}^2(z)}. \quad (3.39)$$

Consideramos que el medio es ópticamente delgado si $\tau_{\nu,\max} < 0.1$. En este régimen, $(1 - e^{-\tau_{\nu}}) \approx \tau_{\nu}(x, z)$, y sustituyendo en la Ec. 3.24 obtenemos:

$$\begin{aligned}
 \frac{dF_{\nu'}}{dz} &= \frac{\sin i}{d^2} \frac{j'_{\nu'}(z)}{\alpha'_{\nu'}(z)} \delta^3 \int_{-R_{\text{out}}}^{R_{\text{out}}} \tau'_{\nu'}(x, z) dx, \\
 &= \frac{\sin i}{d^2} j'_{\nu'}(z) \delta^2 \int_{-R_{\text{out}}}^{R_{\text{out}}} l(x, z) dx, \\
 &= \frac{\pi}{d^2} j'_{\nu'}(z) \delta^2 [R_{\text{out}}^2(z) - R_{\text{in}}^2(z)].
 \end{aligned} \tag{3.40}$$

Caso ópticamente grueso

Para un valor medio $x = (R_{\text{in}} + R_{\text{out}})/2$, definimos una profundidad óptica promedio $\tau_{\nu, \text{av}}(z) = \alpha'_{\nu'} l_{\text{av}} / (\delta \sin i)$. Si $\tau'_{\nu, \text{av}}(z) > 10$, el medio se considera ópticamente grueso y $(1 - e^{-\tau_{\nu}}) \approx 1$. En este régimen, la contribución al flujo es:

$$\begin{aligned}
 \frac{dF_{\nu}}{dz} &= \frac{\sin i}{d^2} \frac{j'_{\nu'}(z)}{\alpha'_{\nu'}(z)} \delta^3 \int_{-R_{\text{out}}}^{R_{\text{out}}} dx, \\
 &= 2R_{\text{out}} \frac{\sin i}{d^2} \frac{j'_{\nu'}(z)}{\alpha'_{\nu'}(z)} \delta^3.
 \end{aligned} \tag{3.41}$$

3.6 Convolución

En radioastronomía, un mapa $F(x, y)$ representa una distribución de brillo superficial, en este caso expresada en unidades de flujo por unidad de ángulo sólido. Sin embargo, la resolución finita de los telescopios introduce limitaciones que impiden observar fuentes puntuales de manera perfecta.

La función de dispersión de punto (PSF, por sus siglas en inglés) describe la respuesta de un sistema de imagen ante una fuente puntual u objeto puntual. Esta función se modela comúnmente mediante un haz gaussiano de la forma

$$B(x, y) = \exp \left[-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} \right], \tag{3.42}$$

donde σ_x y σ_y caracterizan la extensión del haz en las direcciones x e y , respectivamente. El mapa observado se obtiene entonces como la convolución del mapa modelado con el haz instrumental.

3.6.1 Convolucion discreta.

Para reproducir las condiciones de observación interferométrica, tomamos el mapa de flujo obtenido (ver Subsec. 3.5.1) y realizamos una convolución discreta sobre las celdas espaciales, dada por

$$F_{\text{conv}}(x', y') \approx \sum_{x,y} F(x, y), B(x - x', y - y'), \Delta x, \Delta y, \tag{3.43}$$

donde Δx y Δy representan el tamaño de las celdas. Estos valores se definen como $\Delta x, \Delta y = f_{\text{Ny}}, \sigma_{x,y}$, siendo f_{Ny} la frecuencia de muestreo de Nyquist. De esta forma, el flujo observado convolucionado resulta

$$F_{\text{conv}}(x', y') \approx \sum_{x,y} F(x, y), \exp! \left[-\frac{(x - x')^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y - y')^2}{2\sigma_y^2} \right], \Delta x, \Delta y. \quad (3.44)$$

Finalmente, es posible calcular el cociente entre el flujo total modelado y el flujo total observado. Dado el flujo modelado por celda $F(x, y)$, el flujo total se obtiene como

$$S = \sum_{x,y} F(x, y), \Delta x, \Delta y. \quad (3.45)$$

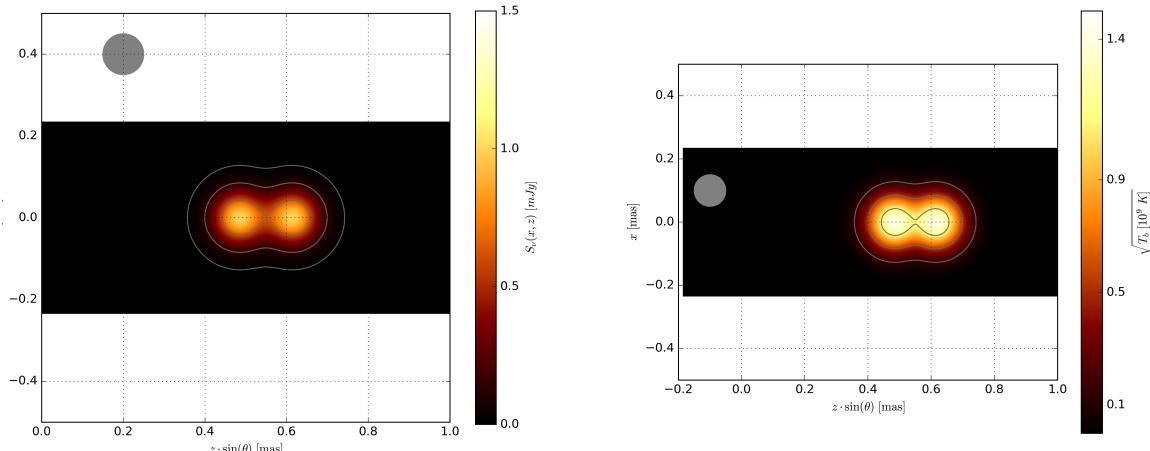
Por su parte, el flujo total tras la convolución está dado por

$$S_{\text{conv}} = \sum_{x,y} F(x, y), \frac{\Delta x, \Delta y}{A_{\text{haz}}}, \quad (3.46)$$

donde $A_{\text{haz}} = 2\pi, \sigma_x, \sigma_y$ corresponde al área del haz gaussiano. El término $\Delta x, \Delta y / A_{\text{haz}}$ representa el cociente entre el área de una celda y el área efectiva del haz de observación.

3.6.2 Prueba de convolución sobre dos fuentes puntuales.

Consideramos dos fuentes puntuales que emiten un flujo de 1 mJy cada una. Se realizó una convolución con un haz gaussiano, suponiendo una anchura a media altura (FWHM, por sus siglas en inglés) de 0.1 mas en el plano del cielo.



(a) Mapa de prueba de flujo para dos fuentes puntuales proyectado en coordenadas x y z en el plano del cielo.

(b) Mapa de prueba de temperatura de brillo para dos fuentes puntuales proyectado en coordenadas x y z en el plano del cielo.

Figura 3.5. Resultados de la convolución sobre dos fuentes puntuales de igual flujo con un haz gaussiano de FWHM = 0.1 mas.

El flujo total previo a la convolución corresponde naturalmente a la suma de los flujos de ambas fuentes, es decir $S = S_1 + S_2 = 2$ mJy. Tras la convolución, el flujo total obtenido es $S_{\text{conv}} \approx 1.941$ mJy, lo que implica un cociente $S_{\text{conv}}/S \approx 0.9705$. Dicha ligera disminución resulta consistente con el efecto de suavizado introducido por el haz gaussiano, que redistribuye el flujo sobre un área más extensa del plano del cielo, reproduciendo así las limitaciones impuestas por la resolución del instrumento.

Capítulo 4

Resultados

En este capítulo presentamos los resultados obtenidos para el ajuste de parámetros del modelo desarrollado, a partir de las observaciones. En primer lugar, presentamos los valores ajustados para las condiciones iniciales según los datos observacionales disponibles en la literatura. A continuación, presentamos nuestros resultados para la distribución espectral de energía de ajuste, así como el mapa de temperatura de brillo proyectado en el cielo. Finalmente, presentamos el perfil de temperatura de brillo en función de la altura.

4.1 Parámetros y condiciones iniciales.

Los valores iniciales de los parámetros dinámicos, geométricos y radiativos del modelo fueron determinados combinando restricciones teóricas con observaciones del objeto analizado. Estos parámetros se eligieron de manera que el modelo reproduzca tanto la potencia total observada del *jet* como las características del espectro en radio.

Los parámetros de la fuente son $d = 3.8$ Mpc (Harris et al., 2010), $M_{\text{BH}} = 5.5 \cdot 10^7 M_{\odot}$ (Neumayer, 2010), $\theta = 48^\circ$ (Müller et al., 2011). La emisión predicha por nuestro modelo es radiación sincrotrón, siendo SSC despreciable. Integraremos la emisión del *jet* hasta $z < z_{\text{max}} = 10^4 R_g$.

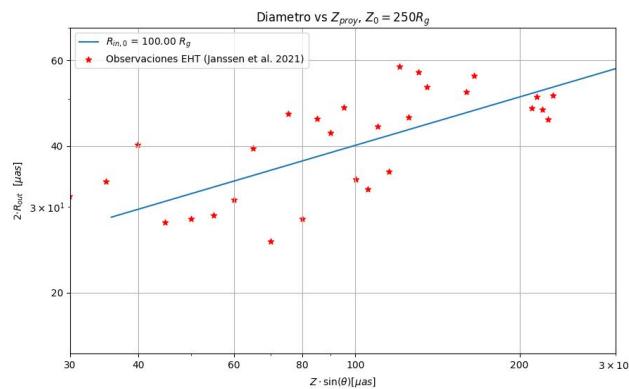


Figura 4.1. Diámetro del radio interior del *jet* contra la altura proyectada en el cielo. Puntos rojos representan observaciones de Janssen et al. (2021).

Para el ajuste de radios, así como el parámetro de apertura que determina la estructura parabólica del *jet*, se utilizaron observaciones de Janssen et al. (2021). Por medio del perfil

4. Resultados

de colimación obtenido en dicho trabajo, fijamos el parámetro de apertura $w = 0.33$ en la Ec. (3.3), tanto para el radio interno como para el externo.

La velocidad del flujo está mediada por el factor de Lorentz en función de la altura, Ec. (3.5)

$$\Gamma_j(z) = \Gamma_{j,0} \left(\frac{z}{z_0} \right)^g, \quad (4.1)$$

tomamos el *jet* casi no relativista en la base, de modo que $\Gamma_{j,0} \approx 1$. Para el valor del factor de potencias tomamos $g = 0.13$.

No estoy seguro que mas decir aca.

4.2 Distribución espectral de energía.

Para caracterizar la emisión del *jet* modelado calculamos el flujo en función de la altura para cada frecuencia, según lo descrito en la Sección 3.5.1. Luego, integrando las Ecuaciones (3.5.4),(3.41), (3.5.4) en la altura del *jet* podemos calcular el flujo total en función de la frecuencia.

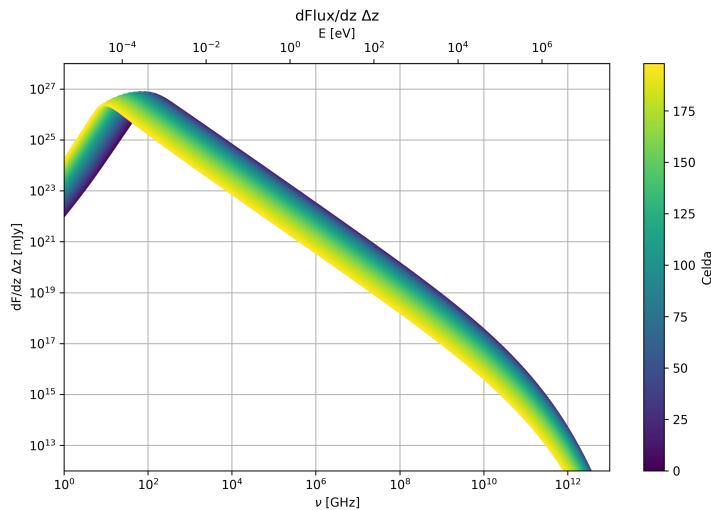


Figura 4.2. Flujo emitido por celda en función de la frecuencia.

En las Figuras 4.2 y 4.3 se muestra la distribución espectral de energía (SED) por celda del *jet*, así como el flujo total integrado a lo largo de su eje. Ambas figuras fueron obtenidas mediante el modelo de emisión sincrotrón desarrollado en el capítulo anterior. Dicho modelo reproduce adecuadamente la forma general del espectro, caracterizada por una pendiente suave en el rango de radio a óptico y una caída pronunciada hacia frecuencias más altas, en concordancia con un mecanismo de enfriamiento radiativo dominante.

Esta emisión se origina a partir de la distribución de partículas en función de la energía y la altura en el *jet*, $N(E, z)$, la cual se calcula a partir de la Ecuación 3.20. Para ello, se adopta una función de inyección de partículas según la Ecuación 3.17, con un índice espectral $p = 2.3$.

En la Figura 4.2 se observa que el pico de emisión se desplaza hacia frecuencias progresivamente más bajas al aumentar la altura en el *jet*. Este comportamiento sugiere una pérdida gradual de energía de las partículas, consistente con un escenario dominado por procesos de

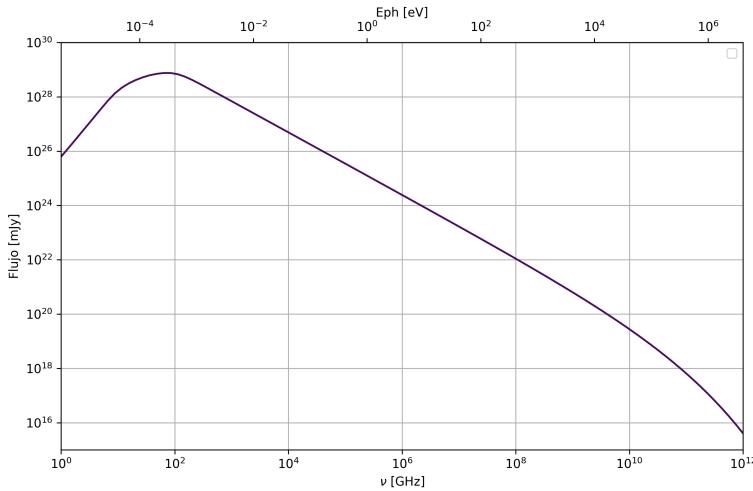


Figura 4.3. Flujo integrado emitido por el *jet* en función de la frecuencia

enfriamiento sincrotrón y adiabáticos a medida que el plasma se expande y se aleja de la base del *jet*.

Podemos ver en la Figura 4.3 que, a frecuencias más altas, el flujo presenta una caída con pendiente de ~ -1.15 . Este valor de pendiente es consistente con el esperado para una población de partículas con un índice de energía $p \simeq 2.3$, en concordancia con la función de inyección adoptada en el modelo.

4.3 Mapa de temperatura de brillo en el cielo.

Adicionalmente realizamos un mapa de temperatura de brillo en función de las coordenadas en el plano del cielo (x, y) para nuestro modelo. En el caso de fuentes resueltas, como Cen A, este tipo de mapas sintéticos constituye una herramienta complementaria para contrastar los resultados del modelo con los mapas de flujo observados y evaluar la validez de los parámetros físicos adoptados.

La Figura 4.4 presenta los mapas obtenidos para distintos valores de $R_{\text{in},0}$ y $R_{\text{out},0}$. En particular, la Figura 4.4a muestra el caso de un *jet* completamente lleno en su base (sin cavidad interna). La emisión resultante es simétrica en torno al eje, con un máximo de brillo localizado muy cerca de la base y un decaimiento progresivo a lo largo del eje del flujo.

En contraste, las Figuras 4.4b, 4.4c y 4.4d corresponden a modelos con distintos cocientes $R_{\text{out},0}/R_{\text{in},0}$. En la Figura 4.4b comienza a observarse la aparición de una zona central menos brillante, lo que sugiere un *jet* parcialmente hueco. A medida que el cociente $R_{\text{out},0}/R_{\text{in},0}$ disminuye, el brillo máximo tiende a concentrarse en una capa externa, dando lugar a una morfología en la que la emisión se confina a una franja delgada alrededor del eje. En estos casos, la temperatura de brillo máxima disminuye ligeramente, lo que indica una redistribución del flujo radiado. Finalmente, en la Figura 4.4d la emisión central prácticamente desaparece y el perfil longitudinal se extiende más en altura, aunque con una intensidad total menor.

En la Figura 4.5 se presenta un mapa sintético de la emisión del *jet* a 230 GHz, en concordancia con las observaciones reportadas por Janssen et al. (2021). Para obtener dicho mapa, se integró la emisión del *jet* proyectada en el plano del cielo y posteriormente se convolucionó con un haz gaussiano (ver Sec. 3.6), reproduciendo así las condiciones de observación interferométrica.

4. Resultados

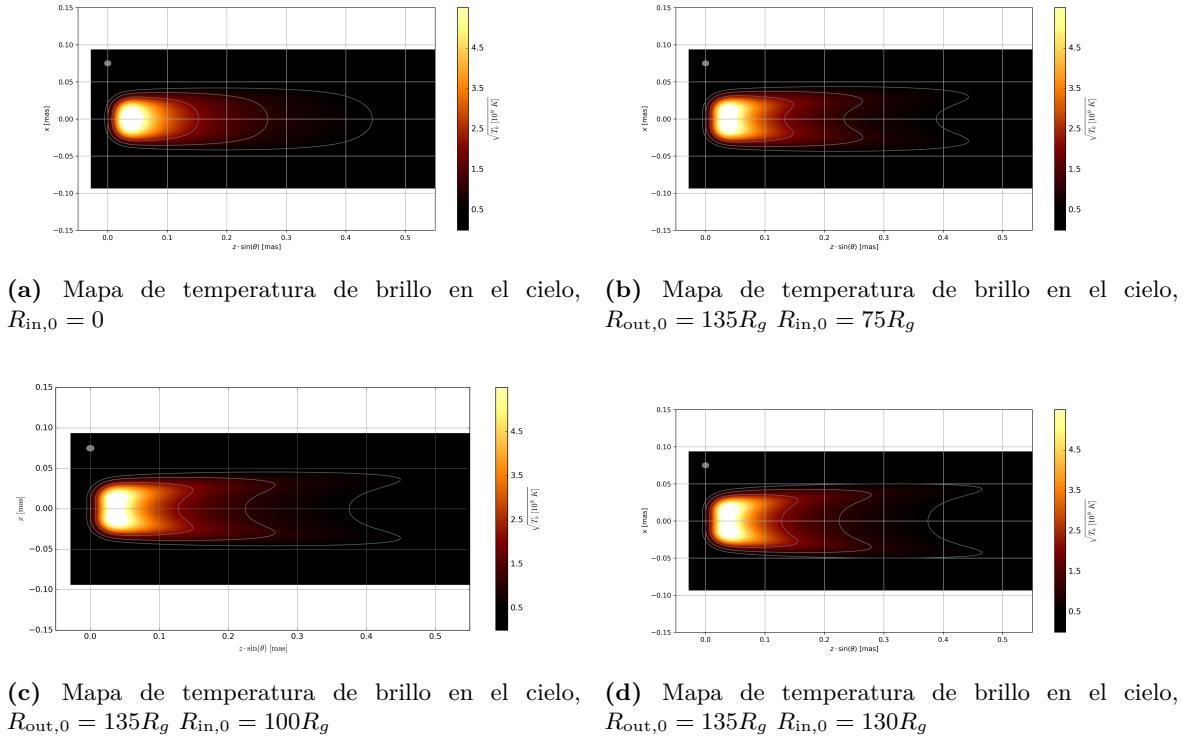


Figura 4.4. Mapas de temperatura de brillo para diversos valores de $R_{\text{out},0}$, $R_{\text{in},0}$

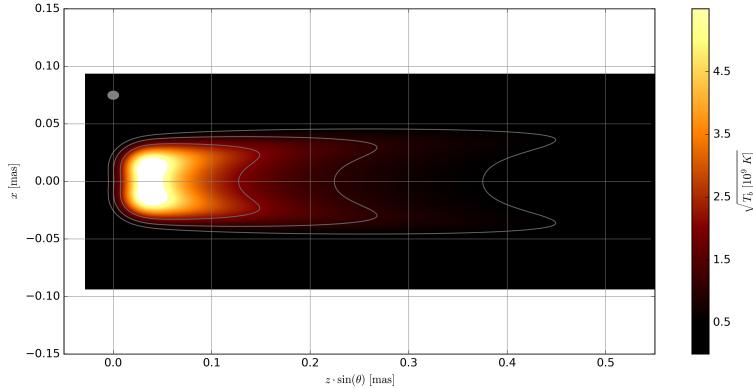


Figura 4.5. Mapa de temperatura de brillo proyectado en coordenadas x , z en el plano del cielo resultante del ajuste a las observaciones de Cen A.

Se observa en la figura que el fenómeno de bordes brillantes mencionado en la Sec. 2.2.1. Los bordes del *jet* presentan una temperatura de brillo distinta a la de la región interior, con un incremento notable en el límite del borde interno. Es importante considerar el tamaño del haz gaussiano utilizado para el modelado de la observación, ya que este puede modificar fuertemente el mapa resultante (ver Fig. 4.6)

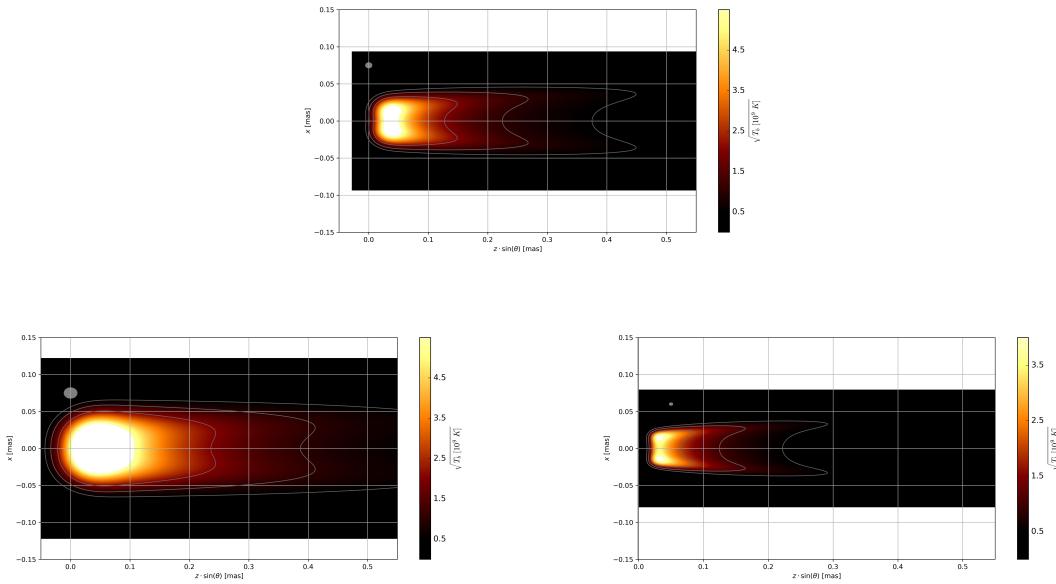


Figura 4.6. Mapas de temperatura de brillo para haces gaussianos de convolución. El haz utilizado para la convolución se encuentra representado por la elipse gris en la esquina superior izquierda de cada mapa.

4.4 Perfil de temperatura de brillo.

En la Figura 4.7 podemos ver diversos perfiles de temperatura de brillo máxima en función de la altura del *jet*. Dicha figura incluye ajustes para el cociente entre el radio interno y externo (Fig. 4.7a), pruebas en variación de parámetros en z (Fig. 4.7b), ajuste de la potencia total del *jet* (Fig. 4.7c) y pruebas de ajuste en el parámetro a_{inj} de la Ecuación (3.15) (Fig. 4.7d).

El cociente $R_{\text{out},0}/R_{\text{in},0}$ determina el grosor de la envoltura del *jet* a lo largo de z . Dado que adoptamos un mismo parámetro de apertura w para R_{out} y R_{in} en la Ec. (3.4), este cociente permanece constante en toda la extensión del *jet*. Como se muestra en la Fig. 4.7a, los modelos con valores pequeños de $R_{\text{out},0}/R_{\text{in},0}$ producen un *jet* más estrecho, con un pico de emisión más compacto e intenso, ya que la radiación se concentra en una región central más densa y caliente. Por el contrario, al aumentar $R_{\text{out},0}/R_{\text{in},0}$ el *jet* se ensancha y la emisión se distribuye sobre un área mayor, lo que disminuye el brillo máximo y suaviza el perfil transversal. El mejor ajuste a las observaciones se obtiene para valores de $R_{\text{out},0}/R_{\text{in},0}$ cercanos a 1.5, lo que sugiere una estructura del *jet* moderadamente ancha en su base.

La Figura 4.7b muestra el perfil de temperatura de brillo en función de la altura para distintos ajustes de los parámetros que describen la estructura longitudinal del *jet*, tales como la altura máxima del *jet*, la altura máxima de la región de inyección y la posición correspondiente a la base del *jet*. Se observa que estos parámetros ejercen una influencia significativa sobre la ubicación del máximo en el perfil de temperatura de brillo. En particular, la altura z del máximo coincide aproximadamente con el valor z_0 adoptado en el modelo, con una ligera dependencia adicional de z_{max} . Asimismo, el parámetro z_{max} afecta de manera notable la magnitud de la temperatura de brillo: *jets* más extendidos tienden a presentar valores de temperatura de brillo más bajos debido a la mayor dispersión de la emisión a lo largo del eje. Por último, $z_{\text{max,inj}}$ modula la pendiente de ascenso del perfil: para valores más pequeños de este parámetro, la emisión se concentra en regiones cercanas a la base del *jet*, dando lugar a un pico más agudo seguido de un descenso más pronunciado.

4. Resultados

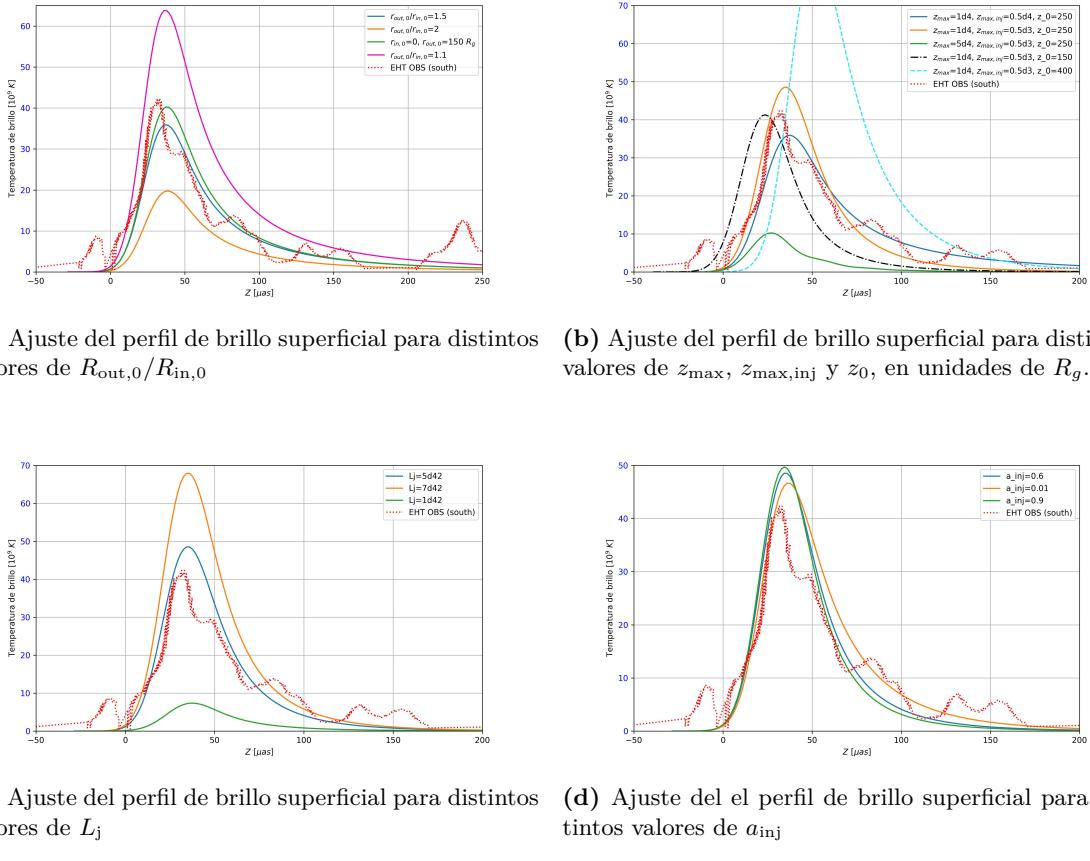


Figura 4.7. Pruebas de ajuste de parámetros para el perfil de temperatura de brillo.

Finalmente, las Figuras 4.7c y 4.7d muestran el ajuste del perfil para distintos valores de L_j (ver Ec. (3.11)) y a_{inj} , respectivamente. Podemos ver de forma directa que la magnitud del máximo del perfil posee una dependencia directa con el valor de la potencia total del jet , así como una ligera dependencia con el valor del parámetro a_{inj} . A su vez, a_{inj} tiene una proporcionalidad inversa con la posición del máximo de emisión. Esto ocurre debido a que a mayores valores de a_{inj} mayor la dependencia inversa de la tasa de inyección dL_{inj}/dz con la altura z , por lo cual

Finalmente, las Figuras 4.7c y 4.7d muestran el ajuste del perfil de temperatura de brillo para distintos valores de la potencia total del jet , L_j (ver Ec. (3.11)), y del parámetro a_{inj} , respectivamente. Se observa de manera directa que la magnitud del máximo del perfil posee una fuerte dependencia con el valor de L_j , mientras que muestra una dependencia más débil respecto a a_{inj} . El parámetro a_{inj} , a su vez, presenta una relación inversa con la posición del máximo de emisión. Esto posiblemente resulta una consecuencia de que, para valores mayores de a_{inj} , la tasa de inyección de energía por unidad de altura, dL_{inj}/dz , decrece más rápidamente con z . En consecuencia, la mayor parte de la energía se deposita en regiones más próximas a la base del jet , concentrando la emisión en zonas internas y desplazando el máximo del perfil hacia alturas menores. Por el contrario, valores más pequeños de a_{inj} implican una inyección más extendida a lo largo del jet , lo que da lugar a un perfil de emisión más amplio y con un pico desplazado hacia alturas mayores.

En la Figura 4.8 se muestra el perfil de temperatura de brillo máxima en función de la altura obtenido para Cen A. Se observa un buen acuerdo con las observaciones hasta aproximadamente $z \sim 200 R_g$, a partir de lo cual la temperatura de brillo observada disminuye

rápidamente con la altura. Este comportamiento se condice con lo mostrado en la Figura 2.4, que ilustra las observaciones del EHT. En dicha imagen, el *jet* parece desviarse a mayores alturas, lo que podría estar asociado a la disminución de la temperatura de brillo en esa región.

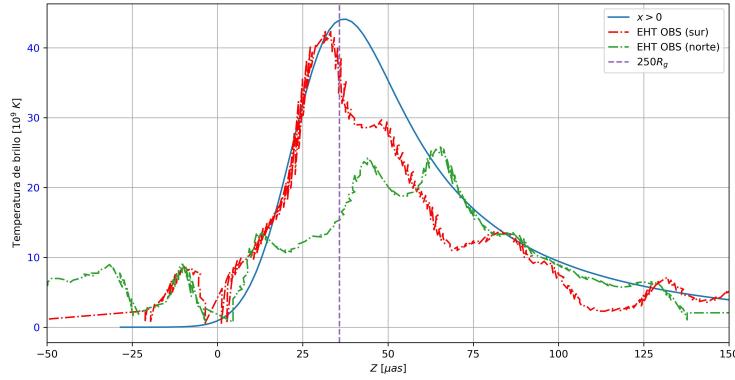


Figura 4.8. Perfil de temperatura de brillo T_b en función de la altura del *jet* ajustado a las observaciones de Cen A. En rojo las observaciones del *jet* realizadas por Janssen et al. (2021). En verde las observaciones del contra-*jet* .

Apéndice A

Radiación sincrotrón

Una partícula cargada inmersa en un campo magnético uniforme \mathbf{B} emitirá radiación linealmente polarizada denominada radiación sincrotrón. En ambientes astrofísicos, la radiación sincrotrón puede contribuir al flujo de energía en radio, en el óptico o incluso rayos X blandos.

En el límite clásico, la potencia por unidad de energía emitida por una partícula de energía $E = \gamma mc^2$ y carga e en un campo magnético B , es

$$P_{\text{syn}} = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{4\pi mc^2 h} \frac{E_\gamma}{E_c} \int_{E_\gamma/E_c}^{\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi, \quad (\text{A.1})$$

donde

$$E_c = \frac{3heB \sin(\alpha)}{4\pi mc} \gamma^2, \quad (\text{A.2})$$

aquí α es el ángulo formado entre la velocidad de la partícula y el campo magnético, E_γ es la energía del fotón radiado y $K_{5/3}$ es la función modificada de Bessel (?). El espectro de la radiación sincrotrón alcanza un máximo agudo para $E_\gamma \approx 0.29E_c$.

? presenta una aproximación para el valor de esta integral. Para ello proponemos $x = E_\gamma/E_c$, luego redefinimos la integral anterior como

$$F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(\tau) d\tau. \quad (\text{A.3})$$

Si tomamos la componente del campo magnético perpendicular a la velocidad del electrón $B_\perp = B \sin(\theta)$ con θ el ángulo entre \mathbf{v} y \mathbf{B} definimos

$$G(x) = \int \sin(\theta) F\left(\frac{x}{\sin(\theta)}\right) \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \int_0^\pi F\left(\frac{x}{\sin(\theta)}\right) \sin^2(\theta) d\theta. \quad (\text{A.4})$$

Luego proponemos la siguiente aproximación para $G(x)$, con una precisión mejor del 0.2% en todo el rango de x .

$$G(x) \approx \frac{1.808x^{1/3}}{\sqrt{1 + 3.4x^{2/3}}} \left(\frac{1 + 2.21x^{2/3} + 0.347x^{4/3}}{1 + 1.353x^{2/3} + 0.217x^{4/3}} \right) e^{-x}. \quad (\text{A.5})$$

Finalmente, la potencia sincrotrón resulta

$$P_{\text{syn}} \simeq \frac{\sqrt{3}e^3 B}{4\pi mc^2 h} G(x), \quad x = \frac{E_\gamma}{E_c}. \quad (\text{A.6})$$

La tasa de pérdida de energía para una partícula es

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{syn}} = -\frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 c \sigma_{Th} \frac{B^2}{8\pi} \gamma^2 \quad (\text{A.7})$$

donde m_e es la masa en reposo del electrón y σ_{Th} es la sección eficaz de Thomson. Una característica clave de la radiación sincrotrón es que se emite naturalmente colimada en un cono de semiapertura $\sim 1/\gamma$ respecto a la dirección de movimiento de la partícula.

Para una distribución de partículas $N(E, \alpha)$, la potencia total sincrotrón por unidad de volumen resulta

$$q_{\text{syn}}(E_\gamma) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \int_{\Omega_\alpha} N(E, \alpha) P_{\text{syn}}(E_\gamma, E, \alpha) \sin(\alpha) dE d\Omega_\alpha. \quad (\text{A.8})$$

En particular, si la distribución de electrones es isotrópica y sigue una ley de potencias con índice p ($N(E) \propto E^{-p}$), la integración en energía conduce a un espectro sincrotrón también en forma de potencia:

$$q_{\text{syn}}(E_\gamma) \propto E_\gamma^{\frac{p-1}{2}}. \quad (\text{A.9})$$

Este caso resulta especialmente relevante ya que los principales mecanismos de aceleración de partículas en astrofísica producen de manera natural distribuciones de electrones con índices espectrales cercanos a $p \simeq 2$. En consecuencia, la forma de ley de potencias en la radiación sincrotrón constituye una huella directa de la aceleración no térmica en *jets* relativistas y otras fuentes compactas.

A.1 Auto-absorción sincrotrón (SSA)

La emisión sincrotrón suele estar acompañada por procesos de absorción y de emisión inducida. En el primero, los fotones producidos por las partículas relativistas transfieren su energía a otras cargas en presencia del campo magnético, reduciendo la intensidad observable. En el segundo, la emisión estimulada tiende a amplificar la radiación en direcciones y frecuencias donde esta ya es predominante, modificando la distribución angular y espectral de la emisión total.

Para una población de partículas con una distribución de energías en forma de ley de potencias, $N(E) = KE^{-p}$, el coeficiente de absorción puede escribirse como

$$\alpha_\nu = \frac{(p+2)c^2}{8\pi\nu^2} \int dE, P(\nu, E) \frac{N(E)}{E} \propto \nu^{-(p+4)/2}, \quad (\text{A.10})$$

donde $P(\nu, E)$ es la potencia emitida por una partícula de energía E a la frecuencia ν .

Si consideramos una región uniforme en la cual tanto el coeficiente de emisión j_ν como el de absorción α_ν son aproximadamente constantes a lo largo de una trayectoria efectiva de longitud l , la intensidad emergente puede expresarse como

$$I_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} \left(1 - e^{-\alpha_\nu l} \right), \quad (\text{A.11})$$

En el régimen ópticamente grueso ($\alpha_\nu l \gg 1$) resulta en un espectro con una pendiente característica $I_\nu \propto \nu^{5/2}$, independiente del índice espectral p . Este comportamiento genera un quiebre en el espectro a bajas frecuencias, que marca la transición entre las regiones ópticamente gruesa y delgada del flujo sincrotrón.

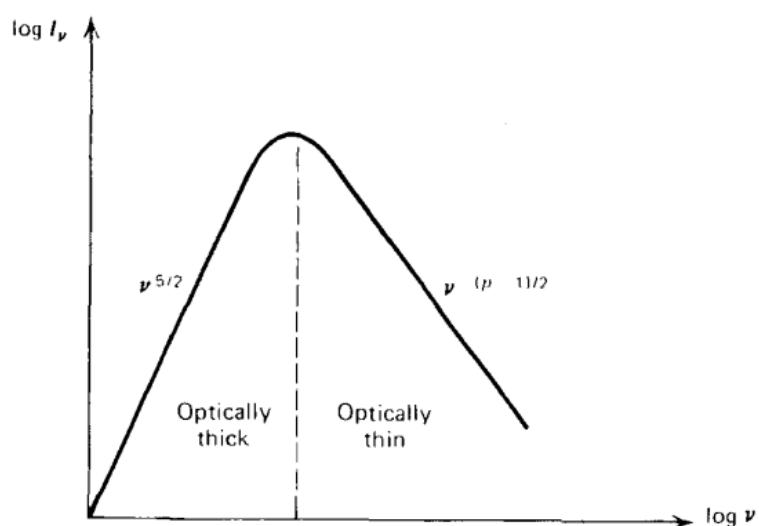


Figura A.1. Espectro esquemático de emisión sincrotrón mostrando las regiones ópticamente gruesa ($I_\nu \propto \nu^{5/2}$) y ópticamente delgada ($I_\nu \propto \nu^{-(p-1)/2}$). Imagen obtenida de ?

Bibliografía

- F. A. Aharonian, S. R. Kelner, and A. Y. Prosekin. Angular, spectral, and time distributions of highest energy protons and associated secondary gamma rays and neutrinos propagating through extragalactic magnetic and radiation fields. , 82(4):043002, Aug. 2010. doi: 10.1103/PhysRevD.82.043002.
- R. Barniol Duran, A. Tchekhovskoy, and D. Giannios. Simulations of radiative magnetic reconnection in relativistic jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 469:4957–4978, 2017.
- M. C. Begelman. Instability of toroidal magnetic field in jets and plerions. *The Astrophysical Journal*, 493:291–300, 1998.
- M. C. Begelman, R. D. Blandford, and M. J. Rees. Theory of extragalactic radio sources. *Reviews of Modern Physics*, 56(2):255, 1984.
- R. D. Blandford and D. G. Payne. Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 199:883–903, 1982.
- R. D. Blandford and R. L. Znajek. Electromagnetic extraction of energy from kerr black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 179:433–456, 1977.
- R. D. Blandford, D. Meier, and A. Readhead. Relativistic jets from active galactic nuclei. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 57:467–509, 2019.
- G. R. Blumenthal and R. J. Gould. Bremsstrahlung, synchrotron radiation, and compton scattering of high-energy electrons traversing dilute gases. *Reviews of Modern Physics*, 42:237–270, 1970.
- B. Boccardi, T. P. Krichbaum, U. Bach, F. Mertens, E. Ros, E. Ros, W. Alef, and J. A. Zensus. The stratified two-sided jet of cygnus a. acceleration and collimation. arXiv: High Energy Astrophysical Phenomena, 2015. URL <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:118551934>.
- B. Boccardi, T. P. Krichbaum, E. Ros, and J. A. Zensus. Radio observations of active galactic nuclei with mm-vlbi. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 25:4, 2017.
- M. Böttcher, A. Reimer, K. Sweeney, and A. Prakash. Leptonic and Hadronic Modeling of Fermi-detected Blazars. *ApJ*, 768(1):54, May 2013. doi: 10.1088/0004-637X/768/1/54.
- Bruni, G., Gómez, J. L., Vega-García, L., Lobanov, A. P., Fuentes, A., Savolainen, T., Kovalev, Y. Y., Perucho, M., Martí, J.-M., Anderson, J. M., Edwards, P. G., Gurvits, L. I., Lisakov, M. M., Pushkarev, A. B., Sokolovsky, K. V., and Zensus, J. A. Radioastron reveals a spine-sheath jet structure in 3c 273. *AA*, 654:A27, 2021. doi: 10.1051/0004-6361/202039423. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039423>.
- S. M. Carroll. *Spacetime and Geometry: An Introduction to General Relativity*. Addison Wesley, 2004.
- D. A. Clarke, J. O. Burns, and M. L. Norman. Radio galaxy jets in cooling flows. *The Astrophysical Journal*, 395:444–456, 1992.

BIBLIOGRAFÍA

- H. D. Curtis. Descriptions of 762 nebulae and clusters photographed with the crossley reflector. *Publications of the Lick Observatory*, 13:9–42, 1918.
- B. L. Fanaroff and J. M. Riley. The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 167:31P–36P, 1974.
- E. A. Fath. The spectra of some spiral nebulae and globular star clusters. *Lick Observatory Bulletin*, 5:71–74, 1909.
- I. J. Feain et al. The giant radio lobes of centaurus a: morphology, polarization, and spectral index. *The Astrophysical Journal*, 740:17, 2011.
- M. J. Hardcastle and J. H. Croston. Radio galaxies and feedback from agn jets. *New Astronomy Reviews*, 88:101539, 2020.
- M. J. Hardcastle, D. M. Worrall, R. P. Kraft, W. R. Forman, C. Jones, and S. S. Murray. Chandra and vla observations of the jet in centaurus a. *The Astrophysical Journal*, 593:169–183, 2003.
- G. L. H. Harris, M. Rejkuba, and W. E. Harris. The distance to ngc 5128 (centaurus a). *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 27:457–462, 2010.
- C. Hazard, M. B. Mackey, and A. J. Shimmins. Investigation of the radio source 3c 273 by the method of lunar occultations. *Nature*, 197:1037–1039, 1963.
- F. P. Israel. Centaurus a - ngc 5128. *Astronomy and Astrophysics Review*, 8:237–278, 1998.
- M. Janssen et al. Event Horizon Telescope observations of the jet launching and collimation in Centaurus A. *Nature Astronomy*, 5:1017–1028, July 2021. doi: 10.1038/s41550-021-01417-w.
- R. C. Jennison and M. K. Das Gupta. Fine structure of the extra-terrestrial radio source cygnus i. *Nature*, 172:996–997, 1953.
- R. P. Kerr. Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics. *Physical Review Letters*, 11:237–238, 1963.
- R. A. Laing et al. A chandra survey of x-ray emission from 3crr radio galaxies and quasars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 378:541–566, 2007.
- D. L. Meier. The association of jet production with accretion disk magnetic fields and black hole spin. *ApJ*, 548:L9–L12, 2001.
- F. Mertens, A. P. Lobanov, R. C. Walker, and P. E. Hardee. Kinematics of the jet in M 87 on scales of 100-1000 Schwarzschild radii. *A&A*, 595:A54, Oct. 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201628829.
- C. Müller et al. Cen a monitoring with tanami: parsec-scale radio jets and multiwavelength correlations. *Astronomy and Astrophysics*, 530:L11, 2011.
- H. e. a. Nagai. Subparsec-scale limb-brightened jet of 3c 84 revealed by 43 ghz vla monitoring. *ApJ*, 883:193, 2019.
- M. Nakamura, K. Asada, K. Hada, H.-Y. Pu, S. Noble, C. Tseng, K. Toma, M. Kino, H. Nagai, K. Takahashi, J. C. Algaba, M. Orienti, K. Akiyama, A. Doi, G. Giovannini, M. Giroletti, M. Honma, S. Koyama, R. Lico, K. Niinuma, and F. Tazaki. Parabolic jets from the spinning black hole in m87. *Astrophysical Journal*, 868(2):146, Dec. 2018. doi: 10.3847/1538-4357/aaeb2d.
- N. Neumayer. Supermassive black hole mass measurements in centaurus a. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 27:449–456, 2010.
- B. T. Park and V. Petrosian. Fokker-Planck Equations of Stochastic Acceleration: A Study of Numerical Methods. *ApJS*, 103:255, Mar. 1996. doi: 10.1086/192278.
- G. E. Romero, M. Boettcher, S. Markoff, and F. Tavecchio. Relativistic Jets in Active Galactic Nuclei and Microquasars. , 207(1-4):5–61, July 2017. doi: 10.1007/s11214-016-0328-2.
- G. B. Rybicki and A. P. Lightman. *Radiative processes in astrophysics*. 1979.
- M. Schmidt. 3c 273: A star-like object with large red-shift. *Nature*, 197:1040, 1963.

- K. Schwarzschild. Über das gravitationsfeld eines massenpunktes nach der einsteinschen theorie. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften*, pages 189–196, 1916.
- C. K. Seyfert. Nuclear emission in spiral nebulae. *The Astrophysical Journal*, 97:28–40, 1943.
- M.-H. Ulrich, L. Maraschi, and C. M. Urry. Variability of Active Galactic Nuclei. *ARA&A*, 35:445–502, Jan. 1997. doi: 10.1146/annurev.astro.35.1.445.
- C. M. Urry and P. Padovani. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *PASP*, 107:803, Sept. 1995. doi: 10.1086/133630.
- R. C. Walker, P. E. Hardee, F. Davies, C. Ly, W. Junor, F. Mertens, and A. Lobanov. Observations of the structure and dynamics of the inner m87 jet. *Galaxies*, 4(4), 2016. ISSN 2075-4434. doi: 10.3390/galaxies4040046. URL <https://www.mdpi.com/2075-4434/4/4/46>.
- H. Yang, F. Yuan, H. Li, Y. Mizuno, F. Guo, R. Lu, L. C. Ho, X. Lin, A. A. Zdziarski, and J. Wang. Modeling the inner part of the jet in m87: Confronting jet morphology with theory. *Science Advances*, 10(12):eadn3544, 2024. doi: 10.1126/sciadv.adn3544.
- A. A. Zdziarski, L. Stawarz, P. Pjanka, and M. Sikora. Jet models for black hole binaries in the hard spectral state. *MNRAS*, 440(3):2238–2254, May 2014. doi: 10.1093/mnras/stu420.