



UNIVERSIDAD DE CONCEPCIÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS

GENERAL RELATIVISTIC RAY TRACING AROUND ROTATING BLACK HOLES: EXPLORING THE SED PARAMETER SPACE FOR RIAF MODELS

Por: Javier Ignacio Pedreros Medina

Tesis presentada a la Facultad de Ciencias Físicas de la Universidad de
Concepción para optar al grado académico de Magíster en Ciencias con
Mención en Física

Marzo 2024

Concepción, Chile

Profesor Guía : Dominik Schleicher
Co - Tutora : Bidisha Bandyopadhyay
Comité : Neil Nagar
Dominik Schleicher
Bidisha Bandyopadhyay

© 2024, Javier P. Medina

Ninguna parte de esta tesis puede reproducirse o transmitirse bajo ninguna forma o por ningún medio o procedimiento, sin permiso por escrito del autor.

Se autoriza la reproducción total o parcial, con fines académicos, por cualquier medio o procedimiento, incluyendo la cita bibliográfica del documento.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo no pudo haber sido posible sin la ayuda de muchas personas que estuvieron apoyándome en todo momento. Primero me gustaría agradecer a mi profesor guía Dominik Schleicher y a mi tutora Bidisha Bandyopadhyay quienes me ayudaron a solucionar dudas que tuve en el camino y además con la corrección de mi tesis. Quiero también agradecer profundamente a mi madre Claudia Medina, a mi abuela Patricia Bernales, a mi pareja Constanza Fernández y amigos quienes me ayudaron en los momentos que más necesitaba, ya que esta tesis comenzó en un ambiente de manifestaciones sociales y luego se sumó la pandemia, donde el confinamiento y el estrés fueron factores que me perjudicaron mucho, pero ellos siempre tuvieron una palabra de aliento y ánimo para seguir adelante. Quiero agradecer a un amigo y compañero de universidad, Javier Lagunas, que estuvo aprendiendo junto a mí sobre el código, con el cual tuvimos conversaciones y nos ayudábamos mutuamente con dudas. Por último, y no menos importante, quiero agradecer a las instituciones como la Universidad de Concepción por darme los espacios para poder estudiar en sus dependencias, también quiero agradecer al proyecto ANID BASAL projects FB210003, al Nucleo TITANS (codigo NCN19_058) y al proyecto Fondecyt Regular (codigo 1201280).

Resumen

En los centros galácticos activos (AGNs) podemos encontrar una diversidad de fenómenos físicos que emiten radiación electromagnética de formas muy distintas, las cuales son observables y diferenciales en distribuciones espectrales de energía (SEDs). Este trabajo se enfoca en modelar SEDs y estudiar sus formas, ocupando el código GRTRANS el cual utiliza una técnica de trazado de rayos para obtener intensidades mediante la ecuación de transferencia radiativa. En esta investigación se ocuparon los modelos esquemáticos HARM con un disco de acreción toroidal y rHARM3D con un disco de acreción semi-delgado. La radiación que se estudia es de sincrotrón térmica y no térmica variando componentes del AGN tales como la masa del agujero negro (M_{\bullet}), la razón de Eddington (λ_{edd}), la razón de temperaturas ion-electrón (T_i/T_e), el exponente de la ley de potencia no térmica (P) y el ángulo de observación (α) que hay entre el observador y el eje perpendicular al plano del disco, con la finalidad de comprender como estos parámetros afectan la SED. También se estudian los mapas de luminosidad para cada uno de estas componentes a $22[GHz]$, $86[GHz]$, $230[GHz]$ y $345[GHz]$ para observar si existen dependencias en la frecuencia. Por último, se simula Sgr A* y se encuentra la distribución espectral de energía que mejor se ajuste a los datos. Esto se realizó encontrando la SED que tuviera una luminosidad bolométrica entre $L_{bol} = (6,8 - 9,2) \times 10^{35}[erg/s]$ para un estado "quiescent" de Sgr A*. Como resultado encontramos que la razón de Eddington $\lambda_{edd} = 1,5 \times 10^{-9}$, la razón de temperatura ion-electrón $T_i/T_e = 3$ y el índice de potencia $P = 3,2$ son los mejores valores para representar la SED de Sagitario A* considerando solo radiación de sincrotrón térmica y no térmica con un ángulo entre 20° y 40° .

Keywords – GRTRANS, Agujero Negro, distribución espectral, SGR A*

Abstract

In active galactic nuclei (AGNs) a diversity of physical phenomena leading to the emission of electromagnetic radiation in very distinct forms can be found, which are observable and distinguishable via the spectral energy distributions (SEDs). This work focuses on modeling SEDs and studying their shapes, employing the GRTRANS code, which utilizes a ray-tracing technique to obtain intensities through the radiative transfer equation. In this research, schematic HARM models with a toroidal accretion disk and rHARM3D with a semi-thin accretion disk were utilized. We consider both thermal and non-thermal synchrotron radiation, varying AGN components such as the mass of the black hole (M_{\bullet}), the Eddington ratio (L_{edd}), the ion-electron temperature ratio (T_i/T_e), the non-thermal power-law index (P), and the viewing angle (α) between the observer and the axis perpendicular to the disk plane, aiming to comprehend how these parameters affect the SED. Luminosity maps for each of these components at 22[GHz], 86[GHz], 230[GHz], and 345[GHz] are also studied to determine their frequency dependence. Finally, Sgr A* is simulated, and the spectral energy distribution that best fits the data is determined. This was done by finding the SED with a bolometric luminosity between $L_{\text{bol}} = (6,8 - 9,2) \times 10^{35}[\text{erg/s}]$ for a "quiescent" state of Sgr A*. As a result, it was found that the Eddington ratio $L_{\text{edd}} = 1,5 \times 10^{-9}$, the ion-electron temperature ratio $T_i/T_e = 3$, and the power index $P = 3,2$ are the best values to represent the SED of Sagittarius A* when considering thermal and non-thermal synchrotron radiation for angles between 20° and 40°.

Keywords – GRTRANS, Black Hole, SED, SGR A*

Índice general

AGRADECIMIENTOS	I
Resumen	II
Abstract	III
1. Introducción	1
1.1. ¿Qué son los agujeros negros?	1
1.2. Clasificación	2
1.2.1. Stellar Black Hole (SBH)	2
1.2.2. Intermediate-Mass Black Hole (IMBH)	3
1.2.3. Supermassive Black Hole (SMBH)	3
1.3. No-Hair Theorem	4
1.3.1. Schwarzschild black hole	4
1.3.2. Kerr black hole	5
1.3.3. Kerr-Newman black hole	6
1.4. Componentes de un AGN	7
1.4.1. Singularidad	7
1.4.2. Horizonte de eventos	8
1.4.3. Esfera de Fotones	8
1.4.4. Disco de Acreción	9
1.4.5. Chorro	11
1.4.6. Nubes de emisión de línea	12
1.4.7. Toro	12
2. Metodología	14
2.1. GRTRANS	14
2.1.1. Trazado de rayo	15
2.1.2. Transporte paralelo de la base de polarización	15
2.1.3. Emisión y absorción	16
2.1.4. Ecuación de transferencia a lo largo del rayo	17
2.2. Tipos de emisión	18
2.2.1. Emisión térmica	19
2.2.2. No-Térmica	20
2.3. Modelos de Fluidos	20

2.3.1. Disco Toroidal	22
2.3.2. Disco semi-delgado	23
3. Análisis	26
3.1. Explorando parámetros de la distribución espectral de energía . .	27
3.2. Sagitario A*	37
3.2.1. EHT y resolución angular	38
3.2.2. Simulación Sgr A*	39
3.2.3. Ajuste de parámetros	43
4. Discusión & Conclusión	49
4.1. Discusión	51
4.2. Conclusión	57
Referencias	59
Apéndices	64
A. Límite de Eddington	64
B. Simulaciones	66
B1. Simulaciones de la Tabla 3.1.1	66
B2. Simulaciones de la Tabla 3.1.2	70
B3. Simulación de Sgr A*	75

Índice de cuadros

- 3.1.1. Aquí se observa todas las simulaciones realizadas para el disco toroidal. En la tabla de la izquierda se tiene una emisión de radiación de sincrotrón híbrida entre térmica y ley de potencia, mientras que la tabla de la derecha es para una emisión de radiación solo de sincrotrón térmica. En (A) y (E) se varían solo $M_{\bullet} = 10^6, 10^7, 10^8, 10^9$, en (B) y (F) se varia solo $\lambda_{edd} = 10^{-8}, 10^{-9}, 10^{-10}, 10^{-11}$, en (C) y (G) varia $\alpha = 0^{\circ}, 30^{\circ}, 45^{\circ}, 60^{\circ}, 90^{\circ}$ donde 0° es face-on y por último en (D) y (H) solo varia el índice de la ley de potencia $P = 2,0, 2,5, 3,0, 3,5, 7,0$. En las simulaciones, los parámetros que no varían se mantienen constantes tomando los valores $M_{\bullet} = 10^6 M_{\odot}$, $\alpha = 90^{\circ}$, $\lambda_{edd} = 10^{-9}$, y $P = 3,0$, los cuales son los valores dados para la simulación de referencia del disco toroidal. 31
- 3.1.2. Aquí se observan todas las simulaciones realizadas para el modelo de disco semi-delgado. En la tabla de la izquierda se tiene una emisión de radiación de sincrotrón híbrida entre térmica y ley de potencia, mientras que la tabla de la derecha es para una emisión de radiación de sincrotrón solo térmica. En (I) y (M) se varían solo $M_{\bullet} = 10^6, 10^7, 10^8, 10^9$, en (J) y (N) se varia solo $\lambda_{edd} = 10^{-5}, 10^{-6}, 10^{-7}, 10^{-8}$, en (K) y (O) solo $\alpha = 0^{\circ}, 30^{\circ}, 45^{\circ}, 60^{\circ}, 90^{\circ}$ donde 0° es face-on y por último en (L) y (P) solo varia el índice de la ley de potencia $P = 2,0, 2,5, 3,0, 3,5, 7,0$. En las simulaciones, los parámetros que no varían se mantienen constantes tomando los valores $M_{\bullet} = 10^6 M_{\odot}$, $\alpha = 90^{\circ}$, $\lambda_{edd} = 10^{-6}$, y $P = 3,0$, los cuales son los valores dados para la simulación de referencia del disco semi-delgado. 32
- 3.2.1. Aquí tenemos datos de Sagitario A* obtenidos de la literatura. La masa (M_{\bullet}) y la distancia (D) fueron obtenidos de [GRAVITY Collaboration et al. \(2019\)](#), el índice de la ley de potencia (P) fue obtenido por [Yuan and Narayan \(2004\)](#), mientras que la razón de temperaturas (T_i/T_e), la razón de Eddington (λ_{edd}) y ángulo de observación (α) fueron obtenido en el paper de EHT V ([Akiyama et al. \(2022e\)](#)). 39

3.2.2.Tabla de telescopios que ocupan interferometría de linea de base muy larga. ν es la frecuencia a la cual puede operar cada telescopio a diferencia de $\nu = 345[GHz]$ ya que el EHT todavía no opera a esa frecuencia, pero se espera a futuro. $\theta_{obs}[\mu as]$ es la resolución angular calculada con la Ecuación 3.2.1, mientras que $\theta_{obs}[R_g]$ es la misma resolución angular pero en unidades de R_g dada por la Ecuación 3.2.4. 41

3.2.3.Simulaciones con emisión de sincrotrón térmica comparando variaciones de la razón de Eddington con la finalidad de encontrar los limites inferiores y superiores de la razón de Eddington. La Razón de temperaturas y el ángulo de observación permanecen constantes. Se encontró que $\lambda_{edd} \sim 5 \times 10^{-10}$ representa una aproximación al limite inferior y $\lambda_{edd} = 5 \times 10^{-9}$ para el limite superior. 43

3.2.4.Aquí se muestran todas las simulaciones realizadas para razones de Eddington pertenecientes dentro de los limites inferior y superior encontrados en la Tabla 3.2.3. Los valores para la razón de Eddington escogidos dentro de estos limites fueron $\lambda_{edd} = 5 \times 10^{-9}$, 3×10^{-9} , $1,5 \times 10^{-9}$, 8×10^{-10} , 6×10^{-10} y 4×10^{-10} , para cada uno de estos valores se variaron las razones de temperatura ion-electrón con valores de $T_i/T_e = 2, 3, 4$ observados en distintos ángulos $\alpha = 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$. En la sección de 2° fase se muestran todas las luminosidades bolométricas menores a 10^{36} emitiendo solo radiación térmica de sincrotrón. Luego para cada razón de Eddington se encontró el índice de potencia que mejor se ajustaba para la emisión en rayos-X. En la 3° fase se muestran las luminosidades bolométricas que estaban dentro del rango propuesto de $L_{bol} = (6,8 - 9,2) \times 10^{35}[erg/s]$. Las simulaciones con un * fueron las únicas que pasaron las 3 fases y cumplen con las 2 restricciones propuestas. 44

Índice de figuras

1.4.1.Representación esquemática de un AGN, no a escala donde se muestran las principales partes de un AGN y sus principales emisiones. Imagen obtenida de Cielo (2015)	7
1.4.2.Información resumida de la introducción de Yuan and Narayan (2014) en un esquema.	11
2.3.2.En la imagen de la izquierda se puede observar una sección transversal del toro a tiempo $t = 0$ creada por Gammie et al. (2003) . Noble et al. (2006) por otra parte muestra a tiempo $t = 800[GM/c^3]$ (centro) y $t = 2000[GM/c^3]$ (derecha), en los tres casos los colores indican la densidad en escala logarítmica, donde la parte azul oscuro corresponde a menor densidad y la parte roja oscura corresponde a una mayor densidad.	23
3.1.1.Mapas de luminosidad de la simulaciones de referencia. En las dos imágenes de arriba tenemos las simulaciones de referencia ocupando el modelo de fluido toroidal, mientras que las dos imágenes de abajo tenemos las simulaciones para el fluido semi-delgado. Los parámetros que se ocuparon como referencia para ambos fluidos son: Masa del agujero negro $M_{\bullet} = 10^6[M_{\odot}]$, ángulo de observación $\alpha = 90^{\circ}$, y un índice de potencia $P = 3,0$, variando solo la razón de Eddington, ya que en el modelo toroidal se ocupó un valor de $\lambda_{edd} = 10^{-9}$, mientras que en el modelo semi-delgado se ocupó un valor de $\lambda_{edd} = 10^{-6}$. En las imágenes de la izquierda tenemos una emisión de sincrotrón híbrida entre térmica y ley de potencia (HYBRIDTHPL) mientras que en la derecha tenemos una emisión térmica de sincrotrón polarizada (POLSYNCHTH). La barra de color representa la cantidad de energía irradiada en $1[s]$ a $230[GHz]$ en escala logarítmica con un valor mínimo de 1×10^{15} y un valor máximo de 1×10^{19} . En las cuatro imágenes la resolución es de $400 \times 400[pxels]$ con 700 puntos a lo largo del rayo trazado. El eje X y el eje Y representan las distancias en unidades de $[R_g] = [GM_{\bullet}/c^2]$.	28

3.1.2.Distribución del espectro de energías para las simulaciones de referencias. En el lado izquierdo tenemos el modelo de disco toroidal mientras que en el lado derecho esta el modelo de disco semi-delgado. En ambos SED se esta comparando los tipos de emisión donde la linea segmentada representa la emisión térmica (TH), la linea punteada la emisión por ley de potencia (PL) y la linea continua es la suma entre ambas emisiones dando la emisión híbrida (TH + PL). El eje X representa la frecuencia y en el eje Y la luminosidad por frecuencia, ambas en escala logarítmica.	29
3.2.1.SED de Sagitario A* con datos obtenidos de la literatura donde los puntos naranjos fueron obtenidos por Falcke et al. (1998), los puntos verdes fueron obtenidos por Narayan et al. (1998) y los puntos verdes por Akiyama et al. (2022b) representando los datos reales, mientras que las lineas continuas son los SED para el modelo de fluido toroidal el cual se realizo con el modelo esquemático HARM y las lineas segmentadas son los SED para el modelo de fluido Semi-delgado realizado con el modelo esquemático rHARM3D. La linea continua azul y la segmentada verde son los SED con emisión híbrida mientras que la linea naranja y la roja son simulaciones térmicas.	40
3.2.2.Simulación de Sgr A* ocupando los datos de la Tabla 3.2.1 y el modelo de fluido toroidal ya que es el que más se acerca a los datos de Falcke et al. (1998) y Narayan et al. (1998). En la fila superior tenemos la emisión híbrida y en la fila inferior tenemos la emisión térmica, cada una observada a distintas frecuencia.	42
3.2.3.El mejor ajuste para sagitario A* tomando $\lambda_{edd} = 1,5 \times 10^{-9}$, $T_i/T_e = 3,0$, $P = 3,2$ para los ángulos $\alpha = 20^\circ$ (café), 30° (cian), 40° (rojo). Las lineas continuas representan la emisión de sincrotrón híbrida y las lineas segmentadas representan la emisión de sincrotrón térmica. La SED obtenida de la literatura esta compuesta de tres fuentes, donde los puntos azules fueron obtenidos de Falcke et al. (1998), los puntos naranjos de Narayan et al. (1998) y los puntos verdes de Akiyama et al. (2022b).	46
3.2.4.Mapas de Luminosidad de Sagitario A* ocupando $\lambda_{edd} = 1,5 \times 10^{-9}$, $T_i/T_e = 3,0$, $P = 3,2$ para los ángulos $\alpha = 20^\circ$ (fila superior), 30° (fila del medio), 40° (fila inferior), observados a distintas frecuencias 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz] y 22[GHz] de Izquierda a derecha, respectivamente. La emisión de radiación es híbrida y la barra de color esta en escala logarítmica, el valor superior de 19.2 y el valor inferior de 18.8 se escogieron para que el anillo se observara de forma similar al mostrado en los papers de EHT a 230[GHz].	47
4.1.1.Imagen creada por Baldini (2015) donde se muestra una representación esquemática de la distribución espectral de energía de un AGN, basado principalmente de SED observadas de Radio-quiet quasars.	52

- B1.1. Espectros realizados a distintas masas ((A)-(E)) utilizando el modelo de disco toroidal. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica. 66
- B1.2. En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido toroidal. En ambos plots observa una comparación para distintas masas $M_{\bullet} = 10^6[M_{\odot}], 10^7[M_{\odot}], 10^8[M_{\odot}], 10^9[M_{\odot}]$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (A) y (E) respectivamente. 67
- B1.3. Espectros realizados para distintas razones de Eddington ((B)-(F)) utilizando el modelo de disco toroidal. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica. 67
- B1.4. En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido toroidal. En ambos plots observa una comparación entre distintas tasas de Eddington $\lambda_{edd} = 10^{-8}, 10^{-9}, 10^{-10}, 10^{-11}$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (B) y (F) respectivamente. 68
- B1.5. Espectros realizados para distintos ángulos de observación ((C)-(G)) utilizando el modelo de disco toroidal. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica. 68
- B1.6. En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido toroidal. En ambos plots observa una comparación entre distintos ángulos de observación $\alpha = 0^{\circ}, 30^{\circ}, 45^{\circ}, 60^{\circ}, 90^{\circ}$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (C) y (G) respectivamente. 69
- B1.7. Espectros realizados para distintos índices P para la ley de potencia ((D)-(H)) utilizando el modelo de disco toroidal. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica. 69

- B1.8. En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido toroidal. En ambos plots observa una comparación entre distintos de índices para la ley de potencia $P = 2,0, 2,5, 3,0, 3,5, 7,0$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (D) y (H) respectivamente. 70
- B2.1. Espectros realizados a distintas masas ((I) y (M)) utilizando el modelo de disco casi-delgado. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica. 70
- B2.2. En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido Semi-delgado. En ambos plots observa una comparación para distintas masas $M_{\bullet} = 10^6[M_{\odot}], 10^7[M_{\odot}], 10^8[M_{\odot}], 10^9[M_{\odot}]$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (I) y (M) respectivamente. 71
- B2.3. Espectros realizados para distintas razones de Eddington ((J) y (N)) utilizando el modelo de disco casi-delgado. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica. 71
- B2.4. En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido casi-delgado. En ambos plots observa una comparación entre distintas tasas de Eddington $\lambda_{edd} = 10^{-5}, 10^{-7}, 10^{-9}, 10^{-11}$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (J) y (N) respectivamente. 72
- B2.5. Espectros realizados a distintos ángulos de observación ((K) y (O)) utilizando el modelo de disco casi-delgado. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica. 72

- B2.6. En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido casi-delgado. En ambos plots observa una comparación entre distintos ángulos de observación $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (K) y (O) respectivamente. 73
- B2.7. Espectros realizados para distintos índices P para la ley de potencia ((L)-(P)) utilizando el modelo de disco casi-delgado. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica. 73
- B2.8. En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido casi-delgado. En ambos plots observa una comparación entre distintos de índices para la ley de potencia $P = 2,0, 2,5, 3,0, 3,5, 7,0$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (L) y (P) respectivamente. 74
- B3.1. SEDs térmicas comparando distintas razones de Eddington $\lambda_{edd} = 5 \times 10^{-11}, 1,9 \times 10^{-10}, 5 \times 10^{-10}, 1,5 \times 10^{-9}, 5 \times 10^{-9}$. De la cual podemos notar que los límites inferior y superior son aproximadamente $\lambda_{edd} = 4 \times 10^{-10}$ y $\lambda_{edd} = 5 \times 10^{-9}$ respectivamente. Los puntos naranja son los datos obtenidos por [Narayan et al. \(1998\)](#), los puntos azules fueron obtenidos por [Falcke et al. \(1998\)](#) y los puntos verdes por [Akiyama et al. \(2022b\)](#). Las líneas discontinuas color negro muestran las distintas frecuencias a estudiar tomando los valores $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$ 75
- B3.2. Aquí podemos ver todas las simulaciones que pasaron la fase 2 con luminosidades biométricas menores a $10^{36}[erg/s]$. En el lado izquierdo tenemos las simulaciones con emisión térmica, mientras que en el lado derecho tenemos las mismas simulaciones pero con emisión híbrida a $P = 3,0$. En las simulaciones híbridas podemos notar que convergen a a colas que dependen solo de la razón de Eddington, por lo que habría que ver cuales son los índices de potencia P para cada razón de Eddington. Los puntos naranja son los datos obtenidos por [Narayan et al. \(1998\)](#), los puntos azules fueron obtenidos por [Falcke et al. \(1998\)](#) y los puntos verdes por [Akiyama et al. \(2022b\)](#). Las líneas discontinuas color negro muestran las distintas frecuencias a estudiar tomando los valores $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$ 76

B3.3. Aquí observamos los valores de P que mejor se ajustaron a los puntos en el rango de los rayos-X para un estado "Quiescent". Notamos que a medida que la razón de Eddington aumenta es necesario un índice de potencia mayor. 77

Capítulo 1

Introducción

1.1. ¿Qué son los agujeros negros?

Los agujeros negros son regiones del espacio-tiempo donde la densidad de materia está tan alta que ni siquiera la luz pueda escapar. Esta región del espacio-tiempo se puede describir mediante las ecuaciones de Albert Einstein, en específico mediante la ecuación de campo de Einstein,

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}, \quad (1.1.1)$$

donde $R_{\mu\nu}$ es el Tensor de curvatura de Ricci, $g_{\mu\nu}$ es la métrica del espacio, R es el escalar de curvatura de Ricci, G es la constante de gravitación universal, c es la velocidad de la luz y $T_{\mu\nu}$ es el tensor de energía-momento. Esta ecuación tal como dice John Wheeler nos dice: "La materia le dice al espacio como curvarse mientras que el espacio le dice a la materia como moverse". Mediante esta ecuación se sabe que el espacio-tiempo dentro del agujero negro se curva tan fuertemente que ni la luz ni la materia pueden escapar de la atracción gravitacional que el espacio-tiempo genera.

Cuando un objeto o materia pasa el horizonte de no retorno, donde la velocidad de escape supera a la de la luz, éste pierde su identidad pasando a ser solo energía, perdiendo toda la información de lo que estaba compuesta esa materia. Hasta el momento nadie ha demostrado una manera de distinguir dos agujeros negros que hayan "absorbido" objetos distintos, tengan misma masa, mismo espín y misma

carga eléctrica.

Existen varias explicaciones para la formación de agujeros negros, las más comunes son debido al colapso gravitacional de estrellas, la fusión entre dos o más agujeros negros y agujeros negros creados en los orígenes del universo, lo cual nos dan una forma de clasificarlos dependiendo de cómo se crearon.

1.2. Clasificación

Los agujeros negros se pueden clasificar dependiendo del tamaño que éstos puedan tener. Existen tres clases de agujeros negros que se pueden comprobar mediante observaciones los cuales son los agujeros negros de masa estelar, los agujeros negros de masa intermedia y los agujeros negros supermasivos. Por otra parte, también existe una clase de agujeros negros que no se han podido demostrar observacionalmente, pero teóricamente tal vez sí podrían existir. Por ahora aquí no hablaremos de este último ya que solo nos enfocaremos en los tres primeros, pero más en específico, en el agujero negro supermasivo.

1.2.1. Stellar Black Hole (SBH)

Agujeros negros de masa estelar corresponden al rango

$$2[M_{\odot}] \lesssim M_{\bullet} \lesssim 10^2[M_{\odot}]. \quad (1.2.1)$$

Estos agujeros negros se forman producto del colapso gravitacional de estrellas, cuando la masa supera el límite de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) para el caso de las estrellas de neutrones (Rezzolla et al., 2018; Ruiz et al., 2018) o supera el límite de Chandrasekar (Chandrasekhar, 1964; Leaver, 1985). Para el caso de las enanas blancas, éstas comenzarán a caer bajo sus propias atracciones gravitacionales colapsando y generando un agujero negro. Estas estrellas se convierten en el escenario perfecto para poder estudiar este tipo de fenómenos, ya que son estrellas muy compactas de muy alta densidad que pueden estallar como hipernova emitiendo una alta cantidad de rayos gamma (Mapelli, 2018).

1.2.2. Intermediate-Mass Black Hole (IMBH)

Agujeros negros de masa intermedia corresponden al rango

$$10^2[M_{\odot}] \lesssim M_{\bullet} \lesssim 10^5[M_{\odot}]. \quad (1.2.2)$$

Hasta el momento no se ha encontrado ninguna prueba observacional que pruebe que los agujeros negros de masa intermedia puedan generarse mediante el colapso gravitacional de una estrella. Pero existen otros fenómenos que podrían explicar los agujeros negros de este tamaño como por ejemplo, fusión de agujeros negros de masa estelar, que también se podrían formar mediante colisiones masivas de estrellas en cúmulos de alta densidad (Portegies Zwart et al., 2004) o simplemente que éstos se generaran en los orígenes del universo (Greene et al., 2020).

1.2.3. Supermassive Black Hole (SMBH)

Agujeros negros de masa supermasiva corresponden al rango

$$10^5[M_{\odot}] \lesssim M_{\bullet}. \quad (1.2.3)$$

Los agujeros negros supermasivos son los más grandes observados hasta ahora. En la mayoría de los casos éstos se encuentran en centros de galaxias como Sagitario A* (Akiyama et al. 2022a, 2022b, 2022c, 2022d, 2022e, 2022f) y M87* (Event Horizon Telescope Collaboration et al. 2019a, 2019b, 2019c, 2019d, 2019e, 2019f) que se encuentran en la Vía Láctea (galaxia espiral) y Messier 87 (galaxia elíptica), respectivamente. En el caso de que el agujero negro supermasivo esté acretando materia se le conoce como un núcleo galáctico activo (AGN). Generalmente los AGN tienen asociado chorros relativistas que salen de forma perpendicular al plano del disco de acreción, también llamados cuasars o blazar, si el chorro es emitido en dirección hacia la Tierra.

Existen varias teorías que explican la formación de estos agujeros negros, algunas de éstas son:

1. Agujeros negros de masa intermedia que fueron acretando materia hasta convertirse en SMBHs.

2. Cúmulos estelares muy densos que podrían colapsar en su centro generando un SMBH.
3. Grandes nubes de gas antes de que se formaran las primeras estrellas podrían haber colapsado en una "cuasi-estrella" que atraería más masa con el tiempo colapsando en un SMBH.
4. Grandes nubes de gas libre de metales que colapsaron directamente en un SMBH, también denominados como agujeros negros de colapso directo.
5. Mediante agujeros negros primordiales creados momentos posteriores al Big Bang, lo que les daría el tiempo suficiente para crecer en SMBHs (Bean and Magueijo, 2002).

1.3. No-Hair Theorem

Este teorema apodado así por Jacob Bekenstein en 1972 nos dice que cualquier agujero negro puede ser descrito solo por tres parámetros, los cuales son su masa M_{\bullet} , su carga eléctrica Q y su momento angular J (espín (a)) (Johannsen, 2016). Esto es debido a que al momento de resolver las ecuaciones de gravitación de Einstein y las ecuaciones del electromagnetismo de Maxwell (Einstein-Maxwell) se concluye que solo depende de estos tres parámetros.

Existen varios modelos para agujeros negros donde algunos son más realistas que otros, dependiendo de la cantidad de parámetros que toman de este teorema. Aquí describiremos los más comunes, los cuales son el modelo de Schwarzschild (M_{\bullet}), el modelo de Kerr (M_{\bullet}, J) y el de Kerr-Newman (M_{\bullet}, J, Q), usando la convención $(+, -, -, -)$.

1.3.1. Schwarzschild black hole

La solución de Schwarzschild (Schwarzschild, 1999) es para el caso en que solo se toma en cuenta la masa del agujero negro M_{\bullet} para ser descrito. La distribución de la masa tiene que ser esférica y con una muy alta densidad, de esta forma se tiene una curvatura espacio temporal esféricamente simétrica, y a medida que nos alejamos de la fuente, el espacio se tiene que volver plano. La métrica de Schwarzschild en coordenadas de Schwarzschild (ct, r, θ, ϕ) es:

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{r_s}{r} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -r^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix}, \quad (1.3.1)$$

donde G es la constante gravitacional, c es la velocidad de la luz y r_s es el Radio de Schwarzschild dado por

$$r_s = 2 \frac{GM_\bullet}{c^2} \quad (1.3.2)$$

Este radio también llamado horizonte de eventos es el límite de donde la velocidad de la luz no puede escapar de la atracción gravitacional del agujero negro.

1.3.2. Kerr black hole

La solución de Kerr (Kerr, 1963) a diferencia de Schwarzschild ocupa dos componentes del teorema de no pelo, describiendo un agujero negro mediante su momento angular J y su masa M_\bullet . En este caso, el espacio tiempo es axialmente simétrico donde el horizonte de eventos es cuasiesférico y al igual que en el caso de Schwarzschild a medida que nos alejamos al infinito el espacio tiempo debe volverse plano. La métrica de Kerr en coordenadas Boyer-Lindquist es:

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \left(1 - \frac{r_s r}{\Sigma}\right) & 0 & 0 & \frac{2r_s r a \sin^2 \theta}{\Sigma} \\ 0 & -\frac{\Sigma}{\Delta} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\Sigma & 0 \\ \frac{2r_s r a \sin^2 \theta}{\Sigma} & 0 & 0 & -\left(r^2 + a^2 + \frac{r_s r a^2 \sin^2 \theta}{\Sigma}\right) \sin^2 \theta \end{pmatrix}, \quad (1.3.3)$$

donde

$$\begin{aligned} \Sigma &= r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \\ \Delta &= r^2 - r_s r + a^2, \\ r_s &= 2 \frac{GM_\bullet}{c^2}, \end{aligned}$$

siendo G la constante gravitacional, c la velocidad de la luz, r_s el radio Schwarzschild de y a el espín, el cual varía entre -1 y 1, dado por

$$a = \frac{J}{M_{\bullet}c}, \quad (1.3.4)$$

1.3.3. Kerr-Newman black hole

La solución Kerr-Newman (Newman et al., 1965) ocupa los tres componentes de teorema de no-pelo: el momento angular J , la masa M_{\bullet} y su carga eléctrica Q . Este modelo matemático para agujeros negros es una generalización de la métrica de Kerr la cual toma en cuenta la energía del campo electromagnético. Esta solución a pesar de ser la más general y realista no se ocupa mucho porque la mayoría de los agujeros negros tiene una carga eléctrica tan pequeña que se considera despreciable, debido a que cualquier cosa que este frente al agujero negro y emita carga sería capaz de opacar la carga eléctrica del agujero negro. La métrica de Kerr-Newman en coordenadas Boyer-Lindquist es:

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{r_s r - r_Q^2}{\Sigma} & 0 & 0 & \frac{2(r_s r - r_Q^2)a \sin^2 \theta}{\Sigma} \\ 0 & -\frac{\Sigma}{\Delta} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\Sigma & 0 \\ \frac{2(r_s r - r_Q^2)a \sin^2 \theta}{\Sigma} & 0 & 0 & -\left(r^2 + a^2 + \frac{(r_s r - r_Q^2)a^2 \sin^2 \theta}{\Sigma}\right) \sin^2 \theta \end{pmatrix}, \quad (1.3.5)$$

donde

$$\begin{aligned} \Sigma &= r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \\ \Delta &= r^2 - (r_s r - r_Q^2) + a^2, \\ r_s &= \frac{2GM_{\bullet}}{c^2}, \\ a &= \frac{J}{M_{\bullet}c}, \end{aligned}$$

siendo G la constante gravitacional, c la velocidad de la luz, r_s el radio de Schwarzschild, a el espín y r_Q^2 una escala de longitud para la carga eléctrica Q con ϵ_0 la permeabilidad eléctrica en el vacío.

$$r_Q^2 = \frac{Q^2 G}{4\pi\epsilon_0 c^4}, \quad (1.3.6)$$

1.4. Componentes de un AGN

A partir de ahora solo hablaremos de agujeros negros de Schwarzschild y de Kerr, dejando de lado los agujeros negros de Kerr-Newman.

Todos los modelos nos dicen que los agujeros negros tienen una singularidad y un horizonte de eventos pero no necesariamente una esfera de fotones, un disco de acreción y un chorro. Esto depende de si el agujero tiene materia circundante, comúnmente llamado Núcleo Galáctico Activo (AGN por sus siglas en inglés), o si este es solo un agujero negro errante.

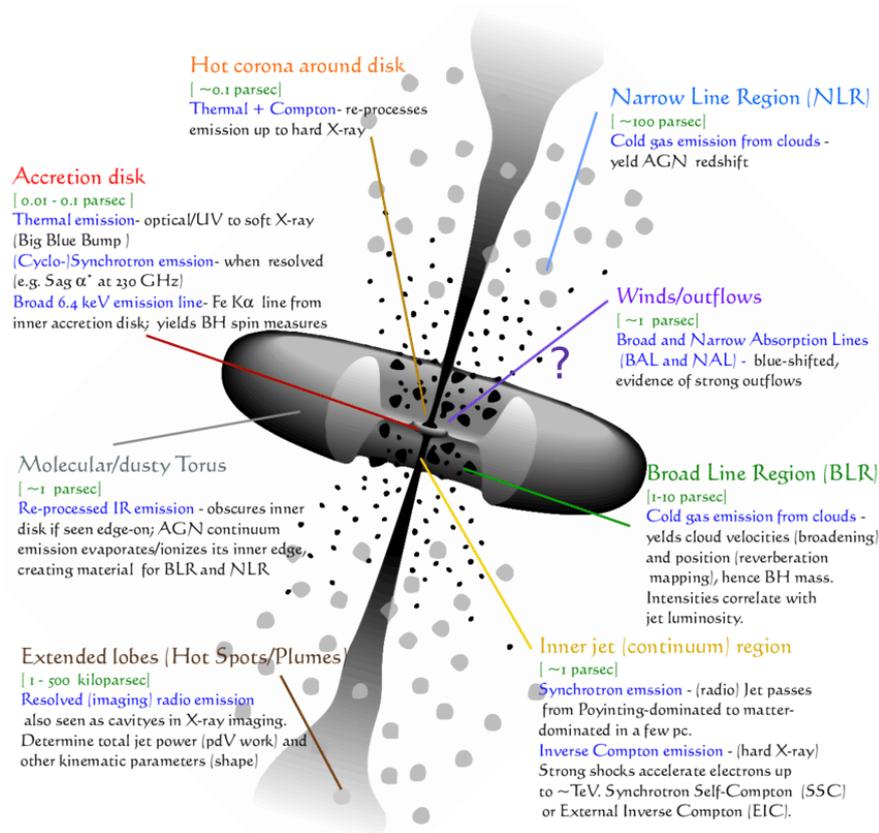


Figura 1.4.1: Representación esquemática de un AGN, no a escala donde se muestran las principales partes de un AGN y sus principales emisiones. Imagen obtenida de [Cielo \(2015\)](#).

1.4.1. Singularidad

La singularidad de un agujero negro se describe como una región del espacio tiempo de volumen cero pero de densidad infinita. La forma de esta región depende del

modelo físico que se esté usando. Para el caso de Schwarzschild la región es considerada un punto en el centro del agujero negro, mientras que para el modelo de Kerr, ésta es una región con forma de anillo ubicada en el plano rotacional. Cabe destacar que para estudiar estas regiones es necesario desarrollar la ecuación de campo de Einstein y ver que pasa cuando el radio tiende a cero.

1.4.2. Horizonte de eventos

El horizonte de eventos tanto para el caso de Schwarzschild y de Kerr, es una región del espacio tiempo representada como una superficie justo en el límite donde la luz ya no puede escapar de la atracción gravitacional. Visto desde el punto de vista matemático, es cuando el componente g_{rr} de la métrica diverge. Para el caso de Schwarzschild, esta superficie tiene una geometría esféricamente simétrica dada por la ecuación:

$$r_s = 2 \frac{GM_\bullet}{c^2}. \quad (1.4.1)$$

Este radio es llamado radio de Schwarzschild, el cual solo depende de la masa del agujero negro. Este radio también en algunos casos se escribe como $r_s = 2r_g$, donde

$$r_g = \frac{GM_\bullet}{c^2} \quad (1.4.2)$$

es una escala de longitud llamado radio gravitacional. Por otro lado, para el caso de Kerr el componente está dada por $g_{rr} = -\frac{\Sigma}{\Delta}$, por lo que $\Delta = 0$ para que diverja el componente radial de la métrica, dando como resultado dos soluciones para el horizonte de eventos una interna (-) y una externa (+)

$$r_h^\pm = r_g \left(1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{a}{r_g} \right)^2} \right). \quad (1.4.3)$$

1.4.3. Esfera de Fotones

La esfera de fotones tal como el nombre lo dice, es una región esférica donde las trayectorias geodésicas de la luz hacen órbitas circulares alrededor del agujero

negro. Para el caso de Schwarzschild, el radio donde ocurren estas órbitas es constante y está dado por la ecuación

$$r_{ps} = 3 \frac{GM_{\bullet}}{c^2} \quad (1.4.4)$$

o también $r_{ps} = 3r_g$. Al estudiar las perturbaciones en estas órbitas se sabe que para el caso de Schwarzschild es muy inestable, por lo que cualquier perturbación podría hacer que el fotón que orbita sea capturado o no capturado por el agujero negro. [Luminet \(1979\)](#) estudió este caso para un agujero negro no rotante, con un disco de acreción geoméricamente delgado y ópticamente grueso con la finalidad de estudiar la apariencia óptica del agujero negro. Por otro lado, para el caso de Kerr, existen dos órbitas circulares las cuales dependen del valor que tome el espín. Si $a < 0$ se tiene una órbita prógrada la cual es una órbita más pequeña que gira en la misma dirección de la rotación del agujero negro. Ahora si $a > 0$ se tiene una órbita retrógrada la cual es una órbita más grande que gira en sentido contrario a la dirección de la rotación del agujero negro ([Bardeen et al., 1972](#)) Esto está dado por la ecuación

$$r_{ps} = 2r_g \left[1 + \cos \left(\frac{2}{3} \arccos \left(\frac{a}{r_g} \right) \right) \right]. \quad (1.4.5)$$

1.4.4. Disco de Acreción

El disco de acreción (DA) es una estructura con forma de disco o similar (dependiendo del modelo) que orbita el agujero negro. Está compuesto de un plasma de electrones y protones que por fricción y viscosidad se calienta emitiendo radiación térmica principalmente entre los rango óptico-UV (Big Blue Bump) pero a medida que nos acercamos al centro del disco de acreción, esta se vuelve más caliente, pudiendo llegar hasta el rango de los rayos-X, siendo la radiación térmica del disco la principal fuente de radiación de un AGN. La tasa de acreción y las propiedades físicas del DA, combinadas con la inclinación respecto a nuestra línea de observación, determinan la forma de la protuberancia del BBB.

Por otra parte, el disco de acreción se especula que tiene una corona de gas caliente ionizado de menor densidad. Esta corona emite radiación re-procesada que viene del DA por efecto Compton inverso, donde los electrones de la corona

interactúan con los fotones del disco transfiriéndoles energía cinética a los fotones, aumentándolos hasta energías de rayos-X.

El disco de acreción tiene un radio característico llamado ISCO (Innermost Stable Circular Orbit) que es la órbita más pequeña en la que podría orbitar partículas de forma estable marcando un borde interior para el disco. La ecuación para el caso de Schwarzschild está dada por:

$$R_{ISCO} = 6 \frac{GM_{\bullet}}{c^2}. \quad (1.4.6)$$

Mientras que para un agujero negro de Kerr tenemos un radio de ISCO:

$$R_{ISCO} = \frac{GM}{c^2} \left[3 + Z_2 + \sqrt{(3 - Z_1)(3 + Z_1 + 2Z_2)} \right], \quad (1.4.7)$$

$$\begin{aligned} Z_1 &= 1 + \sqrt[3]{1 - \chi^2} (\sqrt[3]{1 + \chi} + \sqrt[3]{1 - \chi}), \\ Z_2 &= \sqrt{3\chi^2 + Z_1^2}, \end{aligned}$$

donde $\chi = \frac{a}{r_g}$ es el parámetro de rotación.

Los discos de acreción se pueden clasificar en dos clases: fríos y calientes (Yuan and Narayan, 2014). Los discos fríos se dividen en dos modelos que son thin disk model (Shakura and Sunyaev, 1973) y slim disk model (Katz, 1977). The thin disk model tiene muy poco gas y es bastante frío en comparación con la temperatura virial¹, la geometría del disco es plana y es ópticamente gruesa, e irradia térmicamente como un cuerpo negro con una tasa de acreción menor a la de Eddington ($\dot{M} < \dot{M}_{Edd}$). Mientras que, the slim disk model tiene más gas al punto que la radiación es atrapada y advectada hacia adentro con el flujo de acreción. El disco tiene una geometría más gruesa y es ópticamente muy grueso con una tasa de acreción mayor o cercana a la de Eddington ($\dot{M} \gtrsim \dot{M}_{Edd}$). Por otra parte, los discos calientes comenzaron con Shapiro et al. (1976) (SLE: (Shapiro, Lightman, Eardley)) que a diferencia de los discos fríos, la temperatura del gas es ópticamente delgado y más caliente aproximándose a la virial con una tasa de acreción mucho menor a la de Eddington ($\dot{M} \ll \dot{M}_{Edd}$), incluyendo dos temperaturas en el plasma acretado: la temperatura de los iones y la de los electrones, donde los iones son más

¹La temperatura virial es una forma de expresar la energía cinética media de las partículas en términos de temperatura.

calientes que los electrones. La importancia del modelo SLE fue que era posible explicar la alta emisión de rayos-X pero, por otro lado, era térmicamente inestable, convirtiéndolo en un modelo poco probable para desarrollarse en la naturaleza. Ichimaru (Ichimaru, 1977) un año después desarrolló una teoría similar a la SLE agregando una tensión viscosa generada por campos magnéticos turbulentos que a su vez estaban generados por una rotación diferencial del plasma. Esta energía térmica producida por disipación viscosa en ciertas regiones puede calentar el gas en lugar de irradiarse (Ésta es la característica principal de un modelo ADAF²).

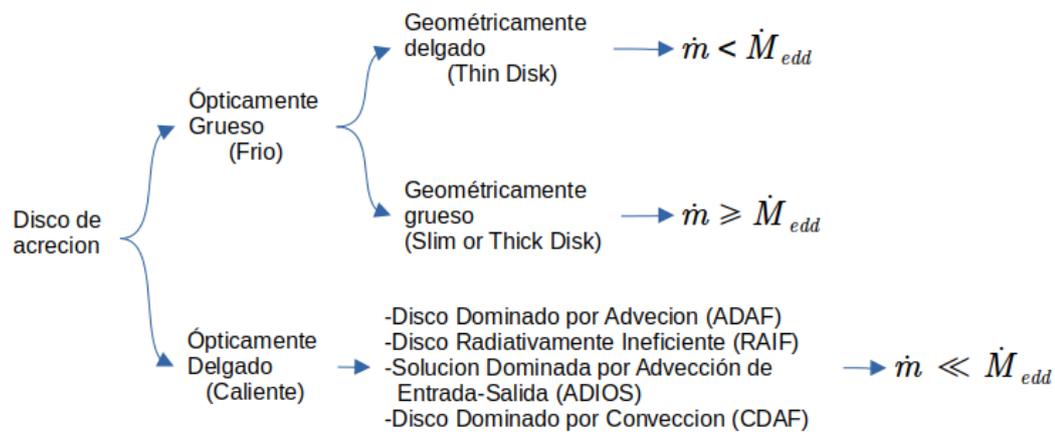


Figura 1.4.2: Información resumida de la introducción de Yuan and Narayan (2014) en un esquema.

1.4.5. Chorro

El chorro (Jet en inglés) relativista son campos magnéticos linealmente colimados de alta velocidad, perpendicular al disco de acreción. Su formación es debida a la rotación del agujero negro y un fuerte campo magnético proveniente del disco. Casi siempre el Chorro va acompañado del disco de acreción, ya que el disco es la fuente de materia y energía para que se genere. Por otra parte, se entiende que si hay chorros (jets) también hay asociados vientos (outflow/wind).

En la literatura existen dos modelos que son los más usados: uno es el modelo de Blandford and Znajek (1977) que sugiere que los chorros pueden ser impulsados por rotación de la magnetósfera del agujero negro extrayendo energía rotacional,

²Es un tipo de Disco de acreción con $\dot{M} \ll \dot{M}_{Edd}$, muy baja opacidad, enfriado por advección, radiativamente ineficiente, geoméricamente extendido, similar en forma a una esfera, muy caliente y de baja luminosidad.

mientras que el otro modelo de [Blandford and Payne \(1982\)](#) sugiere que los chorros pueden ser impulsados por la aceleración magnetocentrífuga de la materia desde la superficie del disco de acreción.

La emisión de radiación que producen los Chorros son principalmente la emisión de sincrotrón de baja energía (no térmica) cayendo en el rango de las ondas de radio. Y la emisión por Compton inverso de alta energía emitiendo en el rango de los rayos-X duros ([Krawczynski and Treister, 2013](#)), que también tiene la capacidad de acelerar protones que contribuyen al espectro de rayos cósmicos y puede iniciar cascadas de pares que irradian eficientemente rayos- γ de sincrotrón.

1.4.6. Nubes de emisión de línea

En un AGN existen nubes capaces de absorber radiación proveniente principalmente del disco de acreción y reemitirla, mostrando líneas de emisión. Estas nubes se dividen en dos regiones, la región de líneas anchas (BLR por sus siglas en inglés) y la región de líneas estrechas (NLR por sus siglas en inglés).

La región de líneas anchas (BLR) es la más cercana al disco de acreción ($0,01-1[pc]$), siendo nubes pequeñas de muy alta densidad, libres de polvo y moviéndose a velocidades muy altas. Las líneas de emisión que se observan son principalmente Lyman alpha y de la serie de Balmer donde solo el 10% de la radiación del disco de acreción es absorbida por la BLR.

Por otra parte, la región de líneas estrechas (NLR) están más alejadas del disco ($100 - 1000[pc]$), son nubes ionizadas de tamaños más grande y de menores densidades. Estas nubes sí contienen polvo y se mueven a una menor velocidad. Al tener menor densidad presentan líneas de emisión "prohibidas"³.

1.4.7. Toro

El toro o también llamado obscurecedor es una zona de gas y polvo que rodea y alimenta el disco de acreción con una estructura aximétrica de aproximadamente $0,1-10[pc]$. La temperatura del toro es muy baja pero a medida que nos adentramos en capas más internas se observa gas molecular con polvo, mientras que en el radio más interno es más caliente y el gas está ionizado. Las características de

³La emisión de líneas "prohibidas" se debe a la excitación por colisiones. El nombre de "prohibido" se debe a que las condiciones para generar estas líneas no son posibles en los laboratorios.

estos toros, tales como la cantidad de gas, geometría, ionización, opacidad del polvo y la inclinación, determinan el continuo de infrarrojo (IR) y la absorción de los continuos ópticos y rayos-X suaves. En este contexto, se presenta un fenómeno conocido como "IR Bump" que es atribuido a la emisión térmica del polvo a una amplia gama de temperaturas. Este fenómeno se produce cuando los rayos-X y UV del disco golpean el polvo del toro, calentándolo y provocando que reemita luz en el rango de IR por lo que la cantidad de radiación reemitida depende casi completamente del disco de acreción. La visualización de la fuente central depende en gran medida de la inclinación: si la inclinación es 0 (face-on) es posible observar directamente la fuente central, mientras que a altas inclinaciones se produce un oscurecimiento considerable en las longitudes de onda UV-Optico. De hecho, en algunos ángulos, el toro puede oscurecer completamente el disco de acreción.

Capítulo 2

Metodología

En esta sección hablaremos del código utilizado en este trabajo llamado GRTRANS, que utiliza una técnica de trazado de rayos para obtener un mapa de intensidad del entorno de un agujero negro supermasivo. Para ello, es necesario un modelo de fluidos que describa la distribución de materia en el entorno. En este caso, se utilizan dos modelos: uno con forma toroidal y otro con forma semi-delgado que presentaremos a continuación. Además, se explicarán los modelos de emisión que utilizaremos, que pueden clasificarse en dos categorías las cuales son emisión térmica y emisión no térmica.

2.1. GRTRANS

GRTRANS es un código disponible públicamente creado por [Dexter \(2016\)](#) que utiliza un método numérico llamado trazado de rayos y que es conveniente para llevar a cabo cálculos de transferencia radiativa totalmente relativistas. Este código tiene la finalidad de comparar modelos de fluidos de acreción y chorro (jets) de agujeros negros con las observaciones. A grandes rasgos, el código simula los rayos de luz como geodésicas en la métrica de Kerr para cada píxel de la cámara de un observador. A lo largo de estas geodésicas, puede resolverse la ecuación de transferencia radiativa calculando la intensidad de cada píxel para un modelo de emisión y absorción determinado.

GRTRANS opera a través de cuatro pasos principales que se llevan a cabo en coordenadas Boyer-Lindquist: 1) Calcular la trayectoria de los fotones dada

por geodésicas que salen perpendiculares a cada píxel de la cámara en la dirección del agujero negro. 2) Calcular el transporte paralelo de la base de polarización observada dentro del fluido 3) Calcular las propiedades locales de emisión y absorción para cada geodésica, y finalmente. 4) Resolver la ecuación de transferencia radiativa a lo largo del rayo trazado.

2.1.1. Trazado de rayo

Primero se comienza generando un plano imagen que simula la cámara de un observador. Este plano imagen es dividido en píxeles teniendo una inclinación $\mu_0 = \cos \theta$ y una orientación ϕ_0 . Perpendicular a cada píxel se calcula la ecuación de la geodésica atrás en el tiempo y perpendicular a su superficie mediante:

$$\frac{d^2 x^\lambda}{ds^2} + \Gamma_{\mu\nu}^\lambda \frac{dx^\mu}{ds} \frac{dx^\nu}{ds} = 0. \quad (2.1.1)$$

Esto es debido a que el disco de acreción emite rayos de luz en todas las direcciones siendo un gasto computacional muy grande el calcular todas las trayectorias. Para evitar eso calculamos la geodésica atrás en el tiempo con la condición de que el haz de luz llega a la cámara en dirección perpendicular al píxel, de esta forma se puede disminuir el tiempo de espera ya que solo calculamos los rayos que llegan a cada píxel. Para acortar más aún el gasto computacional esto se resuelve de forma semi-analítica reduciendo las ecuaciones de movimiento a integrales jacobianas y funciones elíptica-jacobian.

2.1.2. Transporte paralelo de la base de polarización

El transporte paralelo, como el nombre lo dice nos sirve para transportar de forma paralela un campo vectorial A^β a lo largo de una trayectoria considerando la geometría del espacio-tiempo. Esto debe cumplir la siguiente condición

$$u^\alpha \nabla_\alpha A^\beta = 0, \quad (2.1.2)$$

la cual nos dice que el campo vectorial es constante a lo largo de la trayectoria.

En el código GRTRANS dan uso del transporte paralelo a lo largo de la geodésica para determinar la base de la polarización medida por cámara del observador,

pero esta emisión polarizada y los coeficientes de transferencia son comóviles con el fluido, por lo que es necesario hacer un cambio de coordenadas de la base de la polarización para calcular los coeficientes y la polarización emitida, permitiendo obtener la base de la polarización en cada punto a lo largo de la geodésica. Los coeficientes de emisión y la matriz de transferencia en el caso de emisión de sincrotrón están alineados con el campo magnético. El ángulo χ que se genera al realizar el cambio de sistema referencial nos permite hacer rotaciones entre las dos bases.

2.1.3. Emisión y absorción

La emisión y la absorción dependen de los parámetros de Stokes (I , Q , U , V), los cuales sirven para describir el estado de polarización de la radiación electromagnética mediante la ecuación de transferencia. La versión no relativista está dada por

$$\frac{d}{ds} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_I \\ j_Q \\ j_U \\ j_V \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \alpha_I & \alpha_Q & \alpha_U & \alpha_V \\ \alpha_Q & \alpha_I & \rho_V & \rho_U \\ \alpha_U & -\rho_V & \alpha_I & \rho_Q \\ \alpha_V & -\rho_U & -\rho_Q & \alpha_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}, \quad (2.1.3)$$

donde j_I , j_Q , j_U y j_V son los coeficientes de emisión, α_I , α_Q , α_U , α_V son los coeficientes de absorción y ρ_Q , ρ_U , ρ_V son los coeficientes de rotación y conversión de Faraday. Esta ecuación es transformada a su versión invariante y se le aplica la rotación χ para obtener la matriz de emisión y absorción en el sistema de referencia del observador, de esta forma la ecuación de transferencia queda de la forma:

$$\frac{d\mathcal{I}}{d\lambda} = \hat{\mathcal{J}} - \hat{\mathcal{K}}\mathcal{I}, \quad (2.1.4)$$

donde λ es el parámetro afín. Esta ecuación incluye el transporte paralelo a lo largo del rayo y todos los efectos relativistas como corrimiento al rojo gravitacional y efecto Doppler, debido al movimiento del fluido.

Un factor muy importante para calcular los coeficientes de absorción y emisión es la distribución de los electrones. GRTRANS ofrece dos tipos de distribuciones: la

térmica y por ley de potencia pudiendo ocupar cada una por separado o combinando ambas. La distribución térmica (o de velocidad) que usa es la distribución Maxwell-Jüttner la cual es un gas ideal de partículas relativistas que se convierte en la distribución de Maxwell-Boltzmann en el límite de temperaturas bajas $T \ll \frac{mc^2}{k}$. Esa distribución está dada por:

$$N(\gamma) = \frac{n\gamma^2\beta}{\theta_e K_2(1/\theta_e)} e^{-\frac{\gamma}{\theta_e}}, \quad (2.1.5)$$

donde $\theta_e = \frac{kT}{mc^2}$ es la temperatura del electrón adimensional, n es la densidad de electrones y K_2 es un argumento de la función de Bessel modificada. La distribución por ley de potencia se observa principalmente en fuentes donde se emite radiación de sincrotrón. Esta ecuación está dada por:

$$N(\gamma) = \begin{cases} \frac{n(p-1)}{\gamma_1^{1-p} - \gamma_2^{1-p}} \gamma^{-p} & \gamma_1 < \gamma < \gamma_2 \\ 0 & \text{Otro caso} \end{cases}, \quad (2.1.6)$$

donde γ_1 y γ_2 son los límites inferior y superior respectivamente y p es el exponente.

Estas distribuciones, por otra parte, dependen también del tipo de fluido que se implemente ya que dependiendo del modelo puede incluir la intensidad del campo magnético, la densidad de electrones y la densidad de energía interna de los electrones. GRTRANS ofrece varios modelos de fluidos tales como el disco de acreción delgado, un modelo esférico de acreción, un modelo semi-analítico del chorro, una solución numérica magnetohidrodinámica relativista (HARM) entre otros.

2.1.4. Ecuación de transferencia a lo largo del rayo

Una vez obtenidos los coeficientes de transferencia en el marco de referencia del observador, se puede integrar a lo largo de la geodésica comenzando la integración desde el agujero negro hacia la cámara, a diferencia del trazado de rayos que va desde la cámara hacia el agujero negro (atrás en el tiempo).

En GRTRANS se implementan tres métodos de integración, uno numérico y dos por cuadratura, pero el más utilizado es el numérico ya que es el más robusto, mientras que los otros métodos a pesar de ser más rápidos, se utilizan para

comparar y realizar pruebas.

2.2. Tipos de emisión

[Krawczynski and Treister \(2013\)](#) dan una muy buena interpretación de los principales componentes que producen emisión.

En un AGN existen diversos factores que producen radiación en ciertos rangos del espectro electromagnético. Por un lado tenemos la radiación de líneas de emisión, las cuales son producidas principalmente por nubes frías de materia interestelar que orbitan alrededor del agujero negro a diferentes distancias. Se tiene la emisión de líneas anchas (BLR "broad line regions") que orbitan aproximadamente a 10 días luz de SMBH y se tiene la emisión de líneas delgadas (NLR "Narrow line region") que orbitan a distancias alrededor de unos pocos parsec. Por otro lado tenemos la radiación continua producida por el disco de acreción, la corona y el chorro. El disco de acreción tiene una radiación principalmente térmica (aquí se encuentra el big blue bump) que emite como cuerpo negro, mientras que en la parte interna del disco podemos encontrar radiación de sincrotrón producida por los electrones relativistas que orbitan en el disco de acreción. La corona es más caliente que el disco de acreción por lo que igual emite radiación térmica, pero también emite radiación de Compton inverso. Esto se debe a que los fotones que se emanan de la radiación continua del disco colisionan elásticamente con los electrones de la corona adquiriendo energía. El chorro al ser un campo magnético relativista, acelera electrones emitiendo radiación de sincrotrón. Estos fotones emitidos colisionan elásticamente con otros electrones acelerados por el campo generando emisión por Compton inverso, también llamado "synchrotron self-compton emission" (SSC). La emisión de línea no se tomara en cuenta en este trabajo ya que GRTRANS no es capaz de simularlas, mientras que la emisión continua si se tomará en cuenta.

La mayoría de estos fenómenos se pueden englobar en dos tipos de emisión: la térmica y la no-térmica, donde la emisión térmica es producida principalmente por excitación de los átomos (calor) y la no-térmica es producida por partículas cargadas que son aceleradas a altas velocidades.

2.2.1. Emisión térmica

La emisión térmica es un proceso en el cual se emite radiación electromagnética en equilibrio térmico. Cuando la temperatura aumenta, también aumenta la velocidad y la cantidad de colisiones de coulomb entre los átomos o partículas que conforman el gas. Durante estas colisiones, las partículas pueden absorber o liberar fotones. En el contexto del disco de acreción, las partículas que conforman el plasma están bajo mucha presión producto del fuerte campo gravitacional que las atrae al centro, y esta presión genera una fuerte fricción entre las partículas calentando el gas a temperaturas muy altas. Por otra parte, al estar las partículas inmersas en un fuerte campo magnético siguen trayectorias helicoidales producto de la fuerza de Lorentz.

Los principales tipos de radiación térmica en un AGN son

- Sincrotrón con distribución térmica de partículas.
- Bremsstrahlung con distribución térmica de partículas.
- Emisión de cuerpo negro o cuerpo gris.

La emisión térmica se puede modelar mediante una distribución de partículas como, por ejemplo, la distribución de Maxwell-Boltzmann. En el caso de GRTRANS ocupa la distribución Maxwell-Jüttner

$$N(\gamma) = \frac{n\gamma^2\beta}{\theta_e K_2(1/\theta_e)} e^{-\frac{\gamma}{\theta_e}}, \quad (2.2.1)$$

que a diferencia de la distribución de Maxwell-Boltzmann, ésta se usa para partículas con velocidades relativistas, pero en el límite de velocidades mucho menores a la de la velocidad de la luz se recupera la ecuación de Maxwell-Boltzmann. La distribución Maxwell-Jüttner considera un gas/plasma ideal clásico en equilibrio termodinámico, donde las partículas están diluidas y no interactúan significativamente entre sí. GRTRANS tiene módulos para estos tipos de emisiones, como es el caso de la radiación de sincrotrón térmica que ocupamos el módulo "POLSYNCHTH" (Polarized Synchrotron Thermal). Para el caso de la radiación de cuerpo negro se puede ocupar el modulo "BB" (Black Body) y para el caso de la emisión de Bremsstrahlung térmica no se ha agregado aún un módulo.

2.2.2. No-Térmica

La emisión no térmica se atribuye a partículas que emiten radiación a través de procesos no térmicos, es decir, no se debe a la emisión de energía térmica en equilibrio. Procesos como la reconexión magnética, los choques débiles y la disipación turbulenta probablemente aceleren una fracción de iones y electrones hacia una distribución de ley de potencia no-térmica (como es esperado en colisiones de plasma magnetizado) (Feng yuan, Narayan (2014)).

Los principales tipos de radiación no térmica en un AGN son

- Sincrotrón con distribución de partículas no térmica
- Bremsstrahlung con distribución de partículas no térmica
- Compton/Compton inverso

La emisión no térmica puede ser modelada por una ley de potencia

$$N(\gamma) = \begin{cases} \frac{n(p-1)}{\gamma_1^{1-p} - \gamma_2^{1-p}} \gamma^{-p} & \gamma_1 < \gamma < \gamma_2 \\ 0 & \text{Otro caso} \end{cases} . \quad (2.2.2)$$

GRTRANS ofrece un módulo para poder implementar esta emisión, pero no toma en cuenta todos estos procesos físicos, como lo es la emisión de Compton/Compton inverso y la emisión de Bremsstrahlung. Este módulo se llama "HYBRIDTHPL" (Hybrid Thermal Power law) y es una suma entre la emisión térmica de sincrotrón y no térmica de sincrotrón.

Cabe destacar que ambos módulos, tanto la emisión "POLSYNCHTH" como la emisión "HYBRIDTHPL" son emisiones de sincrotrón donde solo cambia la distribución de velocidades de los electrones.

2.3. Modelos de Fluidos

Una de las principales características de los núcleos galácticos activos es la acreción de materia del agujero negro supermasivo. Esta materia se comporta como un fluido y es la principal fuente de estudios, ya que emite una gran cantidad de radiación. Debido a esto, muchas personas han intentado modelar distintos tipos de fluidos de acreción con diferentes formas y propiedades, tales como el disco

esférico (Bondi 1952, Michel 1972, Shapiro 1973a, Shapiro 1973b), el disco delgado (Shakura and Sunyaev 1973, Novikov and Thorne 1973), el disco toroidal (Fishbone and Moncrief, 1976), entre otros.

Estos fluidos relativistas se pueden modelar usando las ecuaciones magnetohidrodinámicas en el marco de la relatividad general, las cuales son principalmente tres ecuaciones conservativas:

- La ecuación de conservación del número de partículas,

$$(\rho_0 u^\mu)_{;\mu} = 0. \quad (2.3.1)$$

- La ecuación de conservación de energía-momento,

$$T^\mu_{\nu;\mu} = 0. \quad (2.3.2)$$

- Las ecuaciones de Maxwell en su forma conservativa covariante,

$$F^{*\mu\nu}_{;\nu} = 0, \quad (2.3.3)$$

donde $T^{\mu\nu}$ es el tensor de energía-momento, ρ_0 es la densidad de masa en reposo, u^μ es la 4-velocidad y $F^{*\mu\nu}$ es el tensor de Faraday dual.

Para poder integrar estas ecuaciones hay que seguir un orden esquemático. HARM por sus siglas en ingles "High-Accuracy Relativistic Magnetohydrodynamics" es un código para integrar esquemáticamente las ecuaciones ideales¹ de la Magnetohidrodinámica (MHD) en el marco de la relatividad general. Este método fue creado por Gammie et al. (2003) y comparado con otros métodos esquemáticos por Noble et al. (2006). En ambos papers fue testado con el problema astrofísico de un fluido toroidal (Fishbone and Moncrief, 1976). Unos años después, este modelo esquemático fue mejorado (Qian et al. 2017, Qian et al. 2018) añadiendo resistividad a las ecuaciones MHD² llamándolo rHARM, luego, volvió a ser

¹La MHD ideal posee un fluido homogéneo, es un conductor perfecto (posee conductividad eléctrica infinita) y tiene viscosidad nula.

²La MHD resistiva describe fluidos ionizados débilmente magnetizados con una resistencia eléctrica no nula. Como no es un conductor perfecto, el campo magnético puede desplazarse a través del fluido siguiendo una ley de difusión magnética.

mejorado (Vourellis et al. 2019) aumentado el tiempo de simulación para poder estudiar los "outflows" siguiendo el trabajo de Bucciantini and Del Zanna (2013), llamándolo rHARM3D.

El modelo HARM viene implementado por defecto en GRTRANS el cual fue usado en este trabajo con simulaciones de disco toroidal, por otra parte también fue usado el modelo rHARM3D implementado por Bandyopadhyay et al. (2021) en GRTRANS para simulaciones de disco delgado. Se mostraran las condiciones iniciales de los 2 modelos usados en este trabajo.

2.3.1. Disco Toroidal

El disco toroidal implementado en GRTRANS con el modelo esquemático HARM es el problema astrofísico de Fishbone and Moncrief (1976). En este caso usan las ecuaciones de la MHD ideal, donde el tensor de energía y momentum esta dado por $T^{\mu\nu} = (\rho + p + u + b^2)u^\mu u^\nu + (p + b^2/2)g^{\mu\nu} - b^\mu b^\nu$ y el tensor de Faraday covariante esta dado por $F^{*\mu\nu} = b^\mu u^\nu - b^\nu u^\mu$, donde u es la energía interna por unidad de volumen, p es la presión y b^μ es el 4-vector del campo magnético.

Este modelo consiste en la evolución de un disco de acreción en forma de "rosquilla" que tiene un campo semilla poloidal débil en un agujero negro de Kerr. Este agujero negro esta rotando con un espín equivalente a $a/M = 0,9375$ para poder observar las propiedades relativistas en el fluido, el toro como condición inicial tiene un radio interno de $r_{in} = 6[GM/c^2]$ y un radio externo $r_{out} = 40[GM/c^2]$, con una ecuación de estado que relaciona la energía interna con la presión $p = (\Gamma - 1)u$, donde $\Gamma = 4/3$ es el índice politrópico, la presión máxima se alcanza a un radio $r(p_{max}) = 12[GM/c^2]$, alrededor del toro se agrega una atmósfera con densidad $\rho_{0,Atm} = 10^{-4}(r/M)^{-3/2}$ y una energía interna de $u_{Atm} = 10^{-6}(r/M)^{-3/2}$, esto es debido a que HARM no es capaz de evolucionar en un vacío perfecto por lo que es necesario agregar este "piso" casi despreciable que interactúa muy levemente con el toro. Encima del toro se añade un campo magnético débil con un potencial vectorial $A_\phi = MAX(\rho_0/\rho_{Max} - 0,2, 0)$ donde ρ_{Max} es la máxima densidad de masa en reposo del disco, este campo se normaliza de tal manera que el valor mínimo del plasma- β es $\beta = p_{gas}/p_{mag} = 10^2$. Esta simulación se deja corriendo hasta un tiempo $\Delta t = 2000[GM/c^3]$.

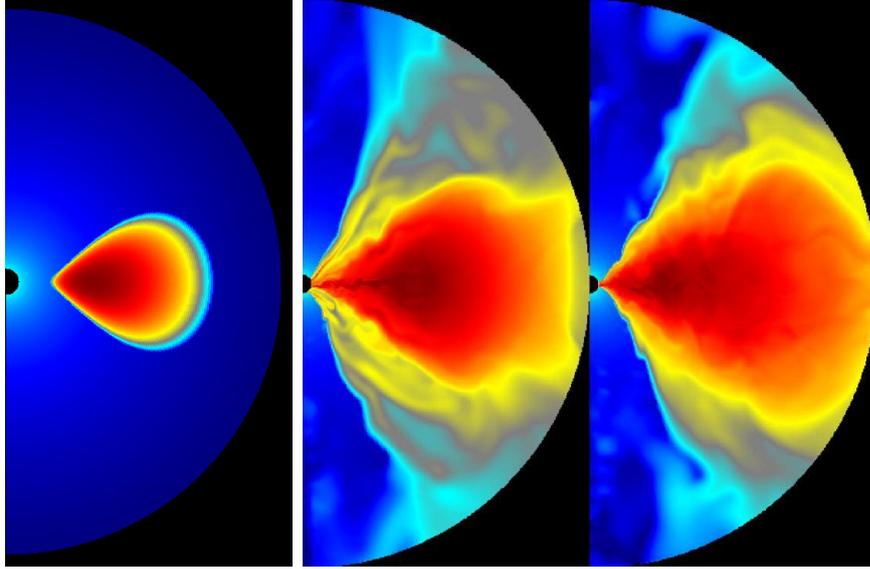


Figura 2.3.2: En la imagen de la izquierda se puede observar una sección transversal del toro a tiempo $t = 0$ creada por [Gammie et al. \(2003\)](#). [Noble et al. \(2006\)](#) por otra parte muestra a tiempo $t = 800[GM/c^3]$ (centro) y $t = 2000[GM/c^3]$ (derecha), en los tres casos los colores indican la densidad en escala logarítmica, donde la parte azul oscuro corresponde a menor densidad y la parte roja oscura corresponde a una mayor densidad.

GRTRANS implementa este modelo toroidal en sus fluidos por defecto pero para ello es necesario hacer una conversión de coordenadas, ya que GRTRANS para calcular la radiación trabaja con coordenadas Boyer-Lindquist mientras que HARM usa coordenadas modificadas de Kerr-Schild. Esto se hace pasando de coordenadas modificadas a coordenadas estándar de Kerr-Schild y luego de Kerr-Schild a coordenadas Boyer-Lindquist. Por otra parte GRTRANS igual tiene parámetros libres para poder variar, tales como la masa del agujero negro M_{\bullet} , la cantidad de masa que acreta \dot{M} y la fracción de energía interna en función de la razón entre la temperatura de los iones (protones) y electrones (T_i/T_e).

2.3.2. Disco semi-delgado

El disco semi-delgado implementado en GRTRANS por [Bandyopadhyay et al. \(2021\)](#) sigue la estructura esquemática de rHARM3D ([Vourellis et al., 2019](#)) la cual es muy similar a la HARM solo que aquí se ocupan las ecuaciones de la MHD resistiva implementado la difusividad magnética (η). El tensor de energía y momento en este caso esta dado por $T^{\mu\nu} = (\rho_0 + p + u + b^2 + e^2)u^\mu u^\nu + (p + (b^2 + e^2)/2)g^{\mu\nu} - b^\mu b^\nu - e^\mu e^\nu - u_\alpha e_\beta b_\gamma (u^\mu \epsilon^{\nu\alpha\beta\gamma} + u^\nu \epsilon^{\mu\alpha\beta\gamma})$ y el tensor de Faraday

covariante esta dado por $F^{*\mu\nu} = b^\mu u^\nu - b^\nu u^\mu + \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} u_\alpha e_\beta$, donde se puede observar que es casi lo mismo que las ecuaciones para la MHD ideal solo que se agrega el 4-vector del campo eléctrico e^μ , el resto de los términos son los mismos ya descritos en el disco toroidal.

El modelo consiste en la evolución de un disco de acreción delgado (geoméricamente delgado) y resistivo con rotación kepleriana alrededor de un agujero negro de Kerr que al evolucionar se vuelve geoméricamente un poco más grueso. Perpendicular al disco se tiene un flujo enhebrado de campo magnético poloidal a gran escala con la capacidad de lanzar "outflows" desde la magnetosfera del agujero negro (Blandford and Znajek, 1977) y desde la superficie del disco (Blandford and Payne, 1982). Este agujero negro rota con un espín $a/M = 0$ (Schwarzschild). En este trabajo se ocupo el modelo 22EF (Revisar paper de Bandyopadhyay et al. (2021)) donde las condiciones iniciales evolucionaron un tiempo $\Delta t = 10000$. Las condiciones iniciales (C.I) se puede dividir en 4 secciones:

- C.I del disco: Tiene una rotación kepleriana dada por el perfil de velocidad \tilde{u}^ϕ (Paczynsky and Wiita, 1980), la densidad del disco $\rho(r, \theta)$ tiene un radio interno $r_{in} = 7[GM/c^2]$ con una relación de aspecto $\epsilon = H(r)/r = 0,1$. La presión ($p = \kappa\rho^\Gamma$) y la energía interna ($u = p/(\Gamma - 1)$) están dadas por la ecuación de estado politrópica donde el índice politrópico y la constante politrópica tienen el valor de $\Gamma = 4/3$ y $\kappa = 0,001$, respectivamente.
- C.I de la corona: La densidad de la corona ($\rho_{cor} \propto r^{1/(1-\Gamma)}$) y la presión ($p_{cor} \propto \kappa_{cor}\rho_{cor}^\Gamma$) tienen el mismo índice politrópico que el disco $\Gamma = 4/3$ pero la constante politrópica tiene un valor mayor, equivalente a $\kappa_{cor} = 1$, queriendo decir que tiene una mayor temperatura en comparación a la del disco, mientras que la densidad de la corona es menor que la del disco, con una razón de $\rho_{cor}/\rho_{disco} = 10^{-3}$. Esta corona colapsa instantáneamente en el momento que comienza la simulación y otra parte es expulsada por las eyecciones del disco.
- C.I de la "Atmosfera": Al igual que en HARM, rHARM3D no puede evolucionar en un vacío perfecto, por lo que es necesario agregar una atmósfera (también llamado "piso") artificial que rodee el disco, esta se "activa" si los valores físicos caen por debajo de este "piso".
- C.I del campo magnético: El campo magnético poloidal inicial que enhebra

el disco esta dado por un potencial vectorial A_ϕ . La fuerza del campo magnético se normaliza escogiendo el plasma- $\beta = p_{gas}/p_{mag} = 10$. Para la difusividad magnética $\eta(r, \theta)$ se escoge un perfil gaussiano a lo largo del ángulo θ con un máximo $\eta_0 = 10^{-2}$ en el plano medio del disco y disminuye exponencialmente con la distancia, también es constante en el tiempo y de naturaleza turbulenta.

Capítulo 3

Análisis

Los modelos de fluidos presentados anteriormente (2.3.2 y 2.3.1) servirán para estudiar la distribución espectral de energía (SED: Spectral energy distribution), los cuales son obtenidos usando el código GRTRANS, con la finalidad de investigar dependencias de algunos parámetros, tales como, la masa del agujero negro M_{\bullet} , la razón de Eddington λ_{edd} y el ángulo de inclinación α que existe entre el eje de rotación del disco y el observador. También se estudiarán los mapas de luminosidad observados a $\nu = 22[GHz]$, $86[GHz]$, $230[GHz]$ y $345[GHz]$.

Ambos modelos serán comparados usando distintos tipos de emisión de radiación, variado entre HYBRIDTHPL (Hybrid Thermal Power-Law) y POLSYNCHTH (Polarized Synchrotron Thermal), tanto como para un disco semi-delgado (ver en [Tabla 3.1.2](#)) y un disco toroidal (ver en [Tabla 3.1.1](#)).

Por otra parte, también simularemos a Sgr A* con parámetros obtenidos de la literatura y se intentará de hacer un ajuste de algunos parámetros para obtener un modelo más cercano a las observaciones.

3.1. Explorando parámetros de la distribución espectral de energía

Todos los mapas de luminosidad realizados en este trabajo tienen una resolución de 400×400 [pixel] con 700 puntos para el rayo trazado. Esto quiere decir que en cada uno de estos píxeles se realiza el trazado de rayos la cual es la geodésica que sale perpendicular al píxel teniendo 700 puntos a lo largo del rayo, en donde se calculan la matriz de transferencia en cada punto. De los parámetros de Stoke solo la intensidad total (I) fue usada, ya que los otros parámetros (Q, U, V) no son relevantes en este trabajo debido a que no estudiaremos la polarización de la luz. Las imágenes en esta sección están escalada en unidades de $[R_g] = [GM_\bullet/c^2]$ teniendo un tamaño de imagen de $50 \times 50 [R_g]$ que van desde -25 a 25 tanto para el eje X como para el eje Y. En la coordenada $(0,0)$ se encuentra el centro del agujero negro supermasivo. Para el caso del modelo de fluido toroidal, todas las simulaciones tienen un espín $a = 0,9375$, mientras que para el modelo de fluido semi-delgado, el espín toma el valor $a = 0$, lo que representa un agujero negro de Kerr no rotativo, equivalente al caso de Schwarzschild.

Se compararon parámetros que afectan tanto a la apariencia óptica del AGN como a su distribución espectral tales como la masa del agujero negro (M_\bullet), la razón de Eddington (λ_{edd}), el ángulo de observación (α), el índice de la ley de potencia (P) y la frecuencia a la cual se esta observando (ν). Para analizar como estos parámetros afectan la emisión de luminosidad, se compararon dos tipos de distribuciones probabilísticas de velocidades de partículas: la distribución térmica (2.1.5) y la distribución de ley de potencia (2.2.2). Como dijimos anteriormente, GRTRANS ofrece estas distribuciones de forma híbrida (HYBRIDTHPL) mostrando las dos distribuciones juntas y también ofrece la distribución térmica por sí sola (POLSYNCHTH). Por ultimo, también comparamos el disco toroidal resuelto con el modelo esquemático HARM (Subsección 2.3.1) y el disco semi-delgado resulto con el modelo esquemático rHARM3D (Subsección 2.3.2).

En ambos fluidos escogimos una simulación de referencia para comparar como es que varia el mapa de luminosidad y la distribución de energía espectral. En el caso del disco toroidal se escogió una masa de $M_\bullet = 10^6 [M_\odot]$ la cual es aproximada a la masa de Sgr A*, un ángulo de visión de $\alpha = 90^\circ$, ya que en este ángulo es posible apreciar mejor cómo la gravedad afecta en la apariencia óptica del disco

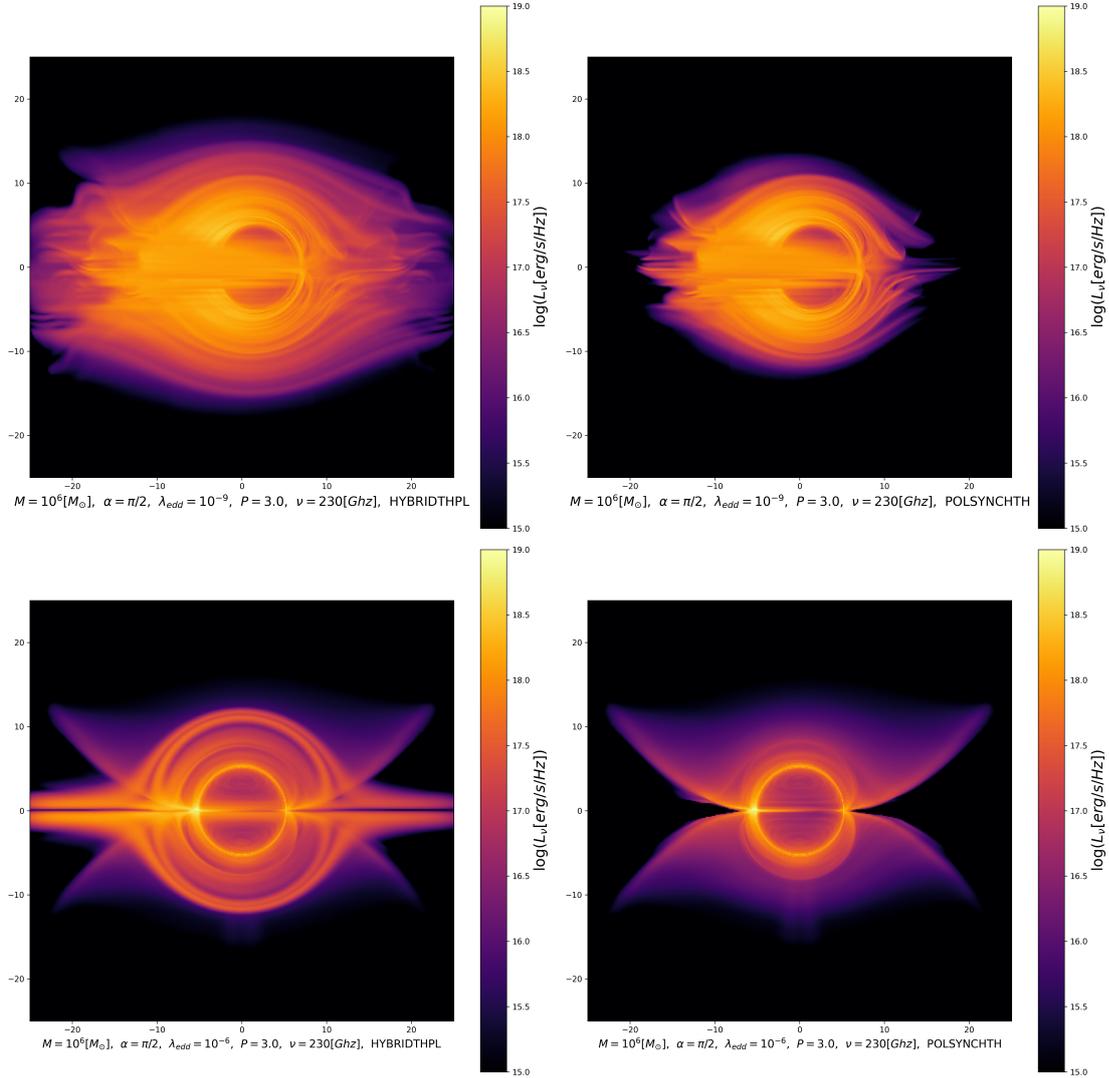


Figura 3.1.1: Mapas de luminosidad de las simulaciones de referencia. En las dos imágenes de arriba tenemos las simulaciones de referencia ocupando el modelo de fluido toroidal, mientras que las dos imágenes de abajo tenemos las simulaciones para el fluido semi-delgado. Los parámetros que se ocuparon como referencia para ambos fluidos son: Masa del agujero negro $M_\bullet = 10^6 [M_\odot]$, ángulo de observación $\alpha = 90^\circ$, y un índice de potencia $P = 3,0$, variando solo la razón de Eddington, ya que en el modelo toroidal se ocupó un valor de $\lambda_{edd} = 10^{-9}$, mientras que en el modelo semi-delgado se ocupó un valor de $\lambda_{edd} = 10^{-6}$. En las imágenes de la izquierda tenemos una emisión de sincrotrón híbrida entre térmica y ley de potencia (HYBRIDTHPL) mientras que en la derecha tenemos una emisión térmica de sincrotrón polarizada (POLSYNCHTH). La barra de color representa la cantidad de energía irradiada en $1[s]$ a $230[\text{GHz}]$ en escala logarítmica con un valor mínimo de 1×10^{15} y un valor máximo de 1×10^{19} . En las cuatro imágenes la resolución es de $400 \times 400 [\text{pixels}]$ con 700 puntos a lo largo del rayo trazado. El eje X y el eje Y representan las distancias en unidades de $[R_g] = [GM_\bullet/c^2]$.

de acreción, con una razón de Eddington de $\lambda_{edd} = 10^{-9}$, por lo que se puede calcular un tasa de acreción de $\dot{M} \approx 2,22 \times 10^{-11}[M_{\odot}/Yr]$ y por ultimo se escogió un índice para la ley de potencia igual a $P = 3,0$. Por otra parte, para el caso del disco semi-delgado se escogió una masa para el agujero negro de $M_{\bullet} = 10^6[M_{\odot}]$, un ángulo de visión $\alpha = 90^{\circ}$, una razón de Eddington de $\lambda_{edd} = 10^{-6}$, dando una tasa de acreción de $\dot{M} \approx 2,22 \times 10^{-8}[M_{\odot}/Yr]$ y por ultimo el índice para la ley de potencia se escogió igual a $P = 3,0$. En el [Figura 3.1.1](#) se muestran los mapas de luminosidad de las simulaciones de referencia observado en una frecuencia de $\nu = 230[GHz]$, comparando entre la izquierda y la derecha, la emisión híbrida con la emisión térmica, respectivamente, y comparando entre arriba y abajo el modelo de disco toroidal con el modelo de disco semi-delgado, respectivamente. En la [Figura 3.1.2](#) se muestra las distribuciones de energía espectral de referencia para el disco toroidal (izquierda) y el disco semi-delgado (derecha) comparando en ambas imágenes la emisión térmica con la ley de potencia.

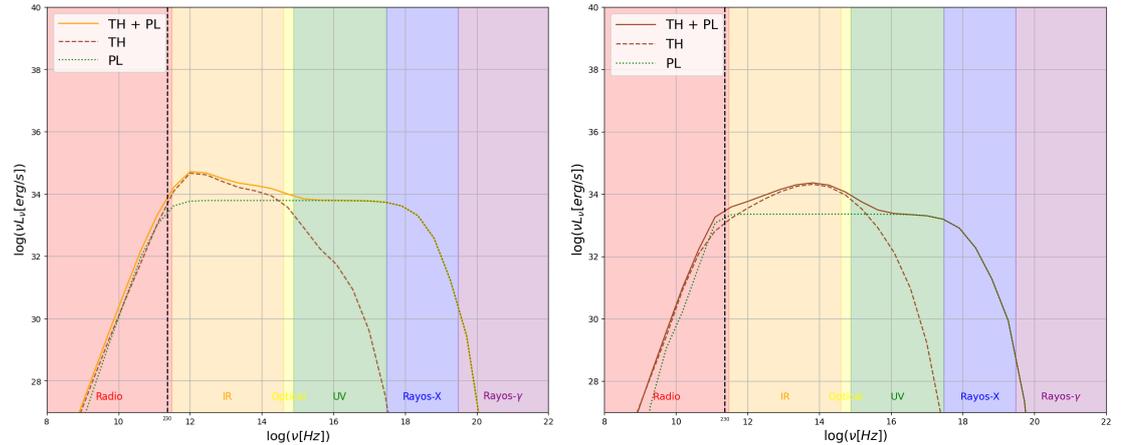


Figura 3.1.2: Distribución del espectro de energías para las simulaciones de referencias. En el lado izquierdo tenemos el modelo de disco toroidal mientras que en el lado derecho esta el modelo de disco semi-delgado. En ambos SED se esta comparando los tipos de emisión donde la línea segmentada representa la emisión térmica (TH), la línea punteada la emisión por ley de potencia (PL) y la línea continua es la suma entre ambas emisiones dando la emisión híbrida (TH + PL). El eje X representa la frecuencia y en el eje Y la luminosidad por frecuencia, ambas en escala logarítmica.

Al analizar los mapas de luminosidad de la [Figura 3.1.1](#) junto a las distribuciones espectrales de la [Figura 3.1.2](#), nos podemos dar cuenta que para el modelo toroidal la emisión de sincrotrón térmica es la que entrega mayor flujo de luminosidad emitido en infrarrojo llegando a un peak de $\nu L_{\nu} = 5,1 \times 10^{35}[erg/s]$ a una

frecuencia $\nu = 9,9 \times 10^{11} [Hz]$. Este peak de emisión proviene principalmente de la zona más interna del disco de acreción. También se puede apreciar que la sombra del agujero negro esta deformada en el lado izquierdo y se traslado del centro hacia el lado derecho de la imagen. Esto es debido al espín del agujero negro, mientras mayor sea el espín de agujero negro habrá un mayor desplazamiento (Johannsen and Psaltis (2010); Johannsen (2013)).

Para el caso del disco semi-delgado el peak de emisión térmica está corrida hacia frecuencias más altas con una mayor emisión en el IR-Óptico. El peak se genera a una frecuencia $\nu = 6,5 \times 10^{13} [Hz]$ con un valor de $\nu L_\nu = 2 \times 10^{34} [erg/s]$, teniendo en cuenta que la razón de Eddington del disco toroidal es menor que la razón de Eddington del disco semi-delgado, queriendo decir que para obtener luminosidades similares, el disco semi-delgado tiene que acretar mayor masa, o sea tener una mayor tasa de acreción. En el disco semi-delgado se nota con mucha mayor claridad el anillo de fotones y como éste tiene un espín no rotativo no presenta deformaciones ni desplazamientos.

En la [Tabla 3.1.1](#) y en la [Tabla 3.1.2](#) podemos ver todas las simulaciones que se realizaron para el disco toroidal y el disco semi-delgado, respectivamente. Estas simulaciones fueron creadas para comparar con las simulaciones de referencia y observar como es que fluctúa la distribución espectral de energía y los mapas de luminosidad variando parámetros como la masa, la razón de Eddington, el ángulo de visión y el índice de potencia. Los plots de los mapas de luminosidad y los SEDs para ambos modelos de fluidos están en el apéndice [B1](#) para el modelo toroidal y en el apéndice [B2](#) para el modelo semi-delgado.

En las secciones (A), (E), (I) y (M) se compararon distintas masas $M_\bullet = 10^6, 10^7, 10^8, 10^9$ donde la masa $M_\bullet = 10^6$ representa la simulación de referencia, (A) y (E) son para el modelo toroidal, mientras que (I) y (M) son para el modelo de semi-delgado. Las razones de Eddington se escogieron para que las tasas de acreción permanecieran constantes, tomando las tasas de acreción de las simulaciones de referencias como el valor que no tiene que variar. En este caso serian $\dot{M} \approx 2,22 \times 10^{-11} [M_\odot/Yr]$ para el disco toroidal y $\dot{M} \approx 2,22 \times 10^{-8} [M_\odot/Yr]$ para el disco semi-delgado. Al dejar las tasas de acreción constantes los valores obtenidos para las razones de Eddington fueron de $\lambda_{edd} = 10^{-9}, 10^{-10}, 10^{-11}, 10^{-12}$ para el disco toroidal y $\lambda_{edd} = 10^{-6}, 10^{-7}, 10^{-8}, 10^{-9}$ para el disco semi-delgado.

Térmica + No térmica					Térmica				
Variación	$M_{\bullet}[M_{\odot}]$	λ_{edd}	$\alpha[grad]$	P	Variación	$M_{\bullet}[M_{\odot}]$	λ_{edd}	$\alpha[grad]$	P
(A) Masa	10^6	10^{-9}	90	3,0	(E) Masa	10^6	10^{-9}	90	3,0
	10^7	10^{-10}	90	3,0		10^7	10^{-10}	90	3,0
	10^8	10^{-11}	90	3,0		10^8	10^{-11}	90	3,0
	10^9	10^{-12}	90	3,0		10^9	10^{-12}	90	3,0
(B) Razón de Eddington	10^6	10^{-8}	90	3,0	(F) Razón de Eddington	10^6	10^{-8}	90	3,0
	10^6	10^{-9}	90	3,0		10^6	10^{-9}	90	3,0
	10^6	10^{-10}	90	3,0		10^6	10^{-10}	90	3,0
	10^6	10^{-11}	90	3,0		10^6	10^{-11}	90	3,0
(C) Ángulo de vista	10^6	10^{-9}	0	3,0	(G) Ángulo de vista	10^6	10^{-9}	0	3,0
	10^6	10^{-9}	30	3,0		10^6	10^{-9}	30	3,0
	10^6	10^{-9}	45	3,0		10^6	10^{-9}	45	3,0
	10^6	10^{-9}	60	3,0		10^6	10^{-9}	60	3,0
(D) Índice ley de potencia	10^6	10^{-9}	90	2,0	(H) Índice ley de potencia	10^6	10^{-9}	90	2,0
	10^6	10^{-9}	90	2,5		10^6	10^{-9}	90	2,5
	10^6	10^{-9}	90	3,0		10^6	10^{-9}	90	3,0
	10^6	10^{-9}	90	3,5		10^6	10^{-9}	90	3,5
	10^6	10^{-9}	90	7,0		10^6	10^{-9}	90	7,0

Cuadro 3.1.1: Aquí se observa todas las simulaciones realizadas para el disco toroidal. En la tabla de la izquierda se tiene una una emisión de radiación de sincrotrón híbrida entre térmica y ley de potencia, mientras que la tabla de la derecha es para una emisión de radiación solo de sincrotrón térmica. En (A) y (E) se varían solo $M_{\bullet} = 10^6, 10^7, 10^8, 10^9$, en (B) y (F) se varia solo $\lambda_{edd} = 10^{-8}, 10^{-9}, 10^{-10}, 10^{-11}$, en (C) y (G) varia $\alpha = 0^{\circ}, 30^{\circ}, 45^{\circ}, 60^{\circ}, 90^{\circ}$ donde 0° es face-on y por último en (D) y (H) solo varia el índice de la ley de potencia $P = 2,0, 2,5, 3,0, 3,5, 7,0$. En las simulaciones, los parámetros que no varían se mantienen constantes tomando los valores $M_{\bullet} = 10^6 M_{\odot}$, $\alpha = 90^{\circ}$, $\lambda_{edd} = 10^{-9}$, y $P = 3,0$, los cuales son los valores dados para la simulación de referencia del disco toroidal.

De las simulaciones realizadas en (A), (E), (I) y (M) podemos observar a partir de los SEDs [Figura B1.1](#) (toroidal) y [Figura B2.1](#) (semi-delgado), que a medida que la masa del agujero negro va en aumento, el peak de emisión se va desplazando a frecuencias más bajas mientras que νL_{ν} va disminuyendo. Esto puede ser debido a que al incrementar la masa del agujero negro, también aumentan sus radios como el de horizonte de eventos y el de ISCO. Esto genera que la materia se "disperse", disminuyendo la cantidad de partículas por unidad de volumen, generando que la temperatura disminuya y, por ende, también disminuyen sus velocidades, esto genera que la radiación de sincrotrón emitida se desplace hacia frecuencias más bajas. La disminución de νL_{ν} es debido a la multiplicación de la frecuencia a la luminosidad espectral ya que L_{ν} es constante si \dot{M} es constante, por lo que al multiplicarlo por frecuencias bajas dará valores de νL_{ν} menores. Por otra parte,

Térmica + No térmica					Térmica				
Variación	$M_{\bullet}[M_{\odot}]$	λ_{edd}	$\alpha[grad]$	P	Variación	$M_{\bullet}[M_{\odot}]$	λ_{edd}	$\alpha[grad]$	P
(I) Masa	10^6	10^{-6}	90	3,0	(M) Masa	10^6	10^{-6}	90	3,0
	10^7	10^{-7}	90	3,0		10^7	10^{-7}	90	3,0
	10^8	10^{-8}	90	3,0		10^8	10^{-8}	90	3,0
	10^9	10^{-9}	90	3,0		10^9	10^{-9}	90	3,0
(J) Razón de Eddington	10^6	10^{-5}	90	3,0	(N) Razón de Eddington	10^6	10^{-5}	90	3,0
	10^6	10^{-6}	90	3,0		10^6	10^{-6}	90	3,0
	10^6	10^{-7}	90	3,0		10^6	10^{-7}	90	3,0
	10^6	10^{-8}	90	3,0		10^6	10^{-8}	90	3,0
(K) Ángulo de Vista	10^6	10^{-6}	0	3,0	(O) Ángulo de Vista	10^6	10^{-6}	0	3,0
	10^6	10^{-6}	30	3,0		10^6	10^{-6}	30	3,0
	10^6	10^{-6}	45	3,0		10^6	10^{-6}	45	3,0
	10^6	10^{-6}	60	3,0		10^6	10^{-6}	60	3,0
	10^6	10^{-6}	90	3,0		10^6	10^{-6}	90	3,0
(L) Índice ley de potencia	10^6	10^{-6}	90	2,0	(P) Índice ley de potencia	10^6	10^{-6}	90	2,0
	10^6	10^{-6}	90	2,5		10^6	10^{-6}	90	2,5
	10^6	10^{-6}	90	3,0		10^6	10^{-6}	90	3,0
	10^6	10^{-6}	90	3,5		10^6	10^{-6}	90	3,5
	10^6	10^{-6}	90	7,0		10^6	10^{-6}	90	7,0

Cuadro 3.1.2: Aquí se observan todas las simulaciones realizadas para el modelo de disco semi-delgado. En la tabla de la izquierda se tiene una una emisión de radiación de sincrotrón híbrida entre térmica y ley de potencia, mientras que la tabla de la derecha es para una emisión de radiación de sincrotrón solo térmica. En (I) y (M) se varían solo $M_{\bullet} = 10^6, 10^7, 10^8, 10^9$, en (J) y (N) se varia solo $\lambda_{edd} = 10^{-5}, 10^{-6}, 10^{-7}, 10^{-8}$, en (K) y (O) solo $\alpha = 0^{\circ}, 30^{\circ}, 45^{\circ}, 60^{\circ}, 90^{\circ}$ donde 0° es face-on y por último en (L) y (P) solo varia el índice de la ley de potencia $P = 2,0, 2,5, 3,0, 3,5, 7,0$. En las simulaciones, los parámetros que no varían se mantienen constantes tomando los valores $M_{\bullet} = 10^6 M_{\odot}$, $\alpha = 90^{\circ}$, $\lambda_{edd} = 10^{-6}$, y $P = 3,0$, los cuales son los valores dados para la simulación de referencia del disco semi-delgado.

de los mapas de luminosidad de la [Figura B1.2](#) (toroide) y de la [Figura B2.2](#) (semi-delgado) podemos observar que para el modelo toroidal es posible ver la silueta en la mayoría de los plots, pero este no es el caso cuando tenemos una masa de $10^6[M_{\odot}]$ observada a frecuencias de $86[GHz]$ y $22[GHz]$ ya que el gas circundante que está más alejado del agujero negro oscurece la silueta tapándola por completo, mientras que para masas altas de $10^9[M_{\odot}]$ no es posible distinguir la silueta a frecuencias de $345[GHz]$ y $230[GHz]$ debido a que ésta se observa (en este caso) a frecuencias más bajas, producto del desplazamiento del peak observable en la SED. Ahora, para el caso del modelo semi-delgado es posible observar en los mapas de luminosidad el anillo de fotones con mayor claridad a medida que la masa aumenta. Parecido al caso del disco toroidal, cuando la masa tiene un valor de $10^6[M_{\odot}]$ y es observado a una frecuencia de $22[GHz]$, el gas

circundante lejos del agujero negro oscurece por completo el anillo y la silueta, mientras que para una masa alta de $10^9[M_\odot]$ el peak se desplaza demasiado a frecuencias bajas, por lo que, a frecuencias menores a $86[GHz]$ ya no se puede observar el anillo de fotones ni la silueta.

En las secciones (B), (F), (J) y (N) se hicieron simulaciones que comparan distintos valores de razones de Eddington. En el caso del modelo de disco toroidal representado por las secciones (B) y (F), las razones de Eddington que se compararon fueron $\lambda_{edd} = 10^{-8}, 10^{-9}, 10^{-10}, 10^{-11}$ siendo $\lambda_{edd} = 10^{-9}$ la simulación de referencia, mientras que para el modelo de disco semi-delgado representado por las secciones (J) y (N), los valores a comparar fueron de $\lambda_{edd} = 10^{-5}, 10^{-6}, 10^{-7}, 10^{-8}$ donde $\lambda_{edd} = 10^{-6}$ es la respectiva simulación de referencia.

De las simulaciones realizadas en (B), (F), (J) y (N) podemos ver las SEDs en la [Figura B1.3](#) para el modelo toroidal y en la [Figura B2.1](#) para el modelo de fluido semi-delgado. A medida que la razón de Eddington aumenta, el peak se va desplazando hacia frecuencias más altas y νL_ν también aumenta. El desplazamiento del peak a frecuencias más altas es debido al aumento en la tasa de acreción ya que λ_{edd} es directamente proporcional a \dot{M} , lo que también implica un aumento en la densidad y de la cantidad de partículas por unidad de volumen, generando un aumento de la temperatura ya que existirá un mayor número de colisiones y, por ende, un aumento de las velocidades de las partículas. Este aumento de velocidad hace que la radiación de sincrotrón térmica generada en el disco de acreción emita a mayor frecuencia desplazando el peak. Ahora, el incremento de νL_ν es debido a que L_ν es directamente proporcional a \dot{M} , por ende, un aumento de la razón de Eddington implica un aumento de la luminosidad espectral. Ahora, al multiplicarlo por la frecuencia solo hacemos que para valores bajos de ν , hacemos que νL_ν sea bajo y para valores altos de frecuencia sea mucho mayor. Por otra parte, a partir de los mapas de luminosidad de la [Figura B1.4](#) y de la [Figura B2.2](#) se ven los modelos de disco toroidal y semi-delgado, respectivamente. Para el caso del disco toroidal, la silueta es distinguible cuando la razón de Eddington tiene un valor de 10^{-9} y es observado a $\nu = 345[GHz]$ y $\nu = 230[GHz]$, mientras que cuando $\nu = 86[GHz]$ y $\nu = 22[GHz]$ la silueta es tapada por el gas que está más lejos del agujero negro. Esto es debido a que la radiación de sincrotrón emitida a estas frecuencias es producida a radios más alejados. Ahora cuando la razón de Eddington es mayor,

del orden de 10^{-8} no es posible observar la silueta en ninguna de las frecuencias observadas, pero si es posible observar una estructura que parece ser un chorro saliendo de los extremos, siendo más notable en los mapas de luminosidad que solo muestran emisión de sincrotrón térmica, ya que la emisión de sincrotrón no térmica producida por los electrones de la corona son más luminosos a $\nu = 345[GHz]$, $\nu = 230[GHz]$, $\nu = 86[GHz]$ y opacan la emisión de esta estructura con forma de chorro. Por otra parte, cuando tenemos una razón de Eddington menor, del orden de 10^{-11} , se observa muy poca luminosidad proveniente del disco de acreción, y es casi despreciable la luminosidad producida por la emisión no térmica. Esto podría ser debido a la muy baja cantidad de materia que se está acretando, lo que genera que solo se observe la parte izquierda del disco dando a entender que es debido principalmente al efecto Doppler relativista creado por la rotación del disco. Ahora al analizar los mapas de luminosidad del disco semi-delgado podemos notar que solo se observa el anillo de fotones para una razón de Eddington del orden de 10^{-6} a frecuencias de $345[GHz]$, $230[GHz]$ y $86[GHz]$. Cuando la razón de Eddington toma el valor de 10^{-5} se pueden apreciar vientos y chorros para frecuencias mayores a $22[GHz]$ tanto como para la emisión híbrida como para la emisión térmica.

En las secciones (C), (G), (K) y (O) se comparan distintos ángulos de observación variando en $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ tanto para el modelo de disco toroidal mostrado por las secciones (C) y (G), y para el modelo de disco semi-delgado mostrado por las secciones (K) y (O). El ángulo $\alpha = 0^\circ$ representa una vista face-on, lo que quiere decir que se observa en una dirección perpendicular al plano del disco de acreción, mientras que $\alpha = 90^\circ$ es una vista en dirección paralela al plano del disco, siendo esta última donde se observa más deformaciones de la apariencia óptica.

De las simulaciones realizadas en (C), (G), (K) y (O) podemos observar a partir de las SEDs [Figura B1.5](#) y [Figura B2.5](#), que para el modelo toroidal cuando aumenta el ángulo de observación existe un aumento de la luminosidad entre los rangos IR-UV principalmente producto de la emisión de sincrotrón térmica, la cual es casi despreciable en comparación a la emisión híbrida, ya que genera un aumento muy pequeño en el peak de la SED. Por otra parte, para el modelo semi-delgado en la SED es totalmente despreciable la variación del ángulo, tanto para la emisión térmica como para la emisión híbrida. Ahora al observar los mapas de luminosidad,

del modelo toroidal (Figura B1.6) vemos que a $345[GHz]$ y $230[GHz]$ se puede apreciar la silueta para cualquier ángulo, mientras que para las frecuencias de $86[GHz]$ y $22[GHz]$ se puede apreciar la silueta claramente cuando $\alpha = 0^\circ$ y a medida que el ángulo aumenta, la silueta comienza a ser obstruida por la emisión generada por el gas a radios más grandes. Cuando el ángulo toma el valor de 0° también es posible observar la simetría en el ángulo de rotación del disco, la cual nos permite identificar algunos radios. El círculo más interno representa el horizonte de eventos, el siguiente círculo representa la esfera de fotones, después se observa el círculo para el parámetro de impacto crítico ($b_c = 3\sqrt{3}GM/c^2$) y por último, el círculo más grande es el ISCO. A medida que el ángulo va en aumento, esta simetría aparentemente va desapareciendo producto de la curvatura del espacio, también comienza a aumentar la luminosidad en el lado izquierdo en la zona más cercana al agujero negro producto del efecto Doppler relativista. A partir de los radios podemos concluir que la zona más luminosa observada a $345[GHz]$ en un ángulo de 90° proviene entre el radio de ISCO y el radio de la esfera de fotones. Por otra parte, cuando el ángulo toma el valor de 90° la deformación es la máxima que se puede observar, mostrando un desplazamiento de la sombra del agujero negro hacia la derecha. Este desplazamiento es debido principalmente al espín y al ángulo de observación, ya que, si el espín está más cerca de los valores -1 o 1 mayor será el desplazamiento y mientras más inclinado esté, aumentará aun más. Ahora si el agujero negro no rota, no se presenta desplazamiento a pesar de que exista una inclinación (para más detalle sobre esto revisar los papers de [Johannsen and Psaltis \(2010\)](#) y [Johannsen \(2013\)](#)). Por otra parte, tenemos el modelo semi-delgado Figura B2.6, donde solo es posible observar la silueta del agujero negro para las frecuencias $345[GHz]$, $230[GHz]$ y $86[GHz]$ a excepción del caso donde el ángulo es de 90° observado a $86[GHz]$ donde la silueta apenas es perceptible. Esto debido a que la luminosidad producida por la emisión de sincrotrón no térmica tapa la silueta, mientras que para las observaciones a $22[GHz]$ la radiación es producida por el gas a radios más alejados del agujero negro. Al igual que en el modelo toroidal es posible ver la simetría del disco cuando el ángulo toma el valor de 0° , pero a medida que el ángulo va aumentando se va observando los efectos de la curvatura del espacio. Por otra parte, en la emisión térmica se observa con mucha claridad el anillo de fotones. Como el agujero negro es no rotante, no se observa el desplazamiento que se observa en el caso del modelo toroidal.

En las secciones (D), (H), (L) y (P) el parámetro a comparar fue el índice para la distribución de partículas de la ley de potencia, tomando los siguientes valores $P = 2,0, 2,5, 3,0, 3,5, 7,0$, tanto como para el modelo de disco toroidal correspondiente a las secciones (D) y (H) como para el modelo de disco semi-delgado correspondiente a las secciones (L) y (P). En el caso de (H) y (P) al no presentar una distribución por ley de potencia los valores no cambian por lo que los mapas de luminosidad y las distribuciones espectrales de energía permanecen iguales.

A partir de las SEDs de las secciones (D), (H), (L) y (P) correspondiente a los plots [Figura B1.7](#) y [Figura B2.7](#) correspondiente a los modelos de disco toroidal y semi-delgado, respectivamente, podemos observar en ambos casos aspectos similares. Cuando el valor de índice de potencia toma el valor de 7,0 solo es apreciable la luminosidad producida por la distribución térmica. A medida que disminuye el valor se observa un incremento de la luminosidad para frecuencias altas. Cuando toma los valores 3,0 y 3,5 el peak de luminosidad se debe principalmente a la distribución térmica, pero cuando toma valores más altos como 2,0 y 2,5, el peak de luminosidad pasa a ser dominado por la distribución por ley de potencia teniendo su máxima en el rango UV-Rayos X. Ahora, a partir de los mapas de luminosidad [Figura B1.8](#) y [Figura B2.8](#) correspondientes a los modelos toroidal y semi-delgado, respectivamente, podemos observar en el caso del modelo toroidal, que para las frecuencias de observación $86[GHz]$ y $22[GHz]$ el toro tapa por completo el disco de acreción mientras que para las frecuencias $345[GHz]$ y $230[GHz]$ se puede observar mejor el disco y la silueta del agujero negro. A medida que el índice va disminuyendo, se observa cómo va aumentando la luminosidad del gas circundante y como va opacando la luminosidad del anillo siendo ya despreciable cuando toma el valor 2,0. Para el caso del modelo semi-delgado se obtienen las mismas conclusiones, a excepción de las frecuencias de observación, que en este caso a $86[GHz]$ sí es posible observar la silueta del agujero negro pero a medida que disminuye el índice de potencia, ésta va siendo tapada por la emisión que tiene frente llegando al punto que es casi imperceptible la silueta.

3.2. Sagitario A*

Sagitario A* (Sgr A*) es el agujero negro supermasivo ubicado en el centro de nuestra galaxia, convirtiéndose en el objeto de masa compacta de mayor densidad más cercano a nosotros. Situado aproximadamente a $8178[pc]$ de la Tierra con una masa de $4,152 \times 10^6[M_{\odot}]$, obtenido por [GRAVITY Collaboration et al. \(2019\)](#) estudiando la orbita de la estrella S2, ya que es la estrella que orbita más cerca al agujero negro. Este objeto se caracteriza por estar rodeado de plasma caliente (disco de acreción), emitiendo radiación en todo el espectro electromagnético pero con un peak de emisión en el Sub-mm proveniente de la zona más interna del plasma, lo cual lo convierte en una fuente de radio de gran importancia para la comunidad científica. La luminosidad bolométrica de Sgr A* es baja ($L_{bol} = (6,8 - 9,2) \times 10^{35}[erg/s]$) en comparación con su límite de Eddington ($L_{Edd} = 5,2 \times 10^{44}[erg/s]$), obteniendo una razón de Eddington extremadamente pequeña $\lambda_{Edd} = 1,9 \times 10^{-10}$ (esto solo si aproximamos $L_{bol} \sim 10^{35}$), con una tasa de acreción de $\dot{M} = (5,2 - 9,5) \times 10^{-9}[M_{\odot}/Yr]$ ([Akiyama et al. \(2022e\)](#)), indicando un proceso de acreción que es radiativamente ineficiente (RIAF por su sigla en inglés). Esto nos quiere decir que gran parte de la radiación emitida por el disco de acreción no se irradia en forma de luz, si no que se almacena en el gas y es advectada hacia el agujero negro o se utiliza para impulsar vientos o chorros. Además tiene la característica de tener dos temperaturas, la de los iones y los electrones, donde los iones al tener más masa acumulan mayor energía térmica interna en el gas a diferencia del electrón que tiene menor masa, en otras palabras, la temperatura de los iones es mayor que la temperatura de los electrones. Estudios muestran que la temperatura de los iones es tres veces la temperatura de los electrones ($T_i/T_e = 3$) para el caso de Sagitario A* ([Akiyama et al. \(2022e\)](#); [Mościbrodzka et al. \(2009\)](#)). Por otra parte, también se sabe que Sgr A* tiene variabilidades en la emisión, en particular en el radio y los rayos-X, donde puede haber una diferencia considerable en la emisión en solo algunas horas ([Trap et al. \(2011\)](#)). Cuando hay mayor flujo en el rango de los rayos-X se llama que esta en un estado "flare", en su contraparte, si el flujo es bajo se dice que esta en un estado "quiescent". Se cree que esta variabilidad se debe al aumento del campo magnético cerca del plano medio del flujo, debido a la turbulencia del campo magnético (MRI: Magneto Rotational Instability) ([Dexter et al. \(2010\)](#)). Cuando la emisión en rayos-x esta en estado quiescent, la radiación que predomina es la de

Bremsstrahlung térmica donde una población pequeña de electrones no térmicos puede ser modelado con una distribución por ley de potencia. Yuan and Narayan (2004) encontraron que el valor del índice de potencia $P = 3$ es una aproximación razonable para el IR.

3.2.1. EHT y resolución angular

El año 2022 el radio Telescopio Horizonte de Eventos (EHT) mostró una serie de papers relacionados a Sagitario A* (Akiyama et al. 2022a, 2022b, 2022c, 2022d, 2022e, 2022f), en donde se proporcionaba una imagen tomada a $230[GHz]$, ya que es la frecuencia a la cual opera el radio telescopio hasta el momento. El telescopio Horizonte de eventos es un proyecto que combina radiotelescopios de todo el mundo para formar un telescopio virtual del tamaño de la Tierra, utilizando interferometría de línea de base muy larga (VLBI: Very Long Baseline Interferometry). Esto nos permite alcanzar resoluciones angulares de observación muy pequeñas, que se puede calcular mediante

$$\theta_{obs} = 1,22 \frac{\lambda}{D_T}, \quad (3.2.1)$$

donde λ es la longitud de onda a la cual se está observando. En este caso a $\lambda = 1,3[mm]$ correspondiente a la frecuencia de $230[GHz]$ y D_T es la distancia máxima entre telescopios por lo que se aproxima al diámetro de la Tierra $D_T \approx 12742[Km]$, de esta forma, obtenemos una resolución angular de observación (θ_{obs})

$$\begin{aligned} \theta_{obs} &= 1,22 \frac{1,33[mm]}{12742[km]} \frac{1[km]}{1000000[mm]} \\ &= 1,24 \times 10^{-10}[rad] \frac{206265[as]}{1[rad]} \frac{1000000[\mu as]}{1[as]} \\ &= 25,67[\mu as]. \end{aligned} \quad (3.2.2)$$

Esta resolución permitió al EHT captar la imagen obtenida en donde se observa un anillo brillante alrededor de Sagitario A*, con un diámetro observado de $\theta_{Sgr} = 51,8 \pm 2,3[\mu as]$ correspondiente a aproximadamente $10,3[R_g]$ que corresponde a la sombra del agujero negro. Esto se obtuvo mediante la ecuación de resolución angular de un objeto dada por

$$\theta_{Sgr} = \frac{D}{d}, \quad (3.2.3)$$

donde D es el tamaño físico real de Sagitario A* y d es la distancia a la que se encuentra. En este caso como se quiere dejar en unidades de $[R_g]$, el tamaño físico toma el valor de $D = x[R_g]$. Evaluando todo y despejando x obtenemos su conversión a unidades de $[R_g]$

$$x = \frac{\theta_{obs} d c^2}{GM}. \quad (3.2.4)$$

El espín $a = 0,94$ viene por defecto en las simulaciones con HARM y no se puede cambiar. De todas formas, Sagitario A* se cree que tiene un espín muy alto, casi cercano a 1 por lo que el valor por defecto no debería ser un problema. Por otra parte, en la serie de papers se estima que el ángulo al cual observamos Sagitario A* respecto al eje perpendicular al disco de acreción es de $\alpha = 30^\circ$, pasando la mayor cantidad de pruebas.

Todos los datos presentados anteriormente se resumen en la [Tabla 3.2.1](#).

3.2.2. Simulación Sgr A*

Fuente	$M_\bullet [M_\odot]$	$D [Kpc]$	λ_{edd}	a	α	T_i/T_e	P
Sgr A*	$4,15 \times 10^6$	8,178	$1,9 \times 10^{-9}$	0,94	30°	3,0	3,0

Cuadro 3.2.1: Aquí tenemos datos de Sagitario A* obtenidos de la literatura. La masa (M_\bullet) y la distancia (D) fueron obtenidos de [GRAVITY Collaboration et al. \(2019\)](#), el índice de la ley de potencia (P) fue obtenido por [Yuan and Narayan \(2004\)](#), mientras que la razón de temperaturas (T_i/T_e), la razón de Eddington (λ_{edd}) y ángulo de observación (α) fueron obtenidos en el paper de EHT V ([Akiyama et al. \(2022e\)](#)).

Con estos datos podemos simular Sgr A* ocupando los modelos de fluidos toroidal y semi-delgado. En la [Figura 3.2.1](#) se observan los SED simulados usando el fluido toroidal y el fluido semi-delgado representados por las líneas continuas y segmentadas respectivamente. Para ambos modelos de fluido se realizaron simulaciones con emisión térmica y emisión híbrida (térmica + ley de potencia). Por otra parte, estas SED simuladas fueron comparadas con los datos de [Falcke et al. \(1998\)](#), [Narayan et al. \(1998\)](#) y [Narayan et al. \(1998\)](#) representados por

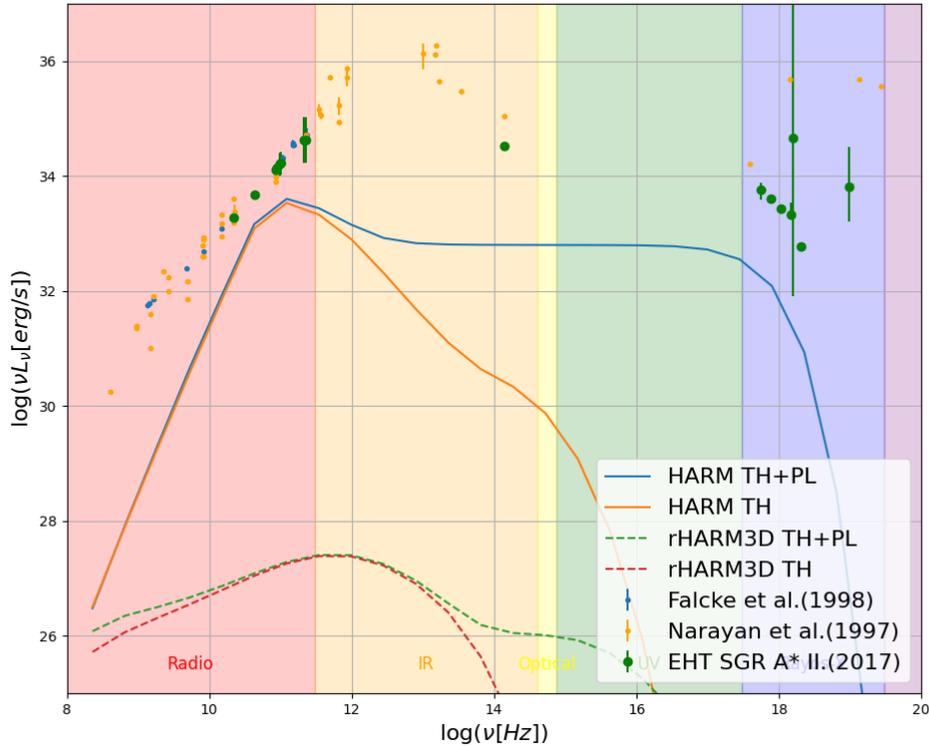


Figura 3.2.1: SED de Sagitario A* con datos obtenidos de la literatura donde los puntos naranjos fueron obtenidos por Falcke et al. (1998), los puntos verdes fueron obtenidos por Narayan et al. (1998) y los puntos verdes por Akiyama et al. (2022b) representando los datos reales, mientras que las líneas continuas son los SED para el modelo de fluido toroidal el cual se realizó con el modelo esquemático HARM y las líneas segmentadas son los SED para el modelo de fluido Semi-delgado realizado con el modelo esquemático rHARM3D. La línea continua azul y la segmentada verde son los SED con emisión híbrida mientras que la línea naranja y la roja son simulaciones térmicas.

los puntos azules, naranjos y verdes, respectivamente. Nos podemos dar cuenta que las simulaciones no se ajustan del todo a los datos, esto puede ser ya que el espectro es variante en el tiempo y aquí solo tenemos un momento determinado de la simulación. Otro factor podría ser la distribución de la densidad de masa del fluido, ya que el modelo toroidal se ajusta mejor que el modelo semi-delgado, aunque hasta hoy en día todavía existe incertidumbre sobre los modelos MHD relativistas, por lo que pocos intentan de realizar ajustes a parámetros y se enfocan más en encontrar las ecuaciones que describa el sistema completo, ya que

al ajustar los parámetros se podrían encontrar varias combinaciones que pueden ser coherentes a la realidad.

Los mapas de luminosidad a diferencia de la sección anterior, los ejes X e Y se escalaron a distintas resoluciones angulares en unidades de radios gravitacionales. Esto debido a que dependiendo del telescopio, la resolución angular es distinta, mientras mayor sea la longitud de onda (frecuencias bajas), mayor será la resolución angular.

	ν [GHz]	θ_{obs} [μas]	θ_{obs} [R_g]
EHT	345	17.1	3.4
EHT	230	25.6	5.1
GMVA	86	50 - 70 ¹	9.9 - 13.9
EVN	22	280 ²	55.9

Cuadro 3.2.2: Tabla de telescopios que ocupan interferometría de línea de base muy larga. ν es la frecuencia a la cual puede operar cada telescopio a diferencia de $\nu = 345[GHz]$ ya que el EHT todavía no opera a esa frecuencia, pero se espera a futuro. $\theta_{obs}[\mu as]$ es la resolución angular calculada con la [Ecuación 3.2.1](#), mientras que $\theta_{obs}[R_g]$ es la misma resolución angular pero en unidades de R_g dada por la [Ecuación 3.2.4](#).

Podemos notar en la [Tabla 3.2.2](#) donde a frecuencias menores, la resolución angular aumenta. Cabe destacar que las resoluciones en [μas] fueron obtenidas de las páginas oficiales de cada telescopio a diferencia de las resoluciones del EHT que fueron calculadas usando las ecuaciones descritas anteriormente ([Ecuación 3.2.1](#)). Estas resoluciones para poder usarlas en GRTRANS fue necesario convertirlas a unidades gravitacionales usando la [Ecuación 3.2.4](#). Como podemos notar EHT tiene resoluciones angulares muy pequeñas al punto de no poder visualizar por completo el anillo el cual tiene un diámetro de aproximadamente $10,3[R_g]$. Debido a esto fue necesario darle valores un poco más grandes a cada simulación. Para los mapas de luminosidad simulados a $345[GHz]$ se ocupó un radio de $10,3[R_g]$ ya que de esta forma podemos observar el anillo completo, para las simulaciones a $230[GHz]$ se ocupó un radio de $15[R_g]$, para las simulaciones a $86[GHz]$ se ocupó un radio de $35[R_g]$ y para $22[GHz]$ se ocupó un radio de $56[R_g]$. Cabe destacar que los valores usados no representan la realidad pero sí dan una idea de cómo cambia la resolución dependiendo de la frecuencia a la cual se está observando.

¹<https://www3.mpifr-bonn.mpg.de/div/vlbi/globalmm/>

²<https://www.evlbi.org/capabilities>

En la [Figura 3.2.2](#) se observan los mapas de luminosidad simulados ocupando el modelo de fluido toroidal. En la parte superior se muestra la emisión de sincrotrón híbrida mientras que en la parte inferior se muestra la emisión de sincrotrón térmica.

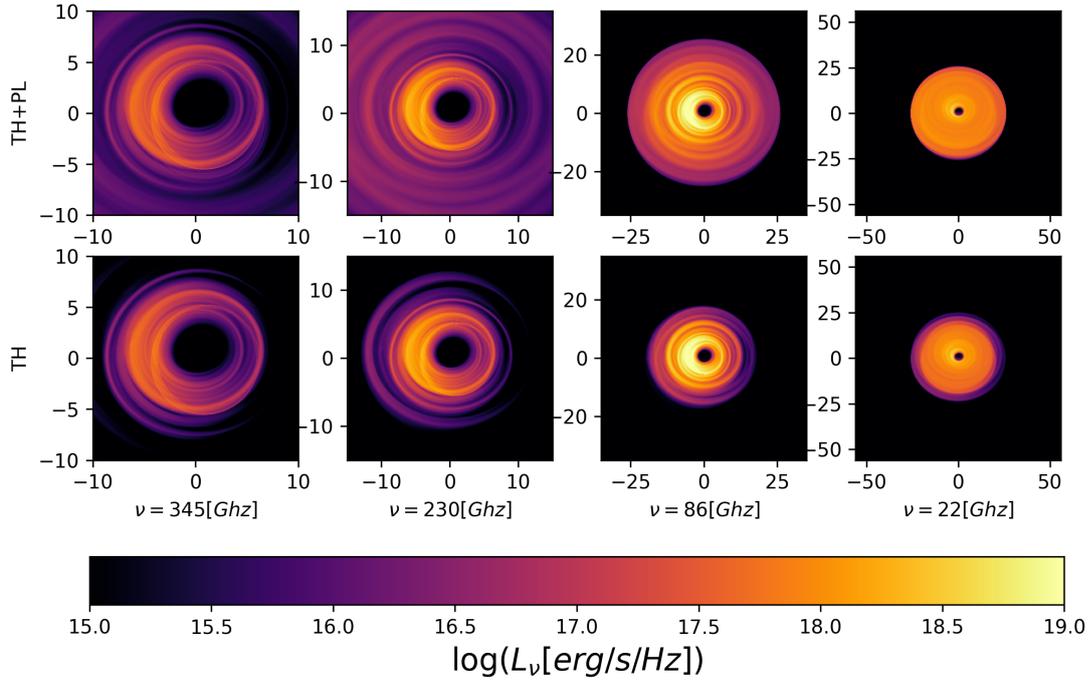


Figura 3.2.2: Simulación de Sgr A* ocupando los datos de la [Tabla 3.2.1](#) y el modelo de fluido toroidal ya que es el que más se acerca a los datos de [Falcke et al. \(1998\)](#) y [Narayan et al. \(1998\)](#). En la fila superior tenemos la emisión híbrida y en la fila inferior tenemos la emisión térmica, cada una observada a distintas frecuencias.

Podemos notar que para las simulaciones observadas a 86 GHz y 22 GHz el disco es truncado hasta $25 R_g$. Para las simulaciones observadas a 345 GHz y 230 GHz se observa bien la forma del anillo sobre todo en las simulación térmica. El peak de flujo de luminosidad es de $\nu L_\nu \approx 4 \times 10^{33} [\text{erg/s}]$ y se da a una frecuencia $\nu = 1,2 \times 10^{11} [\text{Hz}]$ para el modelo toroidal, mientras que para el modelo semi-delgado el peak de flujo lumínico es de $\nu L_\nu \approx 2,5 \times 10^{27} [\text{erg/s}]$ a una frecuencia $\nu = 3,4 \times 10^{11} [\text{Hz}]$. Estos valores fueron obtenidos de la SED híbrida, donde en ambos modelos de fluido se ocupó la misma razón de Eddington y la misma masa del agujero negro, por lo que la tasa de acreción es la misma para ambos casos con un valor de $\dot{M} = 1,11 \times 10^{15} [\text{g/s}] = 1,76 \times 10^{-11} [M_\odot/\text{yr}]$.

3.2.3. Ajuste de parámetros

Los criterios que ocuparemos para ajustar el parámetro serán 1) que la luminosidad bolométrica caiga dentro de un rango razonable al obtenido por [Akiyama et al. \(2022e\)](#) ($L_{bol} = (6,8 - 9,2) \times 10^{35} [erg/s]$) y que la forma de la SED sea igual o menor a los datos reales ajustando primero la emisión térmica y luego la emisión por ley de potencia. Para ello tendremos algunas fases para ir descartando distribuciones espectrales de energía. La primera fase es encontrar limites para la razón de Eddington ocupando emisión térmica, la segunda fase fue descartar luminosidades bolométricas que fueran mayor a 10^{36} erg/s ocupando emisión térmica y la tercera fase es que la luminosidad bolométrica esté dentro del rango propuesto ocupando la emisión híbrida.

λ_{edd}	T_i/T_e	α	1° Fase Limites Inf. y Sup.
5×10^{-11}	3	30°	—
$1,9 \times 10^{-10}$	3	30°	—
5×10^{-10}	3	30°	~ Limite Inferior
$1,5 \times 10^{-9}$	3	30°	
5×10^{-9}	3	30°	Limite Superior

Cuadro 3.2.3: Simulaciones con emisión de sincrotrón térmica comparando variaciones de la razón de Eddington con la finalidad de encontrar los limites inferiores y superiores de la razón de Eddington. La Razón de temperaturas y el ángulo de observación permanecen constantes. Se encontró que $\lambda_{edd} \sim 5 \times 10^{-10}$ representa una aproximación al limite inferior y $\lambda_{edd} = 5 \times 10^{-9}$ para el limite superior.

Lo primero que se hizo fue encontrar el rango de valores para la razón de Eddington que podrían ser consistentes con los datos de observación ([Falcke et al. \(1998\)](#), [Narayan et al. \(1998\)](#) y [Akiyama et al. \(2022b\)](#)) variando entre 5×10^{-9} y 5×10^{-11} y ocupando solo emisión térmica. Se incluyó el valor $\lambda_{edd} = 1,9 \times 10^{-10}$ para comparar con la simulación que se obtuvo inicialmente de Sgr A*, y también se escogió $\lambda_{edd} = 1,5 \times 10^{-9}$ el cual se obtuvo escogiendo el valor intermedio entre $L_{bol} = (6,8 - 9,2) \times 10^{35} [erg/s]$ ($8 \times 10^{35} [erg/s]$). La razón de temperatura se mantuvo constante al igual que el ángulo. De la [Figura B3.1](#) se pueden observar las variaciones en las razones de Eddington, de la cual podemos ver que el limite inferior más cercano a los datos es para $\lambda_{edd} \sim 5 \times 10^{-10}$ y el limite superior es de $\lambda_{edd} = 5 \times 10^{-9}$ (ver en [Tabla 3.2.3](#)).

λ_{edd}	T_i/T_e	2° Fase $L_{bol}[\text{erg/s}]$			P	3° Fase $L_{bol}[\text{erg/s}]$		
		$\alpha = 20^\circ$	$\alpha = 30^\circ$	$\alpha = 40^\circ$		$\alpha = 20^\circ$	$\alpha = 30^\circ$	$\alpha = 40^\circ$
4×10^{-10}	2	$8,4 \times 10^{34}$	$9,8 \times 10^{34}$	$1,1 \times 10^{35}$	2,9	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$
4×10^{-10}	3	$3,4 \times 10^{34}$	$3,9 \times 10^{34}$	$4,8 \times 10^{34}$	2,9	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$
4×10^{-10}	4	$1,6 \times 10^{34}$	$1,9 \times 10^{34}$	$2,4 \times 10^{34}$	2,9	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$
6×10^{-10}	2	$1,8 \times 10^{35}$	$2,1 \times 10^{35}$	$2,5 \times 10^{35}$	3,0	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$
6×10^{-10}	3	$7,3 \times 10^{34}$	$8,6 \times 10^{34}$	$1,0 \times 10^{35}$	3,0	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$
6×10^{-10}	4	$3,5 \times 10^{34}$	$4,1 \times 10^{34}$	$5,1 \times 10^{34}$	3,0	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$
8×10^{-10}	2	$3,1 \times 10^{35}$	$3,6 \times 10^{35}$	$4,3 \times 10^{35}$	3,1	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$
8×10^{-10}	3	$1,2 \times 10^{35}$	$1,4 \times 10^{35}$	$1,8 \times 10^{35}$	3,1	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$
8×10^{-10}	4	$6,0 \times 10^{34}$	$7,2 \times 10^{34}$	$9,0 \times 10^{34}$	3,1	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$
$1,5 \times 10^{-9}$	2	$> 10^{36}$	$> 10^{36}$	$> 10^{36}$	3,2	—	—	—
* $1,5 \times 10^{-9}$	3	$4,1 \times 10^{35}$	$4,8 \times 10^{35}$	$5,8 \times 10^{35}$	3,2	$7,2 \times 10^{35}$	$7,9 \times 10^{35}$	$8,9 \times 10^{35}$
$1,5 \times 10^{-9}$	4	$2,0 \times 10^{35}$	$2,3 \times 10^{35}$	$2,9 \times 10^{35}$	3,2	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$	$< 6,8 \times 10^{35}$
3×10^{-9}	2	$> 10^{36}$	$> 10^{36}$	$> 10^{36}$	3,4	—	—	—
3×10^{-9}	3	$> 10^{36}$	$> 10^{36}$	$> 10^{36}$	3,4	—	—	—
3×10^{-9}	4	$7,1 \times 10^{35}$	$8,5 \times 10^{35}$	$> 10^{36}$	3,4	$> 9,2 \times 10^{35}$	$> 9,2 \times 10^{35}$	—
5×10^{-9}	2	$> 10^{36}$	$> 10^{36}$	$> 10^{36}$	—	—	—	—
5×10^{-9}	3	$> 10^{36}$	$> 10^{36}$	$> 10^{36}$	—	—	—	—
5×10^{-9}	4	$> 10^{36}$	$> 10^{36}$	$> 10^{36}$	—	—	—	—

Cuadro 3.2.4: Aquí se muestran todas las simulaciones realizadas para razones de Eddington pertenecientes dentro de los límites inferior y superior encontrados en la [Tabla 3.2.3](#). Los valores para la razón de Eddington escogidos dentro de estos límites fueron $\lambda_{edd} = 5 \times 10^{-9}$, 3×10^{-9} , $1,5 \times 10^{-9}$, 8×10^{-10} , 6×10^{-10} y 4×10^{-10} , para cada uno de estos valores se variaron las razones de temperatura ion-electrón con valores de $T_i/T_e = 2, 3, 4$ observados en distintos ángulos $\alpha = 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$. En la sección de 2° fase se muestran todas las luminosidades bolométricas menores a 10^{36} emitiendo solo radiación térmica de sincrotrón. Luego para cada razón de Eddington se encontró el índice de potencia que mejor se ajustaba para la emisión en rayos-X. En la 3° fase se muestran las luminosidades bolométricas que estaban dentro del rango propuesto de $L_{bol} = (6,8 - 9,2) \times 10^{35}[\text{erg/s}]$. Las simulaciones con un * fueron las únicas que pasaron las 3 fases y cumplen con las 2 restricciones propuestas.

Teniendo límites superiores e inferiores para la radiación térmica respecto a la razón de Eddington, se variaron las razones de temperaturas ion-electrón tomando los valores $T_i/T_e = 2, 3, 4$ y el ángulo de observación $\alpha = 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$ para distintos valores de λ_{edd} pertenecientes dentro de los límites encontrados anteriormente (ver en la [Tabla 3.2.4](#)). A partir de estas SED simuladas, se obtuvieron las luminosidades bolométricas de cada una ocupando la integración por trapecio, la cual nos da una estimación aproximada de la luminosidad bolométrica para cada SED. Todas aquellas simulaciones que tuvieron un $L_{Bol} > 10^{36}$ fueron descartadas ya que pasan el rango estimado, por ejemplo en la [Tabla 3.2.4](#) podemos ver que todas las simulaciones realizadas con $\lambda_{edd} = 5 \times 10^{-9}$ son mayores al estimado por lo que no pasaran a la fase 3.

En la [Figura B3.2](#) mostramos como se verían todas las SED con luminosidades bolométricas menores a 10^{36} ocupando emisión térmica en el lado izquierdo y emisión híbrida en el lado derecho manteniendo el índice de potencia constante en todas las simulaciones con un valor de $P = 3,0$. De estas figuras nos podemos dar cuenta que la razón de temperatura y el ángulo afectan aparentemente solo al peak de emisión térmico, mientras que la razón de Eddington afecta tanto a la emisión térmica como a la ley de potencia. Por esto para ajustar la SED a frecuencias altas, es necesario saber cual es el índice P que mejor se ajuste para cada razón de Eddington, mientras que la razón de temperatura y ángulo pueden permanecer constantes ya que no afectan en grandes rasgos a la ley de potencia.

De la [Figura B3.3](#) podemos ver las SEDs para distintos valores de razones de Eddington, en este caso son los valores pertenecientes dentro del rango de la fase 2, y para cada valor se encontró el índice de potencia que mejor se ajustaba para un estado "quiescent". Encontrando que para un $\lambda_{edd} = 4 \times 10^{-10}$ es necesario un índice $P = 2,9$, para $\lambda_{edd} = 6 \times 10^{-10}$ es necesario un índice $P = 3,0$, para $\lambda_{edd} = 8 \times 10^{-10}$ es necesario un índice $P = 3,1$, para $\lambda_{edd} = 1,5 \times 10^{-9}$ es necesario un índice $P = 3,2$ y para $\lambda_{edd} = 3 \times 10^{-9}$ es necesario un índice $P = 3,4$. De esto nos podemos dar cuenta que a medida que la razón de Eddington aumenta, también tiene que aumentar el índice de potencia para mantener la luminosidad en un estado quiescent.

En la Fase 3 se realizaron las simulaciones que pasaron la fase 2 ocupando emisión híbrida y con los índices de potencia ajustados para cada razón de Eddington, de los cuales solo fueron seleccionados las distribuciones espectrales de energía con luminosidades bolométricas pertenecientes a los rangos $L_{bol} = (6,8 - 9,2) \times 10^{35} [erg/s]$.

En la [Figura 3.2.3](#) podemos ver las SEDs que pasaron todas las pruebas marcadas con un * en la [Tabla 3.2.4](#), que representarían el mejor ajuste para los datos de Sagitario A*, con una razón de Eddington $\lambda_{edd} = 1,5 \times 10^{-9}$, una razón de temperatura ion-electrón $T_i/T_e = 3$ y un índice de potencia $P = 3,2$ observado en los ángulos $\alpha = 20^\circ, 30^\circ$ y 40° . Esto es debido a que las diferencias de las luminosidades bolométricas al cambiar el ángulo de observación es muy baja.

Para la SEDs de la [Figura 3.2.3](#) podemos notar que la emisión de sincrotrón térmica es la que entrega la mayor parte de la luminosidad bolométrica emitiendo

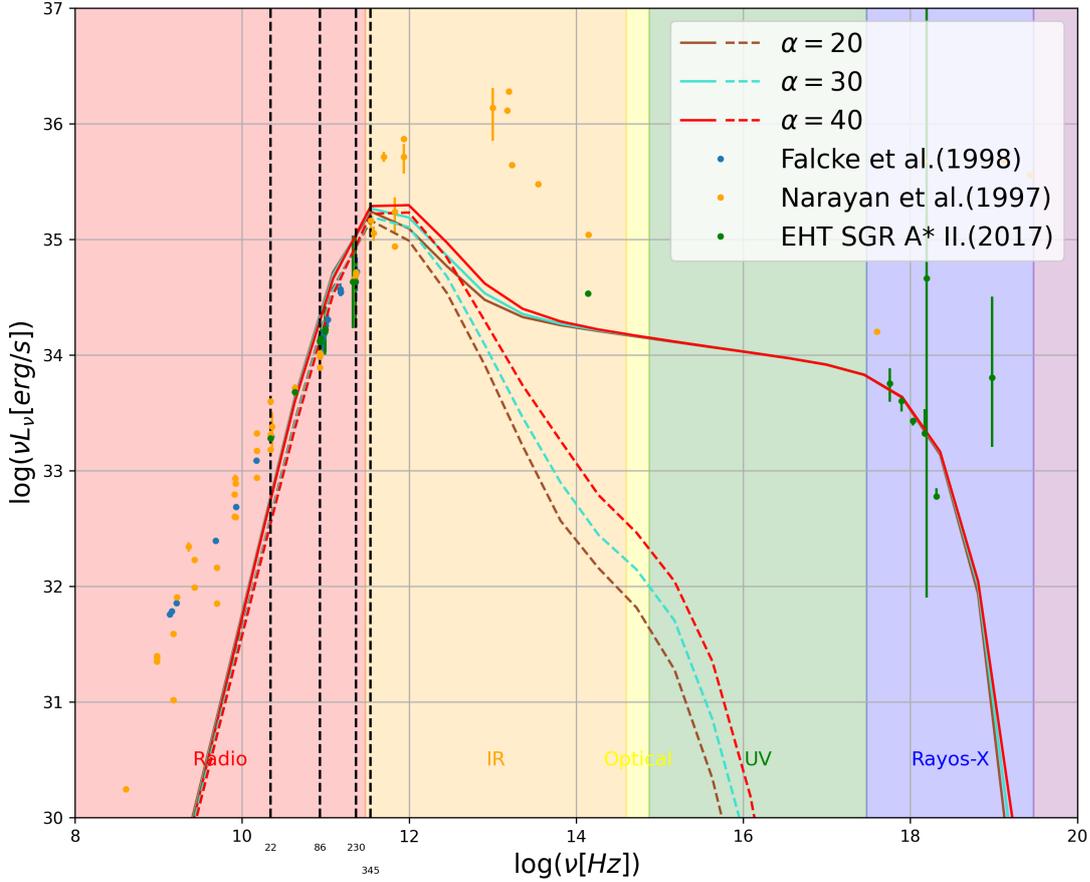


Figura 3.2.3: El mejor ajuste para sagitario A* tomando $\lambda_{edd} = 1,5 \times 10^{-9}$, $T_i/T_e = 3,0$, $P = 3,2$ para los ángulos $\alpha = 20^\circ$ (café), 30° (cian), 40° (rojo). Las líneas continuas representan la emisión de sincrotrón híbrida y las líneas segmentadas representan la emisión de sincrotrón térmica. La SED obtenida de la literatura esta compuesta de tres fuentes, donde los puntos azules fueron obtenidos de Falcke et al. (1998), los puntos naranjos de Narayan et al. (1998) y los puntos verdes de Akiyama et al. (2022b).

entre el radio y el UV, con un pequeño incremento en el rango óptico-UV producto de la radiación de sincrotrón térmica proveniente de la corona. La emisión no térmica emite entre el radio y los rayos-X, predominando principalmente en los rayos-X, aunque su peak igual se encuentra en el radio-IR, pero al ser opacada por el peak de la distribución térmica, es en los rayos-X donde toma mayor valor.

En la Figura 3.2.4 podemos ver los mapas de luminosidad emitiendo radiación de sincrotrón híbrida, observados a $345[GHz]$, $230[GHz]$, $86[GHz]$ y $22[GHz]$ para las 3 simulaciones que fueron encontradas como mejor ajuste. La barra de color en comparación a los plots presentados en secciones anteriores fue cambiado de rangos, con un limite superior de 19.2 y un limite inferior de 18.8. Estos valores

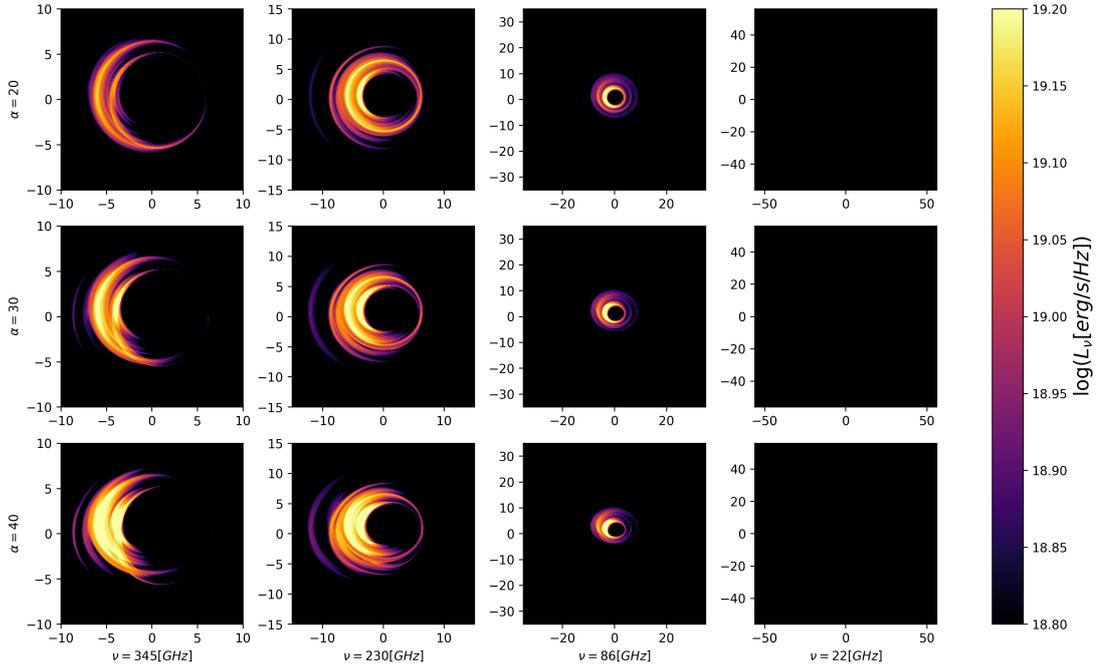


Figura 3.2.4: Mapas de Luminosidad de Sagitario A* ocupando $\lambda_{edd} = 1,5 \times 10^{-9}$, $T_i/T_e = 3,0$, $P = 3,2$ para los ángulos $\alpha = 20^\circ$ (fila superior), 30° (fila del medio), 40° (fila inferior), observados a distintas frecuencias $345[GHz]$, $230[GHz]$, $86[GHz]$ y $22[GHz]$ de Izquierda a derecha, respectivamente. La emisión de radiación es híbrida y la barra de color esta en escala logarítmica, el valor superior de 19.2 y el valor inferior de 18.8 se escogieron para que el anillo se observara de forma similar al mostrado en los papers de EHT a $230[GHz]$.

fueron escogidos con la intención de que a $230[GHz]$ se observara un anillo similar al observado por EHT. En las imágenes podemos ver que a $22[GHz]$ en todos los casos no se observa radiación, esto es debido a que la luminosidad para esta frecuencia es $\log(L_\nu) < 18,8$ y además esta siendo emitida a radios más grandes que el ISCO. En este caso los radios de interés son entre el radio del anillo de fotones y el radio de ISCO, ya que en este rango de radios es posible observar el peak de emisión. Para los mapas de luminosidad observados a $86[GHz]$ se comienza a ver radiación y se aprecia la silueta del agujero negro, pero la resolución angular es muy grande como para observar detalles del anillo. A $230[GHz]$ y a $345[GHz]$ la resolución angular va disminuyendo a medida que la frecuencia va aumentando, esto genera que se pueden observar con mucho más detalle el anillo. Cabe destacar que este anillo no debe confundirse con el anillo de fotones, ya que el anillo de fotones es un radio muy específico donde los fotones orbitan de forma circular alrededor del agujero negro, mientras que el anillo que se observa en las imágenes es gas

compuesto de iones y electrones orbitando entre los radios del anillo de fotones y el ISCO. También podemos notar que a medida que el ángulo incrementa, también incrementa la luminosidad en el lado izquierdo del anillo, esto debido al efecto Doppler relativista.

Como ya sabemos EHT aun no opera a $345[GHz]$, por lo que estas estimaciones pueden ser una buena aproximación para comprender las futuras observaciones que se podrían lograr, mostrando con mucho detalle el anillo.

Capítulo 4

Discusión & Conclusión

Antes de comenzar la discusión daremos un pequeño resumen de lo que se tiene hasta el momento. En la introducción hablamos sobre que son los agujero negros, descritos principalmente como lugares del espacio-tiempo fuertemente curvados que ni la luz ni la materia pueden escapar de la atracción gravitacional que este genera. Los clasificamos por su masa existiendo agujero de masa estelar, intermedia y supermasivos, enfocándonos en este trabajo exclusivamente en los supermasivos. Existen varias soluciones matemáticas que describen su comportamiento, tales como el modelo de Schwarzschild el cual solo toma en cuenta la masa del agujero negro, también tenemos el modelo de Kerr que toma en cuenta la masa y su espín y por ultimo tenemos el modelo de Kerr-Newman que toma en cuenta la masa, el espín y su carga eléctrica, siendo los dos primeros modelos matemáticos los más usados y los que estudiaremos en este trabajo. La mayoría de los agujeros negros supermasivos se encuentran en los centros galácticos, y si se encuentran acretando materia son denominados como AGNs. Un AGN se compone de un agujero negro con singularidad y horizonte de eventos, una esfera de fotones, un disco de acreción, una corona, un chorro relativista, nubes de emisión y un toro polvoriento. En este trabajo nos enfocamos principalmente en discos de acreción calientes (geométricamente gruesos) y ópticamente delgados descritos principalmente por modelos RIAF, caracterizados por tener una razón de Eddington mucho menor a uno y tener dos temperaturas, la de los iones y de los electrones.

En la metodología se converso sobre GRTRANS el cual es un código que utiliza el método de trazado de rayos para determinar los coeficientes de absorción y emisión

en un modelo de fluido de acreción. Los rayos trazados son geodésicas que viajan atrás en el tiempo desde un observador hasta el AGN calculando la ecuación de transferencia radiativa a lo largo de la geodésica. Para calcular los coeficientes es necesario saber como es que los electrones están distribuidos, en este caso GRTRANS implementa la distribución Maxwell-Jüttner que es una distribución térmica de partículas relativistas y también implementa la distribución por ley de potencia para partículas relativistas no-térmicas, para ambos casos la radiación que se calcula es radiación de sincrotrón. Por otra parte, para llevar a cabo estos cálculos también es necesario saber como la materia se distribuye en el disco de acreción mediante modelos de fluidos. Los modelos de fluidos ocupados en este trabajo fueron el modelo con una distribución toroidal y un modelo con una distribución semi-delgada. Para el caso del modelo toroidal este fue resuelto con el modelo esquemático HARM que resuelve las ecuaciones de la MHD ideal, mientras que el modelo semi-delgado es con el modelo esquemático rHARM3D resuelto con las ecuaciones de la MHD resistiva.

En el análisis exploramos los parámetros para el estudio de la distribución espectral, tales como la masa del agujero negro, la razón de Eddington, la inclinación respecto al eje perpendicular al plano del disco y el observador y el índice de la ley de potencia. Para ello se realizaron simulaciones ocupando emisión de sincrotrón térmica y emisión híbrida que es la suma entre la emisión de sincrotrón térmica y la emisión de sincrotrón no térmica, esto se realizó ocupando el modelo toroidal resuelto con HARM y el modelo semi-delgado resuelto con rHARM3D obteniendo las SEDs y sus respectivos mapas de luminosidad observados a $345[GHz]$, $230[GHz]$, $86[GHz]$ y $22[GHz]$. Por otra parte también se simula Sgr A* ocupando datos de la literatura con ambos modelos de fluidos, encontrando que el modelo toroidal es que mejor describe los datos. Luego se hace un ajuste de los valores para encontrar una SED que mejor se adapte a los datos, para ello propusimos que la SED ajustada tiene que ser menor o igual a los datos encontrados en la literatura y que la luminosidad biométrica tiene que estar dentro del rango propuesto por EHT V Sgr A*. Como resultado encontramos la razón de Eddington $\lambda_{edd} = 1,5 \times 10^{-9}$, la razón de temperatura ion-electrón $T_i/T_e = 3$ y el índice de potencia $P = 3,2$, son los mejores valores para representar la SED de Sagitario A* emitiendo solo con radiación de sincrotrón térmica y no térmica entre los ángulos 20° , 30° y 40° .

A continuación se discutirán las limitaciones del estudio, se compararan los resultados con otras fuentes de la literatura y se presentaran preguntas para futuros investigaciones.

4.1. Discusión

La distribución espectral de energía es una gráfica que nos permite saber la cantidad de energía para cada longitud de onda (λ) o frecuencia (ν) del espectro electromagnético. En el caso de los AGNs, estos tienen un SED ya bien estudiada, donde se observan 3 picos de energía bien característicos. Uno de ellos se encuentra en la banda del infrarrojo (IR Bump) atribuida a la emisión térmica del toro polvoriento, otra en el óptico-UV ("Big Blue Bump") atribuida a la emisión de sincrotrón térmica del gas en el disco de acreción y la ultima en la banda de los rayos-X ("cola") generada principalmente por radiación de Bremsstrahlung térmica, emisión de sincrotrón no térmica y radiación reprocesada, como el efecto compton o la reflexión. En la [Figura 4.1.1](#) se observa una representación esquemática y visual de los picos mencionados. La línea roja representa el IR bump, las líneas azul junto a la rosada representa el Big blue bump (BBB) y las líneas verde y cian representarían la cola. Estos picos son observados en la mayoría de los AGNs y dependiendo de algunos factores, tales como la cantidad, geometría, ionización y opacidad óptica del polvo y gas absorbente, así como su inclinación, determinan el continuo de IR y la absorción de los continuos ópticos, del IR cercano y de rayos-X suaves ([Wilkes \(2004\)](#)), por lo que variaciones en alguno de estos factores muestra preferencias de emisión en alguno de estos picos.

Para entender y estudiar las emisiones continuas de la SED, se pueden clasificar en dos componentes distintas, uno es la emisión de radiación directa (térmica, sincrotrón, Bremsstrahlung) y la emisión reprocesada (absorción, efecto compton, reflexión) ([Jara \(2015\)](#)). Este estudio se enfoca principalmente en radiación directa emitida como radiación de sincrotrón para electrones con distribución térmica y ley de potencia, mientras que los otros tipos de emisión solo se abordaran en esta sección para comprender las limitaciones del estudio.

Como ya sabemos el estudio realizado aquí no es perfecto y hay muchos factores que se podrían agregar para que este sea más realista. Un factor limitante es el toro polvoriento, ya que en las simulaciones en GRTRANS solo se puede observar

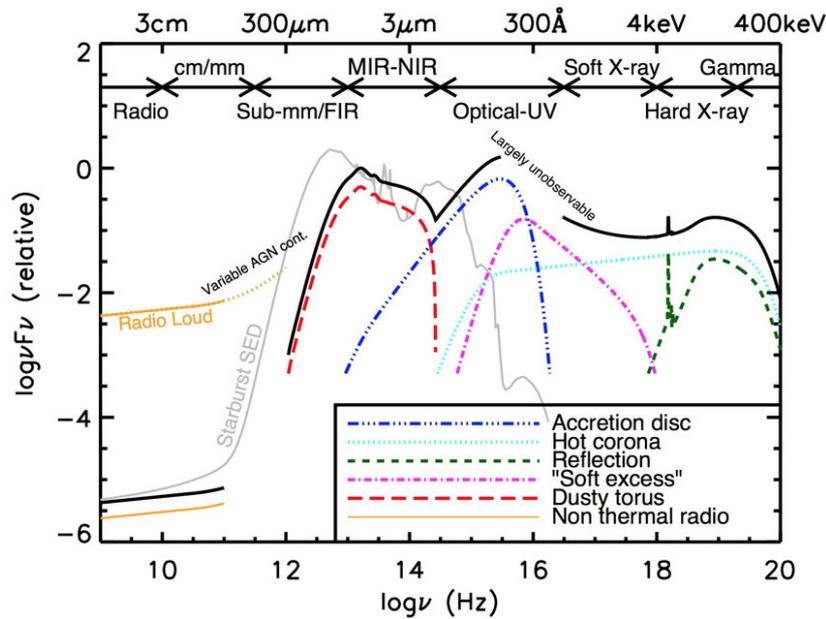


Figura 4.1.1: Imagen creada por [Baldini \(2015\)](#) donde se muestra una representación esquemática de la distribución espectral de energía de un AGN, basado principalmente de SED observadas de Radio-quiet quasars.

el BBB mientras que el IR bump no se muestra, por ende este pico de emisión no puede ser estudiado aquí. El toro de polvo tiene la característica de absorber la radiación generada por el disco de acreción en los rangos del óptico, UV y rayos-X, almacenándola en forma de calor o reemitiéndola por dispersión. Por otra parte, en este trabajo nos enfocamos en discos de acreción radiativamente ineficientes, esto implica que la mayor parte de la radiación es advectada por el disco de acreción y por ende arrastrada hacia el agujero negro, esto quiere decir que muy poca radiación es emitida, por lo que el toro polvoriento no recibe la suficiente radiación como para ser reemitida, explicando así la ausencia del IR bump en Sgr A*. Igual cabe destacar que las simulaciones están en un dominio donde el toro polvoriento no alcanza a ser simulado, ya que el cálculo de la ecuación de transferencia radiativa es truncado a un radio mucho menor del que se encuentra el toro polvoriento.

En un fluido caliente (disco ópticamente delgado) y magnetizado como es el caso del modelo RIAF, los procesos de radiación relevantes son la emisión de sincrotrón, la emisión de Bremsstrahlung y la comptonización de ambos ([Yuan and Narayan \(2014\)](#)). En este trabajo no se estudia la emisión de Bremsstrahlung ni la comptonización sumando otros dos factores limitantes. Por el lado de la

emisión de Bremsstrahlung se sabe que si $\lambda_{edd} < \sim 3 \times 10^{-3}$ la advección domina y si $\lambda_{edd} < \sim 5 \times 10^{-5}$ la emisión de sincrotrón térmica y Bremsstrahlung térmica dominan la SED (Beckert and Duschl (2002)), en el caso de la radiación de sincrotrón térmica esta domina en las bandas del radio al óptico aproximadamente, mientras que la emisión de Bremsstrahlung térmica el flujo es superior a la emisión de sincrotrón no térmica en los rayos-X y rayos- γ (Yuan and Narayan (2004)) producto de electrones más fríos que están lejos del agujero negro, cerca del radio de Bondi (Dexter et al. (2010)). como sabemos la radiación de Bremsstrahlung es producida cuando dos partículas cargadas interactúan entre si intercambiando energía y momento, estas interacciones se denominan colisiones de coulomb. En el caso donde dos iones colisionan (colisión protón-protón) pueden crear piones, cuya desintegración dará lugar a rayos- γ . Estas mismas colisiones también producen una población de electrones no-térmicos relativistas cuya radiación de sincrotrón podría explicar la emisión de radio en exceso observada en Sgr A* (Yuan and Narayan (2014)).

Ahora por el lado de la emisión por dispersión de compton, existen varios fenómenos que pueden dar lugar a la comptonización. Esta dispersión se produce cuando un fotón interactúa con una partícula cargada intercambiando energía y momentum. Las principales fuentes de esta dispersión y las más nombradas en la literatura son en la corona del disco de acreción y en el chorro, donde en ambos casos se le denomina auto comptonización de sincrotrón (SSC por sus siglas en ingles "Synchrotron Self-Compton"). La SSC consiste principalmente en dispersar los fotones producidos en sectores que emiten radiación de sincrotrón. Como ya sabemos y fue estudiado aquí, el disco de acreción emite principalmente radiación de sincrotrón térmica, por ende estos fotones al interactuar con los electrones calientes y de menor densidad de la corona (Wilkes (2004)), el electrón le traspasa energía al fotón generando que la emisión de radio se reemita a frecuencias en rayos-X. Algo similar ocurre en el chorro, ya que las partículas cargadas que viajan a través del chorro emiten una gran cantidad de radiación de sincrotrón no térmica en la banda del radio, estos fotones interactúan con otras partículas cargadas que van atravesando el chorro reemitiendo por efecto SSC en la banda de los rayos-X. Como dijimos anteriormente, la emisión de Bremsstrahlung emite principalmente en rayos-X al igual que SSC. En nuestro caso como hablamos de un modelo RIAF, \dot{M} es muy baja, por lo que la comptonización es tan débil que

el espectro de rayos-x esta dominada por la emisión de Bremsstrahlung (Yuan and Narayan (2014)).

Otro factor limitante en el cual no entraremos en detalle pero si sera nombrado, es que no se simula la BLR ni la NLR, la cual tenia la característica de emitir lineas de emisión.

Como ultimo factor limitante que diré es que en este estudio lo que observamos en los mapas de luminosidad y en la SED provienen de un "snapshot" en un instante de tiempo determinado, por lo que tampoco es posible estudiar la variabilidad a lo largo del tiempo. otro factor que igual influye en la variabilidad es la aximetría del problema, ya que como se observa en las simulaciones de variaciones de ángulos, cuando $\alpha = 0$ se observa claramente la aximetría a lo largo del eje de rotación. Debido a esto, HARM ni rHARM3D no pueden sostener las inestabilidades magneto rotacionales (MRI), por lo que no pueden modelar con precisión la variabilidad (Dexter et al. (2010)). Sgr A* presenta variabilidad en radio y en rayos-X con destellos de magnitud, donde se cree que la variabilidad en el radio esta conectada a la variabilidad de la emisión en rayos-X (Yuan and Narayan (2004)).

Ahora trataremos de comprender la importancia de la radiación de sincrotrón, tanto térmica como no térmica con información obtenida de la literatura y enfocada a Sgr A*, ya que el foco de este trabajo fue estudiar las variaciones de parámetros libre para ver las fluctuaciones de la SED de un disco de acreción radiativamente ineficiente. Primero veremos que dice la literatura sobre una SED compuesta de radiación de sincrotrón. Partiendo desde las frecuencias más bajas de las ondas de radio hasta el peak en el IR, se sabe que esta radiación es producida principalmente por emisión de sincrotrón de los electrones térmicos (Yuan and Narayan (2014)), aunque gran parte de esta emisión igual se puede explicar mediante emisión de sincrotrón no térmica (Yuan and Narayan (2004)). Este rango del espectro es una zona muy importante, ya que los radios telescopios pueden observar en algunas frecuencias de esta banda, en especial EHT que nos permite obtener imágenes he información de la distribución del gas circundante. La explicación de los electrones térmicos en este rango se debe al disco de acreción, mientras más alejado estemos del agujero negro, o sea que a radios más grandes, la frecuencia de los fotones emitidos es menor y a medida que nos acercamos al peak de la SED, la emisión es producida por radios más cercanos al agujero negro (Yuan and Narayan (2014)).

La explicación de los electrones no térmicos se debe a un posible chorro de dos lados (Blandford and Payne (1982)) impulsado por la energía cinética del disco que acelera partículas emitiendo en el radio (Noble et al. (2007)) y posiblemente estos chorros están alimentados por un RIAF (Netzer (2015)). Siguiendo con la distribución espectral de energía, lo que sigue es el peak en el IR. Este peak hasta esta dominado por electrones térmicos en la zonas más interna del disco de acreción (Big blue bump), entre los radios de ISCO y el anillo de fotones, siendo esta zona la que emite la mayor cantidad de radiación en todo el espectro electromagnético Dexter et al. (2010). La forma de la protuberancia del BBB se determina mediante la tasa de acreción, las propiedades físicas del disco de acreción y el ángulo de inclinación respecto a la línea de visión del observador (Wilkes (2004)). Por ultimo siguiendo con la SED, tenemos la cola de radiación de sincrotrón no térmica en los rayos-X. De esta parte no se puede concluir mucho ya que como hablamos anteriormente esta zona esta dominada por la emisión de Bremsstrahlung la cual opaca la emisión de sincrotrón no térmica.

En nuestro estudio encontramos resultados similares a los descritos en la literatura. En todas las SEDs para el caso de la distribución térmica se observa un incremento de emisión en el radio llegando a un peak en el IR, luego comienza a descender hasta llegar a los rayos-X suaves. Para el caso de la emisión no térmica, esta comienza en el radio y luego se vuelve plana hasta llegar a los rayos-X donde comienza a descender. En la banda de los rayos- γ no se observa una emisión significativa en ninguna de las simulaciones. Los mapas de luminosidad se observan a frecuencias donde los radiotelescopios operan aquí en la tierra tales como 22[GHz], 86[GHz] y 230[GHz] pero a futuro se espera que EHT opere a 345[GHz], por lo que el análisis de los mapas de luminosidad esta en el rango del radio. De estos mapas de luminosidad se puede observar que en la mayoría de los plot observados a 22[GHz], la emisión proviene de gas que esta alejada del agujero negro, más allá del radio de ISCO ocultando la zona interna. En los únicos casos donde se puede observar el anillo junto a su silueta observado a 22[GHz] es para masas mayores a $10^6[M_{\odot}]$. Cuando aumentamos en frecuencia se comienza a observar el anillo junto a su silueta la cual es la zona más interna del disco, entre el radio del ISCO y el anillo de fotones. A 345[GHz], en la mayoría de los casos es posible observar el anillo junto a la silueta, en los únicos casos en que no se observa es cuando la masa del agujero negro es muy grande, del orden de los $10^9[M_{\odot}]$ o cuando la razón

de Eddington es muy grande, del orden de 10^{-8} . Todo esto nos da a entender que el estudio es coherente a la literatura, por lo menos para la emisión de sincrotrón térmica. Por otro lado la literatura nos decía que en este rango de frecuencia ($22[GHz]$, $86[GHz]$, $230[GHz]$ y $345[GHz]$) la emisión igual se puede explicar mediante un chorro emitiendo radiación de sincrotrón no térmico. Para el modelo toroidal, los únicos casos donde se puede observar un chorro es cuando la razón de Eddington es alta (alta en comparación a las razones de Eddington típicos para los modelos RIAF) del orden de 10^{-8} y se puede observar desde $22[GHz]$ - $345[GHz]$, por el otro lado, para el modelo semi-delgado la simulación de referencia que se tomo presenta un chorro el cual se puede observar a $22[GHz]$ y en algunos casos a $86[GHz]$ dependiendo del parámetro que se este estudiando. Al igual que el modelo toroidal, cuando la tasa de acreción es alta, en este caso del orden de 10^{-5} se puede observar el chorro desde $22[GHz]$ a $345[GHz]$. Esta parte considero que no esta en acuerdo con la literatura, primero porque la emisión de chorros igual es apreciable en los mapas de luminosidad cuando la emisión de sincrotrón es térmica, por ende, no se puedo decir que la emisión no térmica puede explicar la emisión en radio siendo que la emisión térmica creada por el chorro igual aporta a la distribución espectral de energía.

Respecto a Sgr A* y a la simulación realizada mediante el ajuste de parámetros, por el lado de la emisión de sincrotrón térmica considero que es una buena aproximación a la realidad a pesar de todas las limitaciones descritas anteriormente, ya que en el rango de observación del los radiotelescopios la emisión de sincrotrón térmica del gas en la principal fuente de radiación por lo que la emisión de Bremsstrahlung y la comptonización no juega un rol importante en este rango de frecuencias. Ahora, por el lado de la emisión de sincrotrón no térmico, considero que los valores usados no son una buena aproximación a la realidad ya que se intenta de que la emisión no térmica se ajuste a los valores en rayos-X para un estado quiescent, siendo que la emisión que debería ajustarse a ese estado a una emisión de Bremsstrahlung térmica, por ende el valor del índice de potencia debe ser mayor a 3,2 ya que esto generara que la cola en los rayo-X disminuya en luminosidad y así la emisión de Bremsstrahlung pueda dominar en este rango.

En trabajos futuros me gustaría usar un modelo HARM resistivo con un disco de acreción toroidal, agregaría emisión de Bremsstrahlung y comptonización para estudiar sus fluctuaciones variando el ángulo, la tasa de acreción, la razón de

temperatura ion-electrón y el índice de la ley de potencia. También me gustaría estudiar modelos dependientes del tiempo para estudiar la variabilidad.

Preguntas que quedaron al realizar este trabajo:

¿Existirá un chorro en Sgr A*?

¿cual es la mejor distribución de materia en el fluido que pueda describir a Sgr A*?

¿Un modelo resistivo con emisión de sincrotrón, Bremsstrahlung y compton generara una buena aproximación para Sgr A*?

4.2. Conclusión

En este trabajo estudiamos AGNs radiativamente ineficientes (ópticamente delgado y muy caliente) con $\lambda_{edd} \ll 1$. Para ello ocupamos el código GRTRANS (Dexter (2016)) que nos permite obtener SEDs y mapas de luminosidad para compararlos con datos reales obtenidos de la literatura. Se ocupó el modelo esquemático HARM con un disco de acreción toroidal y también se ocupó el modelo esquemático rHARM3D con un disco de acreción semi-delgada. Las emisiones que se tomaron en cuenta para la construcción de la SED fue una emisión de sincrotrón con una distribución de partículas térmica (Maxwell-Jüttner) y emisión de sincrotrón con una distribución de partículas por ley de potencia. Lo primero que se estudio fueron las fluctuaciones de las SEDs variando parámetros tales como la masa del agujero negro (M_{\bullet}), la razón de Eddington (λ_{edd}), el ángulo (α) que hay respecto al observador y el eje de rotación del disco de acreción y el índice (P) de la ley de potencia. Para las variaciones en la masa se observa que a medida que este valor aumenta el peak de νL_{ν} disminuye y se desplaza a frecuencias más bajas, para las variaciones en razón de Eddington notamos que a medida que aumenta la tasa de acreción también aumenta νL_{ν} y se desplazada levemente a frecuencias más altas, para las variaciones en el ángulo de observación para el modelo toroidal existe un muy pequeño aumento en el peak de emisión de la radiación térmica mientras que la emisión por ley de potencia en los rayos-X no se ve afectada por la variación en el ángulo, para el modelo semi-delgado no hay ninguna variación significativa en la SED y por ultimo de las variaciones del índice de la ley de potencia se observa que a medida que P disminuye, νL_{ν} comienza a aumentar, de hecho cuando $P < 3$

la ley de potencia domina la SED en todo el espectro. Ahora, de los mapas de luminosidad para el modelo toroidal podemos notar que a $22[GHz]$ la emisión a radios más allá del ISCO tapan la silueta junto al anillo, a excepción cuando se tiene masas mayores a $10^6[M_\odot]$. A medida que se incrementa la frecuencia de observación es posible ver la radiación que sale cada vez más cerca del agujero negro. Es posible apreciar el chorro cuando la tasa de acreción tiene un valor de 10^{-8} para cualquier frecuencias de observación. En el caso del disco semi-delgado podemos apreciar lo mismo a diferencia del chorro el cual se puede observar desde la simulación de referencia, por ello se ve en la mayoría de las simulaciones. Para la simulación de Sgr A* se determino que el modelo toroidal era el que mejor se adaptaba a la forma de la SED, por ello cuando se hizo el ajuste de parámetros solo se uso el disco toroidal. Las restricciones del ajuste son que la luminosidad bolométrica de la emisión híbrida tiene que estar dentro del rango encontrado por [Akiyama et al. \(2022e\)](#) con un valor de $L_{bol} = (6,8 - 9,2) \times 10^{35}[erg/s]$ y la forma de la SED tiene que ser menor o igual a los valores de la literatura para un estado quiescent. Para ello se realizaron 3 fases para descartar datos. Primero se obtuvo el limite inferior y superior de la razón de Eddington dadas por 5×10^{-10} y 5×10^{-9} , respectivamente. Luego se realizaron una serie de simulaciones con radiación de sincrotrón térmica para razones de Eddington pertenecientes al rango encontrado. Todas las simulaciones con valores de $L_{bol} < 10^{36}[erg/s]$ pasaron a la fase 2. En la fase 2 se busca el valor del índice correspondiente para cada razón de Eddington y se realizan las mismas simulaciones que la fase 2 pero solo pasaron a la fase 3 las que tenían una luminosidad biométrica en el rango de L_{bol} propuesto. De esta forma encontramos tres posibles soluciones donde cada una es un ángulo distinto, pero como sabemos que el ángulo no afecta significativamente la emisión dejamos las 3 como posible solución. Como resultado encontramos la razón de Eddington $\lambda_{edd} = 1,5 \times 10^{-9}$, la razón de temperatura ion-electrón $T_i/T_e = 3$ y el índice de potencia $P = 3,2$, son los mejores valores para representar la SED de Sagitario A* emitiendo solo con radiación de sincrotrón térmica y no térmica entre los ángulos 20° , 30° y 40° . Los mapas de luminosidad se reescalo la barra de color para que a $230[GHz]$ la imagen fuera similar a la obtenida por EHT.

Bibliografía

- Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., and et al. (2022a). First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole in the Center of the Milky Way. *The Astrophysical Journal Letters*, 930(2):L12.
- Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., and et al. (2022b). First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results. II. EHT and Multiwavelength Observations, Data Processing, and Calibration. *The Astrophysical Journal Letters*, 930(2):L13.
- Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., and et al. (2022c). First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results. III. Imaging of the Galactic Center Supermassive Black Hole. *The Astrophysical Journal Letters*, 930(2):L14.
- Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., and et al. (2022d). First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results. IV. Variability, Morphology, and Black Hole Mass. *The Astrophysical Journal Letters*, 930(2):L15.
- Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., and et al. (2022e). First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results. V. Testing Astrophysical Models of the Galactic Center Black Hole. *The Astrophysical Journal Letters*, 930(2):L16.
- Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., and et al. (2022f). First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results. VI. Testing the Black Hole Metric. *The Astrophysical Journal Letters*, 930(2):L17.
- Baldini, U. (2015). *JET'S POWER IN RADIO-LOUD ACTIVE GALACTIC NUCLEI: A CASE STUDY ON THE NATURE OF BLAZAR CANDIDATES*. PhD thesis.
- Bandyopadhyay, B., Fendt, C., Schleicher, D. R. G., and Vourellis, C. (2021). General relativistic radiation transport: implications for VLBI/EHT observations of AGN discs, winds, and jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 507(4):4933–4952.
- Bardeen, J. M., Press, W. H., and Teukolsky, S. A. (1972). Rotating Black Holes: Locally Nonrotating Frames, Energy Extraction, and Scalar Synchrotron Radiation. *The Astrophysical Journal*, 178:347–370.
- Bean, R. and Magueijo, J. (2002). Could supermassive black holes be quintessential primordial black holes? *Physical Review D*, 66(6).

- Beckert, T. and Duschl, W. (2002). Where have all the black holes gone? *Astronomy and Astrophysics*, 387.
- Blandford, R. D. and Payne, D. G. (1982). Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 199:883–903.
- Blandford, R. D. and Znajek, R. L. (1977). Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 179:433–456.
- Bondi, H. (1952). On spherically symmetrical accretion. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 112:195.
- Bucciantini, N. and Del Zanna, L. (2013). A fully covariant mean-field dynamo closure for numerical $3 + 1$ resistive GRMHD. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 428(1):71–85.
- Chandrasekhar, S. (1964). The Dynamical Instability of Gaseous Masses Approaching the Schwarzschild Limit in General Relativity. *The Astrophysical Journal*, 140:417.
- Cielo, S. (2015). *Numerical Models of AGN Feedback*. PhD thesis.
- Dexter, J. (2016). A public code for general relativistic, polarised radiative transfer around spinning black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 462(1):115–136.
- Dexter, J., Agol, E., Fragile, P. C., and McKinney, J. C. (2010). The Submillimeter Bump in Sgr A* from Relativistic MHD Simulations. *The Astrophysical Journal*, 717(2):1092–1104.
- Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., and et al. (2019a). First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole. *The Astrophysical Journal Letters*, 875(1):L1.
- Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., and et al. (2019b). First M87 Event Horizon Telescope Results. II. Array and Instrumentation. *The Astrophysical Journal Letters*, 875(1):L2.
- Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., and et al. (2019c). First M87 Event Horizon Telescope Results. III. Data Processing and Calibration. *The Astrophysical Journal Letters*, 875(1):L3.
- Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., and et al. (2019d). First M87 Event Horizon Telescope Results. IV. Imaging the Central Supermassive Black Hole. *The Astrophysical Journal Letters*, 875(1):L4.
- Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., and et al. (2019e). First M87 Event Horizon Telescope Results. V. Physical Origin of the Asymmetric Ring. *The Astrophysical Journal Letters*, 875(1):L5.

- Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., and et al. (2019f). First M87 Event Horizon Telescope Results. VI. The Shadow and Mass of the Central Black Hole. *The Astrophysical Journal Letters*, 875(1):L6.
- Falcke, H., Goss, W. M., Matsuo, H., Teuben, P., Zhao, J.-H., and Zylka, R. (1998). The Simultaneous Spectrum of Sagittarius A* from 20 Centimeters to 1 Millimeter and the Nature of the Millimeter Excess. *The Astrophysical Journal*, 499(2):731–734.
- Fishbone, L. G. and Moncrief, V. (1976). Relativistic fluid disks in orbit around Kerr black holes. *The Astrophysical Journal*, 207:962–976.
- Gammie, C. F., McKinney, J. C., and Tóth, G. (2003). HARM: A Numerical Scheme for General Relativistic Magnetohydrodynamics. *The Astrophysical Journal*, 589(1):444–457.
- GRAVITY Collaboration, Abuter, R., Amorim, A., Bauböck, M., Berger, J. P., Bonnet, H., Brandner, W., Clénet, Y., Coudé Du Foresto, V., de Zeeuw, P. T., Dexter, J., Duvert, G., Eckart, A., Eisenhauer, F., Förster Schreiber, N. M., Garcia, P., Gao, F., Gendron, E., Genzel, R., Gerhard, O., Gillessen, S., Habibi, M., Haubois, X., Henning, T., Hippler, S., Horrobin, M., Jiménez-Rosales, A., Jocou, L., Kervella, P., Lacour, S., Lapeyrère, V., Le Bouquin, J. B., Léna, P., Ott, T., Paumard, T., Perraut, K., Perrin, G., Pfuhl, O., Rabien, S., Rodriguez Coira, G., Rousset, G., Scheithauer, S., Sternberg, A., Straub, O., Straubmeier, C., Sturm, E., Tacconi, L. J., Vincent, F., von Fellenberg, S., Waisberg, I., Widmann, F., Wieprecht, E., Wiezorrek, E., Woillez, J., and Yazici, S. (2019). A geometric distance measurement to the Galactic center black hole with 0.3% uncertainty. *Astronomy & Astrophysics*, 625:L10.
- Greene, J. E., Strader, J., and Ho, L. C. (2020). Intermediate-mass black holes. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 58(1):257–312.
- Ichimaru, S. (1977). Bimodal behavior of accretion disks: theory and application to Cygnus X-1 transitions. *The Astrophysical Journal*, 214:840–855.
- Jara, E. (2015). *Formación estelar en cuásares (Star formation in quasars)*. PhD thesis.
- Johannsen, T. (2013). Photon Rings around Kerr and Kerr-like Black Holes. *The Astrophysical Journal*, 777(2):170.
- Johannsen, T. (2016). Testing the no-hair theorem with observations of black holes in the electromagnetic spectrum. *Classical and Quantum Gravity*, 33(12):124001.
- Johannsen, T. and Psaltis, D. (2010). Testing the No-hair Theorem with Observations in the Electromagnetic Spectrum. II. Black Hole Images. *The Astrophysical Journal*, 718(1):446–454.
- Katz, J. I. (1977). X-rays from spherical accretion onto degenerate dwarfs. *The Astrophysical Journal*, 215:265–275.

- Kerr, R. P. (1963). Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics. *Physical Review Letters*, 11(5):237–238.
- Krawczynski, H. and Treister, E. (2013). Active galactic nuclei — the physics of individual sources and the cosmic history of formation and evolution. *Frontiers of Physics*, 8(6):609–629.
- Leaver, E. W. (1985). An Analytic Representation for the Quasi-Normal Modes of Kerr Black Holes. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 402(1823):285–298.
- Luminet, J. P. (1979). Image of a spherical black hole with thin accretion disk. *Astronomy & Astrophysics*, 75:228–235.
- Mapelli, M. (2018). Astrophysics of stellar black holes. *arXiv e-prints*, page arXiv:1809.09130.
- Michel, F. C. (1972). Accretion of Matter by Condensed Objects. *Astrophysics and Space Science*, 15(1):153–160.
- Mościbrodzka, M., Gammie, C. F., Dolence, J. C., Shiokawa, H., and Leung, P. K. (2009). Radiative Models of SGR A* from GRMHD Simulations. *The Astrophysical Journal*, 706(1):497–507.
- Narayan, R., Mahadevan, R., Grindlay, J. E., Popham, R. G., and Gammie, C. (1998). Advection-dominated accretion model of sagittarius a*: Evidence for a black hole at the galactic center. *The Astrophysical Journal*, 492(2):554–568.
- Netzer, H. (2015). Revisiting the Unified Model of Active Galactic Nuclei. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 53:365–408.
- Newman, E. T., Couch, E., Chinnapared, K., Exton, A., Prakash, A., and Torrence, R. (1965). Metric of a Rotating, Charged Mass. *Journal of Mathematical Physics*, 6(6):918–919.
- Noble, S. C., Gammie, C. F., McKinney, J. C., and Del Zanna, L. (2006). Primitive Variable Solvers for Conservative General Relativistic Magnetohydrodynamics. *The Astrophysical Journal*, 641(1):626–637.
- Noble, S. C., Leung, P. K., Gammie, C. F., and Book, L. G. (2007). Simulating the emission and outflows from accretion discs. *Classical and Quantum Gravity*, 24(12):S259–S274.
- Novikov, I. D. and Thorne, K. S. (1973). Astrophysics of black holes. In *Black Holes (Les Astres Occlus)*, pages 343–450.
- Paczynsky, B. and Wiita, P. J. (1980). Thick Accretion Disks and Supercritical Luminosities. *Astronomy & Astrophysics*, 88:23.
- Portegies Zwart, S. F., Baumgardt, H., Hut, P., Makino, J., and McMillan, S. L. W. (2004). Formation of massive black holes through runaway collisions in dense young star clusters. *Nature*, 428(6984):724–726.

- Qian, Q., Fendt, C., Noble, S., and Bugli, M. (2017). rHARM: Accretion and Ejection in Resistive GR-MHD. *The Astrophysical Journal*, 834(1):29.
- Qian, Q., Fendt, C., and Vourellis, C. (2018). Jet Launching in Resistive GR-MHD Black Hole-Accretion Disk Systems. *The Astrophysical Journal*, 859(1):28.
- Rezzolla, L., Most, E. R., and Weih, L. R. (2018). Using Gravitational-wave Observations and Quasi-universal Relations to Constrain the Maximum Mass of Neutron Stars. *The Astrophysical Journal Letters*, 852(2):L25.
- Ruiz, M., Shapiro, S. L., and Tsokaros, A. (2018). GW170817, general relativistic magnetohydrodynamic simulations, and the neutron star maximum mass. *Physical Review D*, 97(2):021501.
- Schwarzschild, K. (1999). On the gravitational field of a mass point according to einstein's theory.
- Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A. (1973). Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astronomy & Astrophysics*, 24:337–355.
- Shapiro, S. L. (1973a). Accretion onto Black Holes: the Emergent Radiation Spectrum. *The Astrophysical Journal*, 180:531–546.
- Shapiro, S. L. (1973b). Accretion onto Black Holes: the Emergent Radiation Spectrum. II. Magnetic Effects. *The Astrophysical Journal*, 185:69–82.
- Shapiro, S. L., Lightman, A. P., and Eardley, D. M. (1976). A two-temperature accretion disk model for Cygnus X-1: structure and spectrum. *The Astrophysical Journal*, 204:187–199.
- Trap, G., Goldwurm, A., Dodds-Eden, K., Weiss, A., Terrier, R., Ponti, G., Gillessen, S., Genzel, R., Ferrando, P., Bélanger, G., Clénet, Y., Rouan, D., Predehl, P., Capelli, R., Melia, F., and Yusef-Zadeh, F. (2011). Concurrent X-ray, near-infrared, sub-millimeter, and GeV gamma-ray observations of Sagittarius A*. *Astronomy & Astrophysics*, 528:A140.
- Vourellis, C., Fendt, C., Qian, Q., and Noble, S. C. (2019). GR-MHD Disk Winds and Jets from Black Holes and Resistive Accretion Disks. *The Astrophysical Journal*, 882(1):2.
- Wilkes, B. (2004). Spectral Energy Distributions of Quasars and AGN. In Richards, G. T. and Hall, P. B., editors, *AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey*, volume 311 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 37.
- Yuan, F. and Narayan, R. (2004). On the Nature of X-Ray-Bright, Optically Normal Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 612(2):724–728.
- Yuan, F. and Narayan, R. (2014). Hot Accretion Flows Around Black Holes. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 52:529–588.

Apéndice A

Límite de Eddington

Conocido también como radiación de Eddington (L_{edd}), formulada por Arthur Eddington nos establece un límite teórico máximo de luminosidad. Esta se deriva igualando la fuerza de radiación ejercida por el disco de acreción sobre protones (F_{rad}) y la fuerza gravitacional (F_{grav}) que se ejerce sobre los protones manteniéndose en un estado de equilibrio hidrostático,

$$F_{rad} = F_{grav}. \quad (\text{A0.1})$$

Obteniendo así la luminosidad de Eddington

$$\begin{aligned} L_{edd} &= \frac{4\pi GM_{\bullet} m_p c}{\sigma_T} \\ &= 1,26 \times 10^{38} \left(\frac{M_{\bullet}}{M_{\odot}} \right) [erg/s], \end{aligned} \quad (\text{A0.2})$$

donde $G = 6,674 \times 10^{-11} [Nm^2/kg^2]$ es la constante gravitacional, $M_{\bullet} [M_{\odot}]$ es la masa del agujero negro en masas solares ($1[M_{\odot}] = 1,98847 \times 10^{30} [kg]$), $m_p = 1,672621 \times 10^{-27} [kg]$ es la masa del protón, $c = 299792458 [m/s]$ es la velocidad de la luz y $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2$ es el sección diferencial de scattering también llamado scattering de Thomson donde $r_e = 2,8 \times 10^{-15} [m]$ es el radio clásico del electrón.

Si la luminosidad bolométrica L supera la luminosidad de Eddington $L > L_{Edd}$ la radiación es más fuerte generando que el gas sea expulsado, mientras que cuando $L < L_{Edd}$ la gravedad es mayor generando que la materia se compacte más.

Por otra parte asociado a al límite de Eddington tenemos la tasa de acreción de Eddington (\dot{M}_{edd}) la cual se refiere a la máxima tasa a la cual un objeto compacto puede acumular materia antes de que la presión de radiación generada por el proceso de acreción iguale o supere la fuerza gravitacional que trata de colapsa el objeto. Esta tasa depende de la radiación de Eddington, la cual esta dada por:

$$\begin{aligned}\dot{M}_{edd} &= \frac{L_{edd}}{\epsilon c^2} \\ &= 1,40 \times 10^{18} \left(\frac{M_{\bullet}}{M_{\odot}} \right) [g/s],\end{aligned}\tag{A0.3}$$

donde $\epsilon = 0,1$ es la eficiencia radiativa de conversión de masa en energía, lo que nos quiere decir que alrededor del 10% de la masa se convierte en energía.

Ahora con la tasa de acreción de Eddington y la tasa de acreción real podemos obtener una razón para comprar los valores llamada razón de Eddington (λ_{edd})

$$\lambda_{edd} = \frac{L}{L_{edd}} = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{edd}},\tag{A0.4}$$

de esta forma si $\lambda_{edd} > 1$ tenemos el caso donde la fuerza generada por la radiación es mas fuerte que la fuerza gravitacional, tenemos otro caso donde $\lambda_{edd} < 1$, aquí la fuerza gravitacional es mayor que la fuerza generada por la radiación y el ultimo caso donde $\lambda_{edd} = 1$, tenemos un equilibrio entre ambas fuerzas lo que nos quiere decir que el objeto compacto que genera la atracción gravitacional esta a su máxima capacidad de acumulación de materia.

Apéndice B

Simulaciones

B1. Simulaciones de la [Tabla 3.1.1](#)

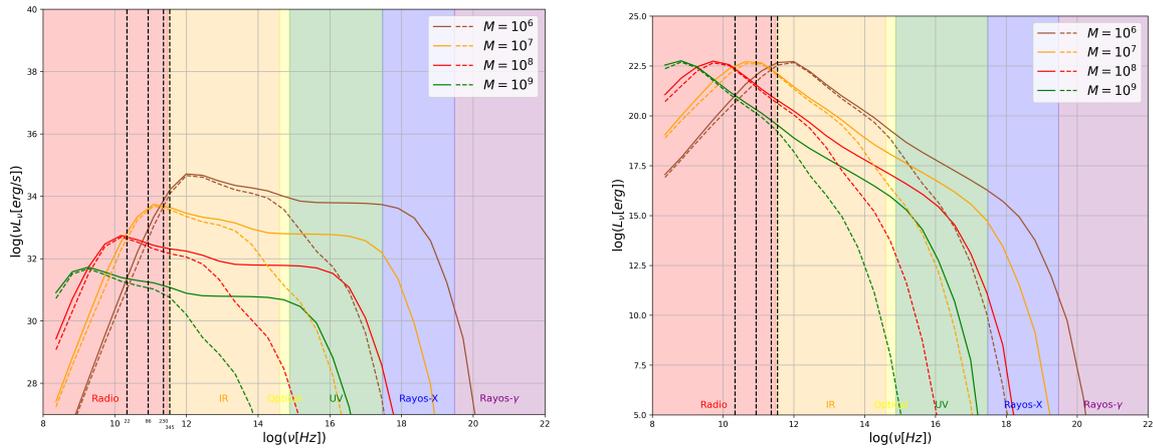


Figura B1.1: Espectros realizados a distintas masas ((A)-(E)) utilizando el modelo de disco toroidal. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica.

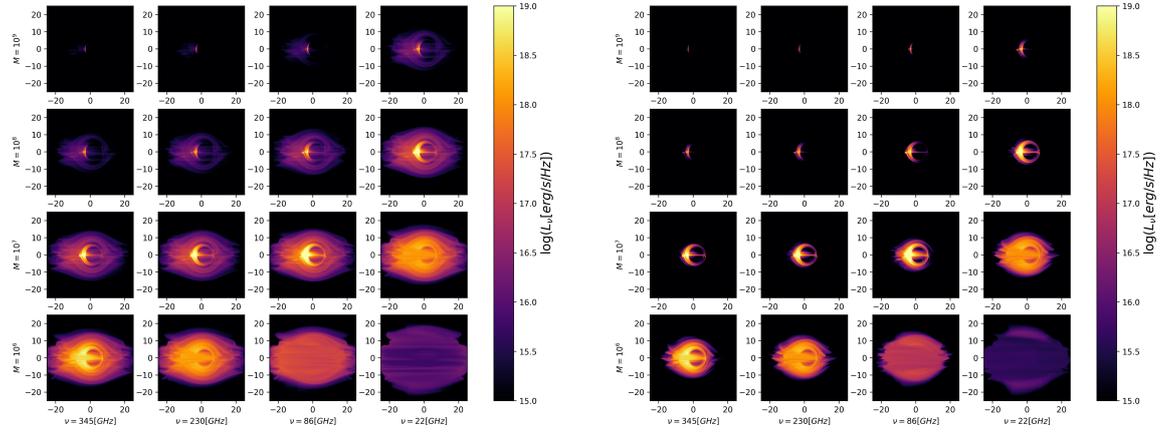


Figura B1.2: En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido toroidal. En ambos plots observa una comparación para distintas masas $M_{\bullet} = 10^6[M_{\odot}], 10^7[M_{\odot}], 10^8[M_{\odot}], 10^9[M_{\odot}]$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (A) y (E) respectivamente.

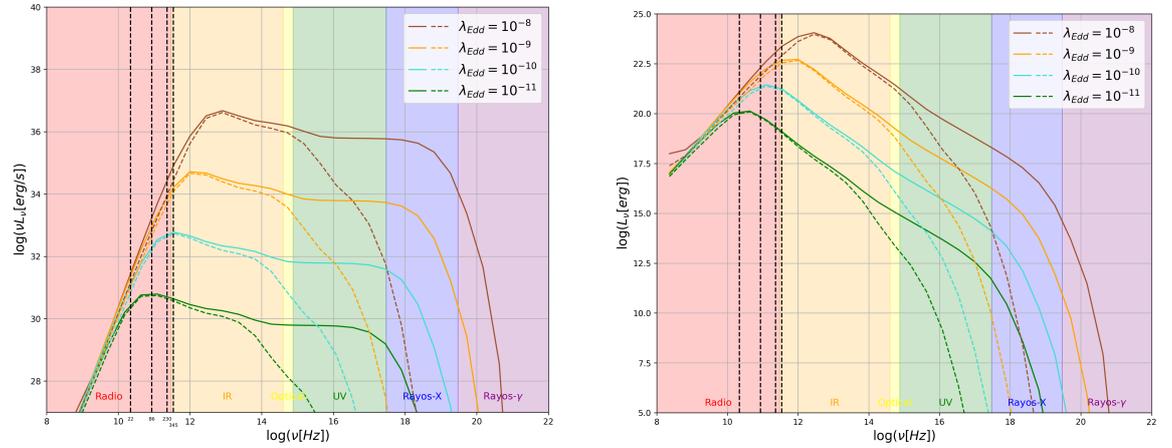


Figura B1.3: Espectros realizados para distintas razones de Eddington ((B)-(F)) utilizando el modelo de disco toroidal. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica.

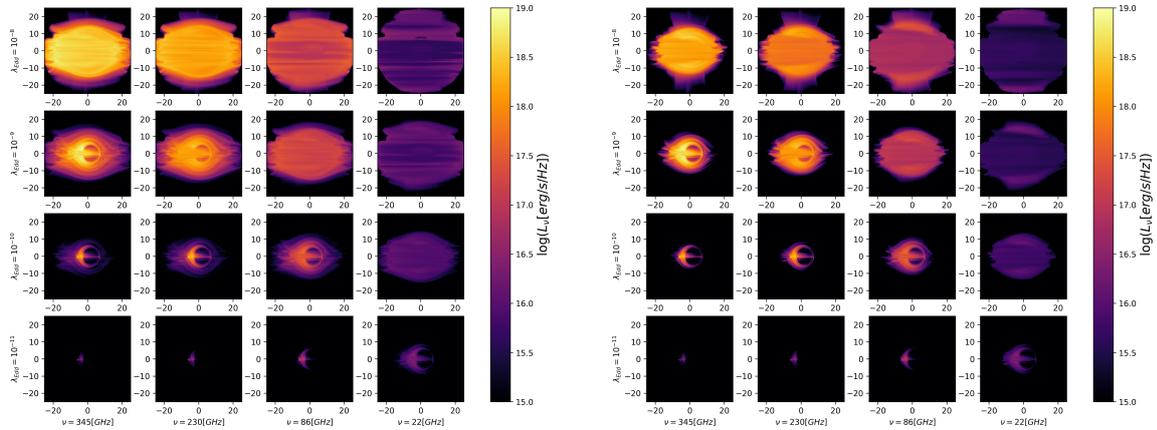


Figura B1.4: En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido toroidal. En ambos plots observa una comparación entre distintas tasas de Eddington $\lambda_{edd} = 10^{-8}, 10^{-9}, 10^{-10}, 10^{-11}$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (B) y (F) respectivamente.

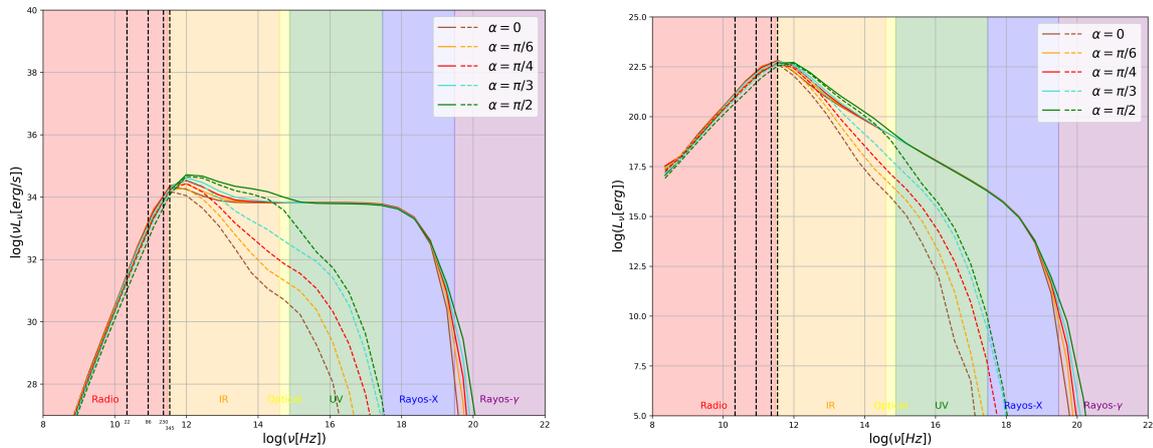


Figura B1.5: Espectros realizados para distintos ángulos de observación ((C)-(G)) utilizando el modelo de disco toroidal. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica.

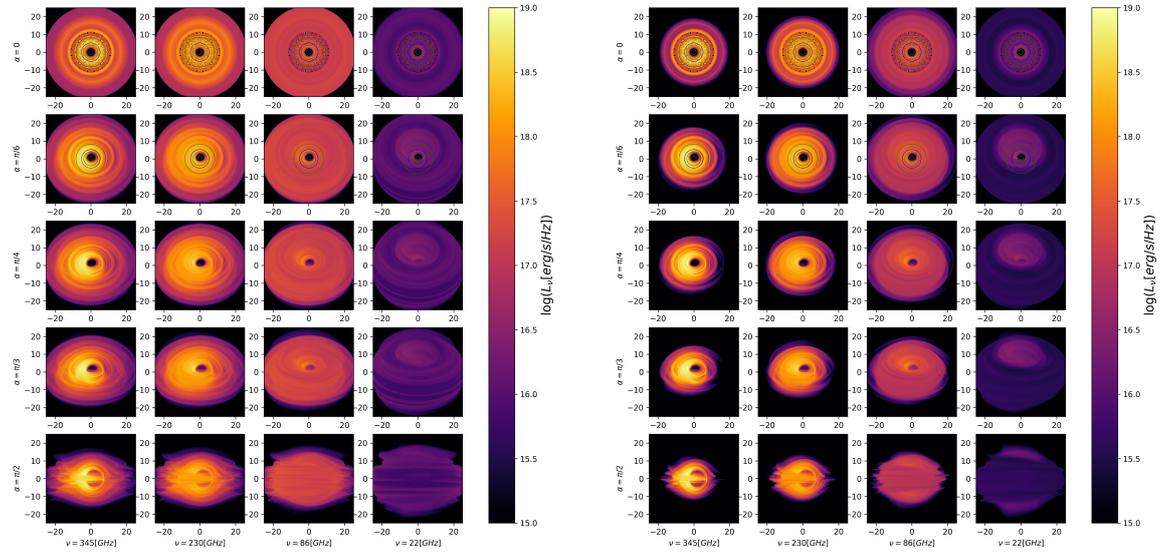


Figura B1.6: En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido toroidal. En ambos plots observa una comparación entre distintos ángulos de observación $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (C) y (G) respectivamente.

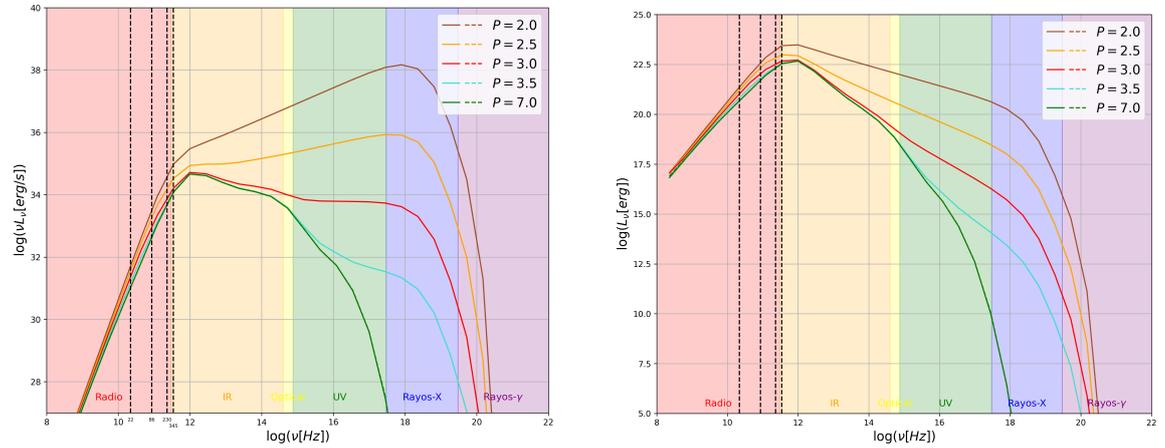


Figura B1.7: Espectros realizados para distintos índices P para la ley de potencia ((D)-(H)) utilizando el modelo de disco toroidal. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica.

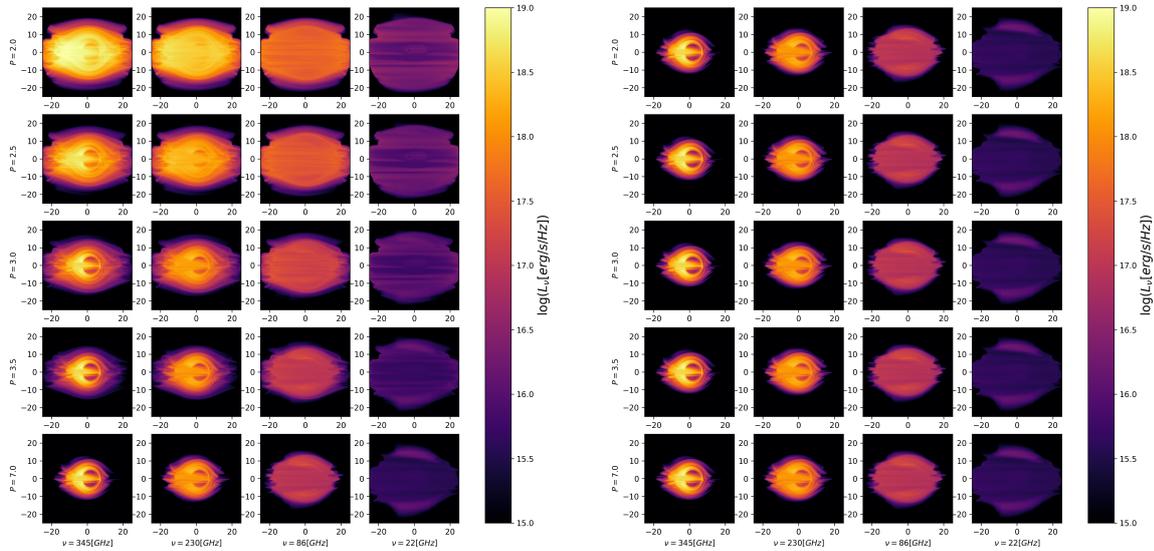


Figura B1.8: En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido toroidal. En ambos plots observa una comparación entre distintos de índices para la ley de potencia $P = 2,0, 2,5, 3,0, 3,5, 7,0$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (D) y (H) respectivamente.

B2. Simulaciones de la [Tabla 3.1.2](#)

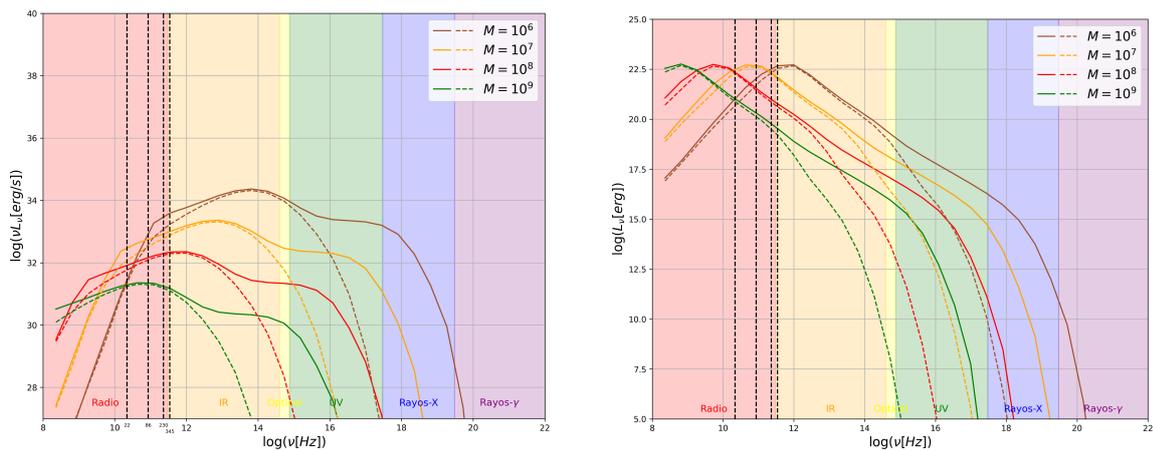


Figura B2.1: Espectros realizados a distintas masas ((I) y (M)) utilizando el modelo de disco casi-delgado. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica.

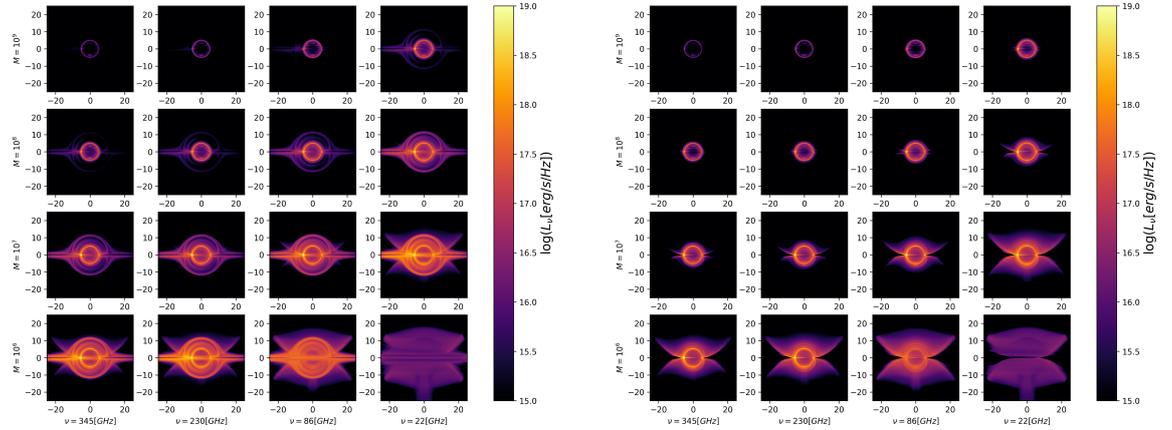


Figura B2.2: En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido Semi-delgado. En ambos plots observa una comparación para distintas masas $M_{\bullet} = 10^6[M_{\odot}], 10^7[M_{\odot}], 10^8[M_{\odot}], 10^9[M_{\odot}]$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (I) y (M) respectivamente.

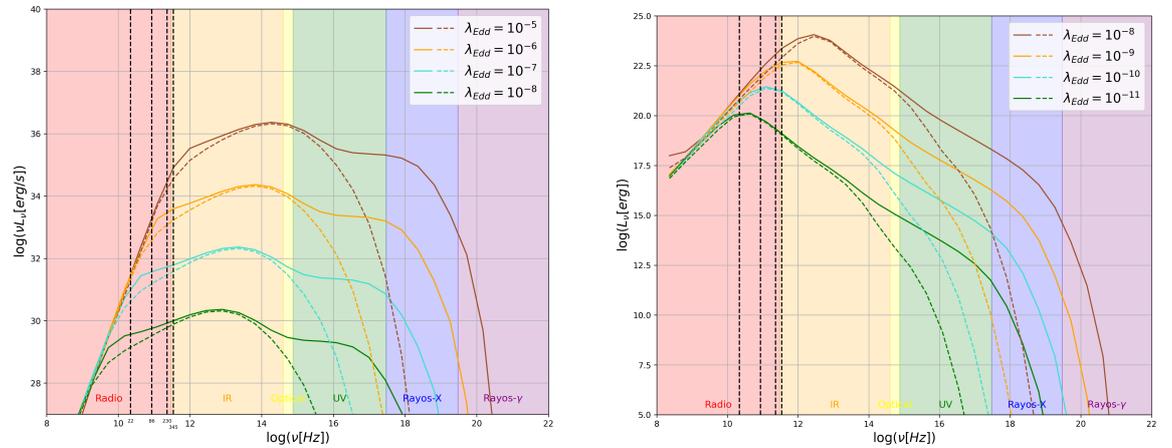


Figura B2.3: Espectros realizados para distintas razones de Eddington ((J) y (N)) utilizando el modelo de disco casi-delgado. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica.

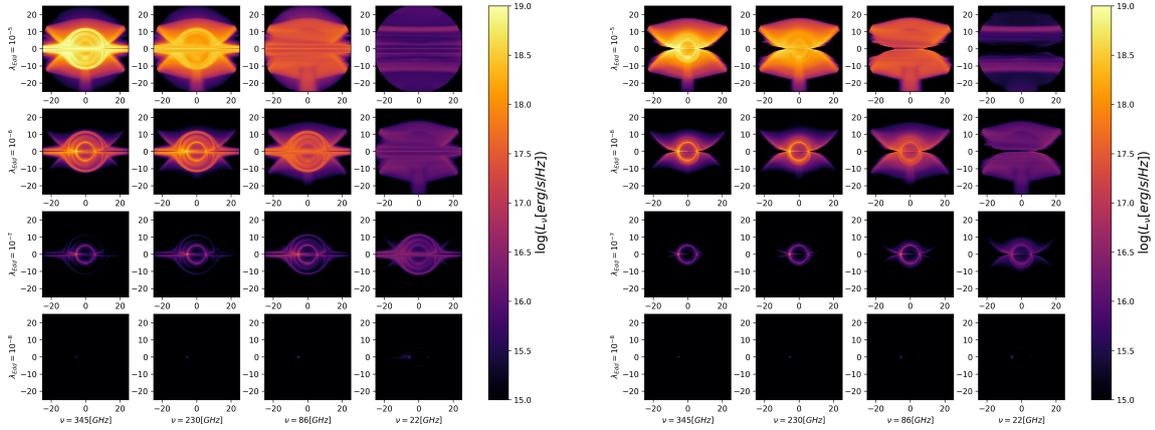


Figura B2.4: En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido casi-delgado. En ambos plots observa una comparación entre distintas tasas de Eddington $\lambda_{edd} = 10^{-5}, 10^{-6}, 10^{-7}, 10^{-8}$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (J) y (N) respectivamente.

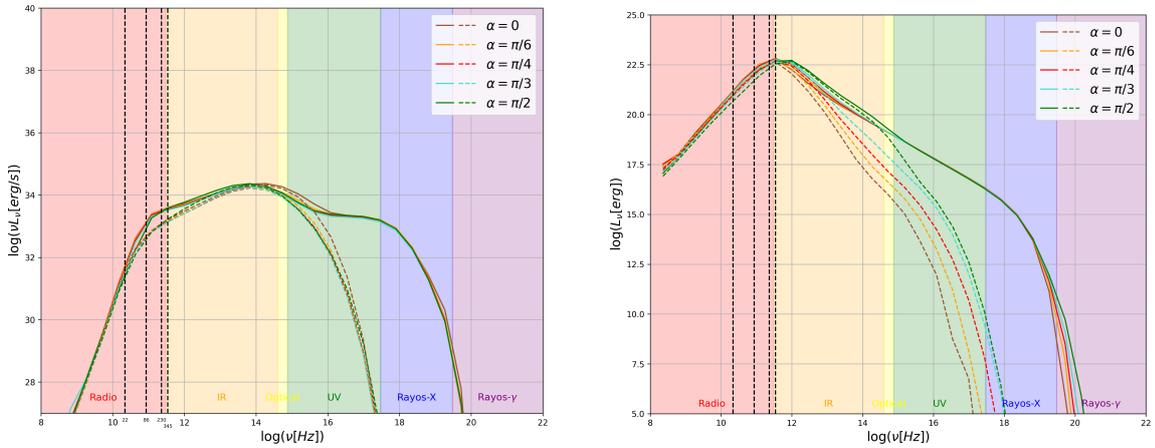


Figura B2.5: Espectros realizados a distintos ángulos de observación ((K) y (O)) utilizando el modelo de disco casi-delgado. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica.

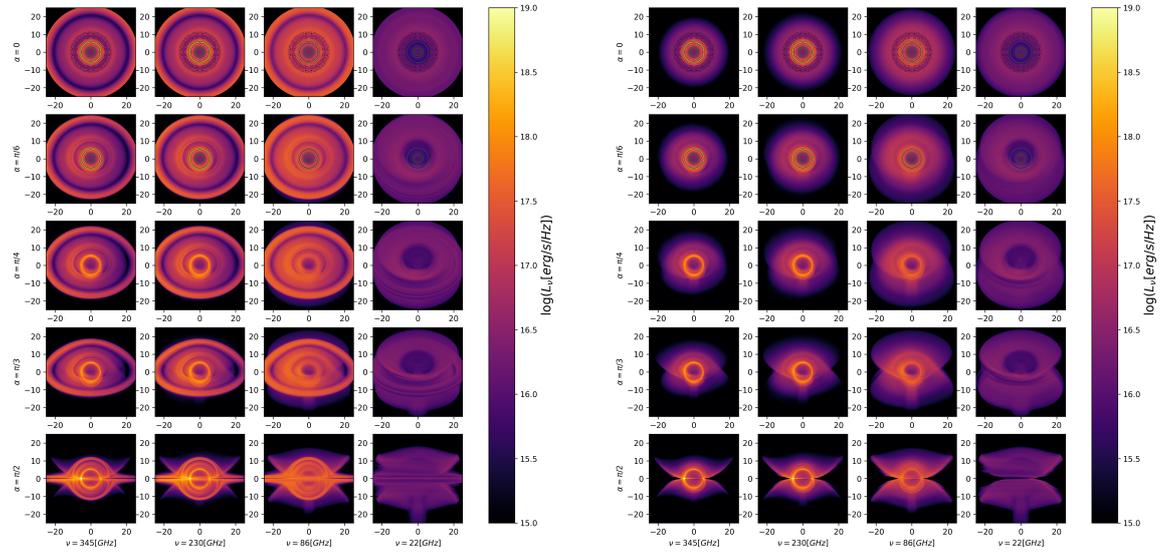


Figura B2.6: En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido casi-delgado. En ambos plots observa una comparación entre distintos ángulos de observación $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[GHz], 230[GHz], 86[GHz], 22[GHz]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (K) y (O) respectivamente.

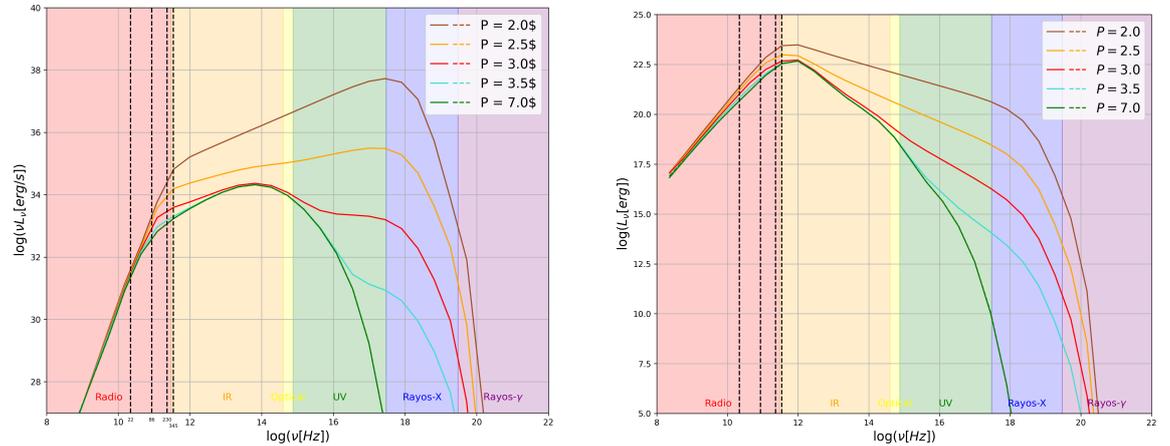


Figura B2.7: Espectros realizados para distintos índices P para la ley de potencia ((L)-(P)) utilizando el modelo de disco casi-delgado. En el lado izquierdo tenemos la SED mientras que en el lado derecho tenemos la luminosidad espectral. En ambos casos la línea continua es para la radiación híbrida y la línea punteada es para la radiación térmica.

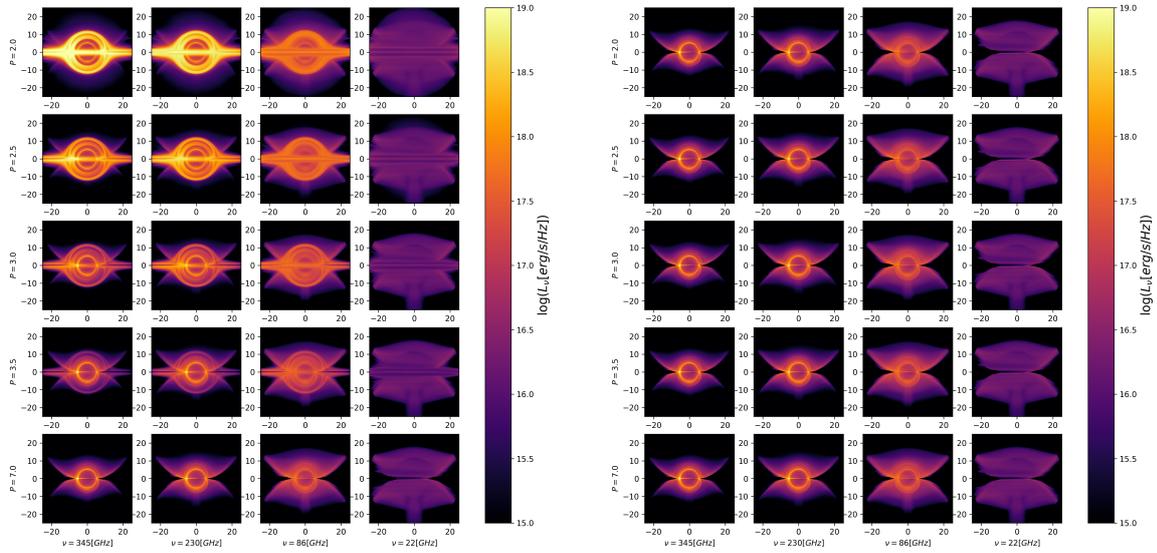


Figura B2.8: En esta imagen tenemos mapas de luminosidad ocupando el modelo de fluido casi-delgado. En ambos plots observa una comparación entre distintos de índices para la ley de potencia $P = 2,0, 2,5, 3,0, 3,5, 7,0$ observadas a distintas frecuencias $\nu = 345[\text{GHz}], 230[\text{GHz}], 86[\text{GHz}], 22[\text{GHz}]$. En el lado izquierdo tenemos el caso de emisión térmica de sincrotrón mas la emisión por ley de potencia, mientras que en el lado derecho tenemos una emisión térmica de sincrotrón, (L) y (P) respectivamente.

B3. Simulación de Sgr A*

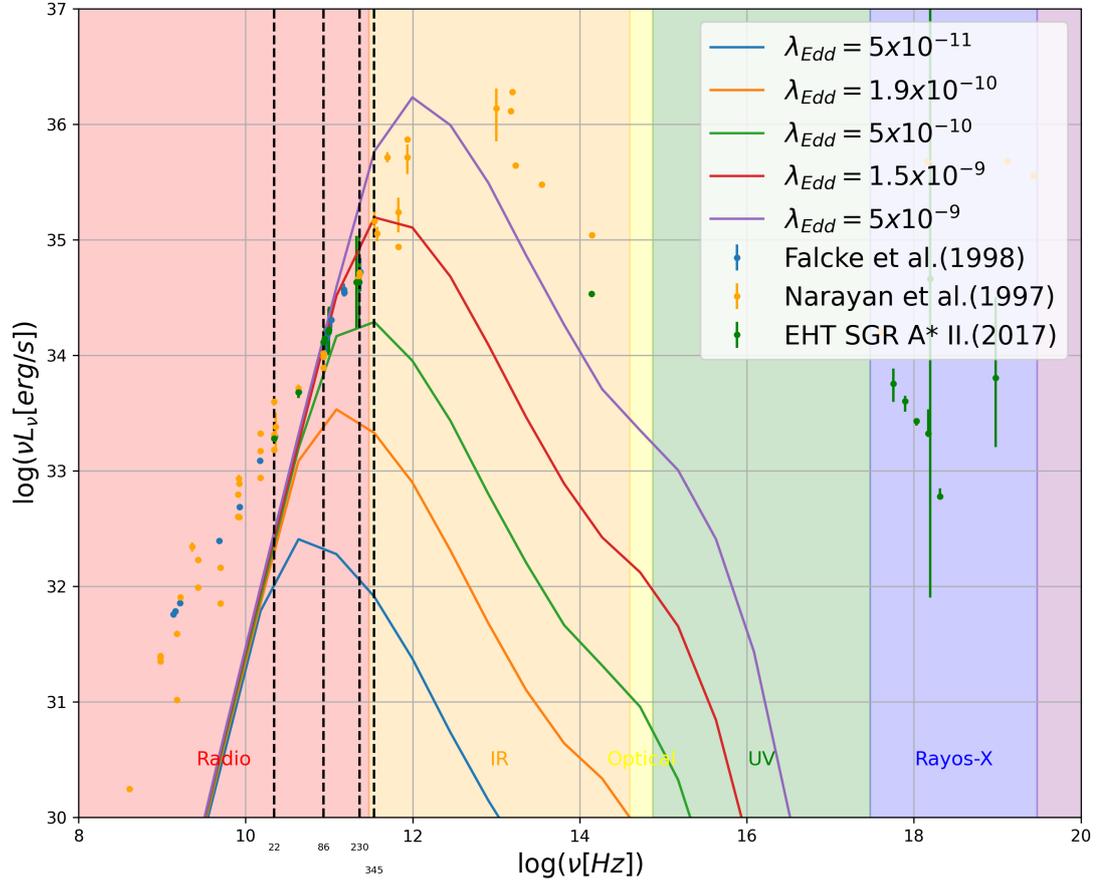


Figura B3.1: SEDs térmicas comparando distintas razones de Eddington $\lambda_{\text{edd}} = 5 \times 10^{-11}$, $1,9 \times 10^{-10}$, 5×10^{-10} , $1,5 \times 10^{-9}$, 5×10^{-9} . De la cual podemos notar que los limites inferior y superior son aproximadamente $\lambda_{\text{edd}} = 4 \times 10^{-10}$ y $\lambda_{\text{edd}} = 5 \times 10^{-9}$ respectivamente. Los puntos naranjo son los datos obtenidos por Narayan et al. (1998), los puntos azules fueron obtenidos por Falcke et al. (1998) y los puntos verdes por Akiyama et al. (2022b). Las líneas discontinuas color negro muestran las distintas frecuencias a estudiar tomando los valores $\nu = 345[\text{GHz}]$, $230[\text{GHz}]$, $86[\text{GHz}]$, $22[\text{GHz}]$.

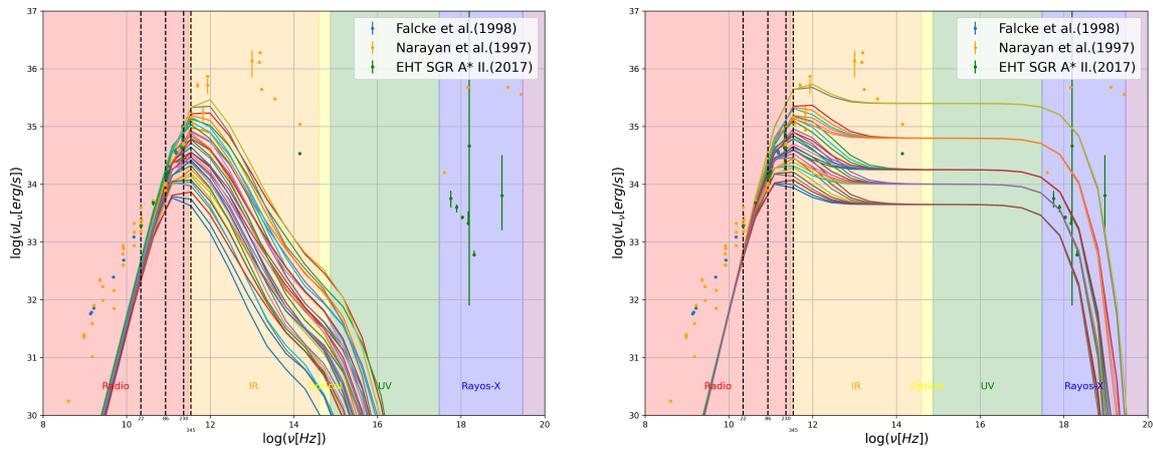


Figura B3.2: Aquí podemos ver todas las simulaciones que pasaron la fase 2 con luminosidades biométricas menores a 10^{36} [erg/s]. En el lado izquierdo tenemos las simulaciones con emisión térmica, mientras que en el lado derecho tenemos las mismas simulaciones pero con emisión híbrida a $P = 3,0$. En las simulaciones híbridas podemos notar que convergen a a colas que dependen solo de la razón de Eddington, por lo que habría que ver cuales son los índices de potencia P para cada razón de Eddington. Los puntos naranja son los datos obtenidos por [Narayan et al. \(1998\)](#), los puntos azules fueron obtenidos por [Falcke et al. \(1998\)](#) y los puntos verdes por [Akiyama et al. \(2022b\)](#). Las líneas discontinuas color negro muestran las distintas frecuencias a estudiar tomando los valores $\nu = 345$ [GHz], 230 [GHz], 86 [GHz], 22 [GHz].

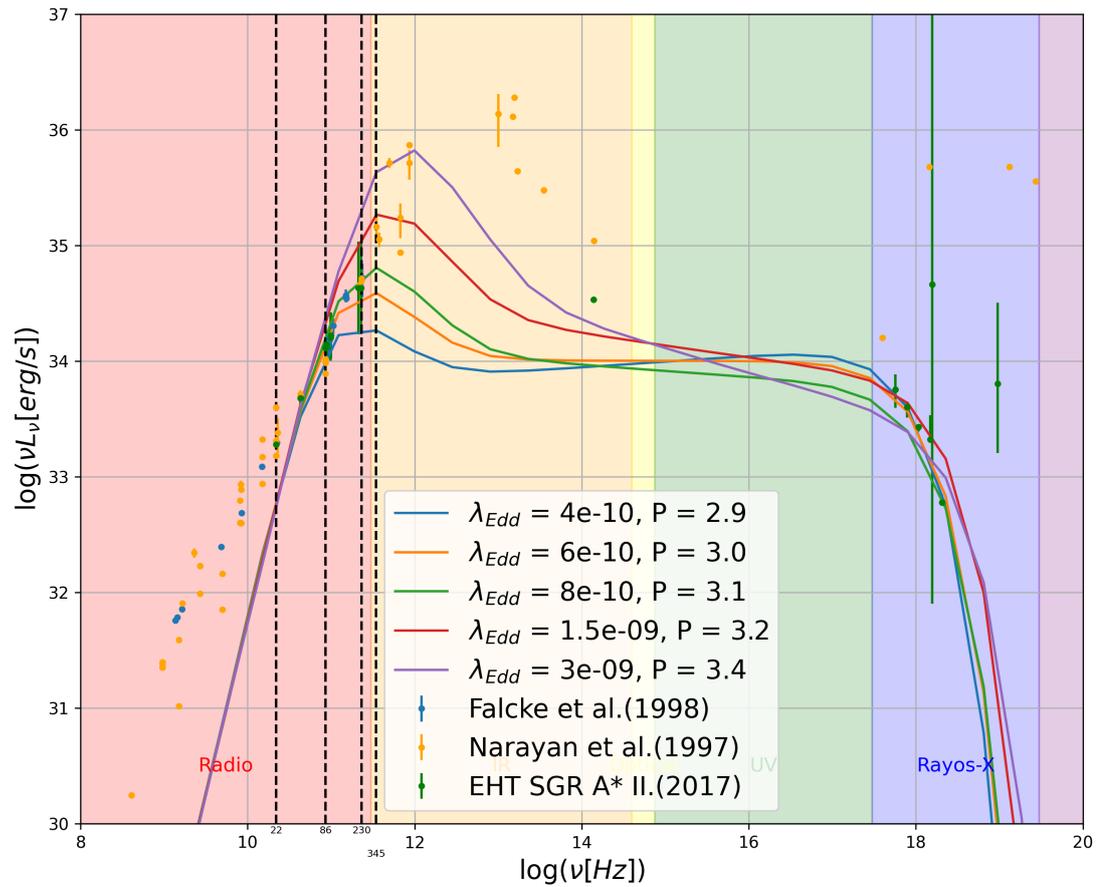


Figura B3.3: Aquí observamos los valores de P que mejor se ajustaron a los puntos en el rango de los rayos-X para un estado "Quiescent". Notamos que a medida que la razón de Eddington aumenta es necesario un índice de potencia mayor.