



UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA

# Estimación del tamaño de la BLR usando la emisión de rayos X de alta energía

**Martha Morelia Perdomo Rodríguez**

Universidad Nacional de Colombia  
Facultad de Ciencias, Departamento de Astronomía  
Bogotá, Colombia  
2022



# Estimación del tamaño de la BLR usando la emisión de rayos X de alta energía

**Martha Morelia Perdomo Rodríguez**

Tesis o trabajo de grado presentada(o) como requisito parcial para optar al título de:  
**Magister en Astronomía**

Director(a):  
Título Ph.D. Mario Armando Higuera Garzón

Línea de Investigación:  
Núcleos Activos de Galaxias  
Grupo: SAGAN

Universidad Nacional de Colombia  
Facultad de Ciencias, Departamento de Astronomía  
Bogotá, Colombia  
2022



## Dedicatoria

Este trabajo se lo dedicó a Dios, quién me acompaña y siempre me levanta. A mi familia y a mis hijas Joey y Mara, con mi más sincero amor



# Agradecimientos

Debo agradecer de manera especial y sincera al profesor de la Maestría y Director de Observatorio Nacional Mario Armando Higuera Garzón, por aceptarme para realizar este proyecto de grado bajo su dirección. Su apoyo y confianza en mi trabajo y su capacidad para guiar mis ideas ha sido un aporte invaluable, no solamente en el desarrollo del proyecto sino también como investigadora.

Adicionalmente, al profesor de la Escuela de Física y Astronomía de la Facultad de Ciencias Exactas de la Universidad de Tel Aviv, Shai Kaspi, ya que su trabajo, sus explicaciones y aclaraciones fueron la base para el desarrollo de este proyecto,





# Resumen

## **Estimación del tamaño de la RBL usando la emisión de rayos X de alta energía.**

Los mapeos de reverberación han sido la base para encontrar relaciones entre el tamaño de la región de líneas anchas (BLR Broad Line Region por sus siglas en Inglés) y sus luminosidades en las bandas del continuo óptico, ultravioleta, rayos X y líneas de emisión de Balmer. Esta tesis describe y aplicó la técnica del mapeo de reverberación con el fin de conocer la metodología para encontrar el tamaño de la región de líneas anchas, metodología que hace uso de las variaciones correlacionadas entre el continuo y las líneas de emisión [Kaspi, 2000]. Esta tesis partió de la información del tamaño de la región de líneas anchas del grupo de galaxias del trabajo de [Kaspi, 2005] e hizo uso de la base de datos del NED para encontrar datos de luminosidades de estas galaxias en la banda de rayos X duros, con el objetivo de estimar una relación entre el tamaño de la región de líneas anchas y las luminosidades en la banda de rayos X en el rango de 10 keV - 195 KeV, aplicando uno de los métodos de regresión lineal informado en [Kaspi, 2005].

**Palabras Claves:** galaxias:activas, galaxias: nucleo, cuasares:líneas de emisión, galaxias:Seyfert, galaxias: rayos X

# Abstract

## **RBL size estimation using high energy X-ray emission.**

Reverberation mappings have been the basis for finding relationships between the size of the broad line region (BLR) and its luminosities in the bands of the optical continuum, ultraviolet, X-rays and Balmer emission lines. This thesis describes and applied the reverberation mapping technique in order to know the methodology to find the size of the broad line region, methodology that does use of the correlated variations between the continuum and the emission lines [Kaspi, 2000]. This thesis started from the information on the size of the broad line region of the group of galaxies from the work of [Kaspi, 2005] and made use of the NED database to find luminosity data of these galaxies in the hard X-ray band, in order to estimate a relationship between the size of the broad line region and the luminosities in the band of X-rays in the range of 10 keV - 195 KeV, applying one of the regression methods linear reported in [Kaspi, 2005].

**Keywords:** galaxies:active, galaxies: nuclei, quasars:emission lines, galaxies:Seyfert, galaxies: X rays



# Contenido

<b>Agradecimientos</b>	<b>vii</b>
<b>Lista de figuras</b>	<b>xiii</b>
<b>Lista de tablas</b>	<b>1</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>2</b>
<b>2. Estructura y Observables en un AGN</b>	<b>5</b>
2.1. Estructura de un AGN . . . . .	5
2.1.1. Agujeros Negros . . . . .	5
2.1.2. Luminosidad de Eddington . . . . .	7
2.1.3. Acreción esférica . . . . .	8
2.1.4. Disco de Acreción . . . . .	8
2.2. Componentes Principales de un AGN . . . . .	9
2.3. Clasificación de los AGNs . . . . .	10
2.4. Observables en los AGNs . . . . .	12
2.4.1. Observaciones en Radio . . . . .	12
2.4.2. Observaciones en óptico-UV . . . . .	13
2.4.3. Observaciones en Infrarrojo (IR) . . . . .	15
2.4.4. Observaciones en Rayos X . . . . .	16
2.4.5. Observaciones en Rayos Gamma . . . . .	17
<b>3. Region de Líneas Anchas y Mapeo por Reverberación</b>	<b>19</b>
3.1. Región de Líneas Anchas (Broad Line Region) . . . . .	19
3.2. Teoría Mapeo por Reverberación . . . . .	21
3.2.1. Supuestos Básicos . . . . .	21
3.2.2. Superficies Iso retardantes . . . . .	22
3.2.3. Mapas de Retardo-Velocidad . . . . .	25
<b>4. Análisis de correlación Cruzada</b>	<b>27</b>
<b>5. Estimación del Tamaño de la BLR a través de Rayos X Duros</b>	<b>41</b>
5.1. Datos . . . . .	41
5.2. Procedimiento . . . . .	43

---

5.3. Gráficos y Resultados Obtenidos . . . . .	48
5.4. Relación del Tamaño de la BLR Vs Luminosidad en la banda de Rayos X duros	50
5.4.1. Resultados con las observaciones del telescopio Swift . . . . .	51
5.4.2. Resultados Suzaku . . . . .	54
<b>6. Conclusiones y Recomendaciones</b>	<b>60</b>
6.1. Conclusiones . . . . .	60
6.2. Recomendaciones . . . . .	63
<b>A. Anexo: Datos Swift</b>	<b>64</b>
<b>B. Anexo: Datos Suzaku</b>	<b>67</b>
<b>C. Anexo: Estimación Tamaño de BLR</b>	<b>70</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>71</b>

# Lista de Figuras

2-1. Estructura y Clasificación de AGNs [Beckmann and Schrader, 2012]. . . . .	10
2-2. Espectro Óptico AGN tipo I [Netzer, 2013]. . . . .	14
2-3. Espectro Óptico AGN tipo II [Netzer, 2013]. . . . .	14
2-4. Espectro IR de AGN de luminosidad intermedia [Netzer, 2013]. . . . .	16
2-5. SED rayos $\gamma$ 3C279 [Netzer, 2013]. . . . .	18
3-1. Mapa de Retardo-Velocidad [Peterson, 2006]. . . . .	24
3-2. Conjunto de paraboloides de revolución [Peterson, 2006]. . . . .	24
3-3. Sistema de anillos múltiples para nubes en órbitas circulares keplerianas. Cada órbita proyecta una elipse [Peterson, 2006]. . . . .	26
4-1. Método Función de Correlación Cruzada Interpolada ICCF . . . . .	30
4-2. PG0026 Datos del Continuo $\lambda 5100 \text{ \AA} f_{\lambda} [10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$ . . . . .	32
4-3. PG0026 Datos para la Línea de emisión $H\alpha$ . . . . .	32
4-4. PG0026 Datos Continuo y Línea de emisión . . . . .	33
4-5. Interpolación Continuo . . . . .	34
4-6. Interpolación Línea de Emisión $H\alpha$ . . . . .	34
4-7. Correlación Continuo Línea . . . . .	35
4-8. Correlación Línea Continuo . . . . .	36
4-9. Correlación Total . . . . .	36
4-10. Correlación Total Obtenida por [Kaspi, 2005] . . . . .	37
4-11. CCPD Distribución de Pico para la Correlación Cruzada PG0026 . . . . .	38
4-12. CCPD Distribución de Pico para la Correlación Cruzada PG0026 . . . . .	39
5-1. Resultado de las 100.000 simulaciones Montecarlo realizadas por [Press, 1992] para comparar los métodos FITEXY y BCES, mostrando la distribución de los estimadores de ambos métodos . . . . .	45
5-2. Muestra de galaxias tomada para verificar el procedimiento seguido por [Kaspi, 2005] para encontrar la relación Tamaño de la BLR Vs Luminosidad en la banda $\lambda L_{\lambda} 5100 \text{ \AA}$ . . . . .	48
5-3. Muestra de galaxias tomada para verificar el procedimiento seguido por [Kaspi, 2005] incluyendo la dispersión intrínseca que ajusta un $\chi^2$ igual a 1 . . . . .	49
5-4. Ajuste lineal obtenido para la relación AGN $R_{\text{BLR}}$ Vs Luminosidad $\lambda L_{\lambda} 5100 \text{ \AA}$ , incluidos los errores en ambos ejes. . . . .	50

---

5-5. Ajuste con error en ambas coordenadas encontrado en la relación tamaño de la BLR y luminosidad para la muestra de galaxias del telescopio Swift en la banda de 14-195 keV . . . . .	52
5-6. Ajuste con error en ambas coordenadas encontrado en la relación tamaño de la BLR y luminosidad para la muestra de galaxias del telescopio Swift en la banda de 15-150KeV . . . . .	53
5-7. Ajuste con error en ambas coordenadas encontrado en la relación tamaño de la BLR y luminosidad para la muestra de galaxias del telescopio Swift en la banda de 15-55 keV . . . . .	54
5-8. Ajuste con error en ambas coordenadas encontrado en la relación tamaño de la BLR y luminosidad para la muestra de galaxias del telescopio Suzaku en la banda de 14-195 keV . . . . .	55
5-9. Ajuste con error en ambas coordenadas encontrado en la relación tamaño de la BLR y luminosidad para la muestra de galaxias del telescopio Suzaku en la banda de 15-50 keV . . . . .	56
5-10. Ajuste con error en ambas coordenadas encontrado en la relación tamaño de la BLR y luminosidad para la muestra de galaxias del telescopio Suzaku en la banda de 10-50 keV . . . . .	57

# Lista de Tablas

<b>2-1.</b> Tamaños de los Principales Constituyentes . . . . .	10
<b>4-1.</b> Comparación del valor pico obtenido por [Kaspi, 2000] y el valor pico obtenido en esta tesis. . . . .	39
<b>4-2.</b> Comparación del valor centroide obtenido por [Kaspi, 2000] y el valor centroide obtenido en esta tesis. . . . .	39
<b>5-1.</b> Datos [Kaspi, 2005] Tamaño BLR y Luminosidad $\lambda 5100\text{\AA}$ . . . . .	42
<b>5-2.</b> Comparación de los valores obtenidos. . . . .	50
<b>5-3.</b> Resultados Obtenidos Relación Tamaño de la BLR y Luminosidad . . . . .	57
<b>A-1.</b> Swift 14-195KeV . . . . .	64
<b>A-2.</b> Swift 15-150 keV . . . . .	65
<b>A-3.</b> Swift 15-55 keV . . . . .	66
<b>B-1.</b> Suzaku 14-195 keV . . . . .	67
<b>B-2.</b> Suzaku 15-50 keV . . . . .	68
<b>B-3.</b> Suzaku 10-50 keV . . . . .	69

# 1. Introducción

El objetivo principal de esta tesis es estudiar las técnicas que permiten la determinación del tamaño de la Region de líneas Anchas (BLR, Broad line Region, por sus siglas en inglés) y con base en la estimación de este, para una muestra de galaxias, encontrar una posible relación entre el tamaño de la BLR y la luminosidad en la banda de rayos X duros (10-195 keV).

Hoy en día, en la bibliografía y artículos científicos disponibles, se hallan referencias de modelos y procedimientos para encontrar el tamaño de la región de líneas de anchas, así como relaciones entre el tamaño de la BLR y luminosidad en bandas electromagnéticas como la óptica, UV, Infrarrojo, y rayos X suaves, [Czerny Bozena and Vladimir, 2017], [Hagai, 2020]; y adicionalmente se encuentran análisis del comportamiento de variabilidad de un Nucleo de Galaxias Activo (AGN, Active Galaxie Nuclei, por sus siglas en inglés) en particular [Raimundo S.I and A.J., 2019], [Bentz Misty C. Williams Peter R. and Tommaso, 2021], pero no se encuentra información del tema de este proyecto, es decir, en encontrar una relación entre el tamaño de la BLR y la luminosidad en la banda de rayos X duros (10-195 keV). Por esta razón, este trabajo quiere avanzar en esta línea, teniendo en cuenta la relevancia de la BLR en el entendimiento de cómo funciona un AGN, los distintos procesos que ocurren en su interior, principalmente el comportamiento del agujero negro en su centro, así como la importancia que los AGNs representan para comprender la actividad galáctica y la evolución del universo.

El estudio de los núcleos activos realmente comenzó hace más de 60 años, con el estudio de los quásares, los cuales son fuentes de radio y objetos con apariencia de estrella, estos objetos están distribuidos en todo el universo. Inicialmente el estudio de sus propiedades fue todo un arte principalmente debido a las limitaciones tecnológicas de los detectores de esa época y a la imposibilidad de observar todas sus propiedades desde la tierra [Gaskell and Peterson, 1987].

Dentro de las características de los quásares inicialmente observados se encontró un espectro de líneas de emisión con altos corrimientos, estos quásares presentaban similares corrimientos al rojo como las galaxias más distantes. Uno de los primeros quásares estudiados fue 3C273 es cual es 100 veces tan brillante como un cúmulo de galaxias, teniendo en consideración que un cúmulo de galaxias tiene al menos un trillón de estrellas [Peterson, 1997]. Otra de las características encontradas fue que su brillo cambia muy rápido en escalas de tiempo muy cortas, lo cual indicó que en su interior debería haber una fuente de tamaño pequeño.



---

Con las dos anteriores características se dedujo que debía existir una acreción gravitacional y que esta debería ser producida por un SMBH (Super Massive Black Hole) que produjera tal luminosidad [Peterson, 1997].

Cualitativamente, los espectros de AGN observados consisten en un continuo sólido superpuesto por amplias líneas de emisión. Partamos de la imagen geométrica simple del agujero negro, ubicado en el centro del AGN y rodeado por gas, produciendo las líneas de emisión anchas BLR [Beckmann and Schrader, 2012]. Cuando hay grandes movimientos Doppler en el gas resultado de su proximidad al agujero negro y al fuerte campo gravitacional se produce la ampliación de los perfiles de las líneas de emisión [Beckmann and Schrader, 2012]. Dado que las líneas de emisión se producen por fotoionización o excitación de la radiación del continuo, las variaciones en el continuo deben conducir a cambios en la emisión de la línea retrasada por un tiempo de retardo  $\tau = R_{BLR}/c$ , la cual es la idea básica que subyace al mapeo por reverberación, técnica desarrollada en los años 80s y perfeccionada en los 90s [Peterson, 2006].

El mapeo por reverberación involucra un muestreo de la variabilidad de los flujos del continuo y línea de emisión en escalas de tiempo esperadas a ser más pequeñas que el tiempo de viaje de la luz entre el agujero negro central y las nubes de la línea de emisión [Beckmann and Schrader, 2012]. Un análisis de correlación cruzada combinada con una función de respuesta del continuo a línea de emisión se usa para inferir el tamaño de la región de líneas anchas [Peterson, 2006]. Si bien lo anterior es un método poderoso, este requiere en la práctica un programa de observación amplio, cuidadoso y muy bien orquestrado, sin tener en cuenta los costos que este método conlleva, ya que los tiempos de retardo obtenidos son del orden de semanas a meses y las variaciones de la línea de emisión ocurren esporádicamente [Beckmann and Schrader, 2012].

Inicialmente, esta tesis se concentró en hacer una revisión de la técnica del mapeo por reverberación y fue necesario llevar a cabo una revisión del algoritmo asociado a las funciones de correlación cruzada (capítulo 3). Este trabajo se basó en los datos del documento de [Kaspi, 2000], quien reúne una muestra de observaciones de 28 AGNs, cuya espectrometría se obtuvo entre 1 a 4 meses durante 7.5 años, con el que se obtuvieron de 20 a 70 observaciones por objeto. Es importante mencionar que este trabajo utilizó las medidas de flujo, encontradas la base de datos de los objetos, con su calibración y reducción ya realizada.

Se confirmó la metodología utilizada mediante la escogencia de una de estas galaxias y desarrollar todo el procedimiento mediante un algoritmo en Python, hasta obtener el tiempo de retardo informado por [Kaspi, 2000] (capítulo 3). Para este trabajo se encontró el retardo para la galaxia PG0026.

Una vez confirmada la metodología para estimar el tamaño de la región de líneas anchas BLR, confirmada al encontrar un valor muy cercano del tiempo de retardo con [Kaspi, 2000] para la galaxia PG0026, se procedió a estudiar y entender el procedimiento utilizado por [Kaspi, 2005] para encontrar la relación entre el tamaño de la BLR y la luminosidad (capítulo 4). Este procedimiento se aplicó y se confirmó para la base de datos de las galaxias con luminosidades en la banda de 5100 Angstrom y con un número de 33 observaciones para la línea de hidrogeno  $H_\alpha$  del mismo documento de [Kaspi, 2005] (capítulo 4).

Realizado lo anterior se procedió a encontrar la relación entre el tamaño de la BLR y la luminosidad para la banda de rayos X duros. Como punto de partida se tomo la base de datos de tamaños de BLR para las galaxias del documento de [Kaspi, 2005], esto debido a la poca documentación y base de datos disponibles en cuanto a tamaño de BLR para este tipo de galaxias. La información de las luminosidades en la banda de rayos X duros se tomó de la base de datos del NED NASA/IPAC Extragalactic Database. En esta base de datos se buscó cada una de las galaxias listadas en el documento de [Kaspi, 2005], y se descargó toda la información disponible de rayos X. Esta base de datos se clasificó de acuerdo al tipo de rayos X (suaves y duros), al telescopio que realizaba la medición y la banda en donde se ejecutó dicha medición. Para realizar el análisis de correlación cruzada se decidió que la muestra tuviera un numero mayor a 16 galaxias.

Como se mencionó anteriormente la presente tesis busca encontrar una relación entre el tamaño de la BLR y luminosidad en las bandas de rayos X duros en la banda de 14-195 keV . En el capítulo 2 se presenta el marco teórico básico en el que se explica qué es una galaxia que contiene un AGN y sus partes constitutivas, así como los principales observables para cada banda. En el capítulo 3 se expone qué es la BLR y los conceptos básico de la técnica de Mapeo por Reverberación, en el capítulo 4 se expone la metodología del análisis de correlación cruzada entre el continuo y la línea de emisión para encontrar el tiempo de retardo y con este estimar el tamaño de la BLR; en el capítulo 5 se presenta la metodología realizada para encontrar la relación entre el tamaño de la BLR y luminosidad en las emisiones de  $\lambda 5100\text{\AA}$ , confirmando el resultado obtenido por [Kaspi, 2005] y se busca esta misma relacion en la banda de rayos X duros (10-195 keV ), en el capítulo 6 se discuten los resultados obtenidos y se dan unas recomendaciones para posteriores trabajos relacionados con el tema tratado en esta tesis.

## 2. Estructura y Observables en un AGN

El Núcleo Activo de Galaxia (AGN) es una categoría especial de objeto, el cual es una zona que está contenida dentro de un tipo especial de galaxia, que se caracteriza por una muy alta luminosidad de origen no estelar. Su distribución de energía espectral de radiación se extiende en casi toda la gama del espectro electromagnético, desde las ondas de radio de baja frecuencia, ondas milimétricas, emisión infrarroja y óptica, UV, rayos X y rayos gamma. La mayoría de los AGNs se caracterizan por una fuerte emisión en el óptico-UV, conocida como Big Blue Bump, un abultamiento en el infrarrojo y un exceso en la emisión en rayos X [Peterson, 1997]. Algunos exhiben potentes chorros, colimados, en un cono muy estrecho y moviéndose a velocidades relativistas hacia el espacio galáctico. Hay una gran variedad de evidencia observacional de los núcleos activos que conduce a una amplia clasificación de los AGNs (Zoología de AGNs).

Una galaxia puede ser considerada como un AGN si cumple al menos con una de las siguientes características:

- Contiene una región nuclear compacta que emite significativamente más radiación electromagnética de lo que es esperado de los procesos estelares típicos de este tipo de galaxias.
- Muestra de manera clara un proceso de emisión de un continuo no estelar en su centro.
- Su espectro contiene fuertes líneas de emisión con razones de línea típicas de excitación por un campo de radiación no estelar.
- Muestra variaciones temporales entre flujo de las líneas y el continuo.

### 2.1. Estructura de un AGN

#### 2.1.1. Agujeros Negros

Los agujeros negros (Black Holes, por su nombre en inglés) son muy comunes en el universo y se presentan con diferentes masas y tamaños. La comprensión de que la mayoría de las galaxias, especialmente las galaxias tempranas, contienen agujeros negros masivos es más reciente [Netzer, 2006]. Al comparar la masa y la evolución de un agujero negro en cuásares

de alto corrimiento al rojo con la evolución de galaxias tempranas, parecen indicar que los agujeros masivos, tan grandes como  $10^9 M_\odot$  ( $1 M_\odot$  representa la masa del Sol, i.e.,  $1,98 \times 10^{30}$  kg), ya han estado presentes en  $z \approx 6$  [Netzer, 2013]. Algunas de estas fuentes parecen acretar materia a una tasa muy alta. Esto plantea importantes interrogantes sobre la tasa de crecimiento y el mecanismo de formación de esos agujeros negros.

Las propiedades básicas de los agujeros negros se pueden expresar usando su radio gravitacional, el cual es distinto para cada cuerpo y depende sólo de la masa  $M$  de éste y se refiere al radio que debe tener un objeto celeste para no dejar salir la luz,  $r_g$  y su radio de Schwarzschild  $r_s$ , el cual es la medida del radio de un agujero negro de Schwarzschild, es decir, un agujero negro de simetría esférica y estático:

$$r_g = \frac{GM}{c^2}, r_s = 2r_g, \quad (2-1)$$

donde  $G$  es la constante de gravitación y  $c$  la velocidad de la luz.

De otra parte, el momentum angular de un agujero negro, viene expresado por:

$$s \approx Mr_g^2 \frac{v}{r} \approx Mr_g c, \quad (2-2)$$

y el momento angular del agujero por unidad de masa  $S/M$ , donde una cantidad relacionada es el parámetro de diametro angular específico  $\alpha$ , tal que:

$$\frac{s}{M} \equiv \alpha c \quad (2-3)$$

Es conveniente definir el parámetro  $a$ , tal que  $\alpha = ar_g$  o  $s/M = ar_g c$ . Esto recupera la forma mas familiar del momento angular específico y muestra que  $a$  puede tomar todos los valores entre -1 y 1, donde los signos mas y menos se refieren a la dirección de rotación. Usando esta notación, y el máximo valor permitido para  $a$ , se obtiene la siguiente aproximación para el momento angular específico de un agujero negro:

$$\frac{s}{M} \approx r_g c \approx 5 \times 10^{31} M_\odot \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (2-4)$$

Considerando agujeros negros masivos en un nucleo galactico, el momento angular específico típico en escalas galácticas (por ejemplo  $r = 1$  kpc,  $v = 300$  km s<sup>-1</sup>) es en varios órdenes de magnitud mayor que  $ac$  en la ecuación (2-4) [Netzer, 2006]. Por lo tanto, para que los agujeros negros crezcán sustancialmente en escalas de tiempo típicas de la evolución galáctica, debe haber un mecanismo eficiente para deshacerse del exceso de momento angular del gas acretado (para llevarlo al centro). A gran escala, el crecimiento de los agujeros negros depende de mecanismos como colisión y fusión de galaxias, los cuales que son capaces de transportar gas en las proximidades de los agujeros negros [Netzer, 2006].

### 2.1.2. Luminosidad de Eddington

Para una fuente central de masa  $M$  emitiendo luz monocromática  $L_\nu$ , la fuerza de presión de radiación actuando sobre las partículas de gas a una distancia  $r$  es dada por:[Netzer, 2013]

$$f_{\text{rad}} = \frac{N_e \sigma_T}{4\pi r^2 c} \int_0^\infty L_\nu d\nu = \frac{N_e \sigma_T}{4\pi r^2 c} L, \quad (2-5)$$

donde  $L$  es la luminosidad,  $N_e$  la densidad de electrones y  $\sigma_T$  la sección transversal de Thomson. La fuerza gravitacional esta dada por [Netzer, 2013]:

$$f_g = \frac{GM\mu m_p N_e}{r^2}, \quad (2-6)$$

donde  $\mu$  es el peso molecular medio (número medio de protones y neutrones por electrón:  $\sim 1,17$  para un gas de composición solar totalmente ionizado) y  $m_p$  es la masa de un protón. La acreción esférica de un gas totalmente ionizado se presenta si  $f_g > f_{\text{rad}}$ . El requerimiento  $f_g = f_{\text{rad}}$  conduce a la luminosidad de Eddington:

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi c GM\mu m_p}{\sigma_T} \approx 1,5 \times 10^{38} (M/M_\odot) \text{ erg s}^{-1}, \quad (2-7)$$

el cual es la luminosidad máxima permitida para los objetos que funcionan con acreción en estado estacionario. Esta definición de  $L_{\text{Edd}}$  tiene en cuenta solo una fuente de opacidad, la dispersión de Compton. Este es el caso de los plasmas totalmente ionizados [Netzer, 2006]. Otras situaciones pueden involucrar un gas parcialmente neutro y, por lo tanto, opacidad mucho mayor. Por lo tanto, la  $L_{\text{Edd}}$  efectiva puede ser significativamente menor que el valor definido en la Ec (2-7).

Dada la definición de  $L_{\text{Edd}}$  y la tasa de acreción  $\dot{M} = L/\eta c^2$ , donde  $\eta$  es la eficiencia de convertir la energía potencial gravitacional en radiación electromagnética, se tiene que la razón de acreción Eddington  $\dot{M}_{\text{Edd}}$ , es la razón de acreción requerida para producir  $L_{\text{Edd}}$ ,

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{\eta c^2} \left[ \frac{\eta}{0,1} \right]^{-1} M_\odot \text{ año}^{-1}. \quad (2-8)$$

El tiempo Eddington, es el tiempo asociado a la razón Eddington:

$$t_{\text{Edd}} = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \approx 4 \times 10^8 \eta \text{ años}. \quad (2-9)$$

Esta terminología nos permite expresar la razón de acreción relativa (razón de acreción por unidad de masa del agujero negro) en la siguiente forma:

$$\frac{L}{L_{\text{Edd}}} \propto \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \propto \frac{\dot{M}}{M} \quad (2-10)$$

La razón de acreción normalizada se expresa como  $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ .

### 2.1.3. Acreción esférica

El caso mas simple que involucra acreción esférica es conocida como acreción Bondi [Netzer, 2006]. En este tipo de acreción se asume que la acreción comienza desde un radio grande donde el gas está en descanso, en la cual el movimiento del gas es exclusivamente radial como resultado de la fuerza combinada de la gravedad y la presión de radiación.

Cálculos mas elaborados de la ecuación (2-2), muestran que la profundidad óptica de gas es muy alta. Por ejemplo, si el gas está completamente ionizado, su profundidad óptica de dispersión de los electrones viene dada por [Netzer, 2013]:

$$\tau_e = \frac{\dot{M}/\dot{M}_{Edd}}{[r/r_g]^{1/2}}, \quad (2-11)$$

para el cual la razón de acreción crítica  $\dot{M} = \dot{M}_{Edd}$  con flujo entrante a la velocidad de caída libre, da una profundidad Compton del orden de la unidad. La eficiencia de conversión de radiación ( $\eta$ ) en la acumulación esférica es muy pequeña. La razón es que, en tal acreción, la mayor parte de la radiación es emitida por los procesos de colisión de dos cuerpos en el plasma ionizado. Estos procesos son poco eficientes en comparación con la liberación de energía gravitacional. El resultado es que la mayor parte de la energía gravitacional se transfiere al objeto central y la luminosidad irradiada es tan sólo una fracción de la energía gravitacional liberada. Un buen estimado para la luminosidad de un evento de acreción esférica es [Netzer, 2006]:

$$\frac{L}{L_{Edd}} = 10^{-4} \left[ \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}} \right]^2 \quad (2-12)$$

### 2.1.4. Disco de Acreción

El más eficiente proceso de acreción está asociado con los discos de acreción [Netzer, 2013]. Tales sistemas son naturalmente formados por la caída de gas en el plano central mientras retienen la mayoría de su momento angular. Tales discos, si son densos y gruesos, pueden proveer el mecanismo necesario para transferir momento angular y permitir la caída del gas en la vecindad del agujero negro.

Un disco de acreción es una estructura formada por un material difuso (gas, plasma, polvo o partículas) en movimiento orbital alrededor de un cuerpo central masivo, para el caso de un AGN, se considera un agujero negro. La fricción, la irradiación desigual, los efectos magnetohidrodinámicos y otras fuerzas inducen inestabilidades que hacen que el material

en órbita en el disco se desplace en espiral hacia el cuerpo central. Las fuerzas gravitatorias y de fricción comprimen y elevan la temperatura del material, provocando la emisión de radiación electromagnética. El rango de frecuencia de esa radiación depende de la masa del objeto central.

A medida que la materia ingresa al disco de acreción, sigue una trayectoria de caída en espiral hacia adentro. Esto se debe a que las partículas se frotan y rebotan entre sí en un flujo turbulento, lo que provoca un calentamiento por fricción que irradia energía, lo que reduce el momento angular de las partículas y permite que la partícula se desplace hacia el interior, impulsando la espiral hacia adentro. La pérdida de momento angular se manifiesta como una reducción de la velocidad; a una velocidad más lenta, la partícula debe adoptar una órbita más baja. A medida que la partícula cae a esta órbita inferior, una parte de su energía potencial gravitatoria se convierte en una mayor velocidad y la partícula gana velocidad. Por lo tanto, la partícula ha perdido energía a pesar de que ahora viaja más rápido que antes; sin embargo, ha perdido momento angular. A medida que una partícula orbita más y más cerca, su velocidad aumenta, a medida que aumenta la velocidad, el calentamiento por fricción aumenta a medida que se irradia más y más energía potencial de la partícula (en relación con el agujero negro).

## 2.2. Componentes Principales de un AGN

En su estructura un AGN está compuesto principalmente por los siguientes elementos claves:

Un agujero negro supermasivo (Supermassive Black Hole, SMBH por sus siglas en inglés), el cual se considera es el responsable de toda la actividad del AGN; un disco de acreción, el cual rodea el SMBH y en el cual la energía es generada mediante caída gravitacional de material el cual es calentado a muy altas temperaturas; una región de líneas anchas (BLR), la cual es cercana a la fuente central, y reprocesa la energía emitida por la fuente de continuo y de esta forma provee información indirecta acerca del continuo; una región de líneas angostas (NLR) la cual esta más distante de la fuente central y sus líneas son más angostas que las líneas anchas; un toro molecular compuesto de nubes de gas y polvo y un chorro saliente de partículas relativistas. A continuación se listan los tamaños de los principales componentes [Beckmann and Schrader, 2012] y un diagrama esquemático de estos componentes:

Tabla 2-1.: Tamaños de los Principales Constituyentes

Componente	Tamaño Aproximado	Método/Estimador
Evento de Horizontes BH	$R_S \approx 0,01 - 10 \text{ UA}$	$R_S = 2GM_{BH}c^{-2}$
Radio Interior del Disco	$R_{in} \approx 0,01 - 60 \text{ UA}$	$R_{in} = 1,2 - 6R_S$
Radio Exterior del Disco	$R_{out} \approx 1 - 1000 \text{ UA}$	$\log R = 15,8 + 0,8 \log(M_{BH}/10^9 M_\odot)$ [Morgan C.W. and Falco, 2010]
Región de líneas anchas	$R_{BLR} \approx 0,01 - 1pc$	$R_{BLR} \propto L^{0,6}$ [Bennert and Wilson, 2004]
Toroide Molecular	Escala parsec	Medición tiempo de retardo
Región de líneas angostas	$R_{NLR} \approx 10^2 - 10^4 \text{ pc}$	$R_{NLR, tipo1} \propto L_{O_{III}}^{0,6}$ $R_{NLR, tipo2} \propto L_{O_{III}}^{0,3}$
Chorro	hasta una longitud 100s kpc	Radio imagen

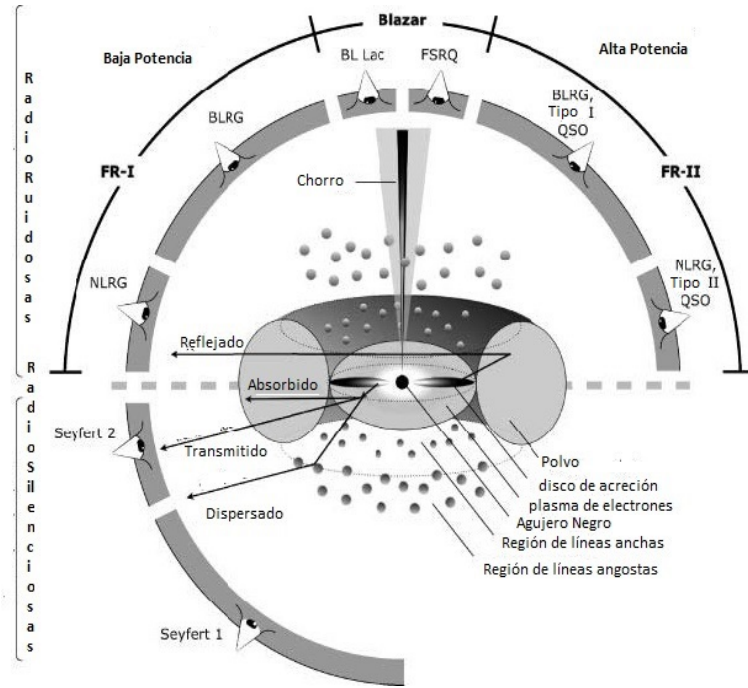


Figura 2-1.: Estructura y Clasificación de AGNs [Beckmann and Schrader, 2012].

### 2.3. Clasificación de los AGNs

El conocimiento de la estructura de un AGN se ha condensado en el modelo unificado en el cual el espectro completo de la actividad de los AGNs es descrito como una intrincada interacción entre las condiciones físicas y la orientación de los componentes individuales [Robert, 1993].



Los AGNs pueden clasificarse en dos grandes grupos: Radio ruidosos y Radio silenciosos. Las diferencias entre ellos radica en que los Radio ruidosos producen lóbulos y chorros de gran tamaño en los cuales la potencia de este recoge una cantidad significativa de la luminosidad bolométrica total, mientras que los radio silenciosos son AGNs cuyas galaxias huésped son tipo espiral. Adicionalmente, el tamaño de las radio ruidosas es aproximadamente 10 veces menor que las del tipo radio silenciosas [Beckmann and Schrader, 2012].

Dentro del grupo de radio silenciosas hay dos subdivisiones: Seyfert 1 y Seyfert 2. Su diferencia está en su espectro óptico-UV. Las primeras tienen líneas permitidas y semipermitidas anchas con un ancho de 2.000 a 10.000 km/seg (ensanchamiento Doppler), tienen baja luminosidad y bajo corrimiento al rojo. Contrariamente, las Seyfert 2 tienen líneas que no exceden los 1.200 km/s [Netzer, 2013].

Dentro del grupo de las radio ruidosas hay tres subclasificaciones: FR-I, FR-II y Blazares. Las FR-I y FR-II siguen el criterio de B.L. Fanaroff y J.M. Riley (1974) en el cual las posiciones relativas de las superficies de alta y baja brillantez en los lóbulos de estas radiogalaxias son correlacionadas con su luminosidad en frecuencias de radio. FR I: baja luminosidad, centro brillante y hacia sus bordes baja brillantez. FR- II: alta luminosidad y muy alta brillantez en sus bordes. Los Blazars son un tipo de AGN caracterizado por emitir un chorro relativista apuntando hacia el observador ([Abdo, 2010]; [Massaro, 2011]). Estos a su vez se dividen en dos principales clases: BL Lacertae (BL Lacs) y Flat Spectrum Radio Quasars (FSRQs), los cuales muestran un espectro muy diferente. Los BL Lacs presentan un potente chorro de emisión y pueden mostrar líneas de emisión débiles (o no mostrar ninguna), mientras que los FSRQs presentan un potente chorro de emisión y tienen líneas anchas de emisión fuertes [Urry. and Padovani, 1995]. Blazars tipo core radio compacto muestran características tales como: espectro de radio plano, alta brillantez, temperatura, movimiento superluminal, alta polarización, y variabilidad rápida y fuerte; esta última característica es común para ambos tipos de Blazars.

En el tipo de galaxias FR-I y FR-II existe una subclasificación caracterizada por fuentes de radio muy fuertes y se dividen en dos subtipos: Radiogalaxias de líneas anchas (Broad Line Radio Galaxies BLRG, por sus siglas en inglés) y Radio galaxias de líneas delgadas (Narrow Line Radio Galaxies NLRG por sus siglas en inglés). Una importante diferencia adicional al criterio del ancho de sus líneas de emisión, es que ellas aparecen ocurrir en galaxias espirales más que en elípticas. A su vez en las FR-II estos dos últimos subtipos se pueden clasificar como BLRG QSO tipo II y NLRG QSO tipo I, en donde la diferencia es que un QSO tipo II son quásares en los cuales el disco de acreción y las líneas de emisión anchas son altamente oscurecidas por gas y polvo de muy alta densidad.

## 2.4. Observables en los AGNs

Los AGNs son emisores de radiación no térmica o radiación no estelar [Netzer, 2013] en todos los rangos del espectro, desde el dominio de ondas de radio hasta los rayos gamma. A este continuo se superponen líneas de emisión anchas y angostas, componentes de exceso térmico en las bandas ópticas, infrarrojas y ultravioletas, y estructuras como un ajibamiento en azul (blue bump), este último compuesto de líneas de emisión de Fe y de la serie de Balmer [Beckmann and Schrader, 2012].

El objetivo de esta sección es presentar un resumen de las características observadas de los AGNs en las principales bandas electromagnéticas.

### 2.4.1. Observaciones en Radio

El descubrimiento de las radio galaxias precedió al descubrimiento de los AGNs [Netzer, 2013]. Las principales características de estas fuentes son las estructuras con simple o doble presencia de lóbulos, y con dimensiones del chorro que pueden exceder el diámetro de la propia galaxia: fuertes radio centros (cores) y/o radio jets, en algunas de estas fuentes, coinciden en posición con la ubicación del núcleo óptico de la galaxia.

Las radiogalaxias son clasificadas como broad-line radio galaxies (BLRGs), el equivalente de fuentes tipo I; narrow-line radio galaxies (NLRGs), el equivalente de AGNs tipo-II; y weak-line radio galaxies (WLRGs) o LINERs. Adicionalmente se utiliza el parámetro R, el cual es usado para separar un AGN en radio ruidoso y radio silencioso, siendo este una medida de la razón de la luminosidad en radio (5 GHz) a la luminosidad monocromática óptica en la banda-B.

$$R = \frac{L_v(5\text{GHz})}{L_v(4400 \text{ \AA})} = 1,36 \times 10^5 \frac{L(5\text{GHz})}{L(4400 \text{ \AA})} \quad (2-13)$$

donde  $L(5\text{GHz})$  y  $L(4400 \text{ \AA})$  representan el valor de  $\lambda L_\lambda$ . La línea divisoria entre una radio ruidosa y una radio silenciosa se da usualmente cuando  $R=10$  [Netzer, 2013]. Las estadísticas muestran solo que el 10 % de los AGNs son radio ruidosos, con alguna indicación que esta razón decremente con el corrimiento al rojo [Netzer, 2013]. Mucha de la emisión de radio en AGNs es observada como un centro (core) puntual [Netzer, 2013]. El espectro de este tipo de fuentes de radio dominadas por el core se estima se debe a una fuente sincrotrón autoabsorbida, en donde la intensidad de la radiación sincrotrón dentro de una fuente se vuelve lo suficientemente alta, que la reabsorción de la radiación por electrones sincrotrón

propios se vuelve importante [Netzer, 2013]. La autoabsorción sincrotrón modificará drásticamente el espectro de la fuente a bajas frecuencias. Cuando la temperatura de brillo de la fuente aparente se acerca a la temperatura cinética equivalente de los electrones relativistas, la autoabsorción del sincrotrón se vuelve importante y parte de la radiación es absorbida por los electrones relativistas a lo largo del camino de propagación.

El espectro es representado por la ley de potencias  $F_\nu \propto \nu^{\alpha R}$ . Si  $\alpha R < 0,5$  son usualmente llamadas fuentes con espectro de radio plano y aquellas con  $\alpha R > 0,5$  son fuentes de radio con espectro empinado. Existe una clara conexión entre la estructura de radio y el espectro de estas fuentes. Las fuentes con espectro empinado muestran morfología de radio de lóbulo dominante y son menos variables; contrariamente, las fuentes con espectro plano tienen centros (cores) mucho más luminosos, variaciones en amplitud más grandes y débiles o lóbulos no detectables [Netzer, 2013].

### 2.4.2. Observaciones en óptico-UV

Las imágenes ópticas de AGNs tipo I muestran fuentes de tipo puntual con exceso de emisión proveniente del acompañante estelar circundante de la galaxia huésped. El origen no estelar de estas fuentes es determinado por la forma del espectro y por la ausencia de fuertes líneas de absorción. Los AGNs tipo II no muestran este exceso de emisión mencionado para los AGN tipo I. La luminosidad del núcleo puede variar en diferentes órdenes de magnitud; en particular muchos AGNs son más tenues que sus galaxias anfitrionas y su emisión estelar puede dominar su luz total. La luminosidad en la banda V de una galaxia huésped, muy masiva estelarmente, puede aproximarse a  $10^{44}$  erg/seg, una luminosidad que excede por mucho la luminosidad de muchos AGNs tipo I. La relativa luminosidad de un AGN se incrementa con el decremento de la longitud onda, y la contaminación por luz estelar no es un problema mayor en la banda UV [Netzer, 2013].

El espectro óptico-UV mostrado en las figuras **2-2** y **2-3**, representa el espectro típico de luminosidad de alta ionización para AGNs tipo I y tipo II, básicamente sus diferencias se centran en la forma y en el ancho de las líneas de emisión más fuertes. Los AGNs tipo II (Fig **2-3**) muestran solo líneas de emisión angostas con un valor típico del ancho total a la mitad de la altura (full width at half maximum, FWHM por sus siglas en inglés) de  $300 - 500$  km s<sup>-1</sup>. En el tipo I, se encuentran todos los perfiles de línea permitidos y unos pocos perfiles de línea prohibidos (baja probabilidad), los cuales indican la presencia de gases a muy altas velocidades ( $1.000 - 10.000$ ) km s<sup>-1</sup> (Fig **2-2**).

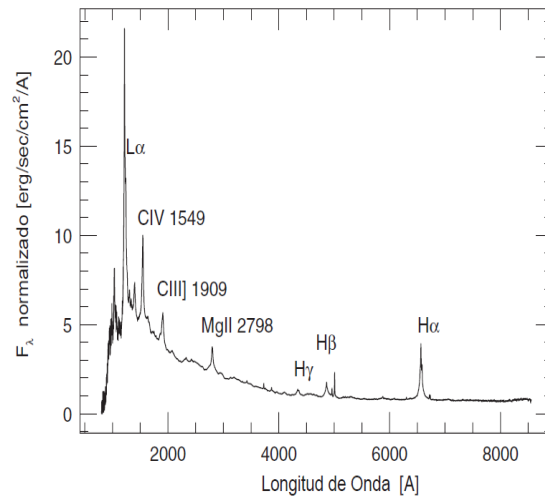


Figura 2-2.: Espectro Óptico AGN tipo I [Netzer, 2013].

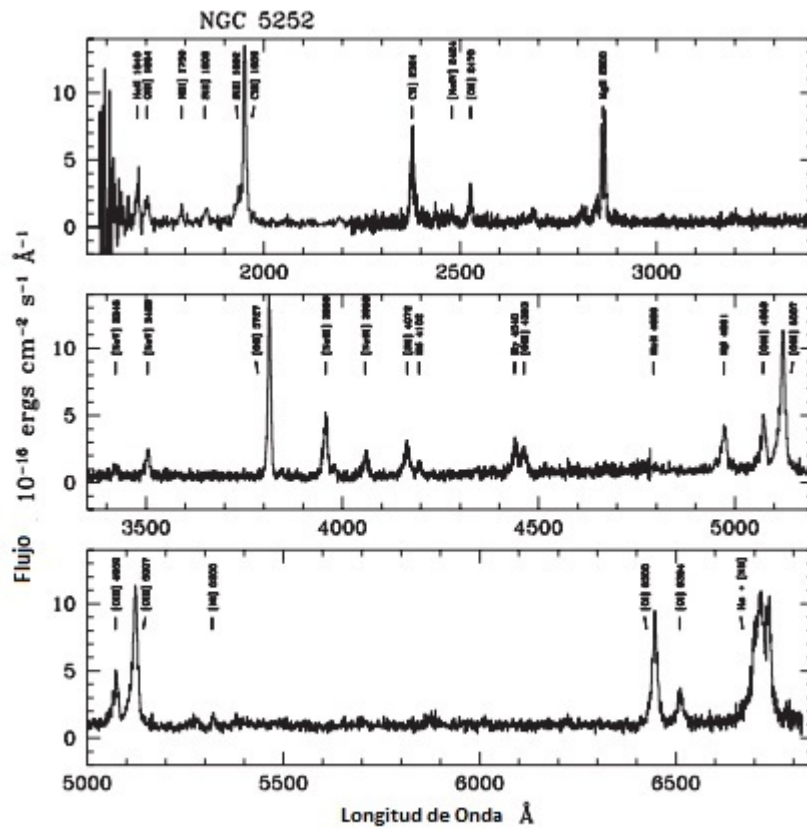


Figura 2-3.: Espectro Óptico AGN tipo II [Netzer, 2013].

La razón entre la altura de línea y su ancho correspondiente presente en las líneas prohibidas de fuentes tipo 1 son muy similares a aquellas observadas en el espectro tipo 2 e indican que la física en la región de emisión de líneas angostas en ambos tipos de AGNs es la misma.

Aunque los espectros mostrados en las figuras **2-2** y **2-3** muestran grandes diferencias en los anchos de las líneas de emisión entre AGNs tipo I y II, se hace la siguiente anotación: limitaciones observacionales pueden hacer difícil detectar líneas de emisión anchas débiles. Un AGN ligeramente obscurecida o un AGN tipo I de baja luminosidad son ocasionalmente clasificadas como tipo II basadas en sus continuos parecidos a un espectro estelar y a sus líneas de emisión angostas. Esto puede ser el resultado del enrojecimiento de las alas de la línea  $H\beta$  o un relativo continuo estelar fuerte, especialmente en observaciones de gran apertura y de bajas resoluciones espaciales. Una muy alta señal a ruido  $S/N$ , observaciones con mejores resoluciones espaciales revelan, en algunos casos, alas muy anchas en una o más de las líneas de Balmer

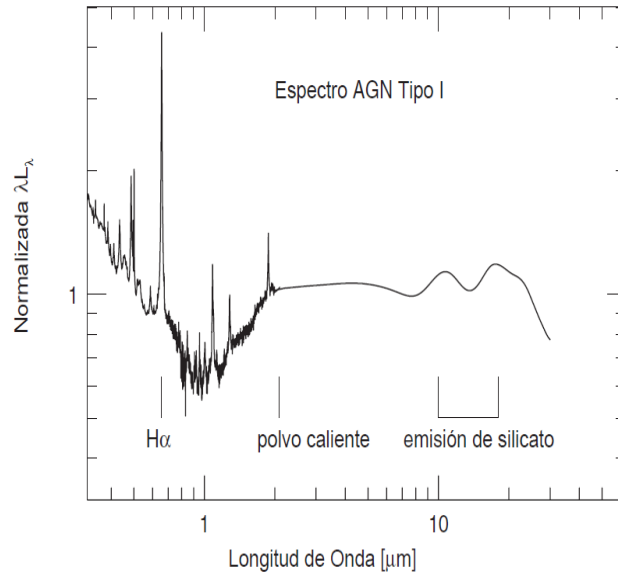
### 2.4.3. Observaciones en Infrarrojo (IR)

La mayoría de la emisión en las bandas del infrarrojo cercano y medio es debida a un proceso de emisión secundario. Secundario se refiere a la emisión de granos de polvo caliente, tibios o fríos, los cuales son calentados por la fuente de radiación primaria del AGN, es decir, la radiación resultante del proceso de acreción. La temperatura del polvo emisor en el infrarrojo cercano y medio se estima entre 100 y 2000 K [Netzer, 2013]. Las dimensiones de la estructura de polvo emisora en AGNs de luminosidad intermedia, es del orden de 1 pc. La mayoría de la emisión térmica en el infrarrojo lejano es debida a la presencia de polvo más frío, calentado por estrellas jóvenes en las regiones donde se forman estrellas en la galaxia anfitriona. En fuentes poderosas de radio, al menos parte de las emisiones en el infrarrojo lejano es debida a procesos no térmicos que suceden en la cercanía al centro del AGN.

Dependiendo del tipo de AGN, la emisión en el infrarrojo puede consistir de componentes térmicos y/o no térmicos. En objetos radio-ruidosos, particularmente los Blazares, el mismo proceso de emisión sincrotrón que produce el continuo de radio es la fuente predominante de radiación infrarroja [Beckmann and Schrader, 2012]. En galaxias Seyfert y otros subtipos de AGNs la situación es más compleja considerando la presencia de múltiples componentes térmicos.

Un espectro compuesto entre 0,3-30  $\mu\text{m}$  de un AGN de luminosidad intermedia se presenta en la Fig **2-4**. La emisión en 1  $\mu\text{m}$  es debida principalmente a la radiación secundaria proveniente del polvo. El hundimiento a 1  $\mu\text{m}$  es debido a la inclinación del disco. Hacia la izquierda se tiene el continuo asociado a longitudes de onda más cortas mientras que a la derecha se tiene un aumento de la emisión debida al polvo caliente. Adicionalmente,

se observan dos características de emisión de silicato muy relevantes alrededor de 10 y 18  $\mu\text{m}$ .



**Figura 2-4.:** Espectro IR de AGN de luminosidad intermedia [Netzer, 2013].

#### 2.4.4. Observaciones en Rayos X

El espectro de rayos X suaves (0,2 a 2 keV) de muchos AGNs tipo I es dominado por la presencia de líneas angostas de absorción superpuestas a un continuo fuerte de rayos X y que representa el material a lo largo de la línea de visión a la fuente. Líneas angostas de emisión son frecuentemente asociadas con líneas más fuertes de absorción. Ahora, la espectroscopia de rayos X para AGNs tipo II, aquellas con un continuo de rayos X suave oscurecido, muestra líneas de emisión angostas debido al continuo central atenuado. Una característica común alrededor de 6,4 KeV es la presencia de la línea de hierro  $K\alpha$ . En un AGN tipo I, esta línea es relativamente débil y con un ancho equivalente de 100 eV o menor. En AGN tipo II, esta es totalmente oscurecida a 6,4 keV, el ancho equivalente es mucho más grande, 1-2 KeV, y la línea es angosta y se encuentra apenas resuelta [Netzer, 2013].

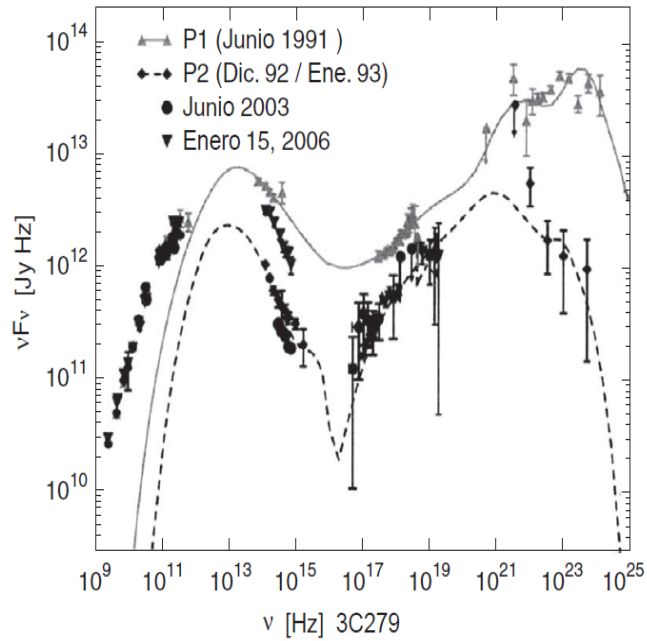
Aproximadamente el 80 % de los AGNs muestreados por Swift/BAT (Swift/Burst Alert Telescope) presentan una variabilidad significativa en las escalas de tiempo de un mes a otro [Soldi, 2014]. En particular, las fuentes de radio son las más variables, y las galaxias Seyfert 1.5-2 son ligeramente más variables que las Seyfert 1. La amplitud de las variaciones y su dependencia energética son incompatibles con la variabilidad impulsada en rayos X duros por cambios en la densidad de la columna de absorción. En general, las variaciones en las bandas de 14-24 y 35-100 keV están bien correlacionadas, lo que sugiere un origen común

de la variabilidad a lo largo de la banda de energía BAT. Sin embargo, los AGNs radio silenciosos muestran en promedio variaciones un 10% mayores en la banda 14-24 keV que en la banda 35-100 keV, y un comportamiento en la variabilidad más suave cuanto es más brillante para la mayoría de las galaxias Seyfert con variabilidad espectral detectable en una escala de tiempo de un mes. Además, las fuentes con espectros en rayos X duros son más variables que las fuentes con espectros en rayos X suaves, a diferencia de lo que se observa por debajo de 10 keV. Estas propiedades son generalmente consistentes con un continuo de ley de potencia variable, en flujo y forma, con energías alrededor de  $\geq 50$  keV, al que se superpone un componente de reflexión constante. Cuando se consideran las mismas escalas de tiempo, las propiedades de tiempo de AGNs en rayos X duros son comparables a las de energías más bajas en rayos X, sin embargo, están presentes algunas diferencias posiblemente atribuibles a componentes que contribuyen de manera diferente en los dos dominios de energía (reflexión o absorción) [Soldi, 2014].

### 2.4.5. Observaciones en Rayos Gamma

Observaciones a altas energía por encima de 100 keV muestran que la mayoría de AGNs son débiles emisores en estos rangos de energías. Sin embargo, este no es el caso para una pequeña fracción, aproximadamente del 10 %, que sí son fuertes emisores de rayos  $\gamma$  [Netzer, 2013]. Todos estos AGNs son también poderosas fuentes radio ruidosas con centro dominante. Adicionalmente, son altamente variables, en todas las longitudes de onda, y su emisión se encuentra altamente colimada. La aparente luminosidad de alta energía es grande, pero la emisión  $\gamma$  no es un gran componente del total de  $L_{bol}$ .

Todos los AGNs detectados, en tales rangos de energías aparecen como fuentes puntuales. Con los actuales telescopios se ha comprobado una emisión de energía extremadamente alta, cerca de 300 GeV. La típica Distribución de Energía Espectral (SED, Spectral Energy Distribution, por sus siglas en inglés) de una de estas fuentes se muestra en la Figura 2-5.



**Figura 2-5.:** SED rayos  $\gamma$  3C279 [Netzer, 2013].

En la figura 2-5, se muestra el diagrama espectral de energía típico para estas emisiones, el cual está compuesto de dos ajibamientos, donde una de las energías cae por debajo de 1 MeV, mientras que la otra está en el rango de los rayos  $\gamma$ . La parte de rayos  $\gamma$  se muestra como una fuente con índice espectral de energía entre 1 a 1,5. En algunas fuentes, hay una clara discontinuidad de la pendiente a muy altas energías y una discontinuidad en la ley de potencia lo cual se ajusta a la descripción de los datos.



## 3. Region de Líneas Anchas y Mapeo por Reverberación

El gran ensanchamiento de las líneas de emisión es una característica dominante en los AGNs. Esta región de líneas anchas (Broad Line Region, BLR por sus siglas en inglés) juega un importante rol para comprender los procesos de la fuente central. La dinámica de la BLR está asociada muy estrechamente a los procesos de las regiones internas. La BLR reprocessa la energía emitida, en el continuo, por la fuente central proveyendo información indirecta de las regiones internas y del continuo [Peterson, 1997]. Mediante la técnica de mapeo por reverberación se examina la velocidad de respuesta de la líneas anchas a las variaciones presentes en el continuo; mediante esta herramienta la cinemática y geometría de la BLR puede ser determinada o al menos restringir sus características.

### 3.1. Región de Líneas Anchas (Broad Line Region)

Las intensidades relativas de diversas líneas de emisión en los espectros de los AGNs, son muy similares a las encontradas en otros plasmas astrofísicos; esto se debe al equilibrio de fotoionización de todos los gases el cual es logrado a una temperatura de  $T \approx 10^4\text{K}$ . El equilibrio de fotoionización se alcanza cuando la tasa de fotoionización es balanceada por la tasa de recombinación. Las condiciones donde esto ocurre pueden ser expresadas en términos del parámetro de ionización

$$U = \frac{Q_{ion}(H)}{4\pi r^2 c N_e}, \quad (3-1)$$

donde  $Q_{ion}(H)$  es el número de fotones ionizantes para el hidrógeno producidos por la fuente central, dados por:

$$Q_{ion}(H) = \int \frac{L_\nu d\nu}{h\nu}, \quad (3-2)$$

la integral se extiende sobre el rango de energía de los fotones ionizantes y  $L_\nu$  es la luminosidad específica de la fuente ionizante. El parámetro de ionización es así la razón de la

densidad de fotones ionizantes  $Q_{ion}/4\pi r^2 c$  dividida por la densidad de electrones  $N_e$ . La densidad de electrones viene dada por la tasa de recombinación en la cara de la nube expuesta a la radiación. En un rango bastante amplio en  $U$ , el equilibrio de fotoionización se obtiene para temperaturas en el rango entre 10.000 y 20.000 K. Como resultado, los espectros de línea emitidos por dichos gases son muy similares, ya que las variaciones en las abundancias elementales también son relativamente menores. Existen, por supuesto, diferencias espectrales más sutiles entre estos gases con temperaturas de  $10^4$ K, que son atribuibles a diferencias en la densidad del gas  $N_e$ , el espectro de la entrada ionizante, la dinámica de los gases y las abundancias elementales.

Ha sido reconocido que el espectro de emisión de un AGN contiene elementos cinemáticos mezclados [Peterson, 2006]. Las componentes angostas tienen anchos Doppler menores a  $500 \text{ km s}^{-1}$ , estas líneas de emisión surgen en densidades de gas relativamente bajas  $N_e \approx 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , gas que se encuentra espacialmente extendido. La región de líneas angostas se encuentra parcialmente resuelta en algunas de los AGNs más cercanos [Peterson, 2006]. En contraste, los componentes anchos tienen un ancho Doppler en el rango de 1.000 a 10.000  $\text{km s}^{-1}$  y surgen en gas de alta densidad  $N_e > 10^9 \text{ cm}^{-3}$  [Peterson, 2006].

De hecho, la densidad del gas conduce a una distinción importante que no es obvia basada únicamente en el ancho de línea: las líneas angostas más anchas y las líneas anchas más angostas tienen anchos Doppler similares, alrededor de  $1.000 \text{ km/s}$  (aunque no en el mismo objeto: en general, existe una correlación entre los anchos de las líneas anchas y angostas en el espectro de un AGN) [Peterson, 2006]. Sin embargo, incluso la subclase de objetos de línea ancha conocidos como galaxias Seyfert 1 tienen características de líneas más amplias y más angostas, con la ausencia del componente más ancho en las líneas prohibidas o semiprohibidas, es decir, ejemplo del gas de alta densidad en el que estas transiciones son colisionalmente suprimidas [Peterson, 2006].

Temperaturas del orden de  $10^4 \text{ K}$  corresponden a anchos de líneas térmicas del orden de  $10 \text{ km s}^{-1}$ , de esta forma es claro que tanto en la región de líneas angostas, NLR, como en la región de líneas anchas, BLR, el gas se mueve supersónicamente [Peterson, 2006]. Esto sugiere alguna clase de flujo ordenado, o un sistema discreto de nubes. Los grandes anchos Doppler de las líneas anchas sugieren inmediatamente que pueden surgir de un profundo potencial gravitacional, lo que hace a las líneas anchas sean especialmente importantes como sondas de la fuente central [Peterson, 2006].

Comparada con la NLR, la cantidad real de gas de la línea de emisión requerida para producir las líneas de emisión anchas puede ser bastante modesta ya que la línea de emisión es muy eficiente en gases de alta densidad (la emisividad por unidad de volumen es proporcional a  $N_e^2$ ). También se ha observado que los flujos de las líneas de emisión varían con flujo

del continuo, con un corto tiempo de retardo. De esto, se infiere que el gas emisor de líneas anchas es fotoionizado y ópticamente denso a la radiación del continuo ionizante. Además, se concluye que la BLR debe ser bastante pequeña teniendo en cuenta el tiempo de viaje de la luz. Contrariamente, las líneas angostas no varían en escalas cortas de tiempo, la región se extiende espacialmente, diluyendo geoméricamente la señal variable del continuo sobre un gran volumen, dando lugar a que la escala de tiempo de la recombinación sea muy grande, lo que elimina aún mas las variaciones temporales.

Los perfiles de líneas en general son claramente no gaussianos, a veces se han descrito como logarítmicos, es decir, el flujo en algún desplazamiento  $\Delta\lambda$  desde el centro de la línea es proporcional a  $-\ln \Delta\lambda$ , para un  $\Delta\lambda$  no muy cerca del centro de la línea. En muchos casos, sin embargo, los perfiles de las líneas tienen alguna estructura, que se describe de forma diversa como protuberancias o jibas o, en otros casos como alas asimétricas o shelves. Estas características pueden ser prominentes o sutiles y pueden cambiar a lo largo de escalas de tiempo prolongadas [Peterson, 2006]. En efecto, la persistencia de características en los perfiles durante un tiempo mayor que el de las escalas de tiempo dinámicas  $\tau_{dyn} \approx R/\Delta V$  (donde  $R$  es el tamaño de la region y  $\Delta V$  representa una típica velocidad), sugiere fuertemente que la BLR tiene algún tipo de estructura regular o simétrica [Peterson, 2006].

Los espectros de línea promedio de los AGNs son muy similares en un amplio rango de luminosidad. Esto sugiere que, además de la temperatura, la densidad de partículas y los parámetros de ionización son bastante similares. Una excepción importante a esta afirmación es el comportamiento de la línea de emisión  $CIV\lambda 1549$ ; en relación con el continuo,  $CIV$  es más débil en objetos más luminosos (es decir, su ancho equivalente disminuye con la luminosidad), una muy conocida anticorrelación conocida como el efecto Baldwin [Peterson, 2006].

## 3.2. Teoría Mapeo por Reverberación

Como se señaló anteriormente en la sección 3.1, los flujos de las líneas de emisión varían en respuesta a las variaciones del continuo, con un retraso de tiempo corto (generalmente de días a semanas) que es atribuible al tiempo de viaje de la luz a través de la BLR, es decir,  $\tau_t = R/c$ . Esto proporciona una herramienta potencialmente poderosa que permite examinar de cerca la respuesta de las líneas de emisión a las variaciones del continuo, y con ello determinar las propiedades cinemáticas y la geometría de la región de líneas anchas.

### 3.2.1. Supuestos Básicos

Con el objetivo de aplicar el método de mapeo por reverberación, es necesario aplicar los siguientes supuestos:

- El continuo se origina en una fuente puntual central y es mucho más pequeña que el tamaño de la BLR.
- El tiempo de viaje de la luz  $\tau_t = R/c$  a través de la BLR es la más importante escala de tiempo. La respuesta de la nube a las variaciones del continuo es corto comparado con  $\tau_t$  y de otra parte  $\tau_t$  es corto comparado con la escala de tiempo en el cual cambios geométricos significantes sobre la BLR puedan ocurrir.
- Hay una simple, aunque no necesaria linealidad, entre el continuo ionizante y el continuo observado.

Bajo estos supuestos, se usa un modelo lineal simple para describir la curva de luz de la línea de emisión como una función de la velocidad sobre la línea de visión (LOS line-of-sight) que puede ser escrita como [Peterson, 2006]:

$$\Delta L(\tau, V) = \int_0^{\infty} \Psi(\tau, V) \Delta C(t - \tau, V) d\tau \quad (3-3)$$

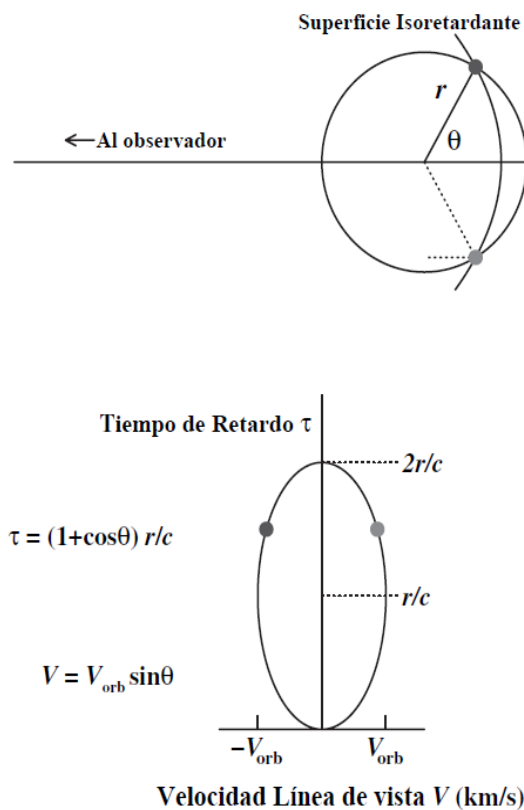
donde  $\Delta C(t)$  y  $\Delta L(t, V)$  son las diferencias de las curvas de luz del continuo promedio y el promedio de las curvas de luz de la línea de emisión resueltas para la velocidad LOS, respectivamente,  $\tau$  es el tiempo de retardo, y  $\Psi(t, V)$  es la función de transferencia o, más descriptivamente, el mapa de retardo-velocidad. El mapa de retardo-velocidad es, por tanto, la respuesta de la línea de emisión a un estallido instantáneo del continuo con una función  $\delta$  en algún momento  $t_0$ , es decir,  $C(t) = \delta(t - t_0)$  [Peterson, 2006]. El objetivo del mapeo de reverberación es recuperar el mapa de retardo-velocidad de los observables,  $\Delta C(t)$  y  $\Delta L(t, V)$ , y así inferir la estructura y la geometría de la región de las líneas emisoras. Esto representa un problema de inversión clásico en física, y la solución por los métodos de Fourier se sugiere inmediatamente. Sin embargo, la solución de las transformadas de Fourier es exitosa únicamente en el caso en que se tengan grandes cantidades de datos y estos a su vez contengan poco ruido, condiciones que no se pueden realizar fácilmente en observaciones astronómicas de fuentes débiles. Un objetivo menos ambicioso es determinar el mapa de retardo  $\Psi(\tau) = \int \Psi(\tau, V) dV$  mediante el uso de la curva de luz de la línea de emisión integrada. En la mayoría de los casos, tenemos que conformarnos con una estimación de la escala de tiempo promedio para la respuesta, la cual obtenemos mediante la correlación cruzada de las curvas de las líneas de emisión y del continuo; el tiempo de retardo, o "lag", suele ser una buena estimación del centroide del mapa de retardo [Peterson, 2006].

### 3.2.2. Superficies Iso retardantes

Como se señaló anteriormente, el mapa de retardo-velocidad representa la respuesta de la BLR a un estallido con función  $\delta$ , como lo ve un observador distante. Para el momento en

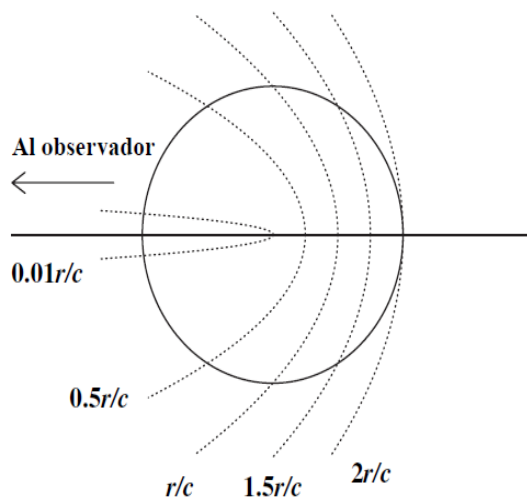
que el observador detecta el estallido, también detectará la respuesta de la línea de emisión del gas a lo largo de su línea de visión respecto a la fuente del continuo; el camino total recorrido por los fotones ionizantes que salen de la fuente central y son reemplazados por los fotones de la línea de emisión cuando ellos se encuentran con el gas de la BLR, es el mismo camino recorrido por los fotones no absorbidos que finalmente son detectados por el observador. De esta forma, no hay tiempo de retardo para la respuesta del gas a lo largo de la línea de visión a la fuente del continuo. Para todos los demás puntos, sin embargo, habrá un tiempo de retardo  $\tau$  entre la detección de las variaciones del continuo y la respuesta de la línea debido al incremento de la longitud del camino.

Se debe suponer, por simplicidad, que las nubes de la BLR están todas en una órbita circular kepleriana de radio  $r$  alrededor de la estructura central del agujero negro/disco de acreción. A cualquier tiempo de retardo  $\tau$  se observará la respuesta de todos los puntos sobre una superficie de retardo constante o superficie isoretardante, la cual debe ser un paraboloides de revolución alrededor de la línea de visión. Esto se ilustra en el panel superior de la figura **3-1**, la cual muestra que, comparada con la señal proveniente de la fuente central, la señal proveniente de cualquier otra parte del anillo se retrasa por los efectos del tiempo de viaje de la luz.



**Figura 3-1.:** Mapa de Retardo-Velocidad[Peterson, 2006].

El conjunto de paraboloides para diferentes cocientes  $r/c$  se presenta en la figura 3-2:



**Figura 3-2.:** Conjunto de paraboloides de revolución[Peterson, 2006].

A partir de la figura **3-1**, se puede definir un sistema de coordenadas polares medido a partir de la línea de visión de la fuente del continuo. Para nubes a una posición  $(r, \theta)$ , el observador detectará un tiempo de retardo

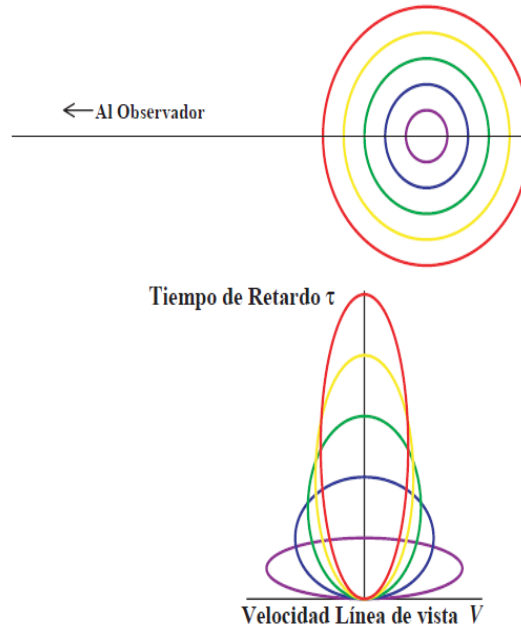
$$\tau = \frac{(1 + \cos\theta)r}{c} \quad (3-4)$$

Así, a cualquier tiempo de retardo  $\tau$  relativo a la detección del estallido, el observador distante verá la respuesta de todas las nubes del gas que se intersectan con la superficie isoretardante definida por la ecuación 3-4.

### 3.2.3. Mapas de Retardo-Velocidad

Para construir un mapa de retardo-velocidad, se adopta el modelo con el sistema de anillo de perfil con inclinación ( $i = 90^\circ$ ) mostrado en el panel superior de la figura **3-1** y se considera ahora como los puntos sobre el anillo se trasladan de  $(r, \theta)$  medidos en el espacio de configuración a  $(V, \tau)$  medido en espacio de retardo-velocidad. Lo anterior es mostrado en el panel inferior de la figura **3-1**, donde se han identificado dos puntos (nubes) de líneas de emisión que se encuentran en una superficie isoretardante. Estos puntos obviamente se proyectan a  $\tau = (1 + \cos\theta)r/c$  y las velocidades de LOS:  $V = V_{orb} \sin\theta$ , donde  $V_{orb}$  es la velocidad circular de la órbita. Por tanto, es fácil ver que un anillo de perfil en el espacio de configuración se proyecta a una elipse en el espacio de retardo-velocidad, con semiejes  $V_{orb}$  y  $r/c$ . También es trivial ver que al disminuir la inclinación del anillo de  $90^\circ$  decrementarán ambos ejes en un factor de  $\sin i$ ; como  $i$  se acerca a  $0^\circ$ , la elipse del retardo de velocidad se contrae hacia un solo punto en  $V = 0$  (ya que el movimiento orbital esta ahora en el plano del cielo) y  $\tau = r/c$  (ya que todos los puntos sobre el anillo son ahora equidistantes del observador) [Peterson, 2006].

Una vez que tenemos un mapa de retardo-velocidad para un anillo con inclinación arbitraria, es sencillo dar el siguiente paso hacia un disco kepleriano, que es esencialmente una secuencia de anillos con velocidades orbitales decrecientes como  $V_{orb} \propto r^{-1/2}$ . Tal como se muestra en la figura **3-3**.



**Figura 3-3.:** Sistema de anillos múltiples para nubes en órbitas circulares keplerianas. Cada órbita proyecta una elipse [Peterson, 2006].

La generalización a un disco (una serie de anillos), una capa delgada (una serie de anillos de  $r$  fijo y variable  $i$ ), o una capa gruesa (una serie de capas delgadas de  $r$  variable) es trivial debido a la naturaleza lineal de la ecuación (3-3). Todas las geometrías simples dominadas por el movimiento kepleriano mostrarán en el mapa de retardo-velocidad la misma característica de afilamiento con tiempo de retardo creciente como se ve en la figura. **3-3.**

El objetivo final del mapeo de reverberación es recuperar el mapa de retardo-velocidad de las observaciones. Desafortunadamente, en ningún caso hasta la fecha esto ha sido posible, aunque, para ser justos, debe tenerse en cuenta que la recuperación del mapa de retardo-velocidad no ha sido el objetivo principal de ningún experimento que haya sido llevado a cabo según lo diseñado [Peterson, 2006], debido a la gran cantidad de datos requeridos para su obtención. Virtualmente todos los programas previos de mapeo de reverberación han sido diseñados para medir solo el tiempo promedio de respuesta de las líneas de emisión a las variaciones del continuo. Incluso este objetivo comparativamente modesto ha conducido a una serie de resultados importantes [Peterson, 2006].



## 4. Análisis de correlación Cruzada

En este capítulo vamos a tratar el procedimiento de correlación, los datos utilizados y cómo se procesaron dichos datos para obtener el tiempo de retardo para una de las galaxias del artículo [Kaspi, 2000], lo anterior con el objetivo de conocer la metodología para la determinación del tamaño de la BLR.

La primera aproximación al problema fue tomar la base de datos del artículo de [Kaspi, 2000] y escoger una de las galaxias para realizar el procedimiento de correlación cruzada entre las variaciones del continuo y las líneas del emisión de Balmer para así encontrar el tiempo de retardo. La muestra que utilizó Kaspi para este artículo consistió de 28 quásares, objetos con un declinación norte,  $B < 16$  mag y redshift  $z < 0,4$ . Las observaciones fueron llevadas a cabo usando el telescopio del observatorio Steward de 2.3 m y el telescopio Wise 1 m durante 7.5 años. La calibración espectro-fotométrica para cada uno de los quásares fue lograda por rotar la apertura del espectrógrafo al ángulo de posición apropiado y comparar el quásar con una estrella cercana. Las observaciones típicamente consistieron de dos exposiciones consecutivas del par quásar/estrella. El tiempo de exposición total fue usualmente de 40 minutos para el telescopio del observatorio Steward y dos horas para el telescopio Wise. Los datos espectrocópicos fueron reducidos mediante rutinas IRAF estándar [Kaspi, 2000].

El procedimiento se hizo para una de las galaxias de la presente muestra: PG 0026+129. Los datos de la espectrometría para  $H\alpha$  y flujo en  $5100\text{\AA}$  para PG 0026+129, fueron tomados de la base de datos del mismo autor con un número de observaciones de 55. [Kaspi, 2000], es importante mencionar los datos utilizados ya estaban reducidos y calibrados, lo anterior fue verificado con el autor del documento [Kaspi, 2000]. Los datos utilizados se encuentran en: <https://github.com/Marita2001/Estimacion-Tama-o-BLR>

Se considera una relación entre la curva de luz del continuo y la curva de luz de la línea de emisión que puede ser descrita como:

$$L(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\tau)C(t - \tau)d\tau, \quad (4-1)$$

donde  $\Psi(\tau)$  es la función de transferencia dependiente de la geometría. El objetivo del mapeo por reverberación es que a partir de los observables  $C(t - \tau)$  y  $L(t)$ , e invirtiendo la ecuación

4-1 se puede encontrar  $\Psi(t)$ , de la cual se puede inferir el tamaño de la BLR.

La limitación en la cantidad de datos puede imposibilitar encontrar  $\Psi(t)$ , esto debido a la duración de la toma de las muestras que puede ser de años y tiempo de resolución  $\delta t \approx 0,2 - 1$  día, debido a la disponibilidad del instrumento; adicionalmente las mediciones realizadas deben tener una muy alta relación señal a ruido ( $S/N \approx 100$ ). Sin embargo es posible obtener alguna información acerca de la BLR utilizando la correlación cruzada de las curvas de luz del continuo con las curvas de las líneas de emisión con el objetivo de encontrar un cambio temporal entre ellas que maximice la correlación, es decir se parte de unas pocas observaciones tanto del continuo y línea de emisión, las cuales cada una se interpolan, para posteriormente tomar la línea interpolada y desplazar el continuo un cierto intervalo hasta encontrar un máximo, luego se realizará lo mismo entre el continuo interpolado y la línea. La interpolación se realiza para aumentar el número de datos. La convolución es matemáticamente definida como:

$$(f * g)(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)g(t - \tau)dt, \quad (4-2)$$

La función de correlación cruzada (CCF, Cross Correlated Function por sus siglas en inglés) a utilizar para nuestro caso es:

$$F_{CCF}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} L(t)C(t - \tau)d\tau, \quad (4-3)$$

donde  $F_{CCF}$  es la correlación cruzada entre la línea de emisión y el continuo.

La función de autocorrelación del continuo es similarmente definida como:

$$F_{ACF}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} C(t)C(t - \tau)d\tau. \quad (4-4)$$

Utilizando la ecuación 4-1 en la ecuación 4-3, se obtiene

$$F_{CCF}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} C(t - \tau) \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\tau')C(t - \tau')d\tau'dt. \quad (4-5)$$

Reversando el orden de la integración, se obtiene:

$$F_{CCF}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\tau') \int_{-\infty}^{\infty} C(t - \tau')C(t - \tau)dtd\tau', \quad (4-6)$$

y la integral interior es ahora reconocida como la ecuación 4-4 para  $F_{ACF}(\tau - \tau')$ , de esta forma

$$F_{CCF}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\tau') F_{ACF}(\tau - \tau') d\tau'. \quad (4-7)$$

Así, la función de correlación cruzada es la convolución de la función de transferencia y la función de autocorrelación del continuo.

La información obtenible de CCF es limitada, por ejemplo la localización del pico de CCF (usualmente referida como el lag) ocurrirá a un retardo  $R/c$  de una carcasa esférica gruesa o un conjunto de anillos esféricos gruesos de radio  $R$ , a una inclinación arbitraria. El CCF puede proveer información acerca de la escala geométrica de la BLR; sin embargo, aún teniendo disponible curvas con una alta calidad y bien muestreadas, la información derivada del CCF tiene algunas ambigüedades [White and Peterson, 1994]. Por ejemplo si la BLR es extendida (carcasa esférica gruesa o disco), el pico de la CCF aparece sesgada hacia el radio interno [Gaskell and Sparke, 1986], [Edelson and Krolik, 1988], [Pérez E. and L., 1988]. Además, en al menos algunos casos, la CCF parece cambiar con el tiempo, esto puede ser debido al carácter cambiante de la Función de Autocorrelación del Continuo (ACF, Autocorrelation Continuum Function por sus siglas en inglés), ecuación (4-4), o a los cambios reales de la distribución de la línea de emisión con el tiempo. Adicionalmente, también existen problemas prácticos en determinar el CCF de series de tiempo astronómicas. El problema más serio es que las curvas de luz de las AGNs no son muestreadas regularmente en el tiempo [White and Peterson, 1994].

En situaciones reales, las curvas  $L(t)$  y  $C(t)$  no son conocidas como funciones continuas, pero son muestreadas discretamente  $N$  veces a diferentes épocas  $t_i$  donde para un caso ideal  $t_{i+1} - t_i = \Delta t$  para todos los valores  $1 \leq i \leq N - 1$ . Luego el CCF es calculado a intervalos  $\tau$  los cuales son múltiplos del intervalo de muestreo  $\Delta t$ :

$$F_{CCF}(\tau) = \sum_{n=1}^N \frac{[L(t_i) - \bar{L}][C(t_i - \tau) - \bar{C}]}{\sigma_C \sigma_L}, \quad (4-8)$$

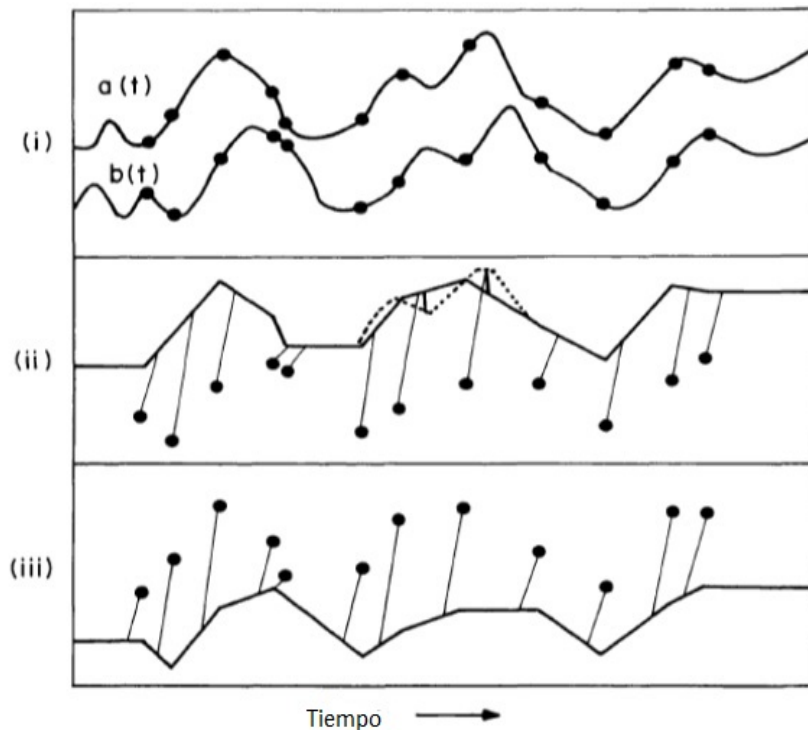
donde  $\bar{L}$  y  $\bar{C}$  son la desviación promedio y  $\sigma_L$  y  $\sigma_C$  son la desviación estándar respectivamente de las series de tiempo de la luminosidad y el continuo. En la práctica es casi imposible obtener un muestreo regular en un  $\Delta t$ , sobre escalas de tiempo (días), para realizar el mapeo por reverberación. Para evitar este problema dos metodologías son comúnmente empleadas.

El primer método conocido como Función de correlación cruzada (ICCF, the interpolated cross-correlation function, por sus siglas en inglés), el cual interpola las curvas de luz en una

forma lineal a trozos y luego remuestrea los datos para lograr un muestreo regular.

El segundo método es conocido como Función de Correlación Discreta (DCF, por sus siglas en inglés), que evita el problema del muestreo irregular al calcular el valor de la función de correlación cruzada en un tiempo de retardo  $\tau$ , usando solo los puntos de datos reales los cuales son separados por un tiempo  $\tau$ , con el objetivo de incrementar el número de pares que contribuyen a la función de correlación a  $\tau$ . La función de correlación misma es clasificada en intervalos de tiempo  $\delta t$ , así que el valor DCF a  $\tau$  es realmente el promedio sobre el intervalo  $\tau - \delta t/2$  a  $\tau + \delta t/2$ . Cada uno de estos métodos tiene sus fortalezas y debilidades, para el desarrollo de este proyecto se utilizó el primero, debido a que ICCF ofrece un tiempo de retardo más certero que el DCF cuando se tiene un número limitado de observaciones como es el caso de los datos de la galaxia PG 0026+129 según la comparación de los métodos realizada en [White and Peterson, 1994].

Para cuantificar el tiempo de retardo o lag ( $\tau$ ) se utilizó el método de correlación cruzada denominado Interpolated cross-correlation function (ICCF) [Gaskell and Sparke, 1986] y [Gaskell and Peterson, 1987], tomando su implementación final indicada en [White and Peterson, 1994]. En este método el ICCF es calculado dos veces y el resultado es promediado.



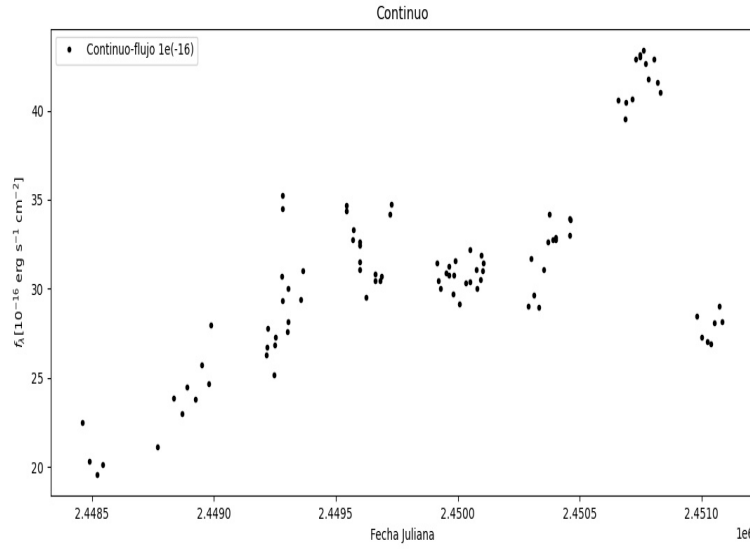
**Figura 4-1.:** Método Función de Correlación Cruzada Interpolada ICCF

El método ICCF es explicado en la fig. 4-1. En el panel (i) ilustra dos series de tiempo  $a(t)$  y  $b(t)$ , en donde  $b(t)$  se retrasa en cierta medida en relación con  $a(t)$ . Los 12 puntos en cada curva muestran las 12 noches en las que se observó cada serie. El panel (ii) muestra la aproximación a la serie  $a(t)$  lograda al unir los puntos con líneas rectas (es decir, interpolación lineal) y se extienden los extremos más allá con una constante extrapolación de los últimos puntos. El panel (iii) muestra cómo  $b(t)$  se aproxima de manera similar. Parte de  $a(t)$  real es mostrada en el panel (ii) como una línea de puntos para ilustrar los errores introducidos en la interpolación lineal. El error se indica en ubicaciones representativas. Doce líneas se dibujan en los paneles (ii) y (iii) para ilustrar cómo la correlación en tiempo de retardo  $-\tau$  se calcula. En el panel (ii) los 12 puntos observados en  $b(t)$  son correlacionados con 12 puntos interpolados a un tiempo  $\tau$  posterior en la aproximación de  $a(t)$ . El panel (iii) muestra de manera similar cómo los 12 puntos observados en  $a(t)$  están correlacionados con 12 puntos interpolados a un tiempo anterior  $\tau$ . La función final de correlación cruzada se toma como el promedio de las dos.

Para nuestro caso las dos series de tiempo son: una los datos del continuo y la otra los datos de la línea de emisión. Primeramente, los datos de la medición de la línea de emisión  $L(t_i)$  es emparejada con los valores del continuo interpolados a  $C(t_i - \tau)$ . Es importante tener en cuenta, posteriores implementaciones de la metodología del ICCF se determino que puntos fuera de las series de tiempo ( $t_i - \tau < t_1$  o  $t_i - \tau > t_N$ ) son excluidos del cálculo de  $F_{CCF}(\tau)$ , en contraste a lo que fue hecho por Gaskell y Peterson (1987), donde las curvas de las líneas fueron extrapoladas al final con los valores de los puntos finales con  $C(t < t_i) = C(t_i)$  y  $C(t > t_N) = C(t_N)$ .

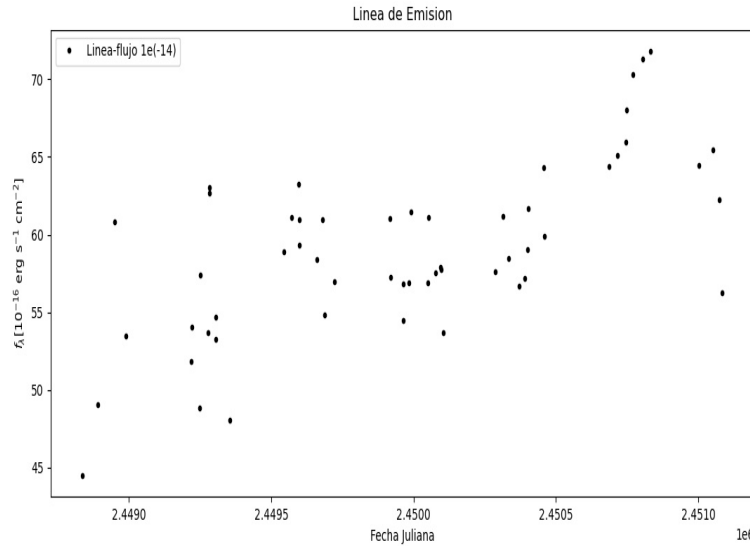
En el segundo paso, los puntos medidos del continuo  $C(t_i)$  son emparejados con los valores de la línea de emisión interpolados  $L(t_i + \tau)$ . La interpolación tanto para la línea como para el continuo se realizó variando el valor de  $\tau$  dentro del rango de tiempo inicial y final de la interpolación. Posteriormente, los resultados de los dos pasos son promediados, a menos que exista una razón de peso para preferir una interpolación sobre la otra (cuando una de las series es mucho mejor muestreada que la otra). La interpolación que se utiliza es lineal a trozos.

A continuación se presenta la representación gráfica de los datos del continuo tomados de la base de datos [Kaspi, 2000] figura 4-2.



**Figura 4-2.:** PG0026 Datos del Continuo  $\lambda 5100 \text{ \AA}$   $f_{\lambda} [10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$

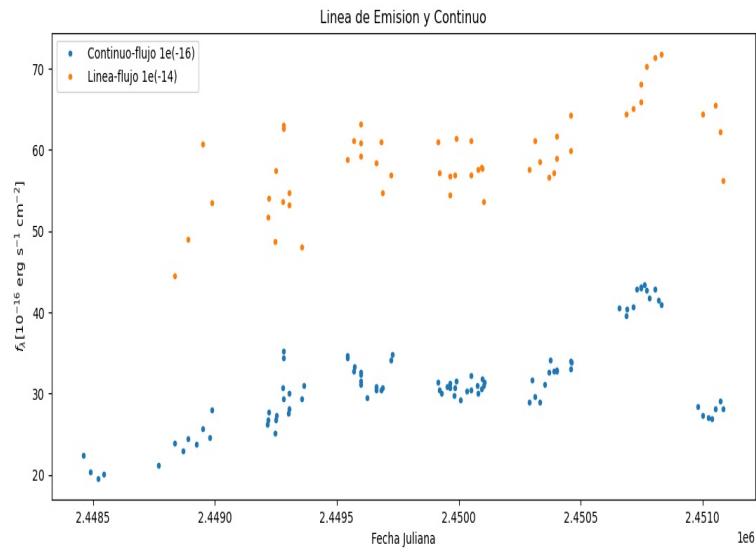
En la gráfica **4-3** se muestran los datos de la línea de emisión.



**Figura 4-3.:** PG0026 Datos para la Línea de emisión  $H\alpha$

En la figura **4-4** se puede observar la gráfica combinada del continuo  $\lambda 5100 \text{ \AA}$  y la línea de emisión  $H\alpha$  para PG0026. En estas dos imágenes se puede observar que hay una simetría, es decir se puede observar que cualquier variación del continuo se relaciona con una respuesta

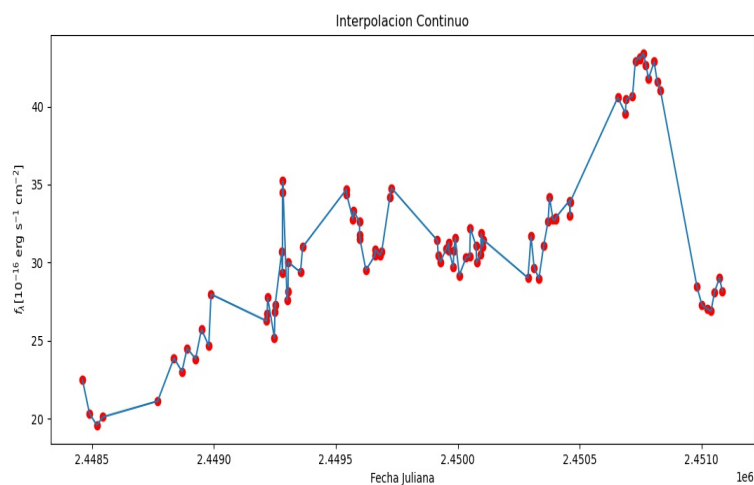
de la línea de emisión.



**Figura 4-4.:** PG0026 Datos Continuo y Línea de emisión

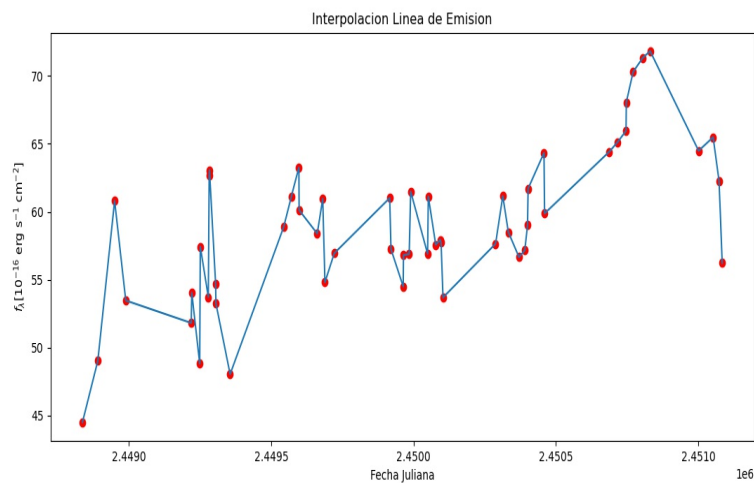
El método implementado para el desarrollo de este trabajo ICCF requiere la interpolación de las curvas de luz en una forma lineal a trozos y luego remuestrear los datos para lograr un muestreo regular. Se han llevado otros experimentos con mas complicados esquemas de interpolación (por ejemplo: splines, cúbica) pero se encontró que no son confiables y podían ser altamente engañosos bajo algunas circunstancias [White and Peterson, 1994].

A continuación se muestra la interpolación y remuestreo realizado para el continuo, figura 4-5. se puede observar los datos del continuo unidos mediante líneas rectas esto se denomina interpolación lineal, el remuestreo se logra a partir de la interpolacion es decir a partir de unos pocos datos del continuo se amplia el numero de datos de este. La interpolación y el remuestro son la base del método ICCF.



**Figura 4-5.:** Interpolación Continuo

Ahora sea la interpolación y remuestreo realizado sobre la línea de emisión, figura **4-6**, se puede observar los datos de la línea de emisión utilizando interpolación lineal. Como se mencionó anteriormente. La interpolación lineal y el remuestreo son la base del método ICCF.

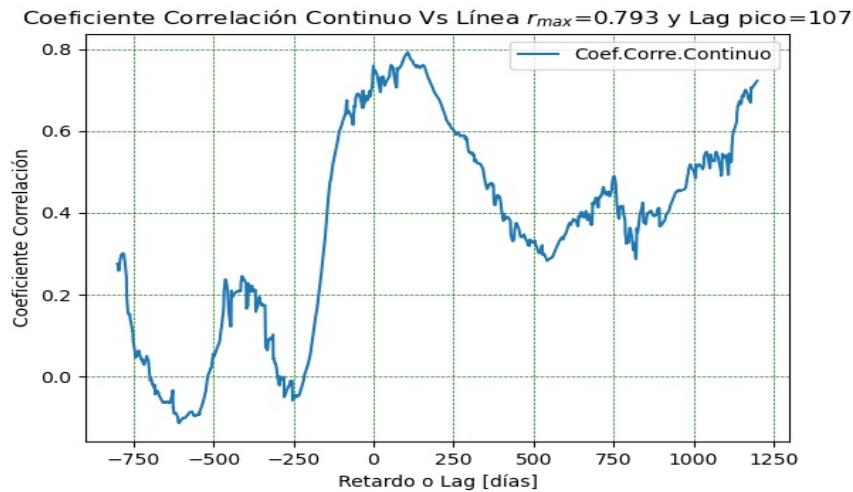


**Figura 4-6.:** Interpolación Línea de Emisión H $\alpha$

En la figura **4-7**, se muestra el primer paso del método ICCF, la correlación del continuo con los datos de la línea de emisión, el cual consiste del emparejamiento del remuestreo de los datos del continuo con los datos de la línea de la emisión. Los datos de la línea se desfasan un delta de un día (hacia adelante) en relación con los datos de la línea y se calcula el coeficiente de correlación cruzada, este proceso se realiza hasta que se cubra todo el rango temporal de



los datos del continuo. A continuación en la figura 4-7, se muestra la correlación cruzada de la continuo con los puntos de la línea:



**Figura 4-7.:** Correlación Continuo Línea

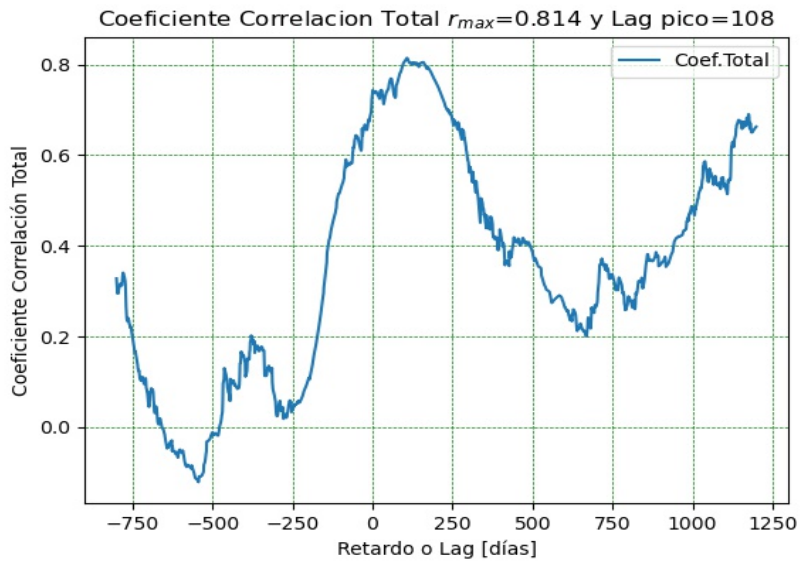
El coeficiente de correlación cruzada puede variar en el rango de +1 y -1, este es un valor adimensional. Cuando este obtiene su valor pico se obtiene una correlación más significativa, es decir el continuo y la línea son muy similares en este valor, a nivel físico se puede interpretar que lo que sucedía en el continuo era reprocesado por la línea de emisión. Los otros picos observados en la figura 4-7 indican una posible correlación entre el continuo y la línea aunque no significativa.

El segundo paso del método ICCF, la correlación de la línea de emisión con los datos del continuo, el cual consiste en el emparejamiento del remuestreo de los datos de la línea de emisión con los datos del continuo. Los datos del continuo se desfazan un delta de un día (retrazo de un día) en relación con los datos del continuo y se calcula el coeficiente de correlación cruzada, este proceso se realiza hasta que se cubra todo el rango temporal de los datos de la línea de emisión. A continuación en la figura 4-8, se muestra la correlación cruzada de la línea con los puntos del continuo.



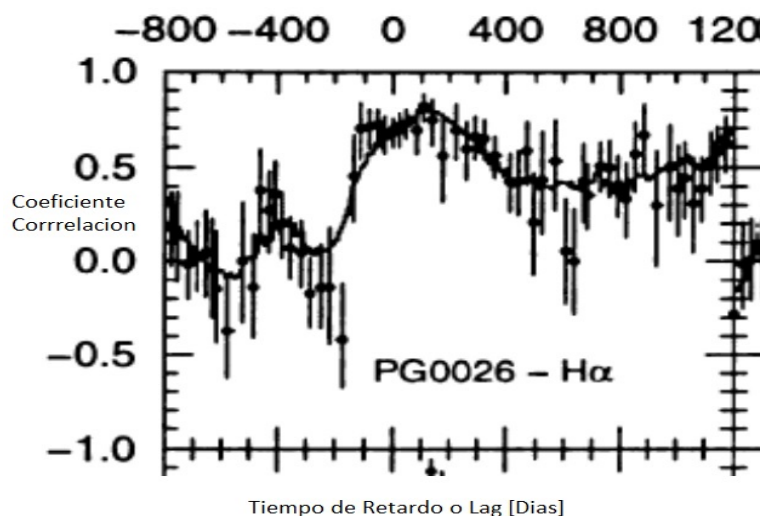
**Figura 4-8.:** Correlación Línea Continuo

En la figura 4-9, se muestra el promedio de las dos correlaciones realizadas (continuo con lo datos de la línea, y línea con los datos del continuo).



**Figura 4-9.:** Correlación Total

A continuación se muestra el resultado de ICCF del trabajo presentado por [Kaspi, 2000] figura 4-10.



**Figura 4-10.:** Correlación Total Obtenida por [Kaspi, 2005]

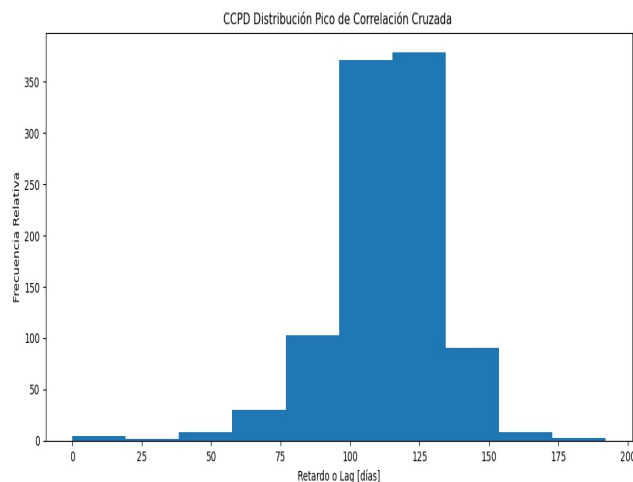
Como se puede observar en las dos anteriores figuras, su similitud en la forma obtenida. Un coeficiente de correlación máximo a 0.814 y un coeficiente de correlación mínimo de -0.15. Aquí lo más importante a observar está en el retardo pico obtenido de 108 días. Tabla 4-2.

Las incertidumbres en la determinación del retardo en la correlación cruzada se estimaron con base al modelo independiente del Método Monte Carlo FR/RSS descrito por [Bradley, 1998]. En este método, cada simulación Monte Carlo es compuesta de dos partes: la primera es un procedimiento de Selección de un Subconjunto Aleatorio (Random Subset Selection RSS) el cual consiste de dibujar aleatoriamente, con reemplazo, proveniente de la curva de luz de  $N$  puntos a una nueva muestra de  $N$  puntos. Después que los  $N$  puntos son seleccionados, las selecciones redundantes son removidas de tal manera que el orden temporal de los puntos restantes es preservado. Este procedimiento reduce el número de puntos en cada curva de luz y explica el efecto que puntos de datos individuales tienen sobre la correlación cruzada. La segunda parte es la aleatorización del flujo, en el cual los flujos observados son alterados por las desviaciones Gaussianas aleatorias escaladas con la incertidumbre asociada a cada punto (incertidumbre intrínseca debida a la medición para cada uno de los flujos). Este procedimiento simula el efecto de la medición de la incertidumbres. [Bradley, 1998] verifica que bajo una amplia variedad de condiciones, el procedimiento combinado de FR/RSS produce incertidumbres conservativas comparadas a la situación real.

Es importante mencionar que el método Monte Carlo (FR/RSS) es similar, pero no idéntico a la técnica estadística conocida como bootstrapping. El método bootstrapping puede ser usado para evaluar la significancia de las correlaciones basadas en un número limitado de datos. En este método se corre las simulaciones sin tener en cuenta si las muestras han sido previamente seleccionadas a diferencia del método utilizado Monte Carlo (FR/RSS).

Como se mencionó anteriormente para el cálculo de las incertidumbres se utilizó el método Monte Carlo FR/RSS [Bradley, 1998]; primero, construyéndose una distribución pico de correlación cruzada (CCPD Cross-Correlation Peak Distribution, por sus siglas en inglés) [Maoz and Netzer, 1989], la cual se obtuvo de 1000 simulaciones y es un histograma que muestra la distribución relativa de estas simulaciones.

A continuación se muestra el resultado de CCPD para la determinación de las incertidumbres para el tiempo de retardo pico figura 4-11. El valor pico para esta distribución corresponde a la media, para esta galaxia fue igual a 112. A partir de este valor se calculan las incertidumbres tomando estas donde caen el 68,27% de las muestras realizadas, la incertidumbre positiva corresponde a la mitad de estas (34,13%) por arriba del valor de la media y la incertidumbre negativa a la otra mitad (34,13%) por debajo del valor de la media [Bradley, 1998].



**Figura 4-11.:** CCPD Distribución de Pico para la Correlación Cruzada PG0026

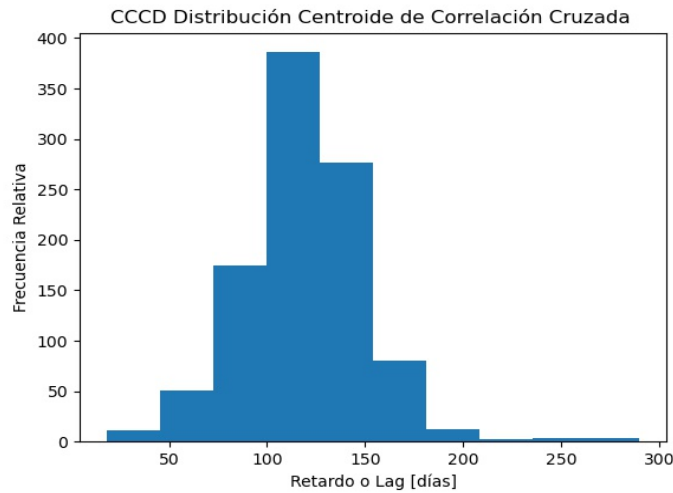
De la figura 4-11 se puede observar que se obtuvo una distribución no normal y la distribución estandar no es una buena caracterización para la determinación de la incertidumbre del tiempo de retardo pico. Por tal razón, la incertidumbres fueron calculadas directamente del CCPD [Bradley, 1998] y [Zhang, 2019].

A continuación se comparan los datos [Kaspi, 2000] y los resultados obtenidos:

**Tabla 4-1.:** Comparación del valor pico obtenido por [Kaspi, 2000] y el valor pico obtenido en esta tesis.

Documento	$\tau_{pico}$	$r_{max}$
[Kaspi, 2000]	$108^{+63}_{-47}$	0,81
Esta tesis	$112^{+12}_{-27}$	0,81

A continuación se muestra el resultado del valor del centroide, el cual es calculado con todos los puntos cuyo coeficiente de correlación caen por encima de  $0.8r_{max}$ . Para la determinación del valor del centroide y sus incertidumbres se construye una Distribución Centroide de Correlación Cruzada (CCCD Cross-Correlated Centroid Distribution, por sus siglas en inglés). Se corrieron 1000 simulaciones Monte Carlo FR-RSS. En la fig 4-12 se muestra el CCCD obtenido.



**Figura 4-12.:** CCPD Distribución de Pico para la Correlación Cruzada PG0026

A continuación se comparan los datos [Kaspi, 2000] y los resultados obtenidos del centroide:

**Tabla 4-2.:** Comparación del valor centroide obtenido por [Kaspi, 2000] y el valor centroide obtenido en esta tesis.

Documento	$\tau_{cent}$
[Kaspi, 2000]	$132^{+29}_{-31}$
Esta tesis	$118^{+25}_{-26}$

De la figura **4-12** se puede observar que también en esta, se obtuvo una distribución no normal y la distribución estándar no es una buena caracterización para la determinación de la incertidumbre del tiempo de retardo pico.

Para esta galaxia PG0026 se obtuvo un tiempo de retardo positivo con respecto a su continuo. Se confirma que existe una correlación entre el continuo y la línea de emisión H $\alpha$  indicando que la BLR reprocesa el comportamiento del continuo.

El valor pico informa el tiempo de retardo donde las dos series de tiempo son más correlacionadas, este tiende a corresponder donde la respuesta de la línea es más coherente, es decir puede informar el tamaño de la región más interna de la BLR y de esta forma subestimar el tamaño de la BLR. El tiempo de retardo determinado del centroide es preferido sobre el tiempo de retardo pico porque este es más fácil interpretado como el radio ponderado de la BLR. Ha llegado a ser común práctica estimar el valor pico y valor del centroide para estimar el tiempo de retardo o lag [Welsh., 1999]. Para esta galaxia se encontró un tiempo de retardo pico de 112 días y un valor de radio de la BLR ponderado de 118 días.

# 5. Estimación del Tamaño de la BLR a través de Rayos X Duros

La estimación del tiempo de retardo o lag para PG0026, permitió conocer el procedimiento realizado por [Kaspi, 2000] para determinar este valor. Y a partir de este, el tamaño de la BLR resulta de la multiplicación de este tiempo de retardo por la velocidad de la luz en las unidades correspondientes, para este trabajo se toma la velocidad de la luz igual a  $1 \text{ Ver C}$ . Por esta razón, en los trabajos [Kaspi, 2000] y [Kaspi, 2005], se refieren a este como tamaño de la BLR, ya que la velocidad de la luz es un factor constante. El presente trabajo hace uso de las estimaciones de de los tiempos de retardo suministrados por [Kaspi, 2005] para determinar una posible relación entre estos tiempo de retardo y las luminosidades en la banda de rayos X duros ( $> 10\text{keV}$ ). Estas estimaciones fueron utilizadas debido a la no disponibilidad de las curvas de luz en el continuo y líneas de emisión para la presente muestra de estudio. Los datos de la luminosidades de los AGNs, en los diferentes rangos de rayos X, listadas en [Kaspi, 2005], fueron tomadas de la base de datos del NASA/IPAC Extragalactic Database. A continuación se explica cómo fue realizada la manipulación de los datos y el procedimiento ejecutado para encontrar esta posible relación.

## 5.1. Datos

Partimos de la tabla 5.1 [Kaspi, 2005] donde se encuentra el listado de los 35 galaxias activas. En la columna 4 se encuentran los time lags o tiempos de retardo medidos (BLR) para estas galaxias, los cuales fueron calculados con un conjunto de datos único o múltiples dados por [Peterson, 2004] y se utilizaron lo datos designados por Peterson como fiables. Adicionalmente [Kaspi, 2005] incluyó los datos de NGC4051 presentados por [Shemmer, 2003].

Para obtener los datos de flujo de estas galaxias en la banda de rayos X duros, se utilizó la base de datos de NED NASA/IPAC Extragalactic Database. Para cada una de las galaxias listadas por Kaspi [Kaspi, 2005] se buscó toda la información disponible en rayos X tanto suaves como duros, e inclusive algunas mediciones que alcanzaran la banda de rayos gamma.

Los datos encontrados, para cada uno de las galaxias, se hallan disponibles en el siguiente repositorio <https://github.com/Marita26001/Estimacion-Tama-o-BLR>. Los datos fueron clasificados en rayos X suaves y duros por arriba de los 10 KeV. Inicialmente la base de datos

**Tabla 5-1.:** Datos [Kaspi, 2005] Tamaño BLR y Luminosidad  $\lambda 5100\text{\AA}$ 

Galaxia	Luminosidad [ $10^{44}$ erg s $^{-1}$ ]	Tiempo de Retardo [días]
Mrk335	$0,727 \pm 0,044$	$14,7^{+3,0}_{-3,0}$
PG0026+129	$10,3 \pm 1,5$	$104,7^{+18,3}_{-18,9}$
PG0052+251	$9,1 \pm 1,6$	$84,4^{+15,3}_{-13,3}$
Fairall 9	$1,79 \pm 0,2$	$17,4^{+3,2}_{-4,3}$
Mrk590	$0,653 \pm 0,069$	$23,2^{+7,3}_{-7,3}$
3C 120	$1,39 \pm 0,25$	$38,1^{+21,3}_{-15,3}$
Akn 120	$1,69 \pm 0,12$	$42,1^{+7,1}_{-7,1}$
Mrk 79	$0,550 \pm 0,054$	$13,7^{+4,1}_{-4,1}$
PG0804+761	$8,6 \pm 1,6$	$162,5^{+31,2}_{-31,2}$
PG0844+349	$2,21 \pm 0,23$	$32,3^{+13,7}_{-13,4}$
Mrk110	$0,531 \pm 0,091$	$26,0^{+6,6}_{-6,6}$
PG0953+414	$16,2 \pm 2,2$	$151,1^{+16,9}_{-21,8}$
NGC3516	$0,077 \pm 0,023$	$10,9^{+4,4}_{-2,1}$
NGC3783	$0,178 \pm 0,015$	$10,2^{+3,2}_{-2,3}$
NGC4151	$0,0815 \pm 0,0051$	$7,1^{+5,7}_{-5,7}$
PG1211+143	$5,57 \pm 0,90$	$93,2^{+19,7}_{-29,9}$
PG1226+023	$91,1 \pm 11,1$	$352,4^{+73,3}_{-73,3}$
PG1229+204	$1,21 \pm 0,13$	$33,5^{+14,6}_{-12,6}$
NGC4593	$0,122 \pm 0,039$	$3,2^{+5,5}_{-4,1}$
PG1307+085	$7,54 \pm 0,76$	$111,4^{+32,8}_{-43,2}$
IC4329A	$0,208 \pm 0,026$	$1,5^{+2,7}_{-1,8}$
Mrk279	$0,75 \pm 0,16$	$14,6^{+3,0}_{-3,0}$
PG1411+442	$4,22 \pm 0,36$	$101,6^{+31,0}_{-28,1}$
NGC5548	$0,334 \pm 0,041$	$16,2^{+5,9}_{-5,9}$
PG1426+015	$5,21 \pm 0,80$	$84,7^{+21,4}_{-24,4}$
Mrk817	$0,656 \pm 0,065$	$22,6^{+9,7}_{-9,7}$
PG1613+658	$9,5 \pm 1,2$	$40,1^{+15,0}_{-15,2}$
PG1617+175	$3,0 \pm 0,52$	$86,8^{+16,0}_{-20,0}$
PG1700+518	$42,34 \pm 2,89$	$251,8^{+45,9}_{-38,8}$
3C390.3	$0,87 \pm 0,14$	$23,6^{+6,2}_{-6,7}$
Mrk509	$1,84 \pm 0,34$	$79,6^{+6,1}_{-5,4}$
PG2130+099	$2,85 \pm 0,26$	$177,1^{+19,9}_{-12,7}$
NGC7469	$0,521 \pm 0,023$	$4,5^{+0,6}_{-0,7}$



obtenida fue de 938 entradas para las 35 galaxias. Posteriormente, al priorizar esta base de datos en rayos X por arriba de 10 KeV, se obtuvo 270 entradas para 30 de las 35 galaxias mencionadas en el documento de [Kaspi, 2005], 266 entradas entre el rango de rayos X duros (10KeV-195KeV) y 4 entradas para rayos  $\gamma$  (100 MeV-1GeV). Es importante mencionar que para las siguientes galaxias no se encontró información en la base de datos del NED: PG0953+416, PG1307+085, PG1411+442, PG1617+175 y PG1700+518.

Luego, se clasificaron las 270 entradas obtenidas para rayos X duros según la banda observada y el telescopio-instrumento: Swift 15-55KeV, 15-150KeV y 14-195KeV; Suzaku 10-50KeV, 15-50KeV y 14-195KeV; las cuales cubrían por lo menos un mínimo de 16 de las 35 galaxias listadas en [Kaspi, 2005], en los anexos A y B del presente documento se informa las muestras finales para cada uno de los telescopios y bandas trabajadas para encontrar la relación tamaño BLR y luminosidad. Adicionalmente en BAT, BeppoSAX, XMM, RX-TE, INTEGRAL; y algunas bandas de Sukaku no contenían todas las galaxias listadas en [Kaspi, 2005] o al menos un número significativo de galaxias que permitiera encontrar una relación entre tamaño BLR y luminosidad en Rayos X duros.

En la base de datos de NED además de la banda observada y el telescopio que realizó la medición, también se obtuvo la información sobre la frecuencia en KeV, medida de fotometría, densidad de flujo y corrimiento al rojo.

## 5.2. Procedimiento

La base de datos mencionada anteriormente nos proporcionó la densidad de flujo y sus respectivas incertidumbres en unidades Jy, y así encontrar el valor de la luminosidad. Por tal razón, se calculó lo siguiente para cada una de las galaxias:

- Conversión de densidad de flujo y las incertidumbres de Jy a  $\text{erg/s/cm}^2$ .
- Cálculo de la distancia. A partir de:

$$D = \frac{z * c}{H_o}, \text{ donde } z \text{ para cada una de las galaxias y } c \text{ velocidad de la luz} \quad (5-1)$$

- Cálculo de la luminosidad. A partir de:

$$L = 4\pi D^2 F, \text{ donde } D \text{ es la distancia y } F \text{ el flujo para cada galaxia} \quad (5-2)$$

Para el cálculo de la distancia de todas las galaxias se tomó una constante de Hubble  $H_o$  con un valor de 71,3 km/s/Mpc, estos valores se tomarán a los valores cercanos mas conocidos.

Con el objetivo de verificar el procedimiento a seguir para encontrar la relación del tamaño de la BLR a luminosidad en la banda de rayos de X duros, se validó la relación del tamaño de la BLR a luminosidad con los datos del artículo de Kaspi para la banda óptica en 5100Å. Para ello se trabajó directamente con los datos proporcionados por el artículo [Kaspi, 2005] (tabla 1 columna 3 y columna 7) tomando los valores promediados de time lag y luminosidad a  $\lambda L_\lambda(5100\text{Å})$ .

Dos objetos fueron excluidos del análisis de Kaspi, para encontrar las relaciones de luminosidad en su artículo, estos fueron NGC3227 y NGC4051, esto debido a que estas galaxias son las menos luminosas en todas las bandas, y debido a su mayor enrojecimiento y oscurecimiento, lo cual decrementa su medida de luminosidad [Kaspi, 2005]. Para hallar la luminosidad óptica, Kaspi utilizó galaxias con una luminosidad en el rango de  $10^{43}\text{erg/s} < \lambda L_\lambda(5100\text{Å}) < 10^{46}\text{erg/s}$ . En la la tabla 5.1 se muestran los datos del tiempo de retardo y luminosidad con los cuales trabajó [Kaspi, 2005] para deducir la metodología de trabajo para encontrar la relación lineal.

Existen dos métodos para calcular las relaciones entre el tamaño de la BLR y las luminosidades:

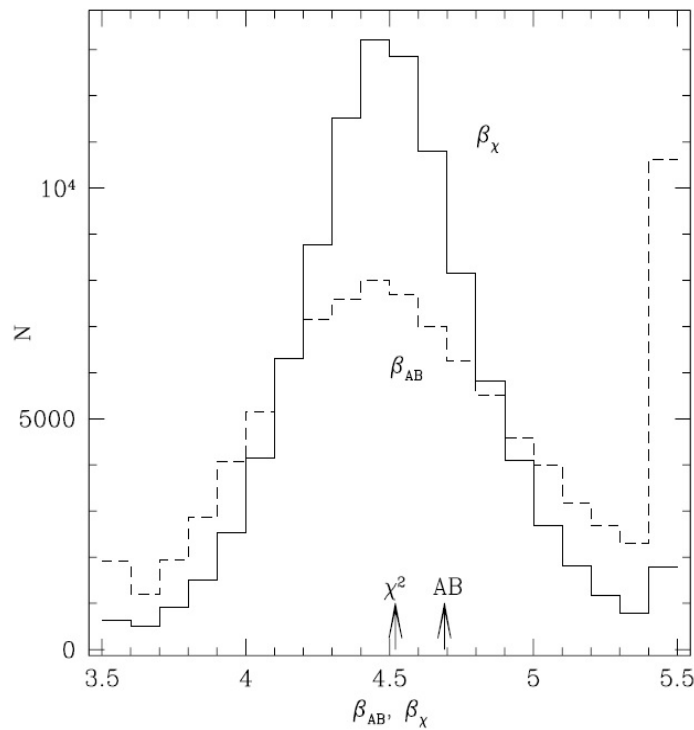
- El método de regresión lineal [Press, 1992], en el cual una línea recta es fijada a los datos con errores en ambas coordenadas, conocido como FITEXY. Este método es basado sobre un proceso iterativo para minimizar  $\chi^2$ . Se sigue [Tremaine, 2002], quien tiene en cuenta la dispersión intrínseca en la relación por incrementar las incertidumbres hasta obtener  $\chi^2$  por grado de libertad igual a 1.
- El método de regresión de Errores correlacionados bivariados y dispersión intrínseca (BCES) [Akritas and Bershady, 1996]. Este método tiene en cuenta la incertidumbre en ambas coordenadas, como también la dispersión intrínseca alrededor de la línea recta.

[Tremaine, 2002] comparó los dos métodos y concluyó que el FITEXY es superior al método BCES. El método BCES utiliza el siguiente estimador:

$$\beta_{AB} = \frac{\sum_{n=1}^N (y_i - \langle y \rangle)(x_i - \langle x \rangle)}{\sum_{n=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2 - \sum_{n=1}^N \epsilon_{x_i}^2}, \alpha_{AB} = \langle y \rangle - \beta_{AB} \langle x \rangle \quad (5-3)$$

[Tremaine, 2002] encontró las siguientes desventajas: primera, la medición de los errores solo entran en la medición en  $\epsilon_{x_i}$  entran en la ecuación 5-3 únicamente a través de la  $\epsilon_{x_i}^2$ , de esta forma una medida de muy baja precisión puede dominar tanto  $\sum_{n=1}^N \epsilon_{x_i}^2$  como  $\sum_{n=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2$ , haciendo el estimador inútil, no importando cuanta precisión tengan las muestras. La segunda desventaja,  $\epsilon_{y_i}$  no entran en la ecuación 5-19, es decir, a todas las

observaciones se les asigna el mismo peso, aún conociendo que algunas de estas observaciones son menos precisas que otras. La tercera desventaja, las variables  $x$  y  $y$  no son tratadas simétricamente, pero este no es el caso en la ecuación 5-3. La cuarta desventaja, aún si las variables  $x_i$  son extraídas de una distribución Gaussiana, aún ocasionalmente habrá muestras para los cuales el denominador de la ecuación 5-3 será cercano a cero. En este caso el estimador  $\beta_{AB}$  será muy grande. Estas grandes excursiones ocasionales son lo suficientemente frecuentes como para que la varianza de  $\beta_{AB}$  en una población de muestras sea infinita, no importando cuán grande sea el número  $N$  de puntos de datos. La quinta desventaja, la figura 5-1 muestra la distribución del estimado de [Press, 1992]  $\beta$  (línea sólida, [Press, 1992], lo denomina  $b$ ) y  $\beta_{AB}$  (línea a trazos) obtenida de 100.000 simulaciones Montecarlo con un  $b=4,5$ . La distribución de  $b_x$  es sustancialmente más angosta que  $\beta_{AB}$ , notar que los valores del estimador están fuera del historiograma), el estimador  $b_x$  tiene una media de 4,52 y una desviación estandard de 0,36.



**Figura 5-1.:** Resultado de las 100.000 simulaciones Montecarlo realizadas por [Press, 1992] para comparar los métodos FITEXY y BCES, mostrando la distribución de los estimadores de ambos métodos

La distribución de  $\beta_{AB}$  tiene una media de 4,69 y la desviación estandard de la media es infinita. Así en este ejemplo,  $\beta_{AB}$  está sesgado y es ineficiente.

Por lo explicado anteriormente, para el desarrollo de este proyecto se encontrará la relación tamaño BLR y luminosidad utilizando el metodo FITEXY. La implementación del método FITEXY también considera la dispersión intrínseca y permite su cuantificación.

Para tener en cuenta las incertidumbres asimétricas del tiempo de retardo, ya que FITEXY no tiene en cuenta estas, se ejecutó FITEXY inicialmente con las incertidumbres en la dirección positiva obteniendo un primer ajuste y posteriormente se utilizará el valor de la incertidumbre en la dirección del ajuste de la recta. Esto típicamente requiere de unas pocas interacciones para converger completamente.

El análisis de correlación para  $\lambda L_\lambda(5100\text{\AA})$  se realizó tomando los valores de BLR y luminosidades promedio de los múltiples conjuntos de datos para cada objeto, y usando solo el promedio para cada objeto. Es decir, se trabajó con datos de 33 galaxias.

La relación buscada es de la forma:

$$\frac{R_{\text{BLR}}}{10 \text{ días-luz}} = AL^B \quad (5-4)$$

donde L es la luminosidad normalizada en días-luz. Por tal razón, la ecuacion 5-4 se reduce a una forma lineal del tipo:

$$\log A + B \log L = \log \frac{R_{\text{BLR}}}{10 \text{ días-luz}}. \quad (5-5)$$

Se organizó la tabla 5-4 con los datos de [Kaspi, 2005], con los valores de luminosidad y  $R_{\text{BLR}}$  con sus respectivas incertidumbres. A los datos anteriores se linealizaron según la ecuación 5-5 y se realizó el procedimiento de FITEXY relacionado con el mejor ajuste de una recta con errores en sus coordenadas.

Procedimiento utilizado:

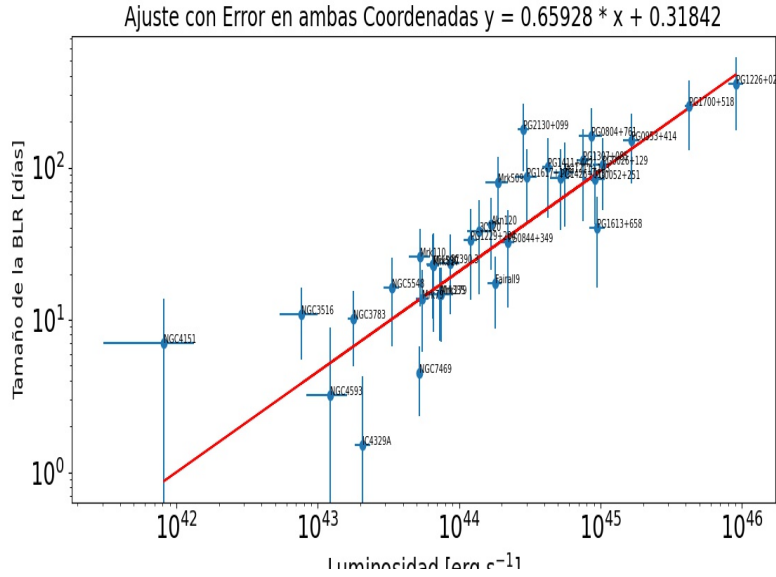
- Para la normalización de la luminosidad, se dividen todos los datos de luminosidad por la potencia más veces repetida dentro de los mismos datos, para este caso  $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ . Para la normalización de la incertidumbre de luminosidad, se dividen todos los datos de intertidumbre por el valor utilizado en la normalización de la luminosidad.
- Para obtener la luminosidad por arriba se suma la luminosidad y el error positivo. Así mismo, para obtener la luminosidad por debajo se resta la luminosidad y el error negativo. Para el caso de la luminosidad, el valor del error relativo es simétrico para todos los datos.

- Para linealizar la ecuación 5-4, utilizando 5-5, se debe obtener el logaritmo de la luminosidad, haciendo lo mismo con el valor de luminosidad por arriba y su valor por abajo anteriormente encontrado.
- El error relativo por arriba va ser la resta de luminosidad por arriba menos la luminosidad y el error relativo por abajo va ser la resta de la luminosidad y luminosidad por abajo.
- Los datos a utilizar en el cálculo de la relación lineal son los valores logarítmicos de la luminosidad y de los errores obtenidos del paso anterior. Se realiza el mismo tratamiento para los datos de  $R_{\text{BLR}}$ . El tamaño de la  $R_{\text{BLR}}$  se normaliza con un valor de 10 unidades.
- Se realiza un primer ajuste lineal con los datos de  $R_{\text{BLR}}$  y luminosidad, como resultado de lo anterior se obtiene una primer pendiente y un intercepto. [Press, 1992].
- Se grafica la recta obtenida junto con las datos originales, se observa cuales datos están por arriba y cuales están por debajo de la recta. A los datos que están por encima del eje Y ( $R_{\text{BLR}}$ ), se les asigna el error por debajo y a los datos por debajo del eje Y se le asigna el error por arriba. Lo mismo se realiza con el eje X (luminosidad). Lo anterior se realiza para ajustar la recta con los datos.
- Con los nuevos datos del punto anterior, se ejecuta FITEXY, y nuevamente se obtiene una recta y se realiza el proceso de asignación de error hasta obtener un  $\chi^2$  mínimo.
- Para obtener un  $\chi^2$  igual a uno es necesario introducir la dispersión intrínseca, la cual es un porcentaje que se aplica a todos los datos ( $R_{\text{BLR}}$  por arriba y por abajo) y corresponde a un porcentaje de error de la  $R_{\text{BLR}}$  normalizada. Este valor de dispersión intrínseca se aumenta o se disminuye (cada vez que se ejecuta FITEXY) hasta obtener un  $\chi^2$  mínimo de uno sobre los datos de la  $R_{\text{BLR}}$ .

Para este trabajo FITEXY se realizó un programa desarrollado en Python con la librería Scipy y utilizando el paquete ODR Regresion de Distancia Orthogonal (Orthogonal Distance Regression, por sus siglas en inglés). ODR es un modelo de regresión lineal el cual tiene en cuenta los errores en ambas variables y tiene la misma función objetivo que FITEXY, calculando las incertidumbres perpendicularmente teniendo en cuenta los errores tanto de la  $R_{\text{BLR}}$  como de la luminosidad [Cruz de Oliveira and Fernandes de Aguiar, 2013]. Con la subrutina ODR se encontró la pendiente y el intercepto del ajuste, pero adicionalmente en Python se programó el cálculo de  $\chi^2$  según la ecuación 5-7, cálculo de la bondad de ajuste, con la correspondiente graficación del resultado.







**Figura 5-4.:** Ajuste lineal obtenido para la relación AGN  $R_{BLR}$  Vs Luminosidad  $\lambda_{L\lambda 5100\text{\AA}}$ , incluidos los errores en ambos ejes.

Los valores obtenidos de la pendiente e intercepto concuerdan fuertemente con los encontrados por [Kaspi, 2005] (tabla 5-2). El error relativo para A es de 0,490 (0,483) % y para B de 0,902 %.

**Tabla 5-2.:** Comparación de los valores obtenidos.

		[Kaspi, 2005]			Esta tesis		
Luminosidad	N	A	B	Dispersión	A	B	Dispersión
5100	33	$2,07^{+0,26}_{-0,23}$	$0,665 \pm 0,065$	0,46	$2,08^{+0,25}_{-0,23}$	$0,659 \pm 0,063$	0,462

El resultado obtenido indica que hay una relación dada por la ecuación 5-4 en donde A toma el valor de 2,07 y B de 0.665, y a partir de la cual se puede predecir el tamaño de la BLR a partir de la medición de luminosidad de una galaxia AGN en la banda de 5100 Å.

## 5.4. Relación del Tamaño de la BLR Vs Luminosidad en la banda de Rayos X duros

Con el resultado obtenido en la sección anterior, permitió reproducir la metodología utilizada por [Kaspi, 2005] para encontrar la relación entre el tamaño de la BLR y la luminosidad



para la muestra de galaxias en la banda de 5100 Å, ahora en esta sección se aplicó esta misma metodología para encontrar esta misma relación en la banda de rayos X.

### 5.4.1. Resultados con las observaciones del telescopio Swift

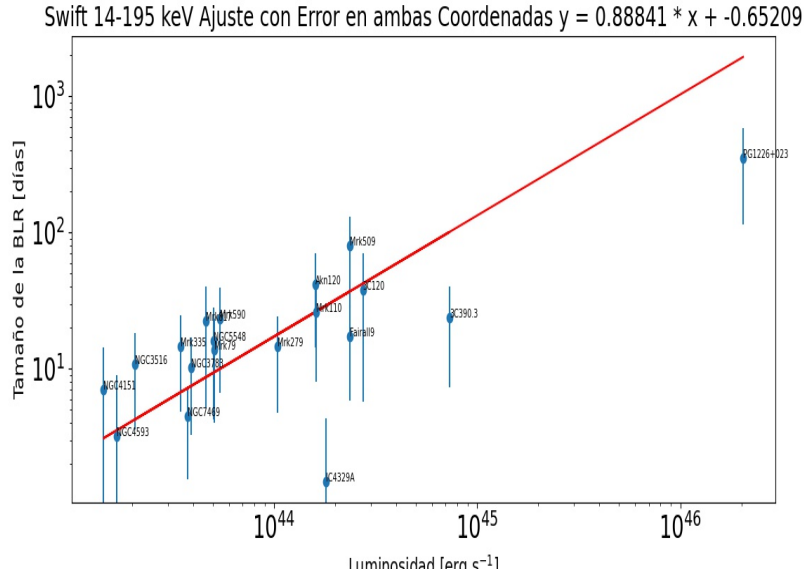
En primer lugar se presentan los resultados obtenidos de las luminosidades en rayos X duros provenientes de los datos depositados en la base NED: bandas 14-195KeV, 10-150KeV y 10-55KeV.

Para la banda de 14-195KeV (figura 5-5), se obtuvo una muestra 21 galaxias, descontando las siguientes: NGC3227 y NGC4051. Lo anterior se realizó con el objetivo de ejecutar la misma metodología de [Kaspi, 2005], para un total de 19. El resultado de ejecutar el ajuste en ambas coordenadas mediante la subrutina de ODR arrojó una pendiente de 0,888 y un intercepto de -0,652. En esta banda no se obtuvo un  $\chi^2$  reducido de 1, el valor más bajo fue 2,04. La ecuación lineal obtenida es de la forma:

$$y[\text{días}] = (0,888 \pm 0,1566)[\text{días s erg}^{-1}]x + (-0,652 \pm 0,0783)[\text{días s erg}^{-1}] \quad (5-7)$$

donde la variable  $y$  es el tamaño de la BLR y la variable  $x$  la luminosidad.

$$\frac{R_{BLR}}{10 \text{ días-luz}} = 0,222_{-0,035}^{+0,044} L^{0,888 \pm 0,1566} \quad (5-8)$$



**Figura 5-5.:** Ajuste con error en ambas coordenadas encontrado en la relación tamaño de la BLR y luminosidad para la muestra de galaxias del telescopio Swift en la banda de 14-195 keV

Para verificar la bondad de ajuste del resultado al modelo ejecutado, se utilizó la función Gamma Incompleta, la cual calcula el valor de probabilidad  $Q$  del valor obtenido de  $\chi^2$

$$Q = \text{gammaincc} \left( \frac{N - 2}{2}, \frac{\chi^2}{2} \right) \quad (5-9)$$

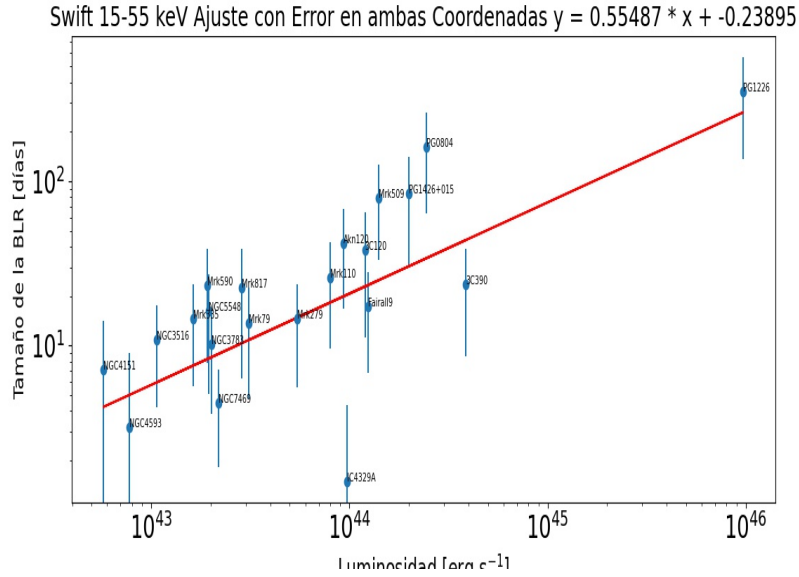
Si  $Q$  es mayor que 0,1 entonces el ajuste es creíble. Si  $Q$  es mayor que 0,001, luego el ajuste puede ser aceptable si los errores son nonormales o han sido moderadamente subestimados. Si  $Q$  es menor que 0,001 luego el modelo y/o el procedimiento de estimación no debe ser el mejor. Para el resultado obtenido en la banda de 14-195KeV, se obtuvo un  $Q$  de 0,006 indicando que el resultado obtenido es aceptable.

En la banda de 15-150KeV (figura 5-6), se trabajo con una base de 26 galaxias, la pendiente que se obtuvo fue 0,54205 y un intercepto de -0,26937, y un  $\chi^2$  reducido de 1,088. La bondad de ajuste obtenida es de 0,072 indicando que el resultado es aceptable.

$$y[\text{días}] = 0,54205 \pm 0,1143[\text{días s erg}^{-1}]x + (-0,26937 \pm 0,1436)[\text{días s erg}^{-1}] \quad (5-10)$$

donde la variable  $y$  es el tamaño de la BLR y la variable  $x$  la luminosidad.





**Figura 5-7.:** Ajuste con error en ambas coordenadas encontrado en la relación tamaño de la BLR y luminosidad para la muestra de galaxias del telescopio Swift en la banda de 15-55 keV

Para las bandas Swift 15-150KeV y Swift 15-55KeV se obtuvo pendientes e interceptos muy cercanos.

### 5.4.2. Resultados Suzaku

A continuación se presentan los resultados obtenidos con el telescopio Suzaku en las bandas 14-195KeV, 15-50KeV y 10-50KeV. La información de la base de datos del NED para este telescopio no presentaba información de interdicumbre de la luminosidad, esto conllevó a no ejecutar la subrutina FITEXY, la cual encuentra un ajuste con incertidumbre en ambas coordenadas. Para ello se ejecutó un ajuste lineal con incertidumbres en una sola coordenada (según procedimiento indicado en [Press, 1992] sección 15.2), para nuestro caso en el tamaño de la  $R_{BLR}$  y se ajustaban las incertidumbres de acuerdo a la dirección de la recta obtenida, con la condición de buscar siempre un valor de  $\chi^2$  mínimo, para asegurar un mejor ajuste y evaluando también la bondad del ajuste usando la función Gamma incompleta.

Para medir qué tan bien el resultado obtenido está de acuerdo a los datos, se utilizó la función de mérito  $\chi^2$  que para este caso viene dada por:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{y_i - a - bx_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (5-14)$$

Para este caso la función  $\chi^2$  únicamente contempla las incertidumbres en una sola coordenada. Adicionalmente, también se aumentaron la incertidumbres hasta obtener un valor de  $\chi^2$  igual a 1, con el objetivo de encontrar la dispersión intrínseca.

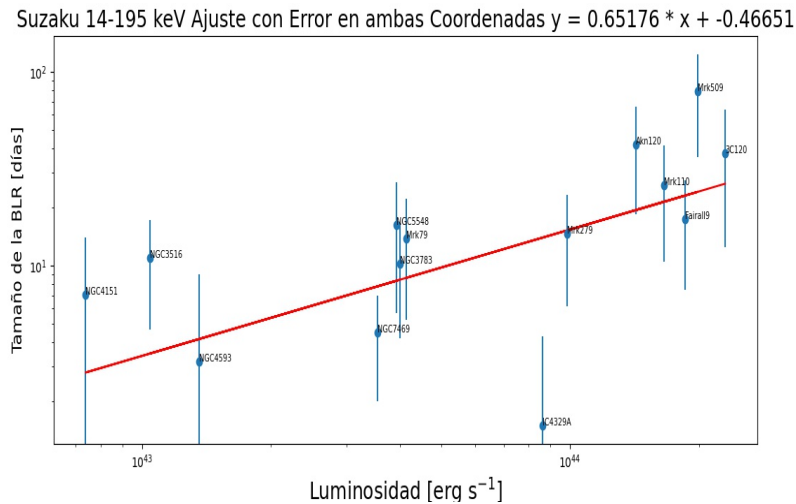
Para obtener el ajuste lineal de los resultados obtenidos para el telescopio Suzaku, se implemento un programa en Python, con la subrutina Curve Fit la cual realiza el ajuste de mínimos cuadrados teniendo en cuenta la incertidumbre en una sola coordenada, para este caso el tamaño de la BLR. Adicionalmente este programa incluyó el cálculo del  $\chi^2$  según ecuación 5-14, el cálculo de la bondad de ajuste y la graficación del resultado obtenido.

En la banda de 14-195KeV (figura 5-8) se trabajó con una base de 14 galaxias, descontando NGC4051 y NGC3227. La pendiente que se obtuvo fue 0,65176 y un intercepto de -0,46651, y un  $\chi^2$  reducido de 1,026, la dispersión intrínseca para obtener este  $\chi^2$  es de 0,54. La bondad de ajuste obtenida es de 0,420 indicando que el resultado es aceptable.

$$y[\text{días}] = (0,65176 \pm 0,063)[\text{días s erg}^{-1}]x + (-0,46651 \pm 0,051)[\text{días s erg}^{-1}] \quad (5-15)$$

donde la variable  $y$  es el tamaño de la BLR y la variable  $x$  la luminosidad.

$$\frac{R_{BLR}}{10 \text{ días-luz}} = 0,341^{+0,043}_{-0,036} L^{0,651 \pm 0,063} \quad (5-16)$$



**Figura 5-8.:** Ajuste con error en ambas coordenadas encontrado en la relación tamaño de la BLR y luminosidad para la muestra de galaxias del telescopio Suzaku en la banda de 14-195 keV

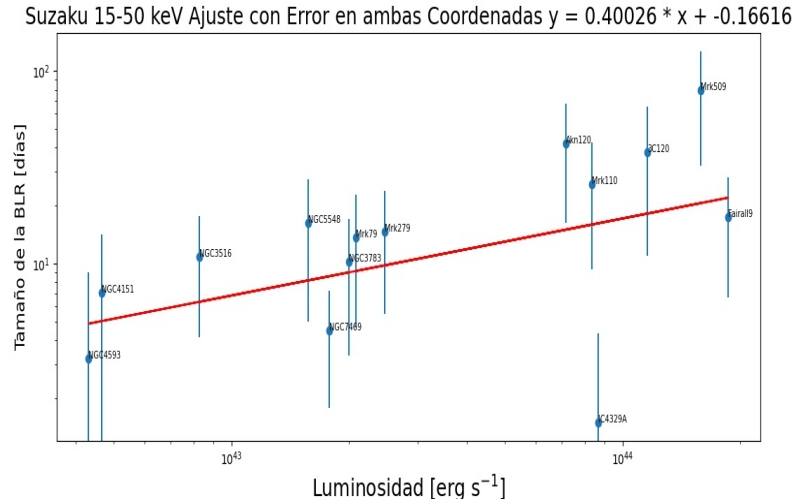
En la banda de 15-50KeV (figura 5-9) se trabajó con una base de 14 galaxias, descontando NGC4051 y NGC3227, la pendiente que se obtuvo fue 0,40026 y un intercepto de -0,16616, y

un  $\chi^2$  reducido de 1.048, la dispersión intrínseca para obtener este  $\chi^2$  es de 0,59. La bondad de ajuste obtenida es de 0,400.

$$y[\text{días}] = (0,40025 \pm 0,063)[\text{días s erg}^{-1}]x + (-0,16616 \pm 0,051)[\text{días s erg}^{-1}] \quad (5-17)$$

donde la variable  $y$  es el tamaño de la BLR y la variable  $x$  la luminosidad.

$$\frac{R_{BLR}}{10 \text{ días-luz}} = 0,682^{+0,085}_{-0,075} L^{0,400 \pm 0,063} \quad (5-18)$$



**Figura 5-9.:** Ajuste con error en ambas coordenadas encontrado en la relación tamaño de la BLR y luminosidad para la muestra de galaxias del telescopio Suzaku en la banda de 15-50 keV

En la banda de 10-50KeV (figura 5-10) se trabajó con una base de 16 galaxias, descontando NGC4051, NGC3227 y un valor de 3C120 el cual presentaba incertidumbre. La pendiente que se obtuvo fue 0,43187 y un intercepto de 0,32006, y un  $\chi^2$  reducido de 1,015, la dispersión intrínseca para obtener este  $\chi^2$  es de 0,5. La bondad de ajuste obtenida es de 0,582.

$$y[\text{días}] = (0,43187 \pm 0,063)[\text{días s erg}^{-1}]x + (0,32006 \pm 0,051)[\text{días s erg}^{-1}] \quad (5-19)$$

donde la variable  $y$  es el tamaño de la BLR y la variable  $x$  la luminosidad.

$$\frac{R_{BLR}}{10 \text{ días-luz}} = 2,08^{+0,269}_{-0,222} L^{0,431 \pm 0,063} \quad (5-20)$$



Para el telescopio Swift en cada una de las tres bandas se encontró una relación entre el tamaño de la BLR y la luminosidad, aunque los parámetros obtenidos A y B no son los mismos para las tres.

Para los resultados del telescopio Suzaku, también se encontró una relación; para este telescopio hay dos bandas 15-50 keV y 10-50 keV, cuyo parámetro B es muy similar, este parámetro es el que da mayor peso en la relación buscada, y lo anterior puede deberse que este parámetro es muy cercano ya ambas bandas comparten la misma ventana.

Para los telescopios Swift y Suzaku que tienen en común la misma banda de 14-195 keV no se obtuvo valores similares para los parámetros A y B. Lo anterior puede deberse a la construcción y funcionamiento de cada uno de los telescopios.

Como se mencionó anteriormente, para el telescopio Suzaku bandas 15-50 keV y 10-50 KeV, se encontró un valor para el parámetro B muy cercano, aunque el parámetro A difiere para cada una de las bandas. En relación a los anteriores resultados y comparándolos con el telescopio Swift banda 15-55 keV (bandas casi en el mismo rango) tampoco se encontró concordancia con los parámetros A y B de ninguna de las mediciones del telescopio Suzaku.

Como conclusión de los resultados de la búsqueda de una relación entre el tamaño de la BLR y la luminosidad rayos en X duros se encontró una relación en cada una de las bandas de rayos X duros analizadas, pero no se obtuvo una sola ecuación única que determine el tamaño de la BLR a partir de la luminosidad. Lo anterior puede ser debido a la alta variabilidad que se presenta en la banda de rayos X. Según [Soldi., 2014], quien estudió la variabilidad en la banda de rayos X duros y caracterizó la variabilidad de las observaciones realizadas en la banda 14-195 keV para los telescopios de Swift y BAT, concluyó que las características de variabilidad en rayos X duros están generalmente de acuerdo con el modelo unificado, indicando la existencia de una variabilidad más grande en fuentes con chorros (jets), y no encontrando una clara dependencia con la orientación de la galaxia.

Adicionalmente, [Soldi., 2014] encontró que alrededor del 80% de las galaxias exhiben una variabilidad significativa en una escala de tiempo de meses a años. En particular, fuentes del tipo radio ruidosas son las más variables, y galaxias clasificadas como Seyfert 1.5-2 son suavemente más variables que las galaxias tipo Seyfert 1 [Soldi., 2014]. Para esta tesis se buscó la relación entre el tamaño de la BLR y luminosidad para distintos tipos de galaxias que contenían un AGN, la mayoría de ellas son clasificadas como Seyfert pero se subclasifican como tipo 1, 1.2 o 1.5, algunas son clasificadas como radio ruidosas con su correspondientes subclasificación. Teniendo en cuenta lo anteriormente mencionado, esta tesis no encontró una relación única que determine el tamaño de la BLR a partir de la luminosidad en rayos X para cualquier galaxia que contenga un AGN. Es importante mencionar que el objetivo



de este trabajo de tesis era buscar esta relación con las galaxias y datos de tamaño de Rblr proporcionados en el trabajo de [Kaspi, 2005].

# 6. Conclusiones y Recomendaciones

## 6.1. Conclusiones

Este trabajo de tesis planteo la búsqueda de una relación para determinar el tamaño de la región de líneas anchas a partir de la luminosidad en la banda de rayos X para cualquier galaxia que tuviera un AGN. Dicha búsqueda partió de la base de datos de galaxias y tamaño de BLR del documento de [Kaspi, 2005] y aplico la metodología utilizada en este documento que encontró dicha relación entre el tamaño de la BLR y la luminosidad en otras bandas como la óptica, UV y rayos X suaves. Para lograr lo anterior, este tesis también se centro en conocer el procedimiento utilizado por el mismo autor [Kaspi, 2000] para calcular el tamaño de la región de líneas anchas.

Para el conocer el procedimiento para la determinación del tamaño de la BLR se desarrolló la metodología asociada a la técnica de Mapeo por Reverberación para encontrar el tiempo de retardo o lag entre el continuo y una línea de emisión, esto se realizó escogiendo un objeto (PG0026+129) de los mencionados en el trabajo de [Kaspi, 2000] para la emisión en 5100 Å y H $\alpha$  obteniendo valores y gráficas similares (Tabla 4-2 y Fig 4-9 y Fig 4-10). Para cuantificar este lag se utilizó el método de función de correlación cruzada interpolada (ICCF Interpolated Cross-Correlation function) y las incertidumbres en la determinación del lag se estimaron mediante el método Monte Carlo FR/RSS. Los resultados de este ejercicio fueron presentados en el capítulo 4 del presente trabajo. El tiempo de retardo o time lag pico representa el máximo valor obtenido en la correlación y el retardo centroeide se calculó para todos los puntos dentro del 80%. Los valores que se obtuvieron estan en el rango reportado por [Kaspi, 2000]

Las incertidumbres se estimaron a partir de las distribuciones CCPD y CCCD. El ancho relativo del CCPD es un indicador de la calidad del proceso de observación, al ser este más angosto se cuenta con mejor información para determinar el tamaño de la BLR. En una situación ideal, es decir para datos perfectamente muestreados sin errores, el CCPD se mostraría como una función delta con un retraso cercano al tiempo de cruce de luz. En mi concepto el CCPD no solo sirve como una medida de significación observacional, sino que también para determinar cual sería el muestro y el máximo error necesitado para obtener resultados a futuro más significativos a la realidad que se manifiesta en el tamaño de la BLR.

El centroide y sus incertidumbres se calculan a partir del CCCD, el cual se construye con todos los puntos con un valor igual o mayor a  $0.8r_{max}$ . Con el valor del centroide se acota y se precisa aun más el valor del tamaño de la BLR que utilizando el valor pico del tiempo de retardo. El centroide se calcula debido al manejo de datos no ideales.

El valor del retardo pico provee información del radio mas interno de la BLR, mientras que el valor obtenido del centroide informa un valor ponderado del tamaño del radio de la BLR. Por tal razón el valor del centroide debe ser tomado como un resultado más realista para la estimación del tamaño de la BLR

La respuesta de la BLR a cambios del continuo ionizante son vistos como cambios en los flujos de las líneas de emisión. Cuando estos cambios son asociados con el tiempo de viaje de la luz (el tiempo que toman los fotones cruzar la distancia entre la fuente ionizante y la región donde es emitido), luego el tamaño característico de la BLR puede ser estimado realizando una correlación cruzada entre la línea de emisión y el continuo. El tiempo de retardo o lag encontrado debe ser positivo en relación al continuo.

Para la búsqueda de la relación entre el tamaño de la BLR y la luminosidad en la banda de rayos X duros, se utilizó la base de datos del NED NASA/IPAC Extragalactic Database en donde se obtuvieron 270 registros para 30 de las 35 galaxias mencionadas en el documento de [Kaspi, 2005], 266 registros entre el rango de rayos X duros (10KeV-195KeV) y 4 entradas para rayos  $\gamma$  (100 MeV-1GeV). Es importante mencionar que no se encontró información para las siguientes galaxias: PG0953+416, PG1307+085, PG1411+442, PG1617+175 y PG1700+518.

La información disponible se clasificó de acuerdo al telescopio y a la banda de observación, resultado de lo anterior para la búsqueda de la relación tamaño de la BLR y luminosidad se tomó de la siguiente información: Swift 14-195KeV, Swift 15-150KeV y Swift 15-55KeV; Suzaku 14-195KeV, Suzaku 15-50KeV y Suzaku 10-50KeV; las cuales cubrían por lo menos un mínimo de 16 de las 35 galaxias listadas en [Kaspi, 2005]. Adicionalmente se encontró información en BAT, BeppoSAX XMM, RXTE e Integral; las anteriores no contaban con un mínimo de 16 galaxias o presentaban información redundante y/o diferente para una o varias galaxias. Todos los registros disponibles se hallan en disponibles en el siguiente repositorio <https://github.com/Marita26001/Estimacion-Tama-o-BLR>.

Se implementó el análisis de regresión lineal utilizado por [Kaspi, 2005] para encontrar la relación entre el tamaño de la BLR y luminosidad, usando los datos de la banda de  $\lambda 5100 \text{ \AA}$  para un número de galaxias igual a 33, los cuales corresponden a los valores de los tiempos de retardo promediados de las líneas de Balmer y luminosidad para cada una de las galaxias. El desarrollo permitió obtener valores altamente cercanos a los obtenidos por [Kaspi, 2005]

para la pendiente y el intercepto (tabla 5-2). Para ello se utilizó un ajuste lineal a los datos con errores en ambas coordenadas, denominado FITEXY. Para esta tesis se desarrollo dos programas en Python. El primero hizo uso de la subrutina ODR la cual realiza un ajuste lineal teniendo en cuenta incertidumbres en ambas coordenadas, lo cual es solicitado en la subrutina FITEXY desarrollada en lenguaje Fortran. El segundo utilizó la subrutina Curve Fit, el cual realiza un ajuste lineal teniendo en cuenta la incertidumbre en una sola coordenada. A ambos programas se implemento lo solicitado por FITEXY, en cuanto al cálculo para la minimización de  $\chi^2$ , teniendo en cuenta la dispersión intrínseca en la relación por incrementar las incertidumbres hasta obtener un  $\chi^2$  por grado de libertad igual a 1.

Con los resultados obtenidos del telescopio SWIFT en las bandas 14-195KeV, 15-150KeV y 15-55KeV se evidencia la existencia de una relación entre el tamaño de la BLR y la luminosidad, la cual puede observarse en las graficas: 5-5, 5-6 y 5-7. Aunque no se obtuvo una pendiente e intercepto igual para las tres bandas; únicamente para las bandas de 15-150KeV y 15-55KeV se obtuvieron resultados muy aproximados, concluyéndose que puede existir una relacion apróximada de la forma  $y=0.5x-0.25$ .

Con los resultados obtenidos del telescopio Suzaku en las bandas de 14-195KeV, 15-55KeV y 10-55KeV, al inspeccionar los gráficos 5-8, 5-9 y 5-10 se observa una relacion entre el tamaño de la BLR y la luminosidad. Adicionalmente, los valores obtenidos para la pendiente e intercepto para las tres bandas no se apróximam o son cercanos.

También se compararon los resultados obtenidos de pendiente e intercepto para la banda 14-195KeV, la cual es común para los telescopio Swift y Sukaku, no encontrándose cercanía ni aproximación. Lo anterior puede deberse a la tecnología de fabricación de los telescopios, a la fecha y hora de toma de la muestra, ya que la variabilidad en la banda de rayos X es muy alta (meses a año).

Al comparar los resultados obtenidos para el telescopio Suzaku en las bandas 15-50KeV y 10-50KeV, su rango de ventana son muy semejantes, se puede inferir una muy leve relación en cuanto al valor obtenido de sus pendientes. Y al comparar los resultados de las bandas anteriormente mencionadas con la banda SWift 15-55KeV no se encontró cercanía ni apróximación en los datos obtenidos.

De acuerdo a los resultados obtenidos, se puede concluir que no se obtuvo una relación única para determinar el tamaño de la BLR de una galaxia compuesta de un AGN a partir de su luminosidad en rayos X duros. Si se encontró una relación lineal en todos los telescopios y bandas analizadas. Lo anterior puede deberse principalmente a la alta variabilidad que presentan estas galaxias en la banda de rayos X y que esta variabilidad también depende de la clasificación de la galaxia de acuerdo al comportamiento observado del AGN.

Adicionalmente, en cuanto a la escogencia de los datos que entran en el modelo, se debe prestar especial atención ya que la cantidad de datos pueden hacer mucho más verídico el resultado encontrado, para el caso de este trabajo se encontró que la inclusión o eliminación de datos puede cambiar significativamente los resultados obtenidos. Adicionalmente, en cuanto si una galaxia debe entrar en el modelo o no, depende de la validez de la información encontrada de ese objeto (fuente y bibliografía), ya que hay datos que se pueden ver como observaciones anormales (outliers), al retirar estos sin una buena evaluación se perdería un posible resultado que esté acorde a la realidad física existente.

Como conclusión general puedo afirmar que esta tesis consolida los resultados obtenidos por otros trabajos en donde se muestra que existe una relación entre el tamaño de la BLR y la luminosidad en otras bandas, pero extiende su análisis y resultados a otras bandas más energéticas (14-195 keV). Los valores obtenidos de pendientes e interceptos para las regiones de rayos X analizadas son una primera aproximación para encontrar la relación entre el tamaño de la BLR y luminosidad en esas bandas, la cual hizo uso de la base de datos de tamaños de BLR y observaciones actualmente disponible en línea; pero que se puede perfeccionar en la medida de tener nuevas observaciones.

## 6.2. Recomendaciones

Es importante dar continuidad al estudio de técnicas de mapeo por reverberación y continuar con la investigación en el objetivo planteado del presente trabajo ya que los resultados obtenidos aquí son una buena aproximación a un problema difícil de abordar debido a la alta variabilidad de energía que presenta la banda de rayos X y a la poca disponibilidad de observaciones. A futuro mejores desarrollos instrumentales, mejores y más precisas observaciones de la emisión del continuo de rayos X en las bandas aquí trabajadas ofrecerán la oportunidad de obtener una relación entre el tamaño de la BLR y la luminosidad más exacta y con ello entender la estructura y los procesos físicos que ocurren al interior de este tipo de galaxias.

# A. Anexo: Datos Swift

Tabla A-1.: Swift 14-195KeV

Galaxia	Luminosidad [ $10^{43}$ erg s $^{-1}$ ]	Tiempo de Retardo [días-luz]
3C 120	$27,4 \pm 6,93 \times 10^{-3}$	$38,1^{+21,3}_{-15,3}$
3C390.3	$73,1 \pm 1,85 \times 10^{-2}$	$23,6^{+6,2}_{-6,7}$
Akn 120	$16 \pm 4,05 \times 10^{-3}$	$42,1^{+7,1}_{-7,1}$
Fairall 9	$23,7 \pm 5,98 \times 10^{-3}$	$17,4^{+3,2}_{-4,3}$
IC4329A	$18,1 \pm 4,56 \times 10^{-3}$	$1,5^{+2,7}_{-1,8}$
Mrk 79	$5,09 \pm 1,29 \times 10^{-3}$	$13,7^{+4,1}_{-4,1}$
Mrk110	$16,2 \pm 4,09 \times 10^{-3}$	$26,0^{+6,6}_{-6,6}$
Mrk279	$10,4 \pm 2,62 \times 10^{-3}$	$14,6^{+3,0}_{-3,0}$
Mrk509	$23,6 \pm 5,97 \times 10^{-3}$	$79,6^{6,1}_{-5,4}$
Mrk590	$5,44 \pm 3,54 \times 10^{-4}$	$23,2^{7,3}_{-7,3}$
Mrk817	$4,64 \pm 1,17 \times 10^{-3}$	$22,6^{+9,7}_{-9,7}$
Mrk335	$3,47 \pm 8,77 \times 10^{-4}$	$14,7^{+3,0}_{-3,0}$
NGC3227	$0,445 \pm 1,12 \times 10^{-4}$	$8,4^{+4,2}_{-4,2}$
NGC3516	$2,07 \pm 5,24 \times 10^{-4}$	$10,9^{+4,4}_{-2,1}$
NGC3783	$3,9 \pm 9,85 \times 10^{-4}$	$10,2^{+3,2}_{-2,3}$
NGC4051	$0,0504 \pm 1,27 \times 10^{-5}$	$4,3^{+2,1}_{-2,1}$
NGC4151	$1,45 \pm 3,67 \times 10^{-4}$	$7,1^{+5,7}_{-5,7}$
NGC4593	$1,68 \pm 4,24 \times 10^{-4}$	$3,2^{+5,5}_{-4,1}$
NGC5548	$5,03 \pm 1,27 \times 10^{-3}$	$16,2^{+5,9}_{-5,9}$
NGC7469	$3,75 \pm 9,47 \times 10^{-4}$	$4,5^{+0,6}_{-0,7}$
PG1226+023	$2040 \pm 5,15 \times 10^{-1}$	$352,4^{+73,3}_{-73,3}$

Tabla A-2.: Swift 15-150 keV

Galaxia	Luminosidad [ $10^{43}$ erg s $^{-1}$ ]	Tiempo de Retardo [días-luz]
3C 120	$20,6 \pm 4,11 \times 10^{-3}$	$38,1^{+21,3}_{-15,3}$
3C390.3	$62,1 \pm 1,24 \times 10^{-3}$	$23,6^{+6,2}_{-6,7}$
Akn 120	$13,4 \pm 2,67 \times 10^{-3}$	$42,1^{+7,1}_{-7,1}$
Fairall 9	$19,7 \pm 3,93 \times 10^{-3}$	$17,4^{+3,2}_{-4,3}$
IC4329A	$14,3 \pm 2,84 \times 10^{-3}$	$1,5^{+2,7}_{-1,8}$
Mrk 79	$4,6 \pm 9,17 \times 10^{-4}$	$13,7^{+4,1}_{-4,1}$
Mrk110	$13,2 \pm 2,63 \times 10^{-4}$	$26,0^{+6,6}_{-6,6}$
Mrk279	$7,48 \pm 1,49 \times 10^{-3}$	$14,6^{+3,0}_{-3,0}$
Mrk509	$21,4 \pm 4,26 \times 10^{-3}$	$79,6^{+6,1}_{-5,4}$
Mrk590	$1,77 \pm 3,54 \times 10^{-4}$	$23,2^{+7,3}_{-7,3}$
Mrk817	$4,85 \pm 9,67 \times 10^{-4}$	$22,6^{+9,7}_{-9,7}$
Mrk335	$1,98 \pm 3,94 \times 10^{-4}$	$14,7^{+3,0}_{-3,0}$
NGC3227	$31,7 \pm 6,32 \times 10^{-5}$	$8,4^{+4,2}_{-4,2}$
NGC3516	$1,66 \pm 3,31 \times 10^{-4}$	$10,9^{+4,4}_{-2,1}$
NGC3783	$3,02 \pm 6,02 \times 10^{-4}$	$10,2^{+3,2}_{-2,3}$
NGC4051	$384 \pm 7,66 \times 10^{-5}$	$4,3^{+2,1}_{-2,1}$
NGC4151	$1,08 \pm 2,15 \times 10^{-4}$	$7,1^{+5,7}_{-5,7}$
NGC4593	$1,31 \pm 2,61 \times 10^{-4}$	$3,2^{+5,5}_{-4,1}$
NGC5548	$4,07 \pm 8,13 \times 10^{-4}$	$16,2^{+5,9}_{-5,9}$
NGC7469	$3,46 \pm 6,89 \times 10^{-4}$	$4,5^{+0,6}_{-0,7}$
PG0026+129	$41,5 \pm 8,28 \times 10^{-3}$	$104,7^{+18,3}_{-18,9}$
PG0052+251	$48,1 \pm 9,59 \times 10^{-3}$	$84,4^{+15,3}_{-13,3}$
PG0804+761	$23,4 \pm 4,66 \times 10^{-3}$	$162,5^{+31,2}_{-31,2}$
PG0844+349	$3,39 \pm 6,77 \times 10^{-4}$	$32,3^{+13,7}_{-13,4}$
PG1226+023	$1920 \pm 3,83 \times 10^{-1}$	$352,4^{+73,3}_{-73,3}$
PG1229+204	$7,33 \pm 1,46 \times 10^{-3}$	$33,5^{+14,6}_{-12,6}$
PG1426+015	$28,7 \pm 5,72 \times 10^{-3}$	$84,7^{+21,4}_{-24,4}$
PG1613+658	$35,4 \pm 7,06 \times 10^{-3}$	$40,1^{+15,0}_{-15,2}$

Tabla A-3.: Swift 15-55 keV

Galaxia	Luminosidad [ $10^{43}$ erg s $^{-1}$ ]	Tiempo de Retardo [días-luz]
3C 120	$12,0 \pm 1,02 \times 10^{-3}$	$38,1^{+21,3}_{-15,3}$
3C390.3	$38,8 \pm 3,28 \times 10^{-3}$	$23,6^{+6,2}_{-6,7}$
Akn 120	$9,32 \pm 7,99 \times 10^{-4}$	$42,1^{+7,1}_{-7,1}$
Fairall 9	$12,4 \pm 1,05 \times 10^{-3}$	$17,4^{+3,2}_{-4,3}$
IC4329A	$9,74 \pm 8,25 \times 10^{-4}$	$1,5^{+2,7}_{-1,8}$
Mrk 79	$3,11 \pm 2,63 \times 10^{-4}$	$13,7^{+4,1}_{-4,1}$
Mrk110	$7,99 \pm 6,76 \times 10^{-4}$	$26,0^{+6,6}_{-6,6}$
Mrk279	$5,47 \pm 4,64 \times 10^{-4}$	$14,6^{+3,0}_{-3,0}$
Mrk509	$14,1 \pm 1,19 \times 10^{-3}$	$79,6^{+6,1}_{-5,4}$
Mrk590	$1,92 \pm 1,63 \times 10^{-4}$	$23,2^{+7,3}_{-7,3}$
Mrk817	$2,87 \pm 2,43 \times 10^{-4}$	$22,6^{+9,7}_{-9,7}$
Mrk335	$1,63 \pm 1,38 \times 10^{-4}$	$14,7^{+3,0}_{-3,0}$
NGC3227	$0,232 \pm 1,96 \times 10^{-5}$	$8,4^{+4,2}_{-4,2}$
NGC3516	$1,07 \pm 9,03 \times 10^{-5}$	$10,9^{+4,4}_{-2,1}$
NGC3783	$2,02 \pm 1,71 \times 10^{-4}$	$10,2^{+3,2}_{-2,3}$
NGC4051	$0,0027 \pm 2,28 \times 10^{-6}$	$4,3^{+2,1}_{-2,1}$
NGC4151	$0,575 \pm 4,87 \times 10^{-5}$	$7,1^{+5,7}_{-5,7}$
NGC4593	$0,0775 \pm 6,56 \times 10^{-5}$	$3,2^{+5,5}_{-4,1}$
NGC5548	$1,95 \pm 1,65 \times 10^{-4}$	$16,2^{+5,9}_{-5,9}$
NGC7469	$2,18 \pm 1,85 \times 10^{-4}$	$4,5^{+0,6}_{-0,7}$
PG0804+761	$24,4 \pm 1,06 \times 10^{-3}$	$162,5^{+31,2}_{-31,2}$
PG1226+023	$971,0 \pm 8,22 \times 10^{-2}$	$352,4^{+73,3}_{-73,3}$
PG1426+015	$20,0 \pm 1,69 \times 10^{-3}$	$84,7^{+21,4}_{-24,4}$



## B. Anexo: Datos Suzaku

Tabla B-1.: Suzaku 14-195 keV

Galaxia	Luminosidad [ $10^{43}$ erg s $^{-1}$ ] *	Tiempo de Retardo [días-luz]
3C 120	23,0	38,1 $^{+21,3}_{-15,3}$
Akn 120	14,3	42,1 $^{+7,1}_{-7,1}$
Fairall 9	18,6	17,4 $^{+3,2}_{-4,3}$
IC4329A	8,63	1,5 $^{+2,7}_{-1,8}$
Mrk 79	4,14	13,7 $^{+4,1}_{-4,1}$
Mrk110	16,6	26,0 $^{+6,6}_{-6,6}$
Mrk279	9,83	14,6 $^{+3,0}_{-3,0}$
Mrk509	19,9	79,6 $^{6,1}_{-5,4}$
NGC3227	0,25	8,4 $^{+4,2}_{-4,2}$
NGC3516	41,04	10,9 $^{+4,4}_{-2,1}$
NGC3783	4,00	10,2 $^{+3,2}_{-2,3}$
NGC4051	0,046	4,3 $^{+2,1}_{-2,1}$
NGC4151	0,737	7,1 $^{+5,7}_{-5,7}$
NGC4593	1,36	3,2 $^{+5,5}_{-4,1}$
NGC5548	3,93	16,2 $^{+5,9}_{-5,9}$
NGC7469	3,55	4,5 $^{+0,6}_{-0,7}$

En la base de datos del telescopio Suzaku no se informaba error relativo para las medidas de luminosidad.

Tabla B-2.: Suzaku 15-50 keV

Galaxia	Luminosidad [ $10^{43}$ erg s $^{-1}$ ] *	Tiempo de Retardo [días-luz]
3C 120	11,6	38,1 $^{+21,3}_{-15,3}$
Akn 120	7,16	42,1 $^{+7,1}_{-4,3}$
IC4329A	8,66	1,5 $^{+2,7}_{-1,8}$
Mrk 79	2,08	13,7 $^{+4,1}_{-4,1}$
Mrk110	8,33	26,0 $^{+6,6}_{-6,6}$
Mrk279	2,47	14,6 $^{+3,0}_{-3,0}$
Mrk509	15,8	79,6 $^{+6,1}_{-5,4}$
NGC3227	0,199	8,4 $^{+4,2}_{-4,2}$
NGC3516	0,83	10,9 $^{+4,4}_{-2,1}$
NGC3783	2,00	10,2 $^{+3,2}_{-2,3}$
NGC4051	0,0292	4,3 $^{+2,1}_{-2,1}$
NGC4151	0,0466	7,1 $^{+5,7}_{-5,7}$
NGC4593	0,0431	3,2 $^{+5,5}_{-4,1}$
NGC5548	1,57	16,2 $^{+5,9}_{-5,9}$
NGC7469	1,78	4,5 $^{+0,6}_{-0,7}$

En la base de datos del telescopio Suzaku no se informaba error relativo para las medidas de luminosidad.

Tabla B-3.: Suzaku 10-50 keV

Galaxia	Luminosidad [ $10^{44}$ erg s $^{-1}$ ] *	Tiempo de Retardo [días-luz]
3C 120	1,56	38,1 $^{+21,3}_{-15,3}$
3C390.3	4,21	23,6 $^{+6,2}_{-6,7}$
Akn 120	1,04	42,1 $^{+7,1}_{-7,1}$
Fairall 9	1,74	17,4 $^{+3,2}_{-4,3}$
IC4329A	1,04	1,5 $^{+2,7}_{-1,8}$
Mrk 79	0,262	13,7 $^{+4,1}_{-4,1}$
Mrk110	0,875	26,0 $^{+6,6}_{-6,6}$
Mrk509	1,95	79,6 $^{+6,1}_{-5,4}$
Mrk335	0,275	14,7 $^{+3,0}_{-3,0}$
NGC3227	0,0323	8,4 $^{+4,2}_{-4,2}$
NGC3516	1,34	10,9 $^{+4,4}_{-2,1}$
NGC3783	0,0646	10,2 $^{+3,2}_{-2,3}$
NGC4051	2,05	4,3 $^{+2,1}_{-2,1}$
NGC4151	0,00445	7,1 $^{+5,7}_{-5,7}$
NGC4593	0,00452	3,2 $^{+5,5}_{-4,1}$
NGC5548	1,98	16,2 $^{+5,9}_{-5,9}$
PG1426+015	99,00	84,7 $^{+21,4}_{-24,4}$

En la base de datos del telescopio Suzaku no se informaba error relativo para las medidas de luminosidad.

## C. Anexo: Estimación Tamaño de BLR

Sea el radio de la BLR, denotado por  $R$ , en días luz.

$$\tau = \frac{R}{c}, \quad (\text{C-1})$$

$$\tau c = R, \quad (\text{C-2})$$

$$R = \tau c. \quad (\text{C-3})$$

Considerando un año juliano (365,25 días de 86400 s o 24 horas, para un total de 31557600 s) y la velocidad de la luz ( $299792458 \text{ m s}^{-1}$ ), entonces un día luz equivale a una distancia aproximada de

$$d = ct,$$

$$1 \text{ dl} = (2,9979246 \times 10^8 \text{ m/s})(1 \text{ día}),$$

$$1 \text{ dl} = c(1 \text{ día}),$$

$$\frac{1 \text{ dl}}{1 \text{ día}} = c.$$

Entonces, sea  $\tau^*$  a la magnitud del tiempo de retardo

$$R = \tau c,$$

$$R = \tau \frac{1 \text{ dl}}{1 \text{ día}},$$

$$R = (\tau^* \text{ día}) \frac{1 \text{ dl}}{1 \text{ día}},$$

$$R = \tau^* \text{ dl}.$$

# Bibliografía

- [Abdo, 2010] Abdo, A. (2010). The first catalogue of active galactic nuclei detected by the fermi large area telescope. *Astrophysical Journal*, 715:429–457.
- [Akritas and Bershadsky, 1996] Akritas and Bershadsky (1996). Linear regression for astronomical data with measurement errors and intrinsic scatter. *Astrophysical Journal*, 470:706–714.
- [Beckmann and Schrader, 2012] Beckmann and Schrader (2012). *Active Galactic Nuclei*. Wiley-VCH, Weinheim.
- [Bennert and Wilson, 2004] Bennert, N., F. H. S. Y. and Wilson, A. (2004). Comparing agn broad and narrow line regions, in the interplay among black holes, stars and ism in galactic nuclei. *IAU Symposium*, 222:307–309.
- [Bentz Misty C. Williams Peter R. and Tommaso, 2021] Bentz Misty C. Williams Peter R., Street Rachel, O. C. A. V. M. and Tommaso, T. (2021). A detailed view of the broad-line region in ngc 3783 from velocity resolved reverberation mapping. *Astrophysical Journal*, 920:112–123.
- [Boggs Paul and Robert, 1987] Boggs Paul, B. R. and Robert, S. (1987). A stable and efficient algorithm for nonlinear orthogonal distance regression. *Society for Industrial and Applied Mathematics*, 8:1052–1078.
- [Bradley, 1998] Bradley, P. (1998). On uncertainties in cross-correlation lags and the reality of wavelength-dependent continuum lags in active galactic nuclei. *Astronomical Society of the Pacific*, 110:660–670.
- [Cruz de Oliveira and Fernandes de Aguiar, 2013] Cruz de Oliveira, E. and Fernandes de Aguiar, P. (2013). Least squares regression with errors in both variables: Case studies. *Quim Nova*, 36:885–889.
- [Czerny Bozena and Vladimir, 2017] Czerny Bozena, Li Yang-Rong, S. K. H. P. S. W. C. and Vladimir, K. (2017). Self consistent model of the broad line region. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 4:1–5.

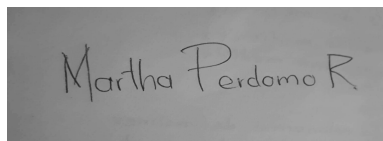
- [Edelson and Krolik, 1988] Edelson and Krolik (1988). The discrete correlation function: a new method for analyzing unevenly sampled variability data. *Astrophysical Journal*, 333:646–656.
- [Gaskell and Peterson, 1987] Gaskell and Peterson (1987). The accuracy of cross-correlation estimates of quasar emission-line region sizes. *Astrophysical Journal*, 65:1–11.
- [Gaskell and Sparke, 1986] Gaskell, C. M. and Sparke, L. (1986). Line variations in quasars and seyfert galaxies. *Astrophysical Journal*, 305:175–186.
- [Hagai, 2020] Hagai, N. (2020). Testing broad line region models with reverberation mapping. *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 494:1611–1621.
- [Kaspi, 2000] Kaspi, S. (2000). Reverberation measurements for 17 quasars and the size-mass-luminosity relations in active galactic nuclei. *Astrophysical Journal*, 533:631–649.
- [Kaspi, 2005] Kaspi, S. (2005). The relationship between luminosity and broad-line region size in active galactic nuclei. *Astrophysical Journal*, 629:61–71.
- [Maoz and Netzer, 1989] Maoz, D. and Netzer, H. (1989). Evaluation of the cross-correlation method and the size of agn emission-line regions. *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 236:21–29.
- [Massaro, 2011] Massaro, F. (2011). Large-scale extragalactic jets in the chandra era. i. data reduction and analysis. *Astrophysical Journal*, 197:1–14.
- [Morgan C.W. and Falco, 2010] Morgan C.W., Kochanek, C.-M. N. and Falco, E. (2010). The quasar accretion disk size- blackhole relation. *Astrophysical Journal*, 712:1129–1136.
- [Netzer, 2006] Netzer, H. (2006). Active galactic nuclei: Basic physics and main components. *Lec. Notes. Phys.*, 693:1–37.
- [Netzer, 2013] Netzer, H. (2013). *The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei*. Cambridge University Press, New York.
- [Pérez E. and L., 1988] Pérez E., R. A. and L., D. L. F. (1988). The response of the broad emission line region to ionizing continuum variations-iii an atlas of transfer functions. *Astrophysical Journal*, 333:646–656.
- [Peterson, 2006] Peterson, B. (2006). The broad line region in active galactic nuclei. *Lec. Notes. Phys.*, 693:77–100.
- [Peterson, 1997] Peterson, B. M. (1997). *An Introduction to Active Galactic Nuclei*. Cambridge University Press, Cambridge.

- [Peterson, 2004] Peterson, B. M. (2004). Central masses and broad-line region sizes of active galactic nuclei. ii. a homogeneous analysis of a large reverberation-mapping database. *Astrophysical Journal*, 613:682–699.
- [Press, 1992] Press, W. (1992). *Numerical recipes in C: The art of scientific computing*. Cambridge University Press, Cambridge.
- [Raimundo S.I and A.J., 2019] Raimundo S.I, Pancoast A., V. M. G. M. and A.J., B. (2019). Modelling the agn broad line region using single-epoch spectra-i the case test of arp 151. *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 489:1899–1918.
- [Robert, 1993] Robert, A. (1993). Unified models for active galactic nuclei and quasars. *Annual Review Astronomical Astrophysics*, 31:473–521.
- [Shemmer, 2003] Shemmer, O. (2003). Complex optical-x-ray correlations in the narrow-line seyfert 1 galaxy ngc 4051. *Royal Astronomical Society*, 343:1341–1347.
- [Soldi, 2014] Soldi, S. (2014). Long-term variability of agn at hard x-rays. *Astronomy Astrophysical*, 563:1–17.
- [Soldi., 2014] Soldi., S. (2014). Long-term variability of agn at hard x-rays. *Astronomy Astrophysical*, A57:1–16.
- [Tremaine, 2002] Tremaine, S. (2002). The slope of the black hole mass versus velocity dispersion correlation. *Astrophysical Journal*, 574:740–753.
- [Urry. and Padovani, 1995] Urry., C. and Padovani, P. (1995). Unified schemes for radio-loud active galactic nuclei. *Astronomical Society of the Pacific*, 107:803–846.
- [Welsh., 1999] Welsh., W. (1999). On the reliability of cross-correlation function lag determinations in active galactic nuclei. *Astronomical Society of the Pacific*, 111:1347–1366.
- [White and Peterson, 1994] White and Peterson (1994). Comments on cross-correlation methodology in variability studies of active galactic nuclei. *Astronomical Society of the Pacific*, 106:879–889.
- [Zhang, 2019] Zhang, Z.-X. (2019). Kinematics of the broad-line region of 3c 273 from a 10 yr reverberation mapping campaign. *Astrophysical Journal*, 876:1–14.

# Declaración

Me permito afirmar que he realizado la presente tesis de manera autónoma y con la única ayuda de los medios permitidos y no diferentes a los mencionados en la propia tesis. Todos los pasajes que se han tomado de manera textual o figurativa de textos publicados y no publicados, los he reconocido en el presente trabajo. Ninguna parte del presente trabajo se ha empleado en ningún otro tipo de tesis.

Bogotá, D.C., 10.02.2022

A rectangular image showing a handwritten signature in black ink on a light-colored background. The signature reads "Martha Perdomo R".

---

(Martha Morelia Perdomo)