



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA  
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

DISTRIBUCIÓN ESPECTRAL DE ENERGÍA DE UNA MUESTRA DE  
BLAZARES OBSERVADOS CON EL GRAN TELESCOPIO MILIMÉTRICO

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
MAESTRA EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:  
JESSICA LUNA CERVANTES

TUTOR PRINCIPAL:  
DRA. ERIKA MA. BENÍTEZ LIZAOLA  
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:  
DRA. MIRIAM DEL CARMEN PEÑA CÁRDENAS  
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA  
DR. XAVIER HERNÁNDEZ DORING  
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX., OCTUBRE 2020



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



*A mis dos estrellas en el cielo, por enseñarme de valentía y amor a la vida*

---

## AGRADECIMIENTOS

La astronomía me cautivó cuando tenía alrededor de doce años y desde entonces enfoqué mi camino para poder llegar a ella. El inicio no fue sencillo, después de cada traspies me cuestioné si el camino era el correcto. Estudiar una maestría, me parecía un sueño distante e inalcanzable. Ahora, me doy cuenta de que he llegado justo al lugar que anhelé. Así que, recordando y sobre todo valorando el estar aquí, escribo estos agradecimientos. Después de un tiempo de hacer lo mismo uno llega a olvidar el por qué inició. Llegas a acostumbrarte y no logras apreciar lo valioso que sería a la vista de esa niña que eras. No tenía palabras hasta que recordé que todo esto es realmente un sueño cumplido. Me siento afortunada por ver terminado este trabajo.

Agradezco a mi familia por la confianza que han sembrado en mí, por hacer posible cada paso al perseguir mis sueños, y sobre todo, por hacerme fuerte. A mis amigos, que me han mantenido a flote después de momentos difíciles y han estado conmigo para celebrar los buenos. A mi pequeñita Dori por su fiel compañía en cada noche de desvelo, basta voltear a verla en los días de desaliento para retomar fuerzas y continuar. A mi persona favorita, por acompañarme y alentarme siempre a seguir creciendo y mejorar. Agradezco a la vida por todas las circunstancias que me han permitido llegar aquí, por todas las personas que he podido conocer en el camino y con quienes he tenido la oportunidad de compartir cada parte de esto. Creo fielmente que estamos hechos de fragmentos de personas con las que compartimos la vida.

Muchas gracias a mi asesora Erika Benitez, por la gran dedicación hacia mi educación y la confianza que me ha brindado. No me es fácil conectar con las personas y creo que hemos conectado bien. Quiero agradecer especialmente a Arturo Gómez, Iván Rodríguez y Josefina Lázaro, por recibirme hace un año en el INAOE y apoyar este trabajo; a Arturo por todo el seguimiento y la oportunidad de trabajar con ellos, a Iván Rodríguez por enseñarme sobre el procesamiento de datos, y a Jose por el tiempo invertido en la búsqueda de las observaciones (y esa bolsita de té que me dió cuando me sentí un poco mal). Quisiera mencionar también al Dr. Andrea Tramacere, uno de los autores del código que he utilizado, por su pronta respuesta y disposición para resolver algunas dudas respecto al código. Es muy grato coincidir y aprender de personas como ustedes, dispuestas a compartir sus conocimientos. Son realmente valiosos.

Agradezco a los miembros del comité tutor por sus recomendaciones durante el posgrado. Al jurado por tomarse el tiempo de leer este trabajo y enriquecerlo con sus comentarios. Gracias finalmente, al CONACyT por el apoyo otorgado durante estos dos años.

**E.B. y J.L. agradecen el apoyo brindado por DGAPA-UNAM a través del proyecto PAPIIT IN 113320.**

*No dejes que termine el día sin haber crecido un poco,*

*sin haber sido feliz, sin haber aumentado tus sueños.*

*No te dejes vencer por el desaliento.*

*No permitas que nadie te quite el derecho a expresarte, que es casi un deber.*

*No abandones las ansias de hacer de tu vida algo extraordinario.*

*No dejes de creer que las palabras y las poesías sí pueden cambiar el mundo.*

*Pase lo que pase nuestra esencia está intacta. Somos seres llenos de pasión.*

*La vida es desierto y oasis.*

*Nos derriba, nos lastima, nos enseña,*

*nos convierte en protagonistas de nuestra propia historia...*

*Walt Whitman*

## Resumen

En esta tesis presentamos la caracterización de la distribución espectral de energía (SED) de una muestra de blazares observados por el Gran Telescopio Milimétrico, el telescopio de plato único, y movable más grande del mundo, ubicado en el estado de Puebla, México. Durante el periodo de actividad de la cámara AzTEC en el GTM, blazares monitoreados por el satélite *Fermi* y el *Submillimeter Array* (SMA) fueron observados como fuentes de apuntado.

Los blazares son fuentes compactas en radio que pertenecen a la familia de los núcleos activos de galaxias (AGN), particularmente de los AGN tipo radio-fuertes o que presentan *jet*, el cual, en el caso de los blazares se orienta muy cerca de la línea de visión. Esta geometría produce efectos relativistas en el sistema del observador que provocan una intensificación en el brillo y concentración del flujo observado, dentro de un ángulo pequeño, haciéndolos brillantes y altamente variables en todas las longitudes de onda, desde radio a rayos- $\gamma$ . La clase blazar se divide en dos tipos; los objetos BL Lac y los *Flat Spectrum Radio Quasar* (FSRQ), los cuales difieren entre sí por sus características espectrales.

La SED de los blazares se caracteriza por una forma de “doble joroba”, en donde la emisión es dominada por un continuo no térmico. La primer joroba o componente de baja energía, que alcanza su frecuencia pico entre el IR y los rayos-X suaves, es atribuida generalmente a radiación sincrotrón producida por electrones relativistas que se mueven dentro de un campo magnético. Por otra parte, el origen de la componente de altas energías de la SED es aún incierto. Sin embargo, se han propuesto diferentes enfoques referidos comúnmente como modelos leptónicos y hadrónicos. En la presente tesis, nos hemos enfocado únicamente en los modelos leptónicos para modelar la SED del radio hasta los rayos- $\gamma$ . En donde se supone que la emisión a lo largo del espectro electromagnético está dominada por leptones, (es decir, electrones y posiblemente positrones). En el escenario leptónico, la emisión de la segunda joroba se explica de mejor manera por procesos de Compton inverso de los electrones relativistas del jet, que interactúan con fotones que pueden provenir ya sea de la radiación sincrotrón dentro de la región de emisión (proceso llamado synchrotron self Compton, SSC), o de campos de fotones externos que interactúan con el jet (external Compton, EC). En general, los modelos puramente SSC parecen explicar mejor la emisión de la segunda joroba de blazares tipo BL Lac, mientras que los modelos con EC resultan más exitoso para el tipo FSRQ, ya que a diferencia de los BL Lac presentan campos de fotones externos como el disco de acreción, la región de líneas anchas o el toro IR de polvo.

La frecuencia de la emisión sincrotrón es utilizada comúnmente para clasificar a los blazares como fuentes *low-*, *intermediate-* y *high frequency peaked* (LSP, ISP y HSP, respectivamente). La correlación entre la posición de la frecuencia pico sincrotrón con los procesos de enfriamiento, han sido motivo de estudio a través de la llamada *secuencia blazar*. Fossati et al. (1998), estudiaron la SED de un conjunto de blazares, encontrando una secuencia empírica que relaciona a la clase blazar con su luminosidad bolométrica. Notaron que cuando la luminosidad incrementa, el pico de las dos componentes de la SED se desplaza hacia bajas frecuencias y la componente de altas energías se vuelve más prominente. Marcando una diferencia entre los blazares luminosos FSRQ y los BL Lac que son menos luminosos. Esta diferencia fue interpretado por Ghisellini et al. (1998) como un cambio en la eficiencia de los procesos de enfriamiento.

Dentro del escenario de la secuencia blazar, presentamos el análisis de la SED de una muestra de siete blazares conformada por las fuentes BL Lac OJ 287, 4C + 01.28 y OT 081; y FSRQ 3C 273, PKS 1335-127, 3C 454.3 y PKS 2255-282. Se realizó la búsqueda de datos cuasi-simultáneos alrededor de la fecha de observación del GTM, para construir la SED de baja energía comprendida del radio a los UV-rayos-X suaves. Para los blazares OJ 287, 3C 273 y 3C 454.3, se utilizaron observaciones realizadas por los telescopios OVRO, ALMA, SMA, GTM y SMARTS. Encontrando datos cuasi-simultáneos únicamente en el rango de 0.9-20 mm para el resto de los objetos, para los que no fue posible realizar obtener la SED de baja energía. Debido a las escalas de variabilidad de los blazares, que van de minutos a años, resulta de gran importancia contar con observaciones multifrecuencia cuasi-simultáneas para poder estudiar las fuentes en un mismo estado de actividad.

Usando el código abierto JetSeT para modelar la emisión de fuentes con jet, hemos estimado la frecuencia pico sincrotrón, clasificando a las fuentes OJ 287 y 3C 273 como LSP, con una frecuencia sincrotrón  $\nu_p \sim 10^{13.61}$  Hz y  $\nu_p \sim 10^{13.95}$  Hz, respectivamente, y a 3C 454.3 como ISP con  $\nu_p \sim 10^{14.12}$  Hz. Encontrando para cada fuente, variaciones en la frecuencia pico respecto a la reportada en la literatura, lo que se traduce en cambios en su estado de actividad y en la eficiencia de sus procesos de enfriamiento.

Concentrándonos en el blazar 3C 273, realizamos un análisis de la SED comprendida del radio a los rayos- $\gamma$  en dos épocas distintas. Una de ellas, la SED promedio de 3C 273 analizada previamente en Soldi et al. (2008), fue modelada con un modelo SSC con EC en donde se consideraron campos de fotones externos producidos por el disco de acreción y el toro de polvo, ambos modelados como cuerpo negro. Los parámetros obtenidos de este ajuste, como la temperatura del toro de polvo, fueron consistentes con los reportados en Soldi et al. (2008), verificando la validez del ajuste realizado con JetSeT. Posteriormente, se modeló la SED cuasi-simultánea presentada en esta tesis con observaciones del año 2016. Dado que el mejor ajuste se obtuvo utilizando un modelo SSC + EC, en este caso producido por el disco de acreción, reafirmamos que los modelos con EC suelen ser muy exitosos para ajustar la SED de blazares como 3C 273, que es un blazar tipo FSRQ.

La SED de 3C 273 presenta una notable contribución térmica en el rango del óptico-UV atribuida al disco de acreción, característica presente en los AGN tipo Seyfert, confirmando la naturaleza Seyfert-blazar de esta fuente e indicando que el blazar no se encontraba en un estado de alta actividad, de lo contrario ésta contribución térmica sería menos notoria o incluso ausente.

El ajuste realizado con JetSeT a la SED de 3C 273 de 2016, nos permitió estimar parámetros físicos como el tamaño de la región emisora, con un radio  $R = 10^{17}$  cm, y su distancia al agujero negro  $\sim 3.2$  pc. Asimismo, se obtuvo una intensidad de campo magnético  $B = 0.089$  G y un factor Doppler  $\delta = 7.2$ , que corresponde a un ángulo  $\theta \sim 8^\circ$  respecto a la línea de visión, que resultan consistentes con valores reportados en la literatura.





---

## Lista de Abreviaturas

---

ACA	Atacama Compact Array
AGN	Active Galactic Nuclei
ALMA	Atacama Large Millimeter/submillimeter Array
ANDICAM	A Novel Dual Imaging CAMera
AzTEC	Aztronomical Thermal Emission Camera
BBB	Big Blue Bump
BH	Black Hole
BLR	Broad Line Region
BLRG	Broad-line radio galaxies
CMB	Cosmic microwave background
DT	Dusty Torus
EC	External Compton
EGRET	Energetic Gamma Ray Experiment Telescope
EHT	Event Horizon Telescope
EW	Equivalent Width
FRI	Fanaroff-Riley class I radio source
FRII	Fanaroff-Riley class II radio source
FSRQ	Flat-spectrum radio quasar
FWHM	Full Width at Half Maximum
GTM	Gran Telescopio Milimétrico Alfonso Serrano
HBL	High-energy peaked BL Lacs
HSP	High synchrotron peak
IC	Inverse Compton
IDV	Intraday variability
IR	Infrared
ISP	Intermediate synchrotron peak
JCMT	James Clerk Maxwell Telescope
JetSeT	Jets SED modeler and fitting Tool
LAT	Large-Area Telescope on Fermi/GLAST
LINER	Low-ionization nuclear emission-line regions
LP	Log-parabolic model
LPEP	Log-parabola defined by peak energy
LPPL	Log-parabola with low-energy powerlaw branch model
LTV	long-term variability
LSP	Low synchrotron peak
MAGIC	Major Atmospheric Gamma ray Imaging Cherenkov telescope in Canary Islands
MCMC	Markov-Chain Monte Carlo
MERLIN	Multi Element Remotely Linked Interferometer Network
NIR	Near Infrared
NLR	Narrow Line Region
NLRG	Narrow-line radio galaxies

---

NLS1	Narrow-line Seyfert 1
NOAO	National Optical Astronomy Observatory
OVRO	Owens Valley Radio Observatory
PCA	Principal Component Analysis
PSD	Power Spectral Density
QSO	Quasi-stellar object
RQ	Radio-Quiet (AGN)
RL	Radio-Loud (AGN)
SCP	Spectral-curvature parameter
SDSS	Sloan Digital Sky Survey
SED	Spectral Energy Distribution
SMA	Submillimeter Array
SMARTS	Small and Moderate Aperture Research Telescope System
SMBH	Super Massive Black Hole
SSC	Synchrotron self-Compton
STV	short-term variability
UMRAO	University of Michigan Radio Astronomy Observatory
UV	Ultraviolet
VHE	Very High Energy
VLBA	Very Long Baseline Array
VLBI	Very-long-baseline interferometry

---

# Índice general

<b>AGRADECIMIENTOS</b>	<b>I</b>
<b>Resumen</b>	<b>III</b>
<b>Lista de Abreviaturas</b>	<b>VI</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. El Modelo Estándar . . . . .	5
1.2. El Modelo Unificado . . . . .	5
1.3. Distribución Espectral de Energía en AGN . . . . .	7
1.4. Objetivos . . . . .	9
<b>2. El Fenómeno blazar</b>	<b>10</b>
2.1. Fenomenología . . . . .	10
2.2. Distribución Espectral de Energía en blazares . . . . .	11
2.2.1. La secuencia blazar . . . . .	12
2.3. Emisión milimétrica en blazares . . . . .	13
2.4. Modelo leptónico SSC/EC . . . . .	14
2.5. Distribuciones espectrales de partículas en fuentes no-térmicas . . . . .	17
2.5.1. Propiedades de la distribución espectral LP . . . . .	17
2.5.2. Propiedades de la distribución espectral LPPL . . . . .	18
2.5.3. Propiedades de la distribución LPEP . . . . .	19
2.5.4. Distribución de energía de las partículas aceleradas . . . . .	20
2.5.5. Propiedades espectrales de la radiación . . . . .	20
<b>3. Observaciones</b>	<b>22</b>
3.1. Selección de la muestra . . . . .	22
3.2. Observaciones en radio-mm . . . . .	28
3.2.1. El Gran Telescopio Milimétrico . . . . .	28
3.2.1.1. Cámara AzTEC . . . . .	29
3.2.1.2. Procesamiento de los datos . . . . .	30
3.2.2. The Submillimeter Array . . . . .	31
3.2.3. Atacama Large Millimeter/submillimeter Array . . . . .	32
3.2.4. Owens Valley Radio Observatory . . . . .	32
3.2.5. Distribución espectral de energía en la banda del radio-mm . . . . .	33
3.3. Observaciones Óptico/IR . . . . .	36
3.3.1. Small and Moderate Aperture Research Telescope System . . . . .	36
3.3.2. Distribución espectral de energía del radio-óptico . . . . .	37
<b>4. Modelación de la SED de baja energía de la muestra de blazares</b>	<b>38</b>
4.1. OJ 287 . . . . .	38
4.2. 3C 273 . . . . .	39
4.3. 3C 454.3 . . . . .	41

<b>5. Modelación de la SED multifrecuencias de 3C 273</b>	<b>44</b>
5.1. Estudios previos multifrecuencia de 3C 273 . . . . .	44
5.2. Análisis de la SED del blazar 3C 273 con el código <i>JetSeT</i> . . . . .	51
5.2.1. Análisis de la SED promedio de 3C 273 . . . . .	51
5.2.2. Análisis de la SED construida con las observaciones de 2016 . . . . .	54
5.2.3. Estimación de la frecuencia pico de las componentes Sincrotrón y Compton Inverso. . . . .	57
<b>6. Resultados y Conclusiones</b>	<b>59</b>
6.1. Resultados del análisis de la SED de baja energía de la muestra . . . . .	59
6.2. Resultados del análisis de la SED del radio a los rayos- $\gamma$ de 3C 273 . . . . .	61
<b>Referencias</b>	<b>65</b>
<b>Apéndices</b>	<b>71</b>
<b>A. JetSeT: el código de modelado de la SED de Jets Relativistas</b>	<b>73</b>
A.1. Implementación . . . . .	74
A.1.1. Formato de los datos . . . . .	74
A.1.2. Modelos . . . . .	75
<b>B. Mapas GTM</b>	<b>79</b>
B.1. OJ 287 . . . . .	80
B.2. 4C+01.28 . . . . .	81
B.3. 3C 273 . . . . .	82
B.4. PKS 1335-127 . . . . .	83
B.5. OT 081 . . . . .	84
B.6. 3C 454.3 . . . . .	85
B.7. PKS 2255-282 . . . . .	86

# Capítulo 1

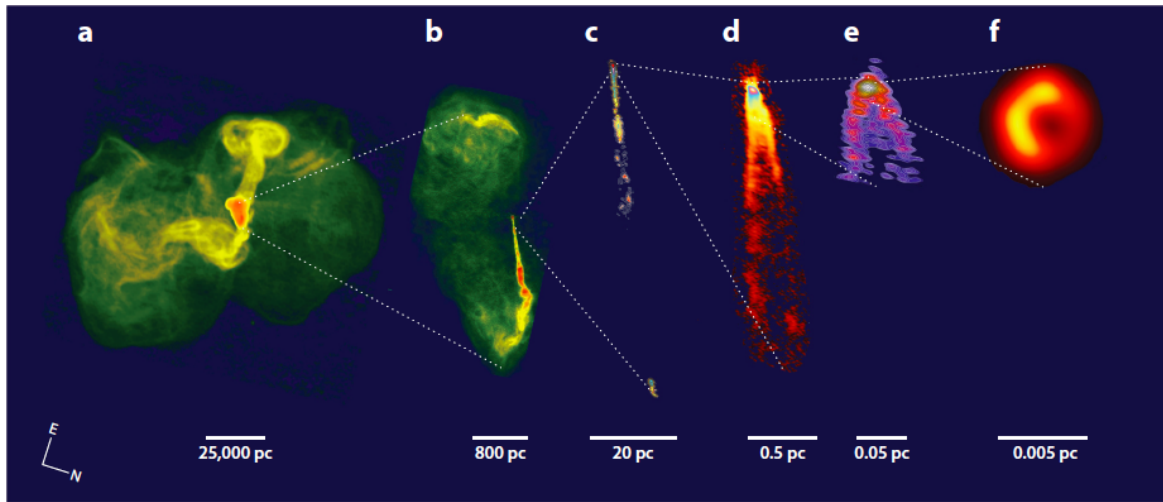
## Introducción

Los objetos conocidos como Núcleos Activos de Galaxias (o *Active Galactic Nuclei*, en adelante AGN) conforman una familia de galaxias cuya actividad central produce enormes luminosidades ( $L \sim 10^{42-47} \text{ erg s}^{-1}$ ). Estas luminosidades son tan altas, que no pueden explicarse con procesos de tipo estelar. El modelo más aceptado para explicar el origen del brillo central supone que se originan por la acreción de material producida por un agujero negro central y supermasivo (*Super Massive Black Hole*, en adelante SMBH) con masas entre  $10^6-9 M_{\odot}$ .

La primera evidencia observacional registrada de la existencia de AGN se remonta al año 1908, cuando Edward A. Fath ([Fath 1909](#)) obtuvo espectros de cúmulos estelares y nebulosas espirales en el Observatorio Lick, que presentaban intensas líneas de emisión producto de la manifestación de un núcleo activo. Sin embargo, no fue hasta décadas después que Seyfert ([Seyfert 1943](#)) sugirió la presencia de un pozo gravitacional. Seyfert presentó el análisis de algunas de las galaxias que hasta entonces habían sido identificadas con espectros equivalentes a los observados por Fath. Revelando una naturaleza inusual, eran objetos excepcionalmente compactos con un núcleo brillante, un continuo variable desde el ultravioleta al óptico, además de contar con intensas líneas de emisión, lo que sugería una fuente de energía muy poderosa y compacta en el centro de estas galaxias que ahora se conocen como "Galaxias Seyfert", una de las grandes subclases de AGN.

En 1963, se descubre el primer cuásar (ver [Hazard 1963](#), [Schmidt 1963](#)), el cual se identifica posteriormente con el nombre de 3C 273. El hallazgo ocurrió estudiando la emisión de una fuente de radio extremadamente brillante y aparentemente asociada a un objeto puntual. Los cuasares constituyen la sub-clase más luminosa. Originalmente, el nombre "quasar" hacía referencia a "quasi stellar radio sources" o quasars, por haber sido descubiertos en radio. No obstante, en la actualidad se conocen como "quasi-stellar objects" o cuasares.

Los cuasares son fuentes puntuales, muy distantes y muy luminosas. Comparados con las galaxias tipo Seyfert, su alto brillo central impide estudiar la galaxia anfitriona que alberga a los AGN tipo cuasar por efectos de contraste. En general, se ha planteado la idea de que las galaxias Seyfert son la población cercana y de baja luminosidad de los cuasares. Marteen Schmit propuso dividir ambas clases de acuerdo a su magnitud absoluta en la banda azul del óptico, i.e. los cuasares son aquellos cuyo brillo  $M_B < -23$  ([Schmidt 1983](#)).



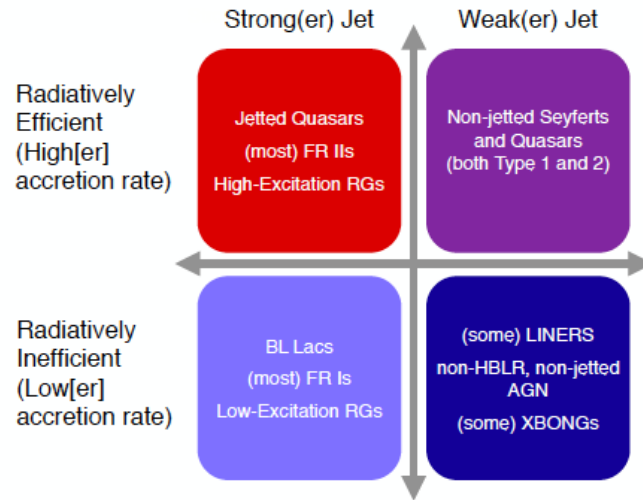
**Figura 1.0.1:** Imágenes de la radiogalaxia M87 a diferentes escalas que van desde los lóbulos gigantes en los extremos del jet hasta regiones cercanas al agujero negro. [Blandford et al. \(2019\)](#).

Posteriormente, se descubrió que asociado al núcleo de muchas de las galaxias en el Universo cercano ([Baade 1954](#)), se encontraban estructuras extendidas muy luminosas en las bandas del radio, i.e. se descubren las Radiogalaxias, que son otra sub-clase de AGN (ver [Figura 1.0.1](#)). Las estructuras extendidas mostraban lóbulos y chorros o *jets* colimados, cuya emisión parecía tener un origen no térmico. Cerca del 10% de AGN tienen una emisión prominente en el radio, clasificados como "Radio-Fuertes" (*Radio-Loud*, en adelante RL). Se caracterizan por la emisión de jets relativistas de plasma que se extienden desde la región central hasta escalas de kpc o incluso Mpc ([Begelman et al. 1984](#)). Cuando el cociente mínimo entre la luminosidad en radio respecto al óptico es mayor a 10 (i.e.  $L_{5GHz} / L_B > 10$ ) se dice que se trata de una fuente RL (según el criterio utilizado por [Kellermann 1989](#)), y cuando no se cumple el criterio, se clasifican como "Radio-callados" (o *Radio-Quiet*, RQ) que no significa que todos sean radio silenciosos, pues algunos pueden tener emisión débil ó difícil de detectar en las radio frecuencias.

Recientemente, [Padovani et al. \(2017\)](#) propone que la distinción entre estos dos tipos de AGN no es simplemente una cuestión de semántica, sino que las dos clases representan objetos intrínsecamente diferentes. Los AGN radio fuertes emiten una gran fracción de su energía mediante procesos no térmicos y en asociación con la emisión de potentes chorros de material que se mueve con velocidades cercanas a la luz (jets relativistas). Por otro lado, en los AGN radio callados, al no tener emisión asociada a un jet relativista, los procesos de emisión incluyen procesos térmicos relacionados directa o indirectamente con el disco de acreción, además de procesos no-térmicos. Específicamente, en este trabajo se propone que, debido a que la mayor diferencia física entre las dos clases es la presencia o ausencia de chorro relativista, es mucho más conveniente clasificarlos como AGN con chorro (o "*jettted*") y AGN sin chorro (o "*non-jettted*"). Estas dos clasificaciones de RL y RQ (o *jettted* y *non-jettted*) comprenden los siguientes tipos de AGN (ver [Figura 1.0.2](#)).

- Galaxias Seyfert

Las galaxias Seyfert son conocidos como los AGN de baja luminosidad, en los que su galaxia anfitriona es claramente detectable, siendo en su mayoría del tipo espiral temprano. Existen dos clases de galaxias Seyfert: las tipo 1, donde las líneas permitidas de emisión son significativamente más anchas que las



**Figura 1.0.2:** Esquema que muestra las clases de AGN asociadas a dos parámetros; intensidad del jet relativista y eficiencia radiativa del agujero negro central. Tomada de Padovani et al. (2017).

prohibidas, con Full Width at Half Maximum (FWHM) entre 1,000 y 10,000  $\text{km s}^{-1}$  y las tipo 2, donde ambas líneas, permitidas y prohibidas, tienen relativamente el mismo ancho, i.e. anchos con FWHM entre 500 y 900  $\text{km s}^{-1}$ , no obstante estos límites son hasta cierto punto debatibles. En la literatura reciente es común encontrar la definición de AGN Tipo I y Tipo II, lo cual se basa justamente en las diferencias encontradas en las Seyferts.

(Osterbrock 1981) introduce los tipos intermedios en las galaxias Seyfert: introduciendo los tipos 1.5, 1.8 y 1.9, de acuerdo a la presencia de una componente ancha sobrepuesta a las líneas de  $\text{H}\alpha$  y  $\text{H}\beta$ .

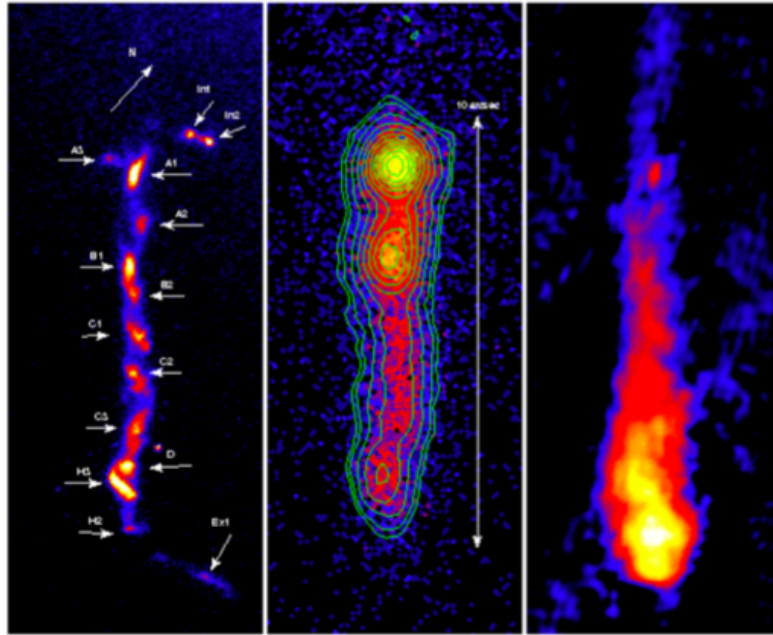
- Cuasares

Los cuasares son los AGN lejanos y de alta luminosidad, con magnitudes nucleares  $M_B > -23$ . Se observan como fuentes puntuales, de donde viene su nombre al ser objetos cuasi estelares. Debido a la intensidad de su núcleo es difícil observar su galaxia anfitriona, que en la mayoría de las veces es del tipo elíptico. Algunos presentan características morfológicas como jets como en el caso de 3C 273 (ver Figura 1.0.3).

- Radiogalaxias

Las radio galaxias son identificadas comúnmente con galaxias elípticas gigantes, aunque algunos de los casos más brillantes en el radio se asocian con cuasares. Existen dos subclases llamadas *broad-line radio galaxies* (BLRG) y *narrow-line radio galaxies* (NLRG) que son la parte RL análoga a los tipos 1 y 2 de las galaxias Seyfert, respectivamente. En términos de fenomenología son considerados RL Seyfert, con la diferencia particular de que se asocian a galaxias elípticas en lugar de espirales. Fanaroff & Riley (1974), clasificaron las estructuras extendidas en radio en dos clases de luminosidad. Los objetos FRI como fuentes débiles en radio cuyo brillo es intenso en el centro y disminuye hacia los extremos del jet. Por el contrario, la clase FR II que es más luminosa usualmente muestra intensos jets colimados que terminan en radio lóbulos brillantes. Establecieron el límite de luminosidad entre estas dos clases medida a 1.4 GHz como  $L_\nu = 10^{32} \text{ ergs s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ .





**Figura 1.0.3:** Imágenes del jet de 30 kpc en el cuasar 3C 273. De izquierda a derecha, las imágenes son en el óptico (Hubble Space Telescope), rayos-X (Chandra), y radio (Multi Element Remotely Linked Interferometer Network, MERLIN). Créditos: Óptico: NASA/STTSci, rayos-X: NASA/CXC, radio: MERLIN. [http://chandra.harvard.edu/photo/2000/0131/0131\\_multi.tif](http://chandra.harvard.edu/photo/2000/0131/0131_multi.tif).

- LINERs

Los LINERs (*Low-ionization nuclear emission-line regions*) son clasificados como AGN de baja luminosidad. Se encuentran frecuentemente en galaxias normales, particularmente elípticas. Se caracterizan por la presencia de líneas de emisión intensas de especies de bajo estado de ionización (Heckman 1980). Son espectroscópicamente similares a las Seyfert 2 con la excepción de que sus líneas de ionización son relativamente más intensas, (por ejemplo, [OI]  $\lambda$  6300 y [NII]  $\lambda$  6548, 6583).

- NLS1

Las galaxias *Narrow-line Seyfert 1* (NLS1), son conocidos por ser jettted AGN con una masa black hole relativamente pequeña ( $\sim 10^{6-8} M_{\odot}$ ) y altas tasas de acreción ( $\gtrsim 0.01 - 0.001 L_{Edd}$ ) (Foschini 2020). Su galaxia anfitriona es generalmente del tipo espiral con pseudo bulbos o barras. Desde el punto de vista observacional, las NLS1 son diferentes a las radio galaxias y los blazares, pero desde el punto de vista físico, el motor central y el jet parecen ser iguales (Foschini 2020). El descubrimiento de este tipo de fuentes mostró la existencia de otro tipo de AGN además de los blazares y las radio galaxias capaces de producir jets relativistas potentes (Lähteenmäki et al. 2018).

- Blazares

Los blazares son AGN de la clase RL albergados en galaxias elípticas gigantes (Foschini 2020). Son fuentes altamente variables en todas las bandas del espectro electromagnético, con escalas de variabilidad que van de los minutos a años, y con emisión polarizada también variable que se observa en las bandas del radio, óptico, UV e incluso se espera próximamente el estudio y detección de emisión polarizada variable en las bandas de los rayos-X y rayos- $\gamma$  (Blandford et al. 2019). Los blazares por su gran variabilidad son considerados la clase extrema de los AGN. Se ha propuesto que la gran

variabilidad de brillo observada se debe a que el jet o chorro de plasma constituido por electrones y protones relativistas es emitido en una dirección que forma un ángulo pequeño con la visual del observador. El ángulo de visión en blázares se encuentra en general que es menor a  $15^\circ$ . La clase blazar suele dividirse en dos tipos; (1) los tipo BL Lac que adquiere su nombre del prototipo de la clase, el objeto BL Lacertae, son fuentes que se distinguen por la ausencia de líneas intensas de emisión o si la presentan tiende a tener un ancho equivalente o  $EW < 5\text{\AA}$ . La ausencia de líneas de emisión (y de absorción) se debe a que la emisión del continuo es muy intensa y dominante y (2) los tipo *Flat Spectrum Radio Quasar* (FSRQ), que a diferencia de los BL Lac, si presentan intensas líneas de emisión. Los blázares y sus procesos de emisión multifrecuencias son el objeto de estudio de la presente tesis, por lo que en la siguiente sección se describirán con mayor detalle.

## 1.1. El Modelo Estándar

En la búsqueda de una explicación satisfactoria al conjunto de fenómenos observados en relación con los AGN y la gran cantidad de energía que emiten, [Zel'dovich & Novikov \(1964\)](#) propusieron el modelo conocido actualmente como modelo estándar. Dicho modelo considera la existencia de un agujero negro super masivo en el centro de los AGN, explicando que la energía debía generarse por la caída de material al agujero negro. El gas de la galaxia anfitriona se usa como combustible alimentando al SMBH, encendiendo así los núcleos activos de las galaxias. [Wu & Liu \(2004\)](#) reportan valores para la tasa de Eddington en el rango de 0.001 a 0.1 para una muestra de AGN con SMBH con masas entre  $3 \times 10^7 M_\odot$  y  $5 \times 10^9 M_\odot$ . Para que dicho gas caiga hacia el agujero negro central, es necesaria una gran pérdida de momento angular. Establecer los mecanismos físicos por los cuales el gas va perdiendo momento angular es uno de los temas de estudio dentro del campo de los AGN.

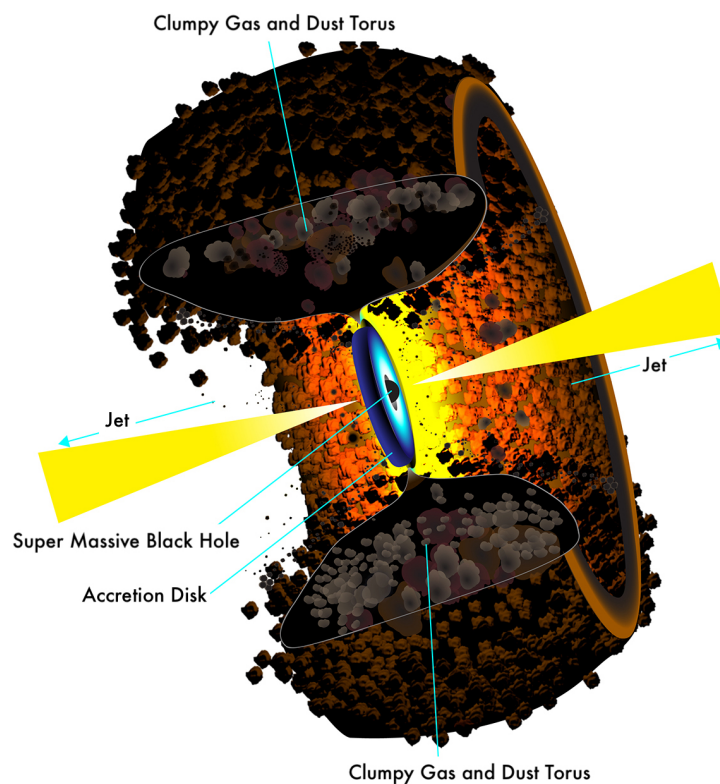
## 1.2. El Modelo Unificado

El modelo unificado supone que los AGN son intrínsecamente el mismo fenómeno, y que las diferencias fenomenológicas se pueden explicar considerando presencia o ausencia de emisión de jet y distintos ángulos de visión. Dicho modelo considera principalmente dos argumentos; (i) los diferentes componentes de la estructura del AGN responsables de la emisión observada, y (ii) la orientación del AGN respecto a la línea de visión. Cubriendo un rango amplio de escalas físicas, que juntos componen la imagen completa de un AGN, se describen las siguientes componentes (ver Figura 1.2.1) basadas en el conocimiento observacional que se tiene en la actualidad <sup>1</sup>.

**Agujero negro** ( $10^{-7}$  -  $10^{-3}$  pc): Es el elemento fundamental que tienen en común todos los AGN. Los agujeros negros son objetos simples que se distinguen por su masa, carga y espín, parámetros que son de suma importancia al determinar las características observables en un AGN. La masa del agujero negro (*Black Hole*, en adelante BH) establece el límite de Eddington, por lo que a mayor masa son más luminosos y más fáciles de detectar. Los efectos del espín son más difíciles de entender, pero una rotación rápida del BH puede producir discos de acreción que se extiendan más cerca del horizonte de eventos, produciendo una SED azulada con una mayor eficiencia radiativa, lo que puede influenciar la capacidad de acreción del BH para emitir jets relativistas y vientos.

<sup>1</sup>escalas y características de cada componente tomadas de [Padovani et al. \(2017\)](#)

**Disco de acreción** ( $10^{-7} - 1$  pc): La acreción de gas y polvo de la galaxia anfitriona por el disco de acreción es un proceso muy eficiente para conversión de energía potencial a energía de radiación. Es el proceso que genera enormes cantidades de energía y el proceso más importante para la determinación de las características observacionales de los AGN. Lo que diferencia a una galaxia normal de una activa es la presencia de un SMBH con una tasa de acreción relativamente alta. El disco de acreción ópticamente grueso produce intensa emisión observable en el óptico y el UV, y vientos fuertes impulsados por la radiación. Los cambios en la acreción parecen influir en la emisión de la corona magnética y estar conectados con la producción de jets relativistas, así como ser la fuente de la mayor parte de la variabilidad observada en los AGN. La corona del disco se supone que es como una capa caliente, o un conjunto de regiones nubosas particularmente activas en las partes internas del disco (Ghisellini 2013).



**Figura 1.2.1:** Representación esquemática del Modelo Unificado de AGN. La figura muestra el agujero negro central, en azul el disco de acreción, y en marrón el toro de polvo rodeando las regiones internas. En amarillo se muestra la emisión de jets que surgen en los polos del disco de acreción. Imagen tomada de Saxton, B. NRAO/AUI/NSF (<https://public.nrao.edu/gallery/a-unified-agn-model/>).

**Toro** (1-10 pc): El toro de gas y polvo que rodea la máquina central del AGN es una componente crítica para entender los fenómenos observacionales como la emisión en el IR, y el obscurecimiento del disco de acreción y la corona. La mayoría de la emisión en el infrarrojo medio de los AGN luminosos proviene de la emisión del polvo caliente. El polvo intercepta parte de la radiación producida por el disco y la reemite en el IR. La distribución geométrica y la cinemática del material polvoso es aún incierto, así como su conexión con la acreción a grandes y pequeñas escalas.

**Región de líneas anchas** (0.01-1 pc): Esta región es un conjunto de pequeñas nubes que se encuentran a menos de 1 pc del agujero negro, moviéndose rápidamente (velocidad promedio de  $\sim 3000 \text{ km s}^{-1}$ ). Interceptan  $\sim 10 \%$  de la radiación ionizante producida por el disco, y la reemite en forma de líneas (Ghisellini 2013). Por efecto Doppler las líneas se observan ensanchadas, lo que le da el nombre a la región, *Broad Line Region* (BLR, en adelante).

**Región de líneas angostas** ( $\sim 100$  pc): A una distancia mayor, se encuentra una región de nubes menos densas que en la BLR, y que se mueven a menor velocidad. Esta región se conoce como *Narrow Line Region* (NLR).

**Jet** ( $10^{-7}$  -  $10^6$  pc): El jet relativista es la componente que domina la emisión del AGN en los rayos- $\gamma$  y en las bandas del radio, en el caso de los blazares contribuye de manera importante a lo largo de la SED (ver sección 1.3). La estructura y la orientación del jet puede influir en las características observadas principalmente en los rayos- $\gamma$  y el radio. Es la componente con naturaleza física más incierta, a pesar de ser uno de los aspectos más estudiados en un AGN (ver por ejemplo, Ghisellini et al. 2005, Hovatta & Lindfors 2020).

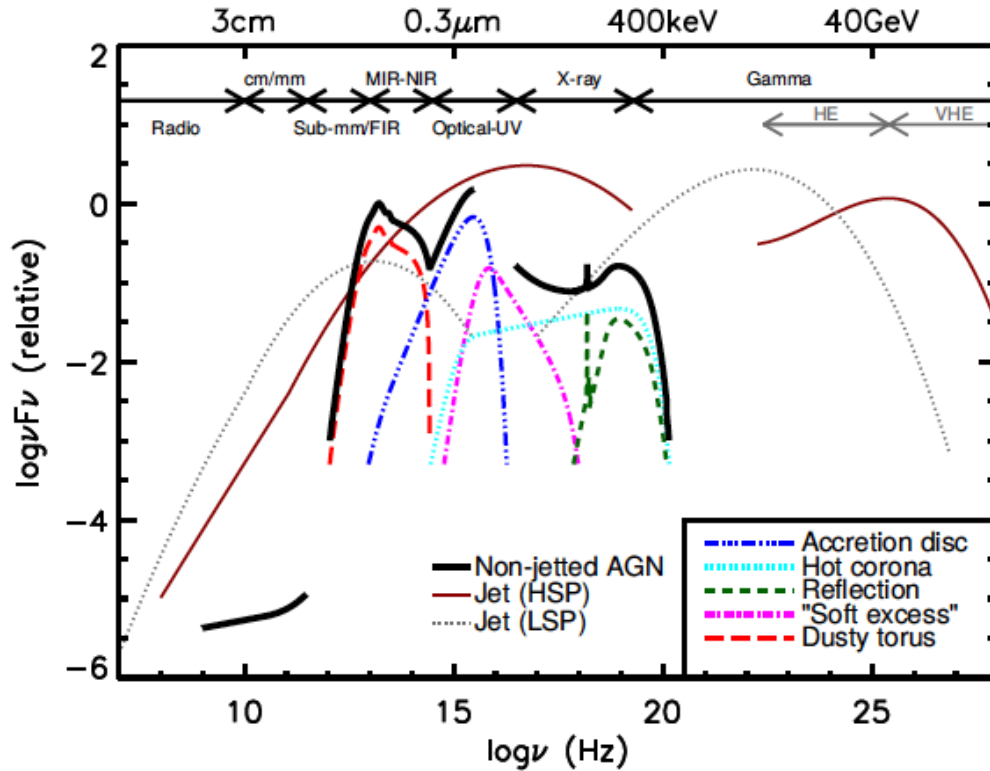
**Galaxia anfitriona y halo de materia oscura** ( $10$ - $10^6$  pc): Las propiedades del gas de la galaxia anfitriona pueden tener una influencia física en los procesos de alimentación y emisión de un AGN. La interacción entre el AGN y el gas en los halos de materia oscura que los rodean puede tener efectos importantes en los fenómenos observados, particularmente en los puntos calientes, lóbulos, y los extremos del jet que forman colas con ángulos grandes en jets de gran escala (ver por ejemplo, Hardcastle 2014).

### 1.3. Distribución Espectral de Energía en AGN

Los AGN han sido observados en todas las bandas espectrales. Cada una de las bandas de energía proveen distintas ventanas de información sobre los procesos físicos que ocurren en estos objetos. En la figura 1.3.1, observamos las diferentes componentes que se utilizan para reconstruir la SED de un AGN, donde la contribución de cada componente puede variar de forma importante dependiendo del tipo de AGN.

Diferentes mecanismos físicos producen la emisión en cada banda de energía (ver, figura 1.3.2). Comenzando por el radio, el proceso dominante es la emisión sincrotrón, es decir, radiación producida por partículas cargadas que giran a velocidades relativistas alrededor de las líneas de campo magnético. La banda del infrarrojo es principalmente sensible al oscurecimiento del material y el polvo. El polvo absorbe y dispersa la emisión del disco de acreción, dominando la SED en el IR, alcanzando su pico a  $\sim 1 \mu\text{m}$  (Padovani et al. 2017).

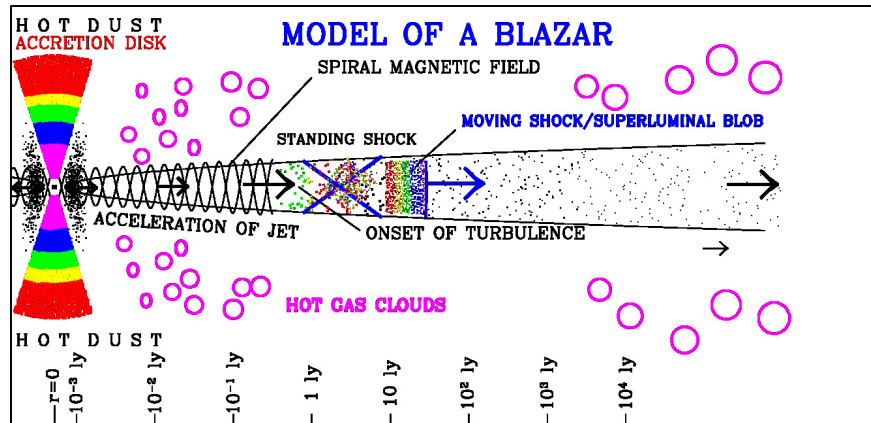
El disco de acreción que ioniza el gas circumnuclear tanto de la BLR como de la NLR, es la fuente de emisión de continuo desde el óptico-UV hasta los rayos-X. Produce la componente conocida como "*Big Blue Bump*"(BBB) y presenta un quiebre de este continuo alrededor de los  $1,000 \text{ \AA}$ .



**Figura 1.3.1:** Ajustes a la Distribución espectral de energía (SED) de AGN. La línea negra continua muestra el ajuste realizado a la SED de un AGN típico, sin jet relativista y las distintas componentes utilizadas para ajustarla (disco de acreción, toro de polvo, corona caliente, etc). La curva en color vino muestra el ajuste de la SED de un blazar tipo *High synchrotron peak*, HSP (basada en la SED de Mrk 421), y la curva en gris punteada el ajuste para modelar la SED de un blazar tipo *Low synchrotron peak*, LSP (basada en la SED de 3C 454.3). Los blazares se caracterizan por tener una SED con doble joroba. El rango de emisión en multifrecuencias de los blazares es mucho más amplio que el de los AGN sin jet relativista. Los blazares emiten desde el radio hasta los rayos- $\gamma$  de muy alta energía (Very High Energy, o VHE). Figura tomada de [Padovani et al. \(2017\)](#).

La emisión de rayos-X de los AGN por una parte, son el resultado de una continuación del mecanismo sincrotrón que produce la joroba de baja energía, cuya emisión alcanza la banda de los rayos-X suaves. Por otro lado, los rayos-X duros resultan de la dispersión Compton inverso de los fotones semilla de baja energía por los electrones relativistas del jet o de la corona caliente que rodea el disco de acreción ([Kalita et al. 2017a](#)).

Finalmente, la región más energética del espectro electromagnético, la banda de los rayos- $\gamma$ . Siendo los blazares las fuentes que dominan el cielo extragaláctico en estas frecuencias, su emisión es dominada por radiación no-térmica, con corrimiento al azul y siendo intensificada por efectos geométricos debido a la orientación del jet respecto a la línea de visión ([Urry & Padovani 1995](#)). Los mecanismos de emisión en esta banda se discutirán en el siguiente capítulo.



**Figura 1.3.2:** Esquema que muestra los procesos complejos producidos en un blazar. Los rayos- $\gamma$  pueden provenir de la zona donde el jet acelera a una velocidad cercana a la de la luz, regiones turbulentas, un choque estacionario o un choque en movimiento, o todos los anteriores. Los fotones que los electrones en el jet Comptonizan a energías de rayos-X y rayos- $\gamma$  pueden ser del disco de acreción, polvo caliente en el disco externo, nubes de gas caliente o del chorro mismo. La escala en años luz, que se muestra en la parte inferior, aumenta diez veces con cada marca. Crédito: A. Marscher, 2018. Tomada de <https://fermi.gsfc.nasa.gov/fermi10/fridays/03162018.html>.

En el capítulo 2 trataremos el fenómeno blazar, las características de la SED de los blazares, así como los modelos teóricos utilizados comúnmente para modelar su emisión y la distribución de partículas responsables de ésta. La muestra de blazares estudiados en este trabajo se describe en el capítulo 3, junto con los surveys utilizados para construir la componente de baja energía de la SED. Para las fuentes seleccionadas, se presenta el análisis de la SED de baja energía utilizando el código JetSeT<sup>2</sup> en el capítulo 4. En el capítulo 5 analizamos la SED del radio a los rayos- $\gamma$  de la fuente 3C 273 en dos épocas distintas, usando de igual manera el código JetSeT y haciendo una comparación con resultados de la literatura. Finalmente, se presentan los resultados y conclusiones en el capítulo 6.

## 1.4. Objetivos

El objetivo principal de esta tesis consiste en estudiar las propiedades de la emisión multifrecuencias a través de la caracterización de la SED en una muestra de blazares observada con el Gran Telescopio Milimétrico (GTM). Nuestra hipótesis se basa en la validez del modelo del jet relativista de [Blandford & Königl \(1979\)](#) que propone que los blazares son el resultado de observar el jet relativista con un ángulo muy pequeño respecto a la línea de visión del observador. Esta geometría produce efectos relativistas en el sistema del observador que provocan una intensificación del brillo y concentración del flujo observado dentro de un ángulo  $\sim 1/\theta$ , i.e. efectos conocidos como boosting y beaming relativistas, respectivamente. Asimismo, discutimos las variaciones en la SED a través de la secuencia blazar propuesta inicialmente por [Fossati et al. \(1998\)](#), la cual distingue la eficiencia de los procesos de enfriamiento entre las dos clases de blazares, FSRQ y BL Lac.

<sup>2</sup>Ver apéndice A.

## Capítulo 2

# El Fenómeno blazar

Los blazares son fuentes compactas en radio que se distinguen del resto de los AGN tipo *radio-loud* por su espectro plano en el radio, extrema variabilidad y alta polarización en las bandas del radio y el óptico (Hughes 1991). El término blazar fue introducido por primera vez en la Conferencia de Pittsburgh sobre Objetos BL Lac al buscar un nombre en común para las dos sub clasificaciones; los objetos BL Lac y los FSRQ, anteriormente llamados cuásares ópticamente variables (Wolfe 1978).

### 2.1. Fenomenología

Los dos tipos de blazares difieren en sus características espectrales. Por un lado, los FSRQ exhiben un continuo con líneas de emisión intensas, como se observa en los cuásares, mientras que los BL Lac presentan un espectro dominado por un continuo no térmico carente de líneas en la mayoría de los casos, aunque pueden llegar a presentar líneas de emisión débiles y algunas veces líneas tenues de absorción (Padovani et al. 2017).

Estos objetos se observan en el cielo como fuentes puntuales debido a la intensidad del jet relativista, lo que dificulta la detección de la galaxia anfitriona asociada a este tipo de AGN.

Son fuentes variables a lo largo del espectro electromagnético, con diferentes escalas temporales que van desde minutos hasta años (ver, por ejem Fan et al. 2014, Ulrich et al. 1997). Se clasifican respecto a la escala de variabilidad como; micro variabilidad (o *intraday variability*, IDV), variabilidad de período corto (o *short-term variability*, STV), y variabilidad de período largo (o *long-term variability*, LTV). Según el monitoreo realizado por el programa Caltech OVRO 40-m, la clase BL Lac muestra mayores amplitudes de variabilidad que la clase FSRQ.

Los blazares se caracterizan por su emisión de luz polarizada linealmente, con porcentajes de polarización que varían desde un pequeño porcentaje (mayores a 3 %) y durante los brillantamientos o *flares*, alcanzando valores de hasta 45 % en las bandas del óptico. En algunas fuentes observadas a 14.5 GHz por *University of Michigan Radio Astronomy Observatory (UMRAO)* (Blandford et al. 2019), se observan porcentajes de polarización lineal de hasta un 15 %.

## 2.2. Distribución Espectral de Energía en blazares

La distribución espectral de energía de los blazares esta caracterizada por una forma de "doble joroba". La primera joroba o componente de baja energía, con frecuencia pico entre el IR y los rayos-X, es atribuida generalmnete a radiación sincrotrón producida por electrones relativistas que se mueven dentro de un campo magnético. Cuando esta emisión alcanza su frecuencia pico a bajas energías ( $\nu_{pico}^S < 10^{14}$  Hz), la fuente se clasifica como LSP (*Low synchrotron peak*), si el pico cae en energías mayores ( $\nu_{pico}^S > 10^{15}$  Hz) son llamados *High synchrotron peak* (HSP), mientras que, cuando su frecuencia pico se encuentra en el rango intermedio se clasifican como ISP (*Intermediate synchrotron peak*). En el caso de los FSRQ, el primer pico de la SED se encuentra típicamente en el rango infrarrojo (es decir, son LSP), por otro lado, los BL Lac pueden encontrarse entre el infrarrojo y los rayos-X duros siendo LSP, ISP ó HSP (Hovatta & Lindfors 2020).

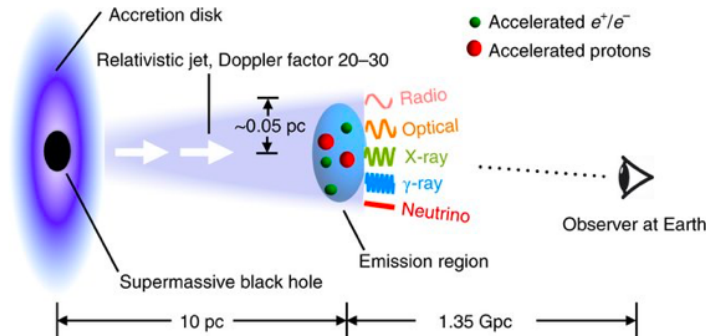
El origen de la segunda componente de la SED es aún incierto, pero se han propuesto diferentes enfoques referidos comúnmente como modelos leptónicos y hadrónicos. En los modelos leptónicos, se supone que la emisión a lo largo del espectro electromagnético esta dominada por leptones (es decir, electrones y posiblemente positrones), en donde los protones que puedan estar presentes no logran ser acelerados a energías suficientemente altas como para contribuir significativamente a la emisión. En este escenario, la emisión de la segunda joroba se explica de mejor manera por procesos de Compton inverso (IC) de los electrones relativistas, con fotones que pueden provenir ya sea de la radiación sincrotrón dentro de la región de emisión (proceso llamado *synchrotron self Compton*, SSC), o de campos externos de fotones que interactúan con el jet (*external Compton*, EC).

Los fotones externos pueden originarse en el campo de radiación del disco de acreción (Dermer et al. 1992), de la dispersión del mismo por el gas y el polvo circundante (Sikora et al. 1994), emisiones infrarrojas del polvo caliente o un toro molecular (Arbeiter et al. 2002), el fondo cósmico de microondas (*cosmic microwave background*, CMB) (Dermer & Schlickeiser 1993), etc. En general, los modelos púramente SSC parecen explicar mejor la emisión de la segunda joroba de objetos BL Lac (o HSP, según su frecuencia pico sincrotrón), mientras que la necesidad de introducir procesos EC crece hacia los LSP, siendo más exitosos para el tipo FSRQ (típicamente LSP) (Hovatta & Lindfors 2020).

En los modelos hadrónicos, se considera que el jet está compuesto por electrones y protones que se mueven a velocidades relativistas (Figura 2.2.1). La primer joroba de la SED sigue siendo dominada por la radiación sincrotrón de los electrones, sin embargo, la segunda joroba se atribuye a diferentes procesos. La emisión de altas energías es dominada por radiación sincrotrón de los protones relativistas, del decaimiento de los piones producidos por los protones extremadamente energéticos (respecto a su luminosidad), de la emisión resultado de decaimientos secundarios de los piones, y por cascadas de pares generadas a partir de la radiación  $\gamma$  (ver por ejemplo, Mannheim & Biermann 1992).

Es importante mencionar, que aunque ambos modelos han tenido éxito al modelar la SED de los blazares, la alta variabilidad que se observa en algunas fuentes se explica de mejor manera dentro de un escenario leptónico (Diltz & Böttcher 2014). En esta tesis nos enfocaremos únicamente en modelos leptónicos.





**Figura 2.2.1:** Ilustración de la región de emisión del blazar TXS0506+056 viajando a velocidad relativista considerando un modelo hadrónico. Imagen de [Gao, Shan et al. \(2018\)](#).

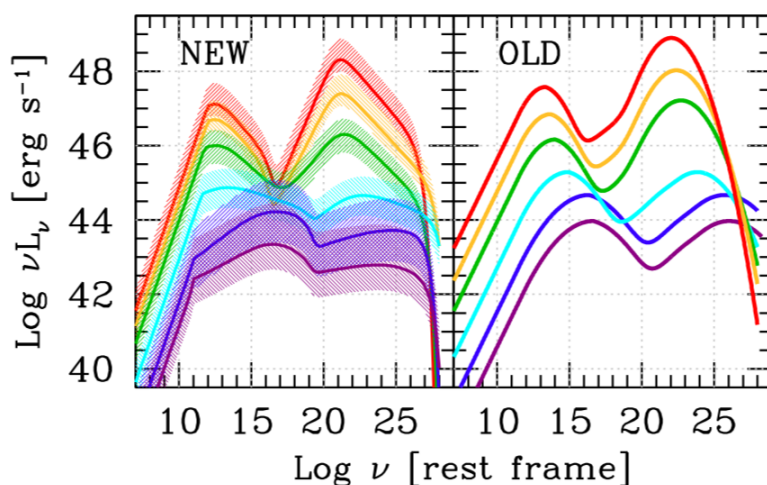
### 2.2.1. La secuencia blazar

La secuencia blazar fue sugerida inicialmente por [Fossati et al. \(1998\)](#), quienes encontraron evidencia de una secuencia empírica que conectaba a la clase blazar con su luminosidad bolométrica. Estudiaron la SED de un conjunto de 126 blazares de los cuales 33 habían sido observados por el *Energetic Gamma Ray Experiment Telescope* (EGRET). Dividieron la muestra en bins de la luminosidad en radio, y promediaron la luminosidad en bandas seleccionadas para formar la SED representativa en cada bin. Como resultado, notaron una tendencia sistemática en la SED en función de su luminosidad en radio, una anticorrelación entre la luminosidad de la fuente y la frecuencia pico de la componente sincrotrón. Blazares con mayor luminosidad bolométrica mostraban una SED enrojecida y dominada por Compton, es decir, que la segunda joroba se volvía más prominente (como se puede ver en el panel derecho de la figura 2.2.2: Los blazares menos luminosos son más "azules", es decir, con su pico sincrotrón y Compton a altas frecuencias, con la luminosidad correspondiente a cada pico casi igual. Mientras que los más luminosos alcanzan su frecuencia pico a frecuencias más bajas y domina la segunda joroba.) a lo que llamaron *secuencia blazar*.

Esta anticorrelación entre la posición del pico sincrotrón y la luminosidad bolométrica, de acuerdo a [Ghisellini et al. \(1998\)](#) puede explicarse por efectos de enfriamiento. En los objetos FSRQ los procesos de enfriamiento son más eficientes debido a los campos de radiación intensos dentro de la BLR. Lo que da lugar a un factor de Lorentz menor en el quiebre de la distribución de electrones, determinando la posición del pico sincrotrón y Compton, en general, la forma de la SED. En las fuentes intrínsecamente menos luminosas (objetos BL Lac, también clasificados como *high-energy peaked* BL Lacs, HBL), el enfriamiento radiativo es menos importante y las partículas altamente energéticas pueden continuar contribuyendo a la emisión sincrotrón y Compton inverso hasta frecuencias altas. Por el contrario, en las fuentes más luminosas (FSRQ), que sufren un enfriamiento mayor y picos de emisión sincrotrón a frecuencias mucho más bajas, el enfriamiento radiativo no permite que alcancen energías mayores (ver por ejemplo, [Ghisellini et al. 2005](#)).

En [Ghisellini et al. \(2017\)](#), encontraron evidencias que apoyaron la existencia de una secuencia blazar para los objetos BL Lac, sin embargo, la SED de los FSRQ no se enrojecía al incrementar la

luminosidad. Estudiaron una muestra de blazares con corrimiento al rojo conocido y que habían sido observados por *Fermi*-LAT. Consideraron de forma independiente a las dos clases y retomaron el estudio de la secuencia blazar, encontrando que los FSRQ formaban una secuencia respecto al dominio de Compton y su índice espectral en rayos-X (como se ve en el panel izquierdo de la Figura 2.2.2; en color morado y azul vemos los tipo BL Lac, y los FSRQ en rojo, amarillo y verde). En las fuentes BL Lac el disco de acreción es radiativamente ineficiente, por lo que no puede ionizar la BLR a diferencia de los FSRQ, en los que la tasa de enfriamiento es mayor debido a la presencia de fotones externos, lo que explica el dominio Compton en su SED.



**Figura 2.2.2:** Izquierda: Nueva secuencia blazar de Ghisellini et al. (2017). Derecha: Secuencia blazar de Fossati et al. (1998). Imagen tomada de (Hovatta & Lindfors 2020).

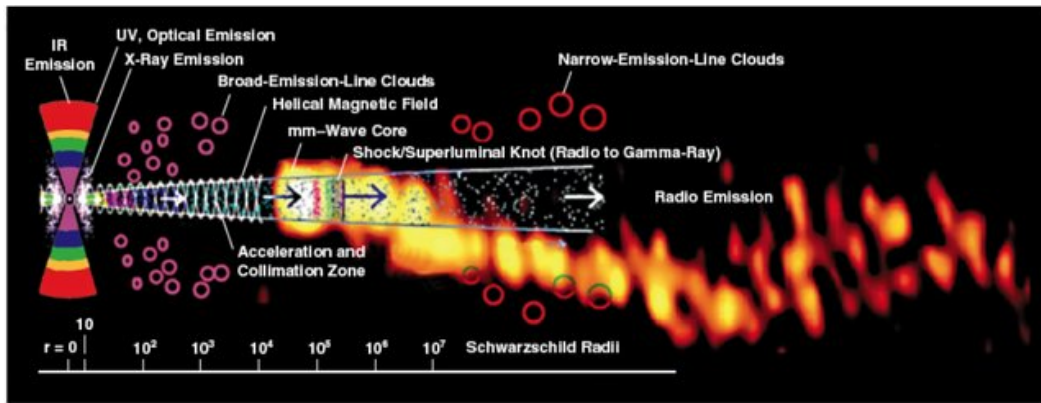
Por lo tanto, la llamada secuencia blazar se ve de dos maneras: como una secuencia puramente fenomenológica, relacionada con la forma de la SED y la luminosidad bolométrica observada, y de forma teórica, en donde se relaciona la radiación de enfriamiento con la  $\nu_{pico}$ .

### 2.3. Emisión milimétrica en blazares

Aún con el gran progreso que se tiene hoy en día en la comprensión del fenómeno blazar, quedan aún muchas preguntas abiertas. Los monitoreos de AGN, y en este caso de blazares, son de suma importancia para obtener una imagen completa y entender los fenómenos detrás de estos objetos. Las observaciones en la banda del milimétrico permiten resolver las regiones internas más cercanas al núcleo y estudiar los procesos físicos que toman lugar en estas regiones. Al menos en los blazares más brillantes, el núcleo milimétrico parece encontrarse a parsecs de distancia del agujero negro (ver figura 2.3.1). La ubicación de esta zona se basa en las escalas de tiempo de variabilidad, y se puede verificar utilizando datos milimétricos y cálculos de la opacidad del sincrotrón autoabsorbido. El núcleo se identifica como la región más compacta del jet, cerca de la base aparente del mismo, y como la superficie a la cual la profundidad óptica es  $\approx 1$  (ver por ejemplo, Sikora et al. 2008).

Estudios en la banda de los rayos- $\gamma$  (ver por ejemplo, Giroletti et al. 2016, Ackermann et al. 2011), han sugerido que la emisión en longitudes de onda milimétricas está más fuertemente correlacionada con la emisión en rayos- $\gamma$  que la emisión a longitudes de cm, ya que se han observado retrasos entre la

emisión en rayos- $\gamma$  respecto a la respuesta en longitudes de cm, encontrando correlaciones temporales con la respuesta en milimétrico, analizando la componente VLBI durante los flares. Por lo tanto, los estudios en estas bandas podrían probar si la emisión en el milimétrico y la emisión de altas energías se producen en la misma región, i.e. son coespaciales. También es posible que la emisión del polvo y gas molecular además de dominar la región IR de la SED alcance el rango del milimétrico, como se ha observado en algunos blazares (Fumagalli et al. 2012). A las distancias determinadas por estudios milimétricos (mm-VLBI), los mecanismos de emisión más probables de altas energía son el SSC y el EC inverso de fotones infrarrojos provenientes del toro de polvo.



**Figura 2.3.1:** Superposición de una imagen de radio a 3 mm del blazar 3C 454.3 en un diagrama de un quásar, no a escala. Nudos de emisión óptica se mueven hacia afuera desde el disco de acreción del agujero negro (izquierda) a través de una zona de aceleración hacia los "núcleos" de radio y milimétrico, y el radio jet (derecha). Figura por D. W. Murphy, tomada de Wehrle et al. (2009).

El flujo en el milimétrico no sólo es útil para enriquecer los modelos de emisión. Generalmente se habla de la importancia del campo magnético en el lanzamiento y colimación de los jets en AGN, y en la aceleración de los electrones relativistas. Por lo tanto, sondear el campo magnético en la región de emisión mm ayudaría a la comprensión de los procesos de aceleración de partículas y su potencial para colimar el jet (Backes et al. 2019).

En varios casos, el núcleo milimétrico donde se produce la emisión de altas energías ha sido identificado como un choque estacionario, definiendo posiblemente el final de la zona de aceleración y colimación (Marscher & Jorstad 2011).

## 2.4. Modelo leptónico SSC/EC

El modelo más aceptado para describir la emisión de un blazar, es en el que la radiación es producida dentro de un jet relativista, que se origina cerca del agujero negro y se orienta muy cerca de nuestra línea de visión, i.e. el modelo de jet relativista propuesto por Blandford & Königl (1979). Dentro del escenario leptónico, describiremos un modelo que incorpora la emisión por sincrotrón y dispersión Compton inverso, dentro de campos de radiación internos (SSC), y externos (EC).

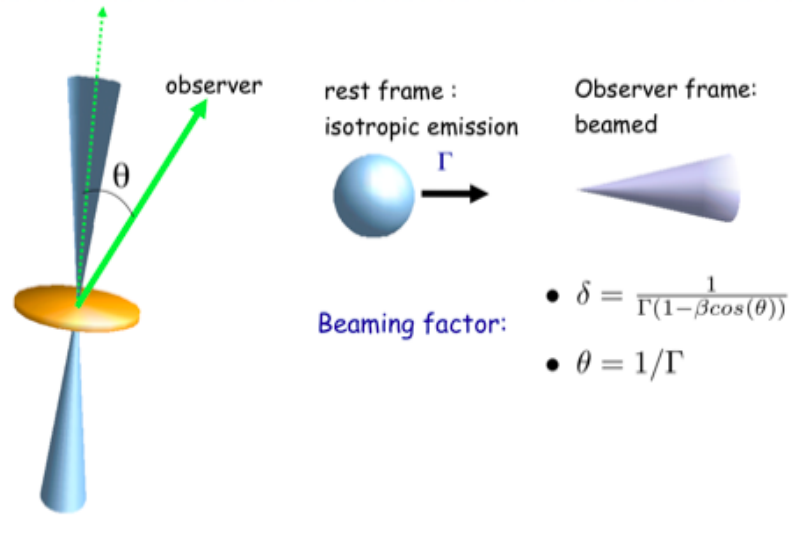
El modelo se basa en considerar una región emisora homogénea de radio  $R$  (ver Figura A.1.7), que se mueve de forma relativista con un factor de Lorentz (o "bulk Lorentz factor")  $\Gamma$ , a lo largo de la estructura del jet. La región emisora es impregnada por un campo magnético homogéneo y

aleatoriamente orientado, de magnitud  $B$ . Debido a que el jet forma un ángulo pequeño respecto a la visual, la emisión observada se ve afectada por un factor Doppler (o *beaming factor*)  $\delta = 1 / (\Gamma (1 - \beta \cos \theta))$  (para blazares  $\sin \theta \sim 1/\Gamma$ ), como se ve esquemáticamente en la figura 2.4.1. Debido a esta geometría, se observan fenómenos relativistas como el movimiento superlumínico aparente<sup>1</sup> y el Doppler *boosting*<sup>2</sup>, propiedades que se presenta en blazares y radiogalaxias (ver por ejemplo, Lister et al. 2013).

El tamaño de la región emisora se acota a partir de la escala de variabilidad observada,  $\Delta t$ , como:

$$R = \frac{c \cdot \Delta t \cdot \delta}{1 + z}, \quad (2.4.1)$$

donde  $z$  es el corrimiento al rojo de la fuente y  $\delta$  es el factor Doppler.



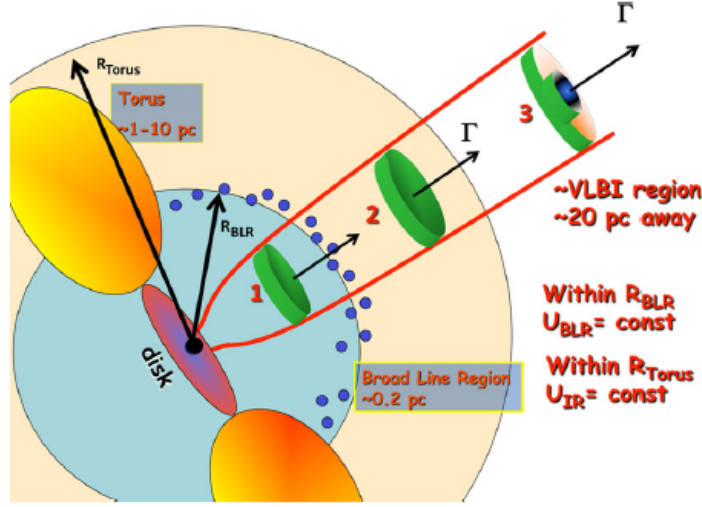
**Figura 2.4.1:** Esquema del fenómeno relativista *beaming* producido por la orientación del jet del blazar respecto de la línea de visión. Imagen tomada de [https://www.isdc.unige.ch/sedtool/PROD/html\\_js/SED\\_Web\\_tool/Doc/test\\_doc/index.html](https://www.isdc.unige.ch/sedtool/PROD/html_js/SED_Web_tool/Doc/test_doc/index.html).

Los electrones son acelerados a energías relativistas a través de mecanismos como choques a lo largo del jet, y su distribución de energía es descrita por una ley analítica (como una ley de potencias, por ejemplo). Estos electrones acelerados interactúan con el campo magnético, y emiten radiación sincrotrón. En un modelo SSC (ver Jones et al. 1974) los fotones del proceso IC que son dispersados a altas energías, son los fotones sincrotrón producidos por la misma población de electrones relativistas. Sin embargo, en algunos casos es necesario introducir un escenario EC (Sikora et al. 1994) para poder reproducir satisfactoriamente la emisión del blazar en altas energías. Los modelos EC han resultado exitosos para modelar la SED de fuentes tipo FSRQ (Sikora et al. 2002).

Los fotones semilla del proceso IC son típicamente fotones UV generados por el disco de acreción que rodea el agujero negro, éstos interactúan con la BLR y son dispersados hacia el jet (ver figura 2.4.2),

<sup>1</sup>En el sistema del observador se miden velocidades aparentes mayores a la velocidad de la luz, en regiones brillantes del jet que se mueven hacia el observador de manera relativista.

<sup>2</sup>La intensidad se ve significativamente amplificada dependiendo del factor Doppler, por un factor  $\delta^3$ , favoreciendo la observación de fuentes débiles.



**Figura 2.4.2:** Esquema de la posible ubicación de la región emisora. Puede ubicarse dentro de la BLR (1): en este caso el proceso IC puede ser favorecido por la producción de fotones en la BLR. Si la región emisora se ubica lejos de la BLR (2), pero dentro del toro de polvo, también es favorecido por los fotones infrarrojos producidos por el toro. Más allá del radio del toro de polvo (3) la densidad de energía de la radiación externa cae rápidamente, y la fuente principal de fotones es la radiación sincrotrón producida internamente. La región emisora, en este caso, debe ser una pequeña parte del jet, de otra forma las escalas de variabilidad serían demasiado largas. Imagen tomada de Ghisellini (2015).

dentro de una distancia típica de 1 pc desde el disco de acreción. Cuando los fotones provienen de distancias mayores, es probable que se originen en el toro de polvo (*dusty torus*, DT), en dado caso el campo de fotones tiene un pico típico en la banda del IR (Sikora et al. 2002).

Podemos calcular la luminosidad total de la BLR suponiendo que es ópticamente delgada (profundidad óptica =  $\tau_{BLR}$ ) utilizando la siguiente expresión tomada de Donea & Protheroe (2003),:

$$L_{BLR} = \tau_{BLR} L_{UV}. \quad (2.4.2)$$

Se sabe también que la emisión infrarroja del toro de polvo está fuertemente relacionada con la actividad del objeto central. Dependiendo de la luminosidad del disco de acreción, el radio interno del toro está dado por el radio de sublimación del polvo:

$$R_{in,toro} \approx T_{1500}^{-2.8} L_{disco,46}^{-2.8} \text{ pc}, \quad (2.4.3)$$

donde  $L_{disco} = 10^{46} L_{disco,46} \text{ erg s}^{-1}$ , y  $T_{1500}$  es la temperatura del polvo en unidades de 1,500 K (considerando la temperatura de sublimación 1,500 K).

En Risaliti et al. (1999) muestran que un toro es estable si la masa del polvo no excede la masa dinámica que cae o fluye al centro. Acotando el radio exterior del toro a valores menores a 10 pc para una densidad columnar de polvo a lo largo de la línea de visión de  $N \approx 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ .

Donea & Protheroe (2003) discuten que tanto el campo de radiación de la BLR como el del toro de polvo, son alimentados por la emisión del disco de acreción. Por lo tanto, cuando se observa una

emisión intensa durante un estallido de brillo o flare, este puede ser producto de un incremento en la tasa de acreción, en el factor de Lorentz del material emitido en el jet, o en la eficiencia de la aceleración de las partículas. Así mismo, la producción de rayos- $\gamma$  depende de la densidad de estos campos de radiación, ya que los fotones son dispersados por los electrones relativistas a energías de GeV y TeV.

## 2.5. Distribuciones espectrales de partículas en fuentes no-térmicas

Los espectros curvos en fuentes no-térmicas como los blazares, generalmente son asociados a los mecanismos radiativos de electrones emitidos que tienen un espectro de inyección tipo ley de potencia  $n(\gamma) \propto \gamma^{-p}$ . Los espectros curvos han sido modelados mediante funciones complejas como leyes de potencias rotas (*broken power laws*) o una combinación continua de dos leyes de potencias, por ejemplo. En esta sección describiremos las distribuciones más comunes para modelar espectros curvos en amplios rangos de frecuencia, y la relación entre los parámetros de la radiación sincrotrón y Compton inverso y los de los electrones. Los mecanismos de aceleración, estocásticos y dependientes de la energía, predicen una anticorrelación entre la curvatura de la SED y la energía pico,  $E_p$ .

### 2.5.1. Propiedades de la distribución espectral LP

El modelo log-parabólico (LP) es una de las formas más simples de representar espectros curvos cuando muestran una curvatura leve y casi simétrica alrededor del máximo. Una parábola en el logaritmo de las variables, es una función analítica simple y exitosa para modelar la forma de la SED de los blazares. Esta función tiene únicamente tres parámetros espectrales (ver por ejemplo, [Massaro et al. 2006, 2004](#)), solo uno más que una ley de potencias simple y se define de la siguiente forma:

$$F(E) = K(E/E_1)^{-(a+b \text{Log}(E/E_1))}, \quad (2.5.1)$$

donde  $E_1$  es un parámetros de escala (siempre fijo) que para mejores resultados debe establecerse cerca del rango de energía más bajo del espectro,  $a$  es el índice de fotones<sup>3</sup> a 1 keV y  $b$  la curvatura espectral.

El índice de fotones que depende de la energía está dado como

$$\alpha(E) = a + 2b \text{Log}(E/E_1). \quad (2.5.2)$$

La frecuencia,  $\nu_p = E_p/h$ , se indica también la energía pico de la SED donde a su vez  $E_p$  esta relacionada con los parámetros espectrales de la ecuación 2.5.1 como sigue:

$$E_p = E_1 10^{(2-a)/2b}, \quad (2.5.3)$$

---

<sup>3</sup>El índice del espectro de fotones o índice de fotones, se define como la derivada logarítmica del espectro de energía, en este caso de 2.5.1.

y

$$\nu_p F(\nu_p) = K E_1 E_p (E_p/E_1)^{-a/2} = K E_1^2 10^{(2-a)^2/4b}. \quad (2.5.4)$$

Es importante aclarar, que la ecuación anterior se debe utilizar cuando se trabaja con espectros de fotones, como es usual en rayos-X y rayos- $\gamma$ . La energía espectral se obtiene multiplicando la ecuación 2.5.1 por  $E$ , incrementando el valor del índice espectral una unidad ( $a_e = a - 1$ ). En este caso, la frecuencia pico se reescribe como:

$$\nu_p = \nu_1 10^{(1-a_e)/2b}. \quad (2.5.5)$$

Una ventaja de este modelo es que la curvatura alrededor del pico se caracteriza con un solo parámetro  $b$ . No así, el parámetro de curvatura espectral (*spectral-curvature parameter*, SCP), que depende fuertemente del intervalo de energía elegido para estimar los índices espectrales a las frecuencias alta ( $\alpha_h$ ) y baja ( $\alpha_l$ ). El SCP indica cómo evoluciona el continuo de la radiación sincrotrón (Sohn et al. 2003). La relación entre  $b$  y SCP se puede obtener evaluando el índice espectral  $\alpha$  en dos rangos de energía:

$$\text{SCP} = \frac{\alpha_h - \alpha_l}{\alpha_h + \alpha_l} = \frac{b \text{Log}(E_h/E_l)}{a + b \text{Log}(E_h E_l/E_l^2)}. \quad (2.5.6)$$

Para las fuentes tipo FSRQ con índice  $\alpha$  cercano a cero, SCP se vuelve prácticamente independiente de  $b$ .

Una desventaja del modelo log-parabólico es que puede representar únicamente distribuciones simétricas decrecientes respecto a la frecuencia pico.

## 2.5.2. Propiedades de la distribución espectral LPPL

La distribución de energía de las partículas puede diferir en forma entre su rama de baja energía y la extrapolación de la rama de alta energía. Esta diferencia resulta relevante para discernir entre diferentes procesos de aceleración.

La SED puede ser descrita por una ley espectral que es una ley de potencia en su rama de baja energía, que transita a una función log-parábola en altas energías (LPPL). Esta función se puede expresar como:

$$\begin{aligned} \nu F(\nu) &= N(\nu/\nu_c)^{-\alpha_\nu}, & \nu &\leq \nu_c \\ \nu F(\nu) &= N(\nu/\nu_c)^{-(\alpha_\nu + b \log(\nu/\nu_c))}, & \nu &> \nu_c. \end{aligned} \quad (2.5.7)$$

donde  $a_\nu$  es el índice espectral de la SED ( $\nu F(\nu)$ ), y  $\nu_c$  es la frecuencia a la que ocurre el quiebre en la SED. Haciendo un análisis de su comportamiento espectral, es posible restringir la energía mínima de los electrones. Los electrones que radian principalmente en el UV, tienen un factor de Lorentz  $\gamma_{UV}$  que satisface la siguiente relación (Rybicki & Lightman 1979):

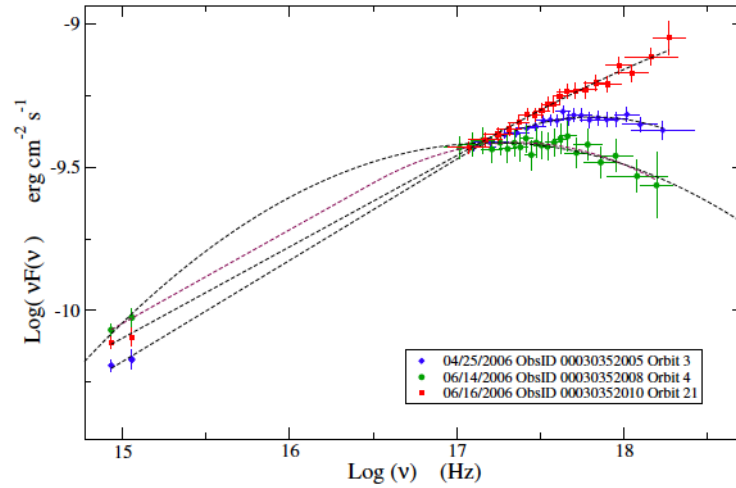
$$\begin{aligned} 10^{15} \text{ Hz} &\simeq 3.7 \times 10^6 B \gamma_{UV}^2 / (1+z) \\ \gamma_{UV} &\simeq 1.6 \times 10^4 \sqrt{\frac{1+z}{B \delta}}. \end{aligned} \quad (2.5.8)$$

Para el caso LPPL la condición es  $\gamma_{min} > \gamma_{UV}$ , al igual que en el caso de una distribución de ley de potencia simple (PL), ( $\gamma_{min} \lesssim \gamma_{UV}$ , para el caso PL). Una forma fenomenológica de explicar este caso es con una distribución de electrones que es de la misma forma, una ley de potencias a bajas energías con una rama log parabólica en altas energías (Massaro et al. 2006):

$$\begin{aligned} n(\gamma) &= K(\gamma/\gamma_c)^{-s}, & \gamma &\leq \gamma_c \\ n(\gamma) &= K(\gamma/\gamma_c)^{-(s+r \text{Log}(\gamma/\gamma_c))}, & \gamma &> \gamma_c, \end{aligned} \quad (2.5.9)$$

donde  $\gamma_c$  es la energía del quiebre. Usando la relación entre el índice espectral de la distribución de partículas  $s$  y el de la SED (Rybicki & Lightman 1979), se puede restringir la pendiente de la ley de potencias de la distribución de electrones:

$$SED \propto \nu^{-\alpha_\nu} = \nu^{-(s-3)/2}. \quad (2.5.10)$$



**Figura 2.5.1:** Tres formas espectrales de los datos presentados en Tramacere et al. (2009). En rojo representan un espectro ley de potencias (PL). Los diamantes azules representan un espectro que es LPEP, y en círculos verdes un espectro log-parabólico (LP).

### 2.5.3. Propiedades de la distribución LPEP

En algunos casos la SED puede modelarse usando una distribución de electrones log-parabólica que se expresa en términos de la energía pico (LPEP):

$$n(\gamma) = K 10^{-r(\log(\gamma/\gamma_p))^2}, \quad (2.5.11)$$

donde  $\gamma_p$  es la energía pico.

La relación entre la energía pico de la SED ( $E_p$ ) y el pico sincrotrón ( $S_p$ ) utilizando esta distribución, se puede expresar como:

$$S(E) = (1.60 \times 10^{-9}) S_p 10^{-b(\log(E/E_p))^2} \quad \text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (2.5.12)$$



donde  $S_p = E_p^2 F(E_p)$  y  $E_p$  se estiman durante el ajuste, y la constante numérica es el factor de conversión entre keV y erg.

En la figura 2.5.1 podemos ver diferentes formas espectrales, un espectro de la forma ley de potencias, LPEP y un log-parabólico.

#### 2.5.4. Distribución de energía de las partículas aceleradas

El espectro de energía de las partículas que son aceleradas por mecanismos estadísticos como, por ejemplo, ondas de choque o perturbaciones fuertes a lo largo del *jet*, está descrito por una ley de potencias (ver por ejemplo, [Blandford & Ostriker 1978](#)). Cuando las partículas son confinadas por un campo magnético con energía de confinamiento que decrece al incrementar el radio de giro, la distribución de energía de las partículas se puede describir por una ley log-parabólica:

$$N(> \gamma) = N_0(\gamma/\gamma_0)^{[s-1+r \text{Log}(\gamma/\gamma_0)]}, \quad (2.5.13)$$

con

$$s = -\frac{\text{Log}(g/\gamma_0^q)}{\text{Log}\epsilon} - \frac{q-2}{2}, \quad (2.5.14)$$

$$r = \frac{q}{2 \text{Log}\epsilon}, \quad (2.5.15)$$

donde  $\gamma_0$  es el factor de Lorentz mínimo de la ecuación de la probabilidad de aceleración  $p_i = g/\gamma_i^q$  ( $i=0,1,2,\dots$ ).

#### 2.5.5. Propiedades espectrales de la radiación

Es importante diferenciar entre los parámetros espectrales de la radiación emitida ( $a$ ,  $b$ ), de los de la población de electrones,  $s$  y  $r$ .

Suponiendo que las partículas se distribuyen isotrópicamente en un campo magnético homogéneo orientado aleatoriamente con una intensidad promedio  $B$ , se tiene la emisividad de sincrotrón (ver por ejemplo, [Ghisellini 2013](#), [Rybicki & Lightman 1979](#)):

$$j_S(\nu) = \int P(\nu(\gamma)) N(\gamma) d\gamma, \quad (2.5.16)$$

donde  $N(\gamma)$  es la densidad de electrones. La potencia radiada por una sola partícula se define como:

$$P(\nu) = \frac{4e^4}{9m^2c^3} \gamma^2 B^2 \delta(\nu - \nu_S), \quad (2.5.17)$$

con

$$\nu_S = 0.29 \frac{3e}{4\pi mc} \gamma^2 B, \quad (2.5.18)$$

es la frecuencia pico sincrotrón de una sola partícula. La relación entre los parámetros  $r$  y  $b$  esta dada como:

$$P_S(\nu) \propto N_0 B^2 (\nu/\nu_0)^{-(a+b \text{Log}(\nu/\nu_0))}, \quad (2.5.19)$$

con

$$\begin{aligned} a &= (s - 1)/2 \\ b &= r/4. \end{aligned} \tag{2.5.20}$$

En un espectro SSC, la curvatura de la componente IC depende de la curvatura espectral intrínseca de los electrones, la energía de los fotones sincrotrón, y de la energía de los electrones que contribuyen a la emisión. Cuando un electrón tiene una energía mayor que la energía típica de un fotón, puede haber una transferencia de energía del electrón hacia el fotón, a este proceso se le llama Compton inverso. Cuando la principal contribución a la emisión de IC proviene de dispersiones en el régimen de Thomson (cuando la energía del fotón es menor que  $m_e c^2$ , calculada en el sistema en reposo del electrón), la curvatura es más cercana a la de sincrotrón, y se aproxima a la del espectro de electrones cuando la fracción de interacciones se encuentre en el régimen de Klein-Nishina aumenta (en este régimen la energía del fotón es mayor a  $m_e c^2$ ). Esta propiedad es realmente útil porque una medida simultánea de los parámetros de curvatura de las emisiones de sincrotrón y IC puede ayudar a discriminar entre los dos regímenes de dispersión de Compton y restringir los parámetros espectrales de emisión de los electrones.

## Capítulo 3

# Observaciones

En este capítulo se describen las observaciones realizadas con el Gran Telescopio Milimétrico a una muestra de blazares. Los objetos de la muestra constituyen el punto de partida para un estudio de las propiedades de la SED de bajas energías en blazares.

### 3.1. Selección de la muestra

Las fuentes observadas con GTM pertenecen al catálogo de blazares monitorieados por *Fermi*-LAT (Abdo et al. 2010). Se seleccionaron blazares brillantes y observables en fechas determinadas.

En este trabajo, los datos obtenidos con el GTM<sup>1</sup> se analizarán junto con datos cuasi-simultáneos publicados en las distintas bases de datos presentadas en las siguientes secciones, con el fin de caracterizar la componente de baja energía de la SED de la muestra. Esta condición dio como resultado la selección de sólo siete blazares observados. Los blazares seleccionados se muestran en la Tabla 3.1.1.

A continuación se describen algunas de las propiedades más relevantes reportadas en la literatura de los siete blazares seleccionados.

ID	RA	Dec	z	Clase
OJ 287	08 54 48.8749	+20 06 30.640	0.306	BL Lac
4C +01.28	10 58 29.6052	+01 33 58.823	0.89	BL Lac
3C 273	12 29 06.6997	+02 03 08.598	0.158	FSRQ
PKS 1335-127	13 37 39.7827	-12 57 24.693	0.539	FSRQ
OT 081	17 51 32.8185	+09 39 00.728	0.322	BL Lac
3C 454.3	22 53 57.7579	+16 08 53.560	0.859	FSRQ
PKS 2255-282	22 58 05.96	-27 58 21.25	0.926	FSRQ

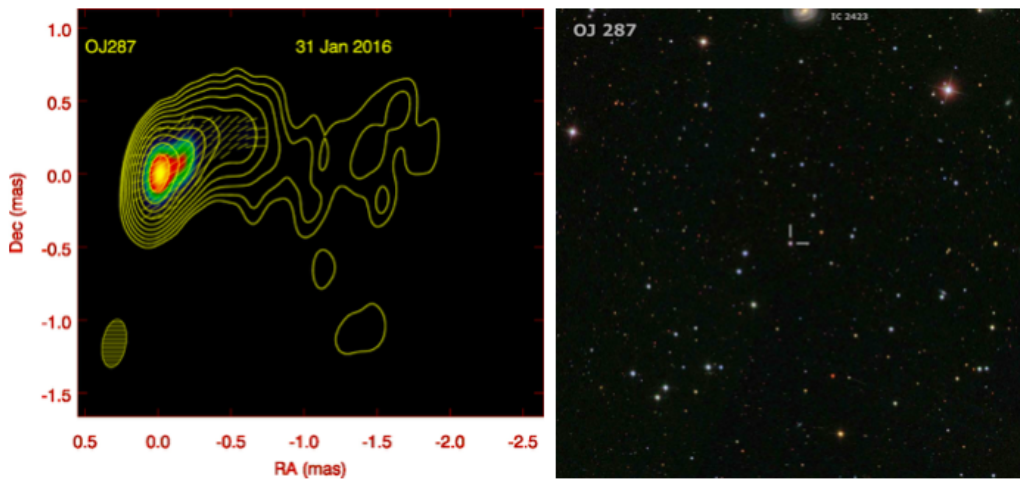
**Tabla 3.1.1:** Muestra de blazares. Coordenadas J2000, corrimiento al rojo ( $z$ ) y clasificación en el óptico de Ackermann et al. (2015).

<sup>1</sup>Cabe mencionar que las observaciones no son propias, fueron tomadas de la base de datos de GTM.

## a) OJ 287

El blazar brillante OJ 287 ( $z=0.3056$ ) es un objeto altamente polarizado (Véron-Cetty & Véron 2006) clasificado como BL Lac. Presenta variaciones rápidas de flujo en el radio y el óptico, con una variabilidad óptica de más de 5 magnitudes (Stefan 2011). Es motivo de estudio desde hace varias décadas por ser la primer fuente extragaláctica que mostró evidencias de variabilidad periódica Sillanpaa et al. (1996). Estas variaciones pueden explicarse mediante un sistema binario de agujeros negros supermasivos, los cuales producen abrillantamientos o flares cada 12 años. Se estima que la masa del BH primario es  $M_{\text{BH}} \sim 1.8 \times 10^{10} M_{\odot}$  (ver por ejemplo, Valtonen et al. 2012). El estudio de la galaxia anfitriona de OJ 287 muestra evidencias de perturbaciones morfológicas (Benítez et al. 1996), tal vez resultado de la interacción de las galaxias que están en una etapa evolutiva donde los agujeros negros asociados a cada AGN todavía no conforman un sistema ligado gravitacionalmente.

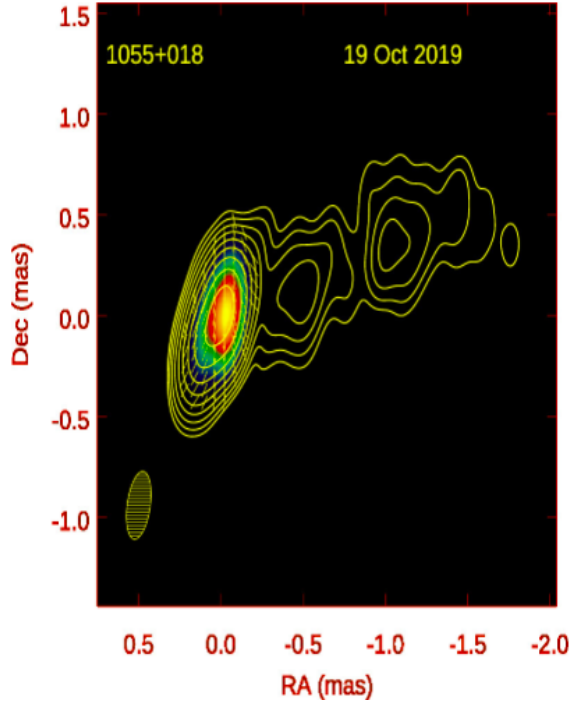
Las dos periodicidades detectadas en OJ 287 se infieren mediante el análisis de la curva de luz en el óptico (por ejemplo, ver Graham et al. 2015, Lankeswar 2019). En la Figura 3.1.1 se puede observar la emisión del radio jet de esta fuente.



**Figura 3.1.1:** Izquierda: Imágenes en radio de OJ 287 tomadas con el VLA. El pico de intensidad total global es  $2.87 \text{ Jy beam}^{-1}$  a 14.94 GHz. Tomada de Marscher & Jorstad (2011). Derecha: OJ 287 en el óptico. Imagen del Sloan Digital Sky Survey (SDSS)/ tamaño  $13' \times 13'$ . Tomada de Stefan (2011).

## b) 4C +01.28

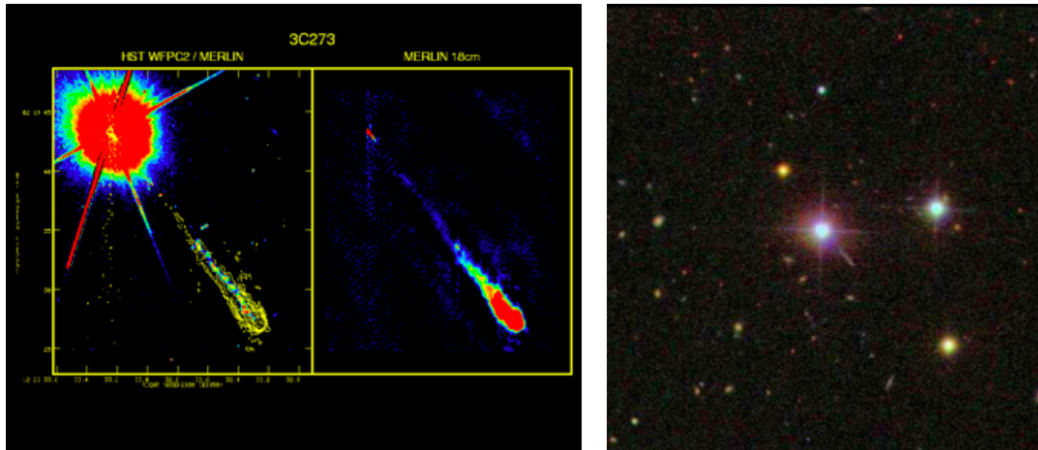
Este blazar es un objeto muy estudiado, tiene observaciones en multifrecuencias (en la figura 3.1.2 se observa su radio-núcleo brillante), es una fuente observada por Fermi y catalogada como BL Lac en el Roma-BZCAT (ver Massaro et al. 2009). 4C +01.28 tiene un corrimiento al rojo alto  $z = 0.89$  y en ocasiones se clasifica como un cuasar. Esta asociado con la fuente de rayos- $\gamma$  2FGL1058.4+01.33. En enero del 2014 la fotometría en el cercano infrarrojo (NIR) de esta fuente, en los filtros J, H y  $K_s$ , mostró un incremento alrededor de 1.3 magnitudes (Carrasco et al. 2014). Es también un candidato potencial a albergar un sistema binario de agujeros negros super masivos, por su comportamiento periódico en altas energías ( $\sim 445$  d ías) sugerido por Prokhorov & Moraghan (2017).



**Figura 3.1.2:** Imagen de 4C+01.28 a 43 GHz, por el *Very Long Baseline Array*. Tomada de VLBA-BU Blazar Monitoring Program (VLBA-BU-BLAZAR; <http://www.bu.edu/blazars/VLBAproject.html>).

### c) 3C 273

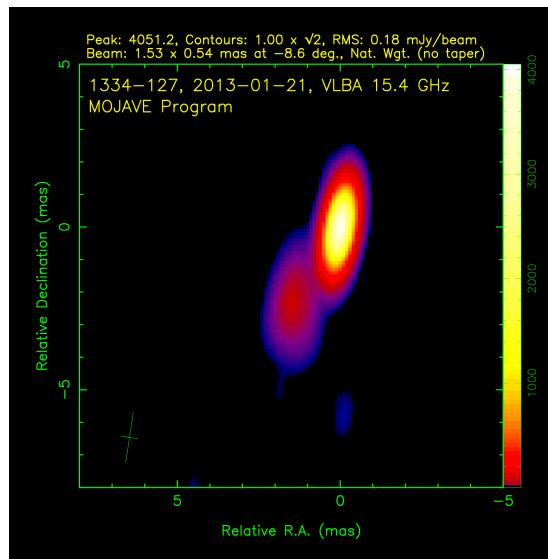
Está clasificado como un FSRQ y tiene un corrimiento al rojo  $z = 0.15834$ . Es un objeto muy luminoso en multifrecuencias, con una luminosidad bolométrica estimada  $L_{\text{bol}} \approx 1.3 \times 10^{47} \text{ erg s}^{-1}$  (estimada por Shang et al. 2005), y una  $M_{\text{BH}} \approx 4.1 \times 10^8 M_{\odot}$  (Zhang et al. 2019). Muestra alta polarización en las bandas del óptico. Modelos de la emisión de la SED de la región IR-óptico muestran que la emisión sincrotrón producida por el jet relativista es dominante. A diferencia de la mayoría de los blazares, la emisión de rayos-X de esta fuente presenta una componente suavemente variable por debajo de los 2 keV (Pietrini & Torricelli-Ciamponi 2008). Generalmente muestra una intensa componente en el óptico-UV (i.e., el BBB) la cual es producida por la emisión del disco de acreción (Paltani et al. 1998). Lo curioso es que estas componentes son comunes en galaxias Seyfert, las cuales son fuentes más cercanas y más débiles comparadas con los blazares. Estas características han llevado a sugerir que la emisión de 3C 273 es una combinación de componentes Seyfert-Blazar (ver Kalita et al. 2017b, y referencias ahí citadas). Otra característica en 3C 273 es que en el óptico se observa un solo jet, como se ve en la figura 3.1.3. Esta propiedad es común en muchos blazares donde el contrajet tiene una emisión muy débil o indetectable.



**Figura 3.1.3:** Izquierda: Imágenes de 3C 273 en el óptico y radio a 18 cm. Crédito *Hubble Space Telescope (WFC2)/MERLIN*. Derecha: Crédito SDSS/tamaño 3'x3'. Tomadas de [Stefan \(2011\)](#).

#### d) PKS 1335-127

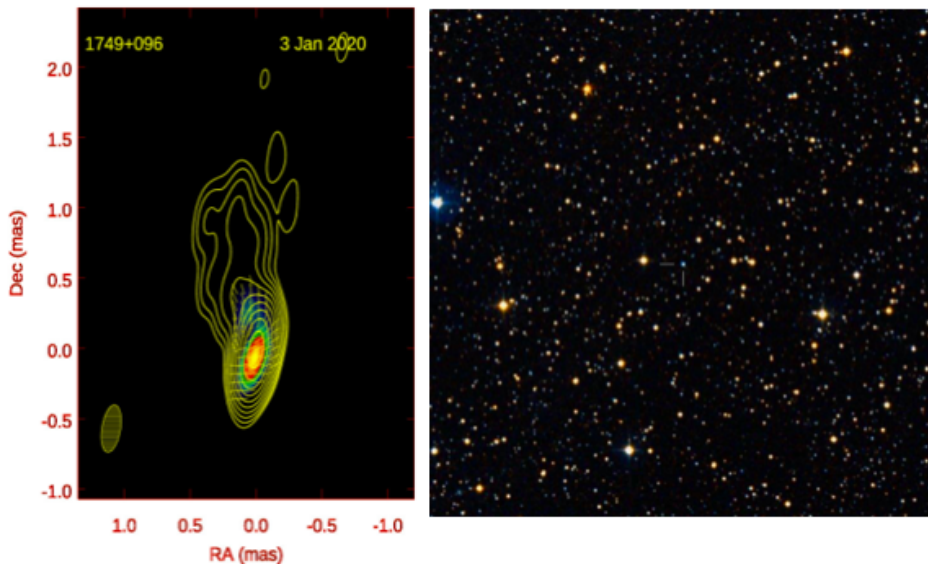
PKS 1335-127 conocido también como QSO B1334-127 es un blazar FSRQ localizado a  $z = 0.539$ . Es una fuente de radio dominada por el núcleo (como se ve en la figura 3.1.4) con un movimiento superlumínico de  $14.8 \pm 0.68 c$  basado en el movimiento de las características de su jet ([Wehrle et al. 2019](#)). Presenta alta polarización y es una de las primeras fuentes detectadas por *Fermi*-LAT. Presenta emisión de rayos- $\gamma$  de muy alta energía, por lo que es un blazar TeV. Recientemente, [Pursimo et al. \(2020\)](#) reportaron un incremento significativo del brillo en el óptico de esta fuente, de aproximadamente 1.5 a 2 magnitudes. Este resultado prueba la coespacialidad de la emisión óptico-gamma, de acuerdo a lo reportado días antes por ([Yusafzai & Tomankova 2020](#)) con datos de *Fermi*-LAT.



**Figura 3.1.4:** Imagen de PKS 1335-127 a 15.4 GHz. Tomada de [Lister et al. \(2018\)](#)

## f) OT 081

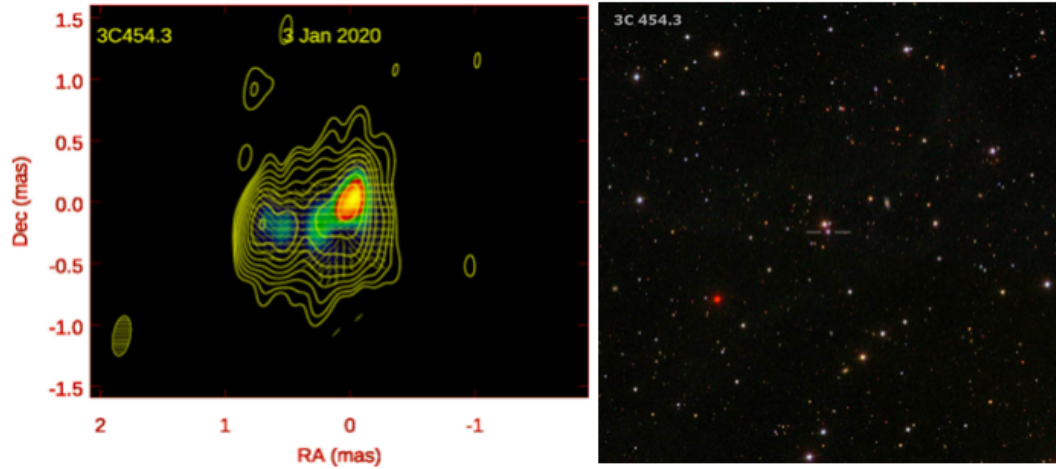
El blazar OT 081, también conocido como PKS 1749+096 y 4C+09.57, es un blazar a  $z=0.32$ , fue descubierto como una fuente de radio alrededor de 1967 durante el catastro *4th Cambridge Survey of Radio Sources* (4C) y también en el *Ohio State University Radio Survey* (OT). Su contraparte óptica se observó en 1973 como un objeto estelar de aproximadamente 18 mag. Debido a su alta polarización óptica y su espectro continuo fue clasificado como objeto BL Lac, además de un blazar LSP. Presenta variabilidad en multifrecuencia desde el radio hasta los rayos-X, movimiento superlumínico de las componentes del jet, con velocidades aparentes en un rango de 5 c a 21 c, estimado con un factor de Lorentz de 10.2 y factor Doppler en el rango de 10.2-20.4 (ver [Lu et al. 2012](#)). En julio de 2016, mostró un fuerte incremento en su actividad multifrecuencia, reportado inicialmente por la colaboración MAGIC ([Mirzoyan 2016](#)).



**Figura 3.1.5:** Izquierda: Imagen de OT 081 a 43 GHz, por el *Very Long Baseline Array*. Tomada de VLBA-BU Blazar Monitoring Program (VLBA-BU-BLAZAR; <http://www.bu.edu/blazars/VLBAproject.html>). Derecha: Imagen de OT 081 en el óptico. Crédito DSS2/tamaño 14'x14'. Tomada de [Stefan \(2011\)](#).

## g) 3C 454.3

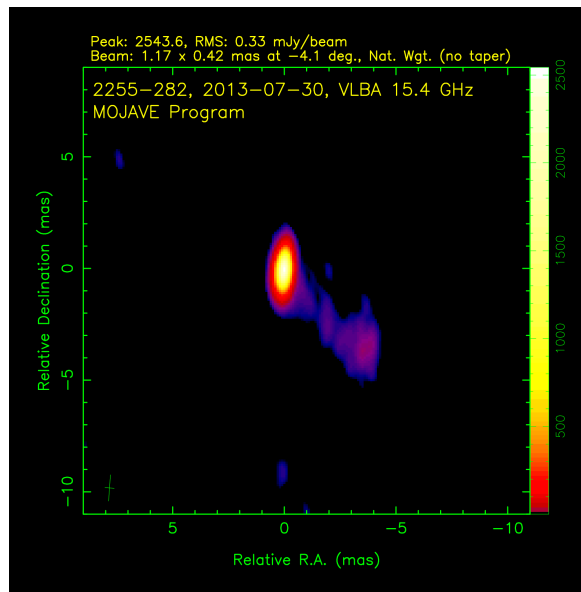
3C 454.3 fue descubierto como una fuente de radio en 1959, como parte del *3. Cambridge Radio Survey*. Se encuentra a  $z = 0.859$ . En los años 1960's se observó su contraparte en el óptico como un objeto estelar débil de magnitud 18, variable en longitudes de onda de radio y óptico. También fue detectado como fuente de radio en 1980 y en rayos- $\gamma$  desde 1990's ([Stefan 2011](#)), siendo una de las fuentes más brillantes en rayos- $\gamma$ . Su emisión presenta una fuerte correlación entre las bandas del óptico y el IR, con un retraso cercano a cero sugieren que estas regiones de emisión son coespaciales ([Sarkar et al. 2019](#)). En agosto de 2015 mostró un incremento en su actividad multifrecuencia y fue estudiado por [Shah et al. \(2017\)](#) en el periodo antes, durante y después del incremento, encontrando que la energía de los fotones responsables del proceso de Compton externo era equivalente a una temperatura de 564 K, sugiriendo que región emisora se localizaba lejos de la BLR del blazar. Se estima que la masa de su agujero negro central se encuentra en el rango  $0.5 - 1.5 \times 10^9 M_{\odot}$  (ver por ejemplo, [Sbarrato et al. 2012](#)).



**Figura 3.1.6:** Izquierda: Imagen de 3C 454.3 a 43 GHz, por el *Very Long Baseline Array*. Tomada de VLBA-BU Blazar Monitoring Program (VLBA-BU-BLAZAR; <http://www.bu.edu/blazars/VLBAproject.html>). Derecha: Imagen de 3C 454.3 en el óptico. Crédito DSS2/tamaño 14'x14'. Tomada de Stefan (2011).

#### h) PKS 2255-282

PKS 2255-282 (a  $z=0.92584$ ) es una fuente brillante FSRQ que ha sido poco estudiada desde su estallido observado en rayos- $\gamma$  en enero de 1998. Esta clasificada como un cuasar de baja polarización (LPQ), con un porcentaje de 2 % ( $\pm 0.4$  %) y un ángulo de polarización de  $112^\circ$  ( $\pm 6^\circ$ ) (Impey & Tapia 1990). Las imágenes VLBI a frecuencias de 15, 12 y 43 GHz revelan una estructura muy compacta dominada por el núcleo, particularmente en las frecuencias de radio más altas como se observa en la figura 3.1.7. En febrero de 2012, presentó un incremento significativo en su emisión gama, alrededor de un factor 14 respecto al flujo reportado en el catálogo 2FGL (Dutka et al. 2012).



**Figura 3.1.7:** Imagen de PKS 2255-282 a 15.4 GHz, por el *Very Long Baseline Array*. Tomada de Lister et al. (2018).



## 3.2. Observaciones en radio-mm

En las siguientes secciones se describen brevemente los surveys utilizados para construir la componente de baja energía de la SED de la muestra, tomando como referencia la fecha de observación de GTM.

### 3.2.1. El Gran Telescopio Milimétrico

El Gran Telescopio Milimétrico Alfonso Serrano (o *Large Millimeter Telescope Alfonso Serrano*, en inglés) es el radio telescopio de plato único movable más grande que existe actualmente ( figura 3.2.1). Ubicado en la cima del Volcán Sierra Negra a 4600 m de altura, en el estado de Puebla, México, es un proyecto en conjunto entre el Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica y la Universidad de Massachusetts.

Fue diseñado para observar en longitudes de onda entre 0.85-4 mm, con una precisión mejor que 1 segundo de arco en condiciones de viento medias ( $v < 5$  m/s).



**Figura 3.2.1:** Gran Telescopio Milimétrico Alfonso Serrano. Tomada de <http://lmtgtm.org/general-2/gallery/?lang=es>.

Participa en el proyecto conjunto *Event Horizon Telescope* (EHT), con observaciones de interferometría de base muy larga (VLBI, por sus siglas en inglés) en conjunto con otros radio telescopios. A pesar de que actualmente no cuenta con un programa de monitoreo de AGNs, utiliza la base de datos del *Submillimeter Array* (SMA) como fuentes de apuntado durante sus observaciones. En esta tesis se utilizaron los flujos medidos a 1.1 mm de blazares utilizados como fuentes de apuntado. Las observaciones fueron realizadas durante el periodo de actividad de la cámara AzTEC, y se reportan en la tabla 3.2.1<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>En el apéndice B se muestran algunos de los mapas de observación.

ID	Fecha	Flujo [Jy]	Error [Jy]
O J287	2015-11-30	3.800	0.760
4C +01.28	2016-01-24	3.132	0.626
3C 273	2016-05-02	8.886	1.777
PKS 1335-127	2018-04-02	2.353	0.470
OT 081	2016-03-15	2.221	0.44
3C 454.3	2015-06-08	10.005	2.001
PKS 2255-282	2014-12-03	0.514	0.102

**Tabla 3.2.1:** Fecha de observación y flujo medido con GTM en la longitud de onda de 1.1 mm. El valor registrado es el bin de una noche, con un error esperado del 20 %.

### 3.2.1.1. Cámara AzTEC

La *Aztronomical Thermal Emission Camera* (AzTEC), es un arreglo de 144 bolómetros de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  configurados para observar en la ventana atmosférica de 1.1 mm (270 GHz), y puede ser reconfigurado para operar en las ventanas de 2.1 mm y 1.4 mm. El arreglo se divide en seis capas de silicio, cada una con 24 detectores.

AzTEC (figura 3.2.2) fue desarrollada como un instrumento de primera luz para el Gran Telescopio Milimétrico (Schloerb et al. 2003) y posteriormente fue instalada en el telescopio James Clerk Maxwell (JCMT). Durante el periodo de actividad de AzTEC observó fuentes galácticas y extragalácticas con el fin de contribuir al entendimiento de las propiedades de las regiones formación estelar con polvo en el universo. A pesar de que la reducción de datos no es parte del trabajo en esta tesis, se presenta a continuación una breve descripción del proceso <sup>3</sup>.



**Figura 3.2.2:** Cámara de continuo a 1.1 m, AzTEC, instalada en el cuarto de instrumentos científicos del GTM. Tomada de <http://lmtgtm.org/telescope/instrumentation/instruments/aztec/?lang=es>.

<sup>3</sup>Para más detalle sobre el funcionamiento y procesamiento de datos de AzTEC revisar la referencia Sánchez-Argüelles, D. O. (2017)

### 3.2.1.2. Procesamiento de los datos

El análisis de los datos obtenidos con la cámara AzTEC es realizado con el *Standard IDL AzTEC reduction pipeline* (Perera et al. 2008, Scott 2008, Austermann 2010). Los datos crudos son procesados para poder obtener los mapas que se muestran en el apéndice C. Considerando que los blazares son observados como fuentes puntuales, una breve descripción del proceso se muestra a continuación:

- **Acondicionamiento de corrientes temporales**

La cantidad de energía recibida por cada bolómetro de AzTEC se almacena en una serie de tiempo (también conocida como datos ordenados por tiempo o una corriente de tiempo). El primer paso es analizar las corrientes temporales observadas (corrientes temporales crudas) para detectar cualquier falla instrumental y efectos de rayos cósmicos, lo que permite corregir por señales no válidas.

- **Apuntado del bolómetro**

Se supone que la posición del centro de la matriz de bolómetros está alineada con la señal de seguimiento del telescopio en coordenadas horizontales. Para calcular cada posición de un bolómetro en relación con el centro de la matriz (desplazamiento de posición) se utiliza una observación de calibración conocida como mapa de haz. El mapa de haces se realiza mediante el mapeo de una fuente brillante no resuelta de posición y flujo conocidos (generalmente un planeta o cuasar).

- **Sustracción de la atmósfera**

Como la atmósfera sufre fluctuaciones, la potencia observada también tiene variaciones que afectan a la señal cruda. Debido a que esta señal atmosférica se produce a escalas angulares más grandes que los objetos observados, es una señal de modo común para todos los bolómetros de la matriz, es decir, afecta por igual a cada uno de ellos. Para restar la emisión a la atmósfera, se realiza un análisis de componentes principales (PCA, por sus siglas en inglés). Este análisis supone que la emisión de fuentes astronómicas, a diferencia de la atmósfera, no está correlacionada con las corrientes de tiempo sin procesar. Así, se pueden remover los modos con mayor correlación y reconstruir la emisión de la fuente astronómica. Como resultado se obtienen las *corrientes temporales limpias*.

- **Calibración**

Las corrientes temporales limpias son entonces calibradas utilizando el factor de conversión de flujo calculado a partir de observaciones de mapas de haz. Este factor hace la conversión de la potencia electrónica medida a densidad de flujo medida en  $\text{mJy beam}^{-1}$ . También se corrige por extinción atmosférica, los datos son escalados por un factor  $e^{\tilde{\tau}}$ , donde  $\tilde{\tau}$  es la opacidad efectiva promedio de 1.1 mm. La incertidumbre esperada por calibración es  $\sim 20\%$ .

- **Estimación del Kernel**

Se conoce como *kernel* a la estimación de la pérdida de flujo causada por el proceso de sustracción de la atmósfera a una fuente puntual. El kernel se calcula mediante el mapeo de vuelta en el tiempo del bolómetro que transmite una fuente sintética de 1 Jy. Para cada bolómetro, esta fuente puntual sintética se modela como un perfil Gaussiano bidimensional con los valores de FWHM obtenidos de los mapas de haz de calibración (valores que se observan en los mapas del apéndice B).

### ■ Elaboración de los mapas

En una cuadrícula bidimensional que se construye apartir de las señales apuntadas, se proyectan las corrientes temporales limpias y calibradas. A esto se le conoce como el mapa de señal. El valor de flujo para cada píxel en el mapa de señales se calcula mediante un promedio ponderado de todas las muestras de bolómetros dentro del área de píxeles. Por otra parte, el *pipeline* crea una estimación estadística de la confianza en cada píxel conocido como el mapa de peso. De la misma forma se crea también un mapa del kernel.

### ■ Simulación de ruido

Para evaluar cualquier fuente de ruido correlacionado en el mapa resultante, se crea una serie de mapas de ruido simulado. Para caracterizar las propiedades de ruido se crea un conjunto de 5 mapas de ruido simulados. Después de que las observaciones individuales son convertidas en mapas, el pipeline genera un mapa de señal que se crea con el promedio ponderado de la señal individual. Se utiliza un esquema de filtrado óptimo para reducir las variaciones de píxel a píxel y, aumentando la relación señal a ruido de las fuentes astronómicas puntuales en el mapa. Para cada mapa de ruido se calcula su densidad espectral de potencia (PSD).

Las salidas principales del pipeline AzTEC son dos mapas. El mapa de señal filtrada (S), que contiene el flujo de las fuentes astronómicas y el mapa de peso filtrado (W), que es una estimación estadística de la confianza en el flujo para cada píxel.

## 3.2.2. The Submillimeter Array

El conjunto SMA, es un arreglo interferométrico que consta de 8 platos de 6 m de diámetro que operan en conjunto (ver Figura 3.2.3). Esta ubicado en Maunakea, Hawai y es operado por el *Smithsonian Astrophysical Observatory* y la *Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics* en Taiwan.



Figura 3.2.3: The Submillimeter Array. Imagen tomada de <http://sma1.sma.hawaii.edu/smaoc.html>

Un interferómetro es un instrumento que muestrea la función de visibilidad, que es una función de la posición en el plano  $u - v$   $V(u, v)$ , donde  $u$  y  $v$  son las coordenadas que describen la separación vectorial entre cada par de elementos del interferómetro (cada antena), medidas en longitud de onda, vistas desde la fuente. La visibilidad es la transformada de Fourier de la distribución de brillo. El interferómetro SMA se comporta como un telescopio de hasta 500m de diámetro, y al igual que GTM

forma parte del EHT. Opera en un rango de frecuencias de 180-418 GHz y cuenta con un programa de monitoreo de AGNs.

Para construir la distribución espectral de energía de la muestra de blazares considerados en esta tesis, se han utilizado los flujos medidos por SMA en la longitud de onda de 1mm, los cuales se encuentran disponibles en la sección de *Submillimeter Calibrator List*<sup>4</sup> de la página del proyecto.

### 3.2.3. Atacama Large Millimeter/submillimeter Array

El Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA), es un interferómetro que consiste de un arreglo de antenas de 12 m de diámetro (ver figura 3.2.4), formando líneas de base de hasta 16km. Cuenta también con un arreglo compacto (ACA, por sus siglas en inglés), de 12 antenas de 7 m y 4 de 12 m de diámetro, utilizadas para obtener imágenes de estructuras a gran escala que no se pueden obtener con el arreglo de 12 m, conformando un arreglo total de 66 antenas. Observa en diferentes bandas de frecuencia, siendo por ahora desde la banda 3 que comienza en 84 GHz, hasta la banda 10 que alcanza los 950 GHz, tomando datos dentro de una sola banda al mismo tiempo.



**Figura 3.2.4:** Antenas de Atacama Large Millimeter/submillimeter Array. *Estructuras únicas*. Imagen de <https://www.almaobservatory.org/es/Images/estructuras-unicas/>

Cuenta con un catálogo de fuentes astronómicas en el rango del mm y sub-mm<sup>5</sup>. Contiene alrededor de 11000 mediciones de 1800 fuentes, siendo en su mayoría cuásares brillantes. Proporcionan entre otras propiedades, la densidad de flujo y su incertidumbre a una frecuencia dada y mediciones de polarización (para algunas fuentes). En este caso se han utilizado los flujos medidos en las bandas; 3 con frecuencia central 91.5 GHz y 103.5 GHz, banda 6 a 233 GHz y de la banda 7 a 343.5 GHz.

### 3.2.4. Owens Valley Radio Observatory

El telescopio Owens Valley Radio Observatory (OVRO), es un radio telescopio de 40m de diámetro que monitorea más de 1800 blazares donde cada fuente se observa al menos dos veces por semana. Observa a una frecuencia de 15 GHz, contribuyendo en el entendimiento de los mecanismos de emisión que se producen en los centros de los AGNs, comparando sus mediciones con los datos en rayos- $\gamma$  de

<sup>4</sup><http://sma1.sma.hawaii.edu/callist/callist.html>

<sup>5</sup><http://sma1.sma.hawaii.edu/callist/callist.html>

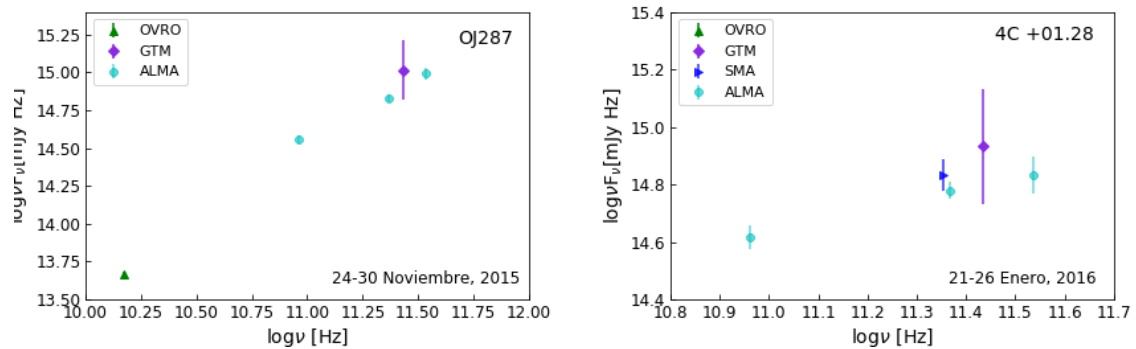
Fermi. Los datos utilizados en la presente se obtuvieron de la base datos pública que se encuentra en la página del proyecto <sup>6</sup>.



**Figura 3.2.5:** Radiotelescopio Owens Valley Radio Observatory (OVRO), cerca de Bishop, California. Tomada de <http://www.astro.caltech.edu/research/observatories.html>

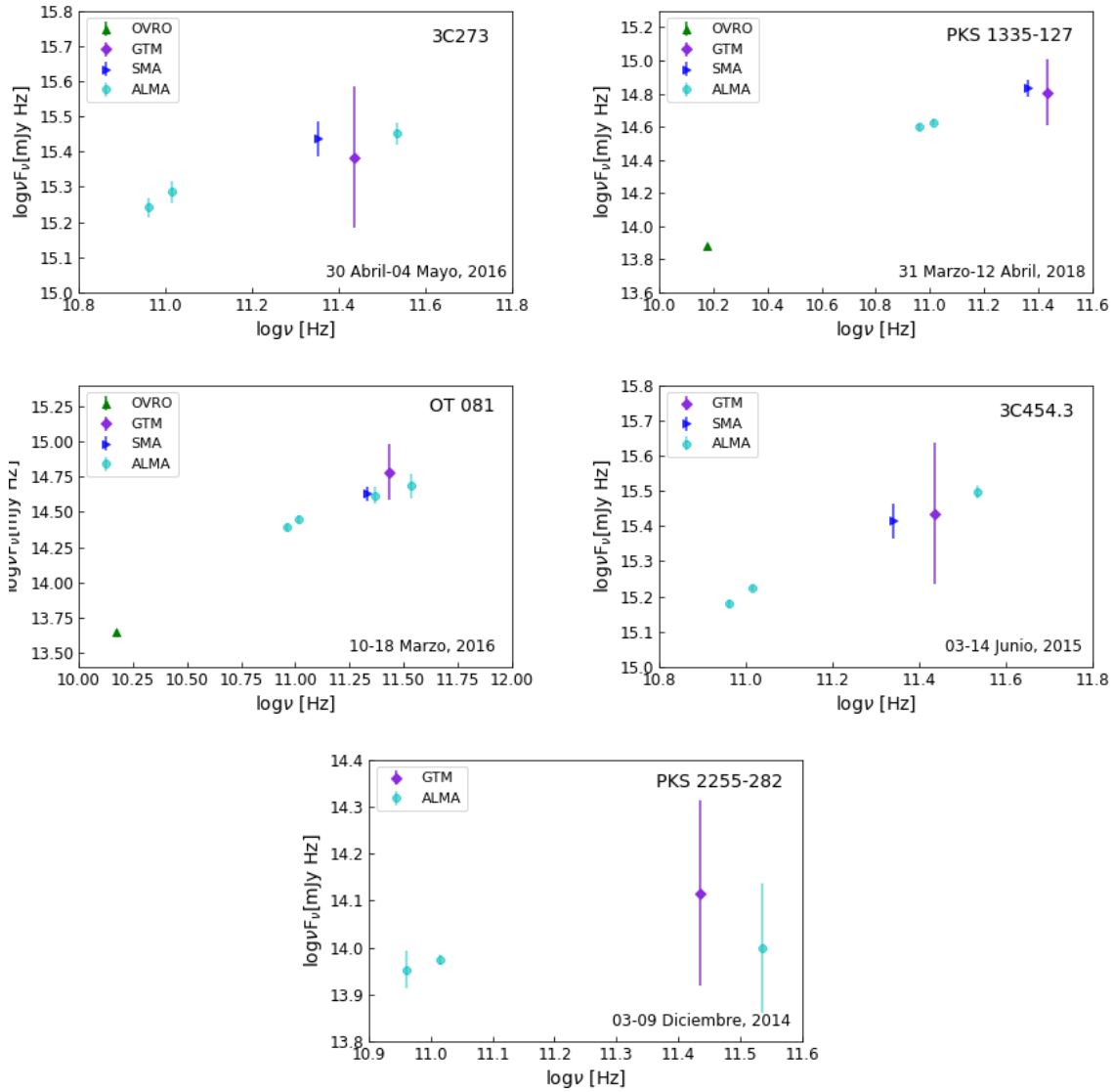
### 3.2.5. Distribución espectral de energía en la banda del radio-mm

Se construyó la distribución espectral de energía en un rango de longitudes de onda desde 0.9-20 mm, contando con observaciones de GTM, SMA, ALMA y OVRO. La SED construida para cada fuente se muestra en las figuras 3.2.6, utilizando los flujos de la tabla 3.2.2.



**Figura 3.2.6:** Distribución Espectral de Energía en las bandas del radio y milimétrico de OJ 287 y 4C + 01.28.

<sup>6</sup>[http://www.astro.caltech.edu/ovroblazars/data.php?page=data\\_query](http://www.astro.caltech.edu/ovroblazars/data.php?page=data_query)



**Figura 3.2.7:** Distribución Espectral de Energía en las bandas del radio y milimétrico de 3C 273, PKS 1335-127, OT 081, 3C 454.3 y PKS 2255-282.

Objeto	Fecha	Frecuencia [GHz]										
		15	91.5	103.5	214.71	218.95	224.89	225.45	233	229.53	272.53	343.5
OJ 287	2015-11-24	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	2.86 ± 0.11
	2015-11-25	...	3.96 ± 0.10	...	...	...	...	...	2.90 ± 0.08	...	...	...
	2015-11-29	3.103 ± 0.038	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
4C +01.28	2015-11-30	...	...	...	...	...	...	...	...	...	3.80 ± 0.76	...
	2016-01-21	...	4.52 ± 0.19	...	...	...	...	3.014 ± 0.160	...	...	...	...
	2016-01-22	6.149 ± 0.074	...	...	...	...	...	...	2.58 ± 0.08	...	...	...
	2016-02-24	...	...	...	...	...	...	...	...	3.132 ± 0.626	...	...
3C 273	2016-01-26	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	1.98 ± 0.13
	2016-04-30	...	19.05 ± 0.54	18.66 ± 0.6	...	...	...	...	...	...	...	8.22 ± 0.25
	2016-05-02	...	...	...	...	...	...	...	...	...	8.886 ± 1.77	...
	2016-05-03	...	...	...	...	...	12.16 ± 0.61	...	...	...	...	...
PKS 1335-127	2016-05-04	22.187 ± 0.197	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
	2018-03-31	...	4.32 ± 0.09	...	...	...	...	...	...	...	...	...
	2018-04-02	...	...	4.09 ± 0.09	...	...	...	...	...	...	2.3532 ± 0.470	...
	2018-04-04	5.036 ± 0.073	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
OT 081	2018-04-12	...	...	...	...	...	...	...	...	2.972 ± 0.150	...	...
	2016-03-10	...	...	...	1.986 ± 0.10	...	...	...	...	...	...	...
	2016-03-13	...	2.71 ± 0.07	2.73 ± 0.07	...	...	...	...	1.78 ± 0.10	...	...	1.41 ± 0.12
	2016-03-15	...	...	...	...	...	...	...	...	...	2.221 ± 0.44	...
	2016-03-18	2.981 ± 0.024	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
	2016-04-26	...	2.65 ± 0.05	2.62 ± 0.05	...	...	...	...	...	...	...	...
	2016-04-27	...	...	...	...	...	...	...	...	2.045 ± 0.41	1.43 ± 0.06	...
3454.3	2016-05-01	3.288 ± 0.034	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
	2015-06-03	...	...	16.2 ± 0.13	...	...	...	...	...	...	...	9.12 ± 0.16
	2015-06-05	...	...	...	...	11.875 ± 0.594	...	...	...	...	...	...
	2015-06-08	...	...	...	...	...	...	...	...	10.005 ± 2.001	...	...
PKS 2255-282	2015-06-14	...	16.54 ± 0.2	...	...	...	...	...	...	...	...	...
	2014-12-03	...	0.98 ± 0.04	0.91 ± 0.01	...	...	...	...	...	...	...	0.29 ± 0.04
	2014-12-09	...	...	...	...	...	...	...	...	0.514 ± 0.102	...	...

Tabla 3.2.2: Observaciones en las bandas del radio y milimétrico. Flujos y error en unidades de Jy, medidos en las fechas indicadas para cada fuente.



### 3.3. Observaciones Óptico/IR

De la muestra original que constaba de 7 fuentes, únicamente los blazares OJ 287, 3C 273 y 3C 454.3 contaron con observaciones cuasi-simultáneas en el óptico e IR, en adición al radio y mm. Se incorporaron observaciones de la base de datos del *Small and Moderate Aperture Research Telescope System* (SMARTS) <sup>7</sup> cubriendo el rango del IR al óptico para construir la componente de baja energía de la SED.

#### 3.3.1. Small and Moderate Aperture Research Telescope System

El *Small and Moderate Aperture Research Telescope System* (SMARTS), es un consorcio conformado por un grupo de universidades y organizaciones. Está dirigido por el Prof. Charles Bailyn de la Universidad de Yale y el *National Optical Astronomy Observatory*, (NOAO) es uno de los miembros. Opera cuatro telescopios (1.5 m, 1.3 m, 1.0 m y 0.9 m) ubicados en el Cerro Tololo *Inter-American Observatory*. Cuentan con un programa de monitoreo diario de blazares con el telescopio SMARTS 1.3 m y la cámara ANDICAM (*A Novel Dual Imaging CAMera*), que toma de manera simultánea datos en el óptico e infrarrojo (0.4-2.2  $\mu\text{m}$ ).

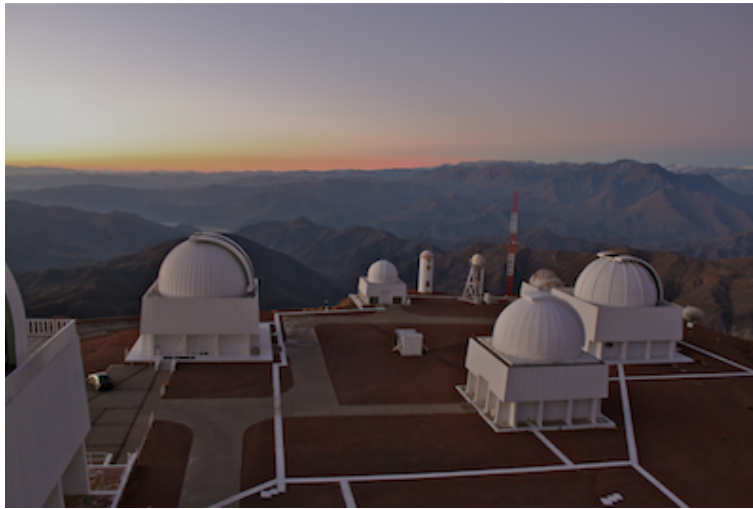


Figura 3.3.1

Las observaciones cuasi-simultáneas en el óptico/IR se presentan en la tabla 3.3.1<sup>8</sup>.

ID	Fecha	$B_{mag}$	$V_{mag}$	$R_{mag}$	$J_{mag}$	$K_{mag}$
OJ 287	2015-11-27	$15.077 \pm 0.005$	$14.557 \pm 0.004$	$14.002 \pm 0.003$	$12.867 \pm 0.004$	$11.137 \pm 0.003$
3C 273	2016-05-03	$13.053 \pm 0.057$	$12.891 \pm 0.019$	$12.786 \pm 0.015$	...	...
3C 454.3	2015-06-08	$15.82 \pm 0.007$	$15.212 \pm 0.006$	$14.724 \pm 0.005$	$13.020 \pm 0.006$	$11.058 \pm 0.003$

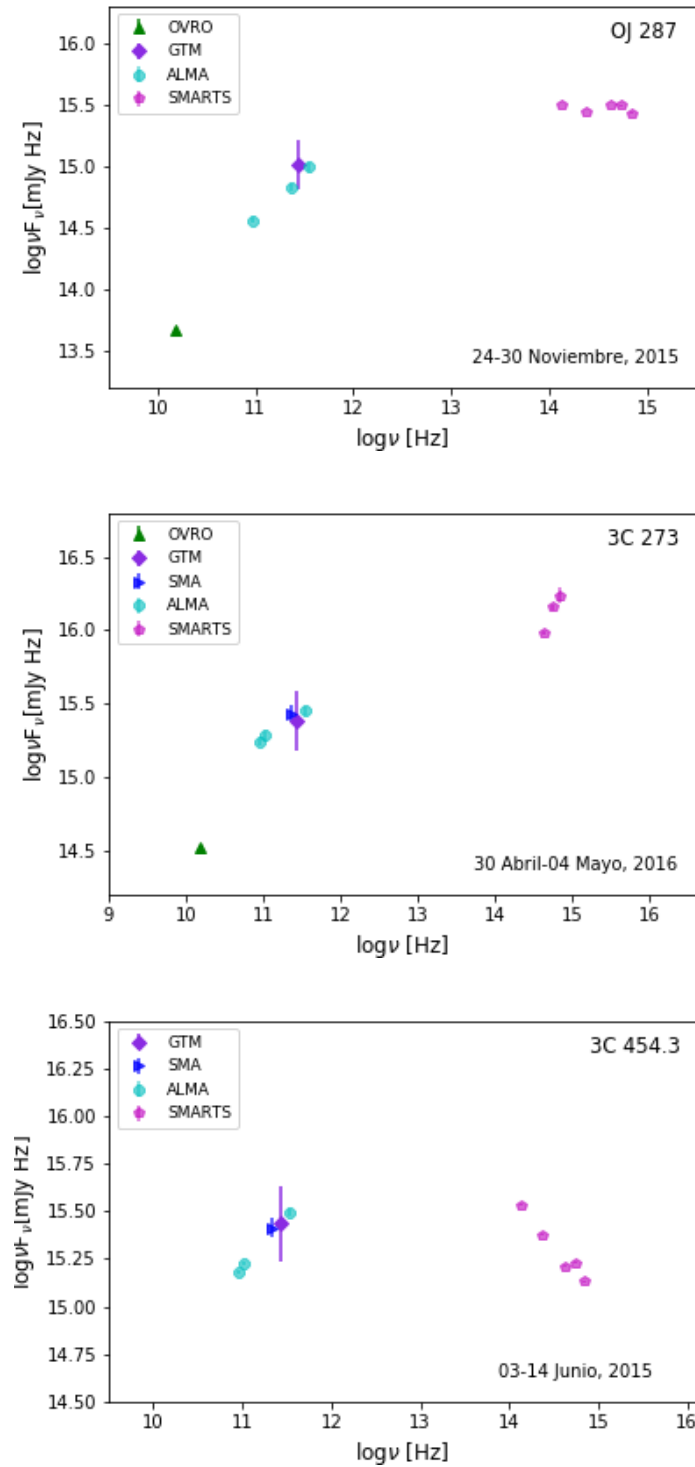
Tabla 3.3.1: Observaciones en Óptico/IR tomadas por SMARTS.

<sup>7</sup><http://www.astro.yale.edu/smarts/glast/home.php>

<sup>8</sup>Datos tomados de <http://www.astro.yale.edu/smarts/glast/home.php>. Convertidos a unidades de  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  utilizando la magnitud del punto cero del sistema Johnson UBVR<sub>I</sub>+, con la herramienta disponible en <http://ssc.spitzer.caltech.edu/warmmission/proplot/pet/magtojoy/ref.html>

### 3.3.2. Distribución espectral de energía del radio-óptico

La SED de baja energía de las fuentes OJ 287, 3C 273 y 3C 454.3, construida con observaciones del radio al óptico, se muestra en la figura 3.3.2.



**Figura 3.3.2:** Distribución Espectral de Energía de OJ 287 (a), de 3C 273 (b) y de 3C 454.3 (c). Utilizando los datos de las tablas 3.2.2 y 3.3.1.

## Capítulo 4

# Modelación de la SED de baja energía de la muestra de blazares

En este capítulo se presenta el ajuste de la componente de baja energía de la SED de los blazares OJ 287, 3C 273 y 3C 454.3, con observaciones cuasi-simultáneas. Se realizó un ajuste analítico utilizando el código *JetSeT* (descrito en el apéndice A) para modelar la forma de la SED. En cada caso se obtuvo la frecuencia pico sincrotrón ( $\nu_p^S$ ) y la energía correspondiente, además de la curvatura y la clasificación LSP/ISP/HSP según la frecuencia pico.

### 4.1. OJ 287

En la figura 4.1.1 se muestra el ajuste en cada banda de energía, del radio al UV de donde se obtienen los índices espectrales de la componente de baja energía de la SED de OJ 287. Los índices espectrales se reportan en la tabla 4.1.1.

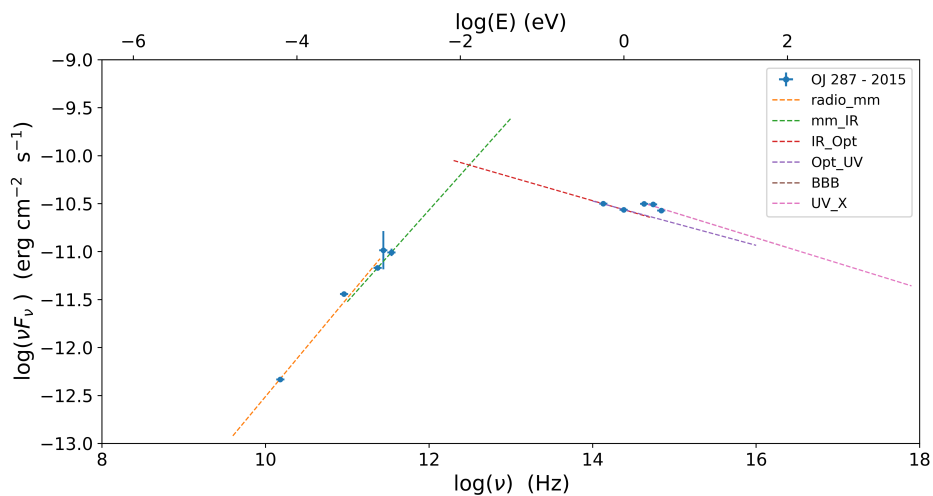
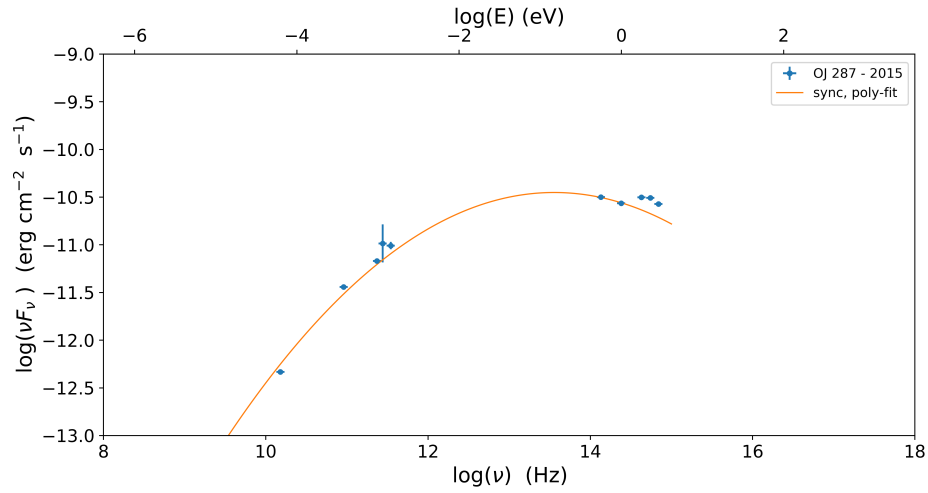


Figura 4.1.1: Evaluación de los índices espectrales de la componente de baja energía de la SED de OJ 287.

	Radio-mm	mm-IR	IR-Opt	Opt-UV	BBB	UV-X
log(Hz)	9.6-11.4	11-13	12.3-14.7	14-16	14.6-16.4	14.6-17.9
$\alpha$	1.00	0.95	-0.002	-0.036	-0.32	-0.32
$K$	-22.54	-21.96	-10.49	-10.00	-5.68	-5.68

**Tabla 4.1.1:** Índices espectrales. Donde  $\alpha$  es la pendiente y  $K$  la constante del ajuste log-lineal en unidades de  $\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Para esta fuente se utilizó una función log-parabólica para modelar la emisión de la componente de baja energía. El ajuste se muestra en la figura 4.1.2, y los parámetros en la tabla 4.1.2.



**Figura 4.1.2:** Ajuste log-parabólico del componente de baja energía de la SED de OJ 287.

$\log(\nu_p)$	$\log(\nu_p F_{\nu_p})$	Curvatura	$\chi_{red}^2$	d.o.f.	Clase
Hz	$\text{erg}/\text{cm}^2\text{s}$				
$13.55 \pm 0.04$	$-10.45 \pm 0.08$	$-0.16 \pm 0.01$	2.59	7	LSP

**Tabla 4.1.2:** Parámetros del ajuste log-parabólico de la componente de baja energía de la SED de OJ 287.

## 4.2. 3C 273

En la figura 4.2.1 se muestra el ajuste en cada banda de energía, del radio al UV-X de donde se obtienen los índices espectrales de la componente de baja energía de la SED de 3C 273. Los índices se reportan en la tabla 4.2.1.

	Radio-mm	mm-IR	IR-Opt	Opt-UV	BBB	UV-X
log(Hz)	9.9-11.1	11-13	12.2-14.8	14-16	14.6-16.4	14.8-17.7
$\alpha$	0.92	0.31	0.63	0.74	1.25	-0.25
$K$	-20.9	-14.11	-19.19	-20.76	-28.2	-4.57

**Tabla 4.2.1:** Índices espectrales. Donde  $\alpha$  es la pendiente y  $K$  la constante del ajuste log-lineal en unidades de  $\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

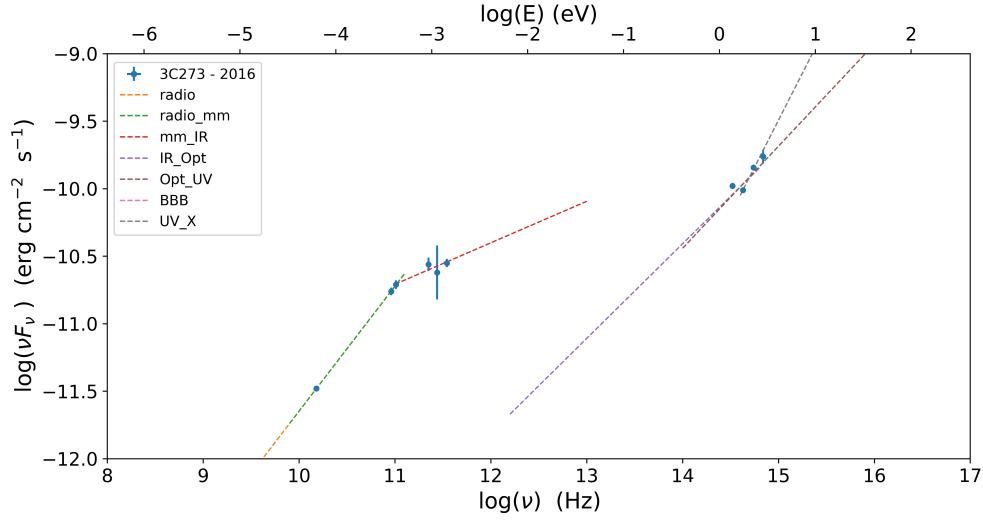


Figura 4.2.1: Evaluación de los índices espectrales de la componente de baja energía de la SED de 3C 273.

En esta fuente se puede notar un exceso de emisión en el óptico. En esta banda se tiene la contribución del disco de acreción y el BBB. En la figura 4.2.2 se observa el ajuste log-parabólico de la componente sincrotrón, mientras que en la figura 4.2.3, se modela también la componente térmica del disco de acreción. Los parámetros de ajuste se presentan en las tablas 4.2.2, 4.2.3, respectivamente.

#### ■ Ajuste log-parabólico

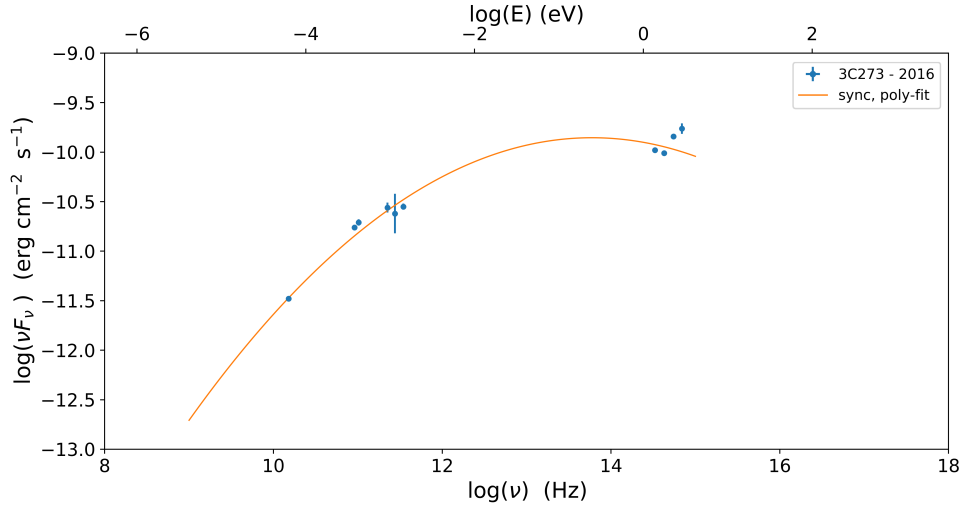
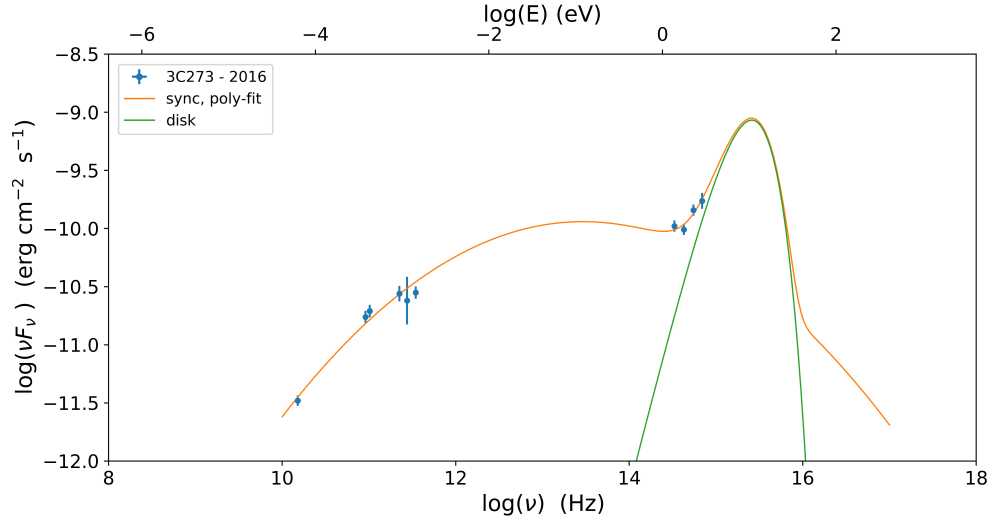


Figura 4.2.2: Ajuste log-parabólico de la componente de baja energía de la SED de 3C 273.

$\log(\nu_p^S)$	$\log(\nu_p^S F_{\nu_p^S})$	Curvatura	$\chi_{red}^2$	d.o.f.	Clase
Hz	erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>				
$13.77 \pm 0.05$	$-9.85 \pm 0.02$	$-0.15 \pm 2.1 \times 10^{-3}$	1.31	7	LSP

Tabla 4.2.2: Parámetros del ajuste del pico sincrotrón de 3C 273 utilizando un modelo log-polinomial.

■ Ajuste log-parabólico + Disco



**Figura 4.2.3:** Ajuste log-parabólico de la SED de baja energía de 3C 273, con la componente de disco de acreción.

$\log(\nu_p^S)$ Hz	$\log(\nu_p^S F_{\nu_p^S})$ erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>	$T_{Disc}$ erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>	$\log(\nu_p F_{\nu_p})_{Disc}$	Curvatura	$\chi_{red}^2$	d.o.f.	Clase
13.463±0.38	-9.95±0.13	2.91×10 <sup>4</sup>	-9.16±0.11	-0.137±2.9×10 <sup>-2</sup>	0.57	5	LSP

**Tabla 4.2.3:** Parámetros del ajuste del pico sincrotrón de 3C 273 utilizando un modelo log-polinomial más la componente del disco de acreción.

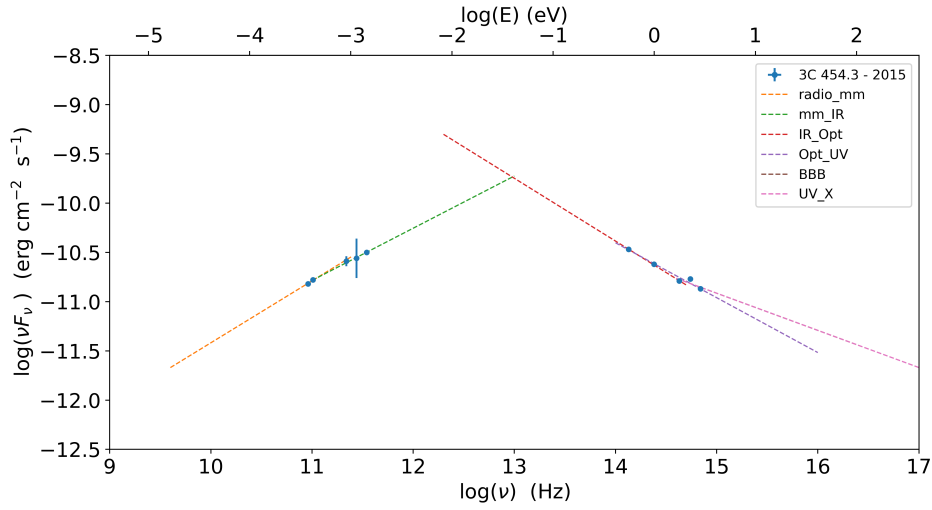
En este caso, notamos que la frecuencia pico estimada es menor que en el ajuste anterior, clasificando al objeto como LSP. Cabe recalcar que la emisión producida por el disco de acreción es radiación térmica, la cual no contribuye al espectro de sincrotrón que es radiación no térmica.

### 4.3. 3C 454.3

En la figura 4.3.1, se presenta el ajuste para obtener los índices espectrales de la primer joroba de la SED, los cuales se reportan en la tabla 4.3.1.

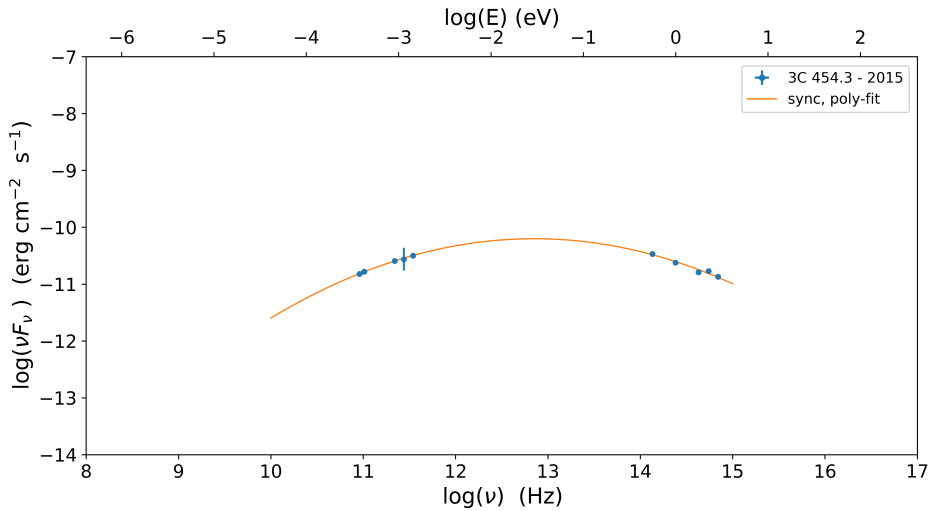
	Radio-mm	mm-IR	IR-Opt	Opt-UV	BBB	UV-X
log(Hz)	9.6-11.4	11-13	12.3-14.7	14-16	14.6-16.4	14.6-17.9
$\alpha$	0.62	0.53	-0.64	-0.55	-0.37	-0.37
$K$	-17.70	-16.62	-1.46	-2.6	-5.25	-5.25

**Tabla 4.3.1:** Índices espectrales. Donde  $\alpha$  es la pendiente y  $K$  la constante del ajuste log-lineal en unidades de erg cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>.



**Figura 4.3.1:** Evaluación de los índices espectrales de la componente de baja energía de la SED de 3C 454.3.

En la figura 4.3.2, se muestra el ajuste log-parabólico de la componente sincrotrón. La frecuencia pico y el flujo correspondiente se reportan en la tabla 4.3.2, junto con la curvatura espectral. Esta fuente se clasifica como LSP dado que su frecuencia pico es menor a  $10^{14}$  Hz.



**Figura 4.3.2:** Ajuste log-parábola de la componente de baja energía de la SED de 3C 454.3.

$\log(\nu_p)$ Hz	$\log(\nu_p F_{\nu_p})$ erg/cm <sup>2</sup> s	Curvatura	$\chi^2_{red}$	d.o.f.	Clase
$12.85 \pm 5.48 \times 10^{-3}$	$-10.20 \pm 7.30 \times 10^{-3}$	$-0.17 \pm 2.39 \times 10^{-3}$	2.36	7	LSP

**Tabla 4.3.2:** Parámetros del ajuste log-parabólico de la componente de baja energía de la SED de 3C 454.3.

En la tabla 4.3.3, se muestran las frecuencias pico de sincrotrón reportadas en el artículo de [Abdo et al. \(2010\)](#) para las fuentes estudiadas. Los valores son obtenidos ajustando la SED con un polinomio de tercer grado. Estos datos nos servirán como referencia para analizar las posibles variaciones de los parámetros obtenidos con JetSeT utilizando los datos cuasi-simultáneos presentados en este trabajo.

ID	$\log(\nu_p)$ Hz	$\log(\nu_p F_{\nu_p})$ erg/cm <sup>2</sup> s	Clase
OJ 287	13.4	-9.8	LSP
3C 273	13.5	-9.8	LSP
3C 454.3	13.6	-9.5	LSP

**Tabla 4.3.3:** Frecuencia pico de la componente de baja energía de la SED reportada en [Abdo et al. \(2010\)](#), para OJ 287, 3C 273 y 3C 454.3.



## Capítulo 5

# Modelación de la SED multifrecuencias de 3C 273

En este capítulo mostramos la modelación de la SED multifrecuencia de 3C 273, desde el radio hasta los rayos- $\gamma$ , con datos cuasi-simultáneos que incluyen las observaciones del GTM obtenidas para el blazar 3C 273.

En la sección 6.1 se presenta una pequeña recopilación de modelos publicados en la literatura, que se han implementado para modelar la SED de este blazar.

### 5.1. Estudios previos multifrecuencia de 3C 273

#### *The high energy spectrum of 3C 273 (Esposito et al. 2015)*

En este artículo presentan la modelación de la componente de alta energía de la SED de 3C 273, con observaciones de: RXTE-PCA (0.2-75 keV), JEMX, INTEGRAL (3 keV-1 MeV) con ISGRI y SPI, y Fermi-LAT (100 MeV-100 GeV). Encuentran que el mejor ajuste se obtiene con un modelo de dos componentes, que pueden interpretarse como un componente tipo Seyfert que domina la emisión de rayos-X y un componente tipo blazar que domina en los rayos- $\gamma$ .

Modelan la SED en dos estados de actividad distintos definidos como la época PCA y LAT, probando tres modelos diferentes. Para cada estado contribuyen la SED desde los rayos-X a los rayos- $\gamma$ , y en su discusión hacen una comparación con la SED obtenida de la campaña multifrecuencia realizada en 1991 (Lichti et al. 1995). Los tres modelos utilizados son los siguientes:

- Broken powerlaw

El modelo de *broken powerlaw* está dado como:

$$N(E) = \begin{cases} N_{bp} E^{-\Gamma_1} & \text{a } E < E_b \\ N_{bp} E_b^{\Gamma_2 - \Gamma_1} E^{-\Gamma_2} & \text{a } E > E_b. \end{cases} \quad (5.1.1)$$

donde  $E_b$ , es la energía del quiebre.

Los parámetros del mejor ajuste se presentan en la tabla 5.1.1. La figura 5.1.1 muestra el ajuste y sus residuos.

SED	$\Gamma_1$	$E_b$ (MeV)	$\Gamma_2$	$N_{bp}$	$\chi^2$
LAT	$1.55 \pm 0.02$	$(7.8^{+1.6}_{-1.3})$	$2.62 \pm 0.04$	$(2.64^{+0.03}_{-0.02}) \times 10^{-2}$	1.376
PCA	$1.65 \pm 0.02$	$(1.6^{+1.0}_{-0.7})$	$2.41^{+0.09}_{-0.08}$	$(3.80 \pm 0.02) \times 10^{-2}$	1.987
CGRO	$1.62 \pm 0.01$	$(2.2^{+2.9}_{-0.9})$	$2.43^{+0.17}_{-0.15}$	$(0.91 \pm 0.03) \times 10^{-2}$	0.718

Tabla 5.1.1: Parámetros del ajuste *broken powerlaw*. Tabla tomada de Esposito et al. (2015).

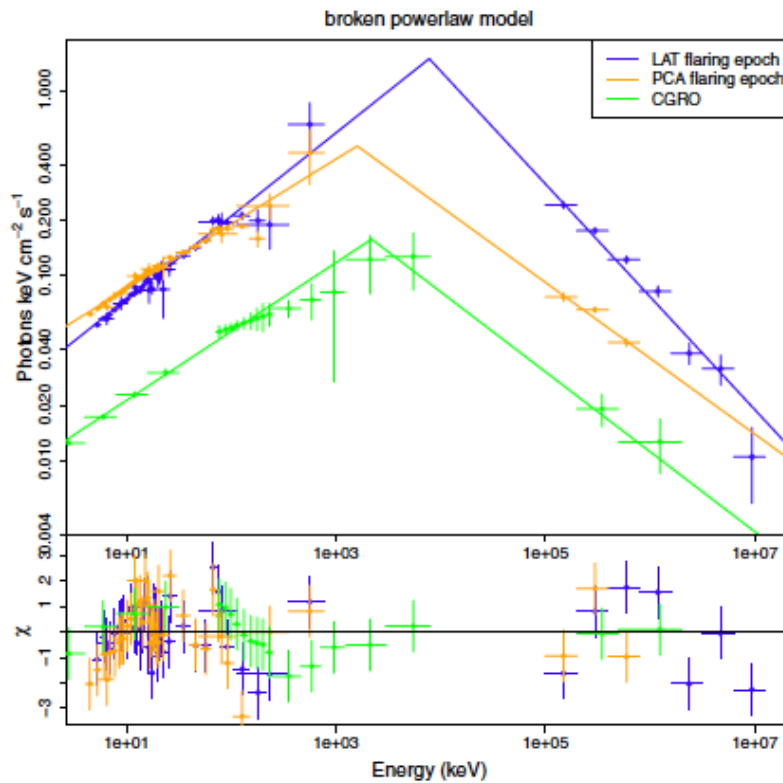


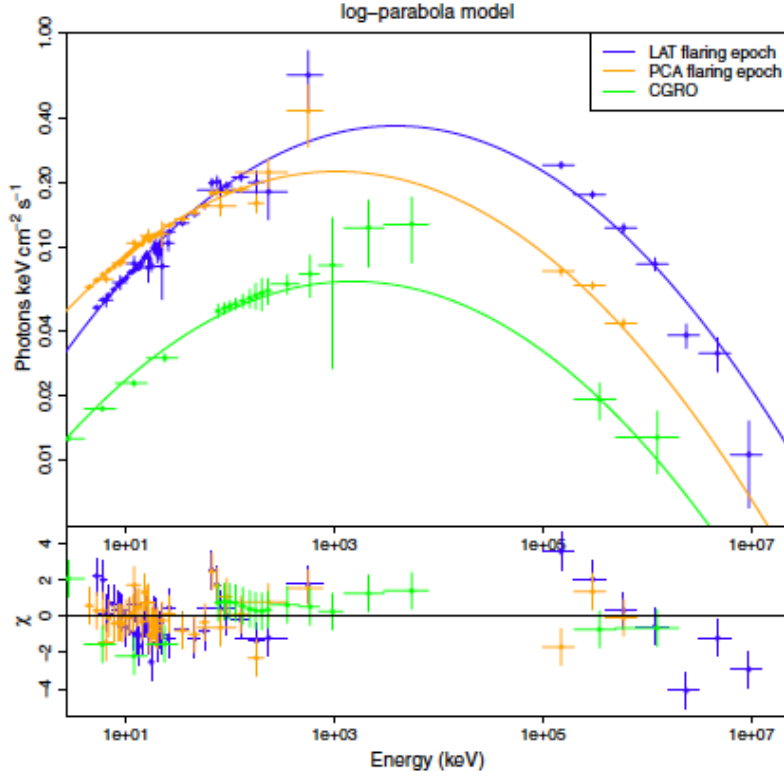
Figura 5.1.1: Ajuste con un modelo *broken powerlaw* de la SED en tres épocas diferentes de 3C 273. El panel superior muestra la SED de cada época y el mejor ajuste (línea continua), el panel inferior muestra los residuos del ajuste. Tomada de Esposito et al. (2015).

#### ■ Log-parabólico

Al notar que el modelo *broken powerlaw* no describía de forma óptima a la SED, realizan un ajuste con un modelo log-parabólico. En la figura 5.1.2 vemos el ajuste del modelo con sus residuos.

SED	$E_0$ (keV)	$\alpha$	$\beta$	$N_{lp}$	$\chi^2$
LAT	1	$1.24 \pm 0.03$	$0.107 \pm 0.004$	$(1.58^{+0.17}_{-0.15}) \times 10^{-2}$	2.311
PCA	1	$1.41 \pm 0.02$	$(9.74^{+0.35}_{-0.33}) \times 10^{-2}$	$(2.90^{+0.20}_{-0.19}) \times 10^{-2}$	1.060
CGRO	1	$1.38 \pm 0.03$	$(9.81^{+0.66}_{-0.59}) \times 10^{-2}$	$(0.70 \pm 0.03) \times 10^{-2}$	1.290

Tabla 5.1.2: Parámetros del mejor ajuste log-parabólico.  $\alpha$  denota la pendiente a  $E = E_0$ ;  $\beta$  la curvatura de la log-parabola;  $N_{lp}$  es el flujo de fotones a  $E = E_0$ . Tomada de Esposito et al. (2015).



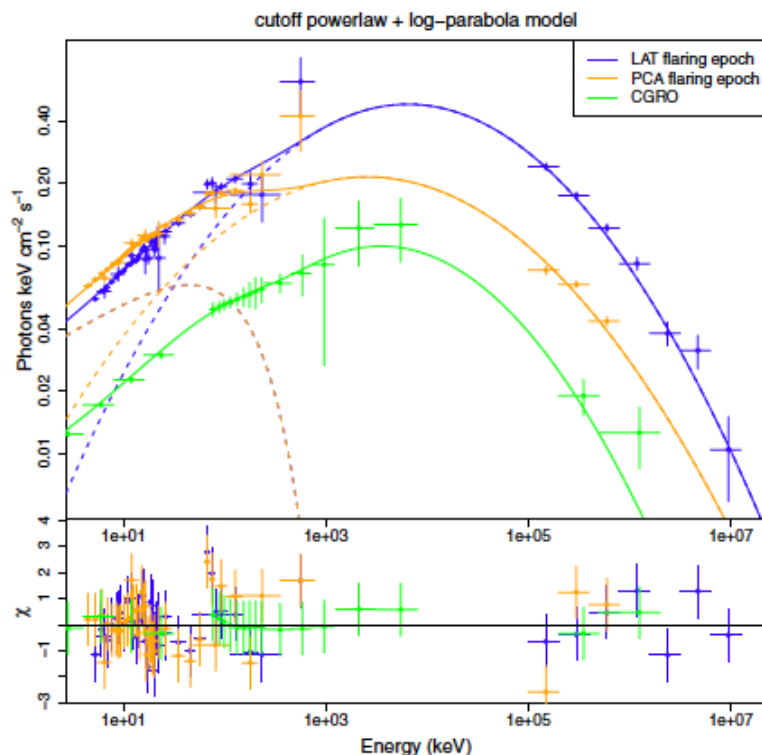
**Figura 5.1.2:** Ajuste con un modelo *log-parabola* de la SED en tres épocas diferentes de 3C 273. El panel superior muestra el mejor ajuste del modelo (en línea continua), y el panel inferior muestra los residuos del mejor ajuste. Tomada de [Esposito et al. \(2015\)](#).

- Cutoff powerlaw + log-parabola

Añadieron una componente extra para modelar la emisión en rayos-X de forma similar a como se hace para galaxias Seyfert. Ya que notaron que el modelo log-parabólico por sí solo no proporcionada un buen ajuste para la época PCA pero la estadística obtenida para LAT no era buena. De esta forma, modelando los tres conjuntos de datos de la misma forma, obtienen los parámetros reportados en la tabla 5.1.3 mejorando la calidad del ajuste, como se ve en la figura 5.1.3.

SED	$\Gamma$	$E_c$ (keV)	$N_{cp}$	$E_0$ (keV)	$\alpha$	$\beta$	$N_{lp}$	$\chi^2$
LAT	1.7	150	0.028	1	$0.75^{+0.06}_{-0.08}$	$0.16 \pm 0.01$	$(2.0 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	0.971
PCA	1.7	150	0.028	1	$1.10^{+0.05}_{-0.07}$	$0.13 \pm 0.01$	$(6.3 \pm 1.0) \times 10^{-3}$	1.266
CGRO	1.7	150	0.009	1	$0.61^{+0.20}_{-0.21}$	$0.19 \pm 0.03$	$(0.34^{+0.38}_{-0.18}) \times 10^{-3}$	0.098

**Tabla 5.1.3:** Parámetros del mejor ajuste utilizando un modelo *Cutoff powerlaw+log-parabola*. Tabla tomada de [Esposito et al. \(2015\)](#).



**Figura 5.1.3:** Ajuste con un modelo *cutoff powerlaw + log-parabola* de la SED en tres épocas diferentes de 3C 273. El panel superior muestra el mejor ajuste del modelo (en línea continua), y el panel inferior muestra los residuos del mejor ajuste. Tomada de [Esposito et al. \(2015\)](#).

Sin embargo, notaron que la componente *cutoff powerlaw* del modelo podía tener parámetros distintos para cada época. Por lo que deciden ajustar de forma independiente la SED de la época LAT, obteniendo los parámetros de la tabla 5.1.4. Finalmente, con estos nuevos parámetros modelan ambas épocas (LAT y PAC), obteniendo los valores reportados en la tabla 5.1.5.

$\Gamma$	$E_c$ (keV)	$N_{cp}$	$E_0$ (keV)	$\alpha$	$\beta$	$N_{lp}$	$\chi^2$
$1.55 \pm 0.04$	$(3.7^{+3.0}_{-1.1}) \times 10^2$	$(2.52^{+0.29}_{-0.26}) \times 10^{-2}$	100	2.33	0.19	$2.63 \times 10^{-11}$	0.934

**Tabla 5.1.4:** Parámetros del modelo *cutoff powerlaw + log-parabola* de la época LAT. Los parámetros de la log-parábola fueron obtenidos ajustando únicamente los datos de LAT. Tabla tomada de [Esposito et al. \(2015\)](#).

SED	$\Gamma$	$E_c$ (keV)	$N_{cp}$	$E_0$ (keV)	$\alpha$	$\beta$	$N_{lp}$	$\chi^2$
LAT	1.55	370	0.0252	1	$0.39^{+0.11}_{-0.08}$	$0.19 \pm 0.01$	$(1.6^{+0.9}_{-0.4}) \times 10^{-4}$	0.859
PCA	1.55	370	0.0252	1	$1.34^{+0.20}_{-0.08}$	$0.08^{+0.01}_{-0.03}$	$(3.5^{+2.9}_{-1.4}) \times 10^{-3}$	2.057
PCA	$1.66^{+0.09}_{-0.05}$	370	0.0252	1	$1.27^{+0.08}_{-0.06}$	$0.11 \pm 0.01$	$(8.0^{+1.5}_{-1.2}) \times 10^{-3}$	1.021

**Tabla 5.1.5:** Parámetros del mejor ajuste utilizando el modelo *cutoff powerlaw + log-parabola*. Utilizando los parámetros de la tabla 5.1.4 para la componente *cutoff powerlaw*. Tabla tomada de [Esposito et al. \(2015\)](#).

*The spectral energy distribution of Fermi bright blazars (Abdo et al. 2010)*

En este artículo realizan el análisis de la SED de una muestra de blazares observados por Fermi. Dentro de la muestra se encuentra el blazar 3C 273. En la figura 5.1.4 se observa la SED de esta fuente, como se reporta en el artículo. Los puntos en rojo son observaciones cuasi simultáneas y los puntos en gris son mediciones multifrecuencia no simultáneas incluidas para aumentar la cobertura en algunas bandas de energía e ilustrar la variabilidad histórica diferentes frecuencias.

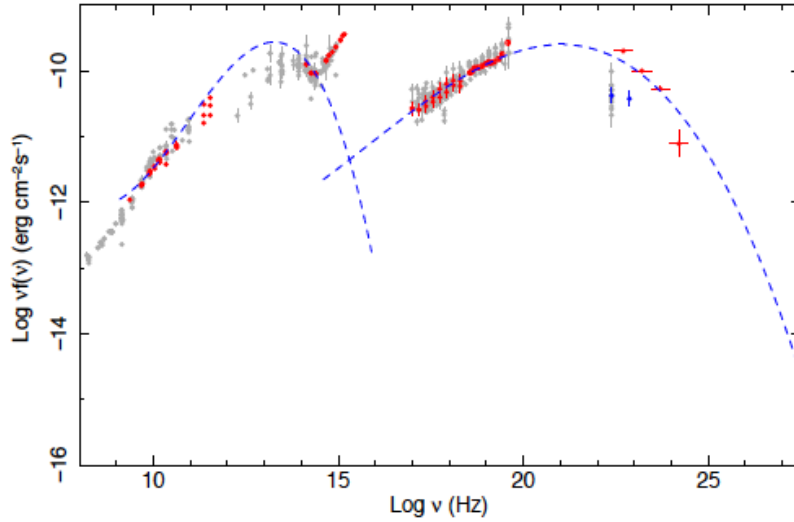


Figura 5.1.4: Distribución espectral de energía de 3C 273. Tomada de Abdo et al. (2010).

Hacen una estimación de la frecuencia pico de sincrotrón con dos métodos distintos (ver tabla 5.1.7):

- Ajustando un polinomio de tercer grado.

Estiman el pico de energía ( $\nu_p^S$ ) y el pico de intensidad ( $\nu_p^S F_{\nu_p^S}$ ) de la potencia sincrotrón a partir de la SED de la figura 5.1.4. Obtienen los valores de la tabla 5.1.6, ajustando la parte de la SED dominada por emisión sincrotrón utilizando un polinomio de tercer grado:

$$\nu F_\nu = a \cdot \nu^3 + b \cdot \nu^2 + c \cdot \nu + d \quad (5.1.2)$$

$\log(\nu_p^S)$	$\log(\nu_p^S F_{\nu_p^S})$
Hz	erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>
13.5	-9.8

Tabla 5.1.6: Frecuencia e intensidad pico de sincrotrón, obtenido del ajuste polinomial. Valores tomados de Abdo et al. (2010).

- Método empírico a partir de las pendientes espectrales en radio.

El pico de la potencia sincrotrón  $\nu_p^S$  en la SED de un blazar determina su posición en el plano  $\alpha_{ox} - \alpha_{ro}$ . Estiman la  $\nu_p^S$  a través de la siguiente relación analítica.

$$\log(\nu_p^S) = \begin{cases} 13.85 + 2.30X & \text{si } X < 0 \text{ y } Y < 0.3 \\ 13.15 + 6.58Y & \text{en otro caso.} \end{cases} \quad (5.1.3)$$

donde  $X = 0.565 - 1.433 \cdot \alpha_{ro} + 0.155 \cdot \alpha_{ox}$  y  $Y = 1.0 - 0.661 \cdot \alpha_{ro} - 0.339 \cdot \alpha_{ox}$ .

Este método supone que los flujos en el óptico y rayos-X no son contaminados por emisión térmica del disco de acreción. En blazares donde los componentes de flujo térmico no son despreciables (ocurre más frecuentemente en fuentes de baja luminosidad en radio), se puede estimar el flujo pico  $\nu_p^S F_{\nu_p^S}$  con la siguiente relación:

$$\log(\nu_p^S F_{\nu_p^S}) = 0.5 \cdot \log(\nu_p^S) - 20.4 + 0.9 \cdot \log(R_{5GHz}), \quad (5.1.4)$$

donde  $R_{5GHz}$  es la densidad de flujo en radio a 5GHz en unidades de mJy. Los valores obtenidos se presentan en la tabla 5.1.7.

$\alpha_r$	$\log(\nu_p^S)$	$\log(\nu_p^S F_{\nu_p^S})$
	Hz	erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>
-0.158	13	-9.7

**Tabla 5.1.7:** En la primer columna se tiene el índice espectral evaluado en el rango 1-100 GHz. Frecuencia e intensidad pico de sincrotrón estimados del plano  $\alpha_{ox} - \alpha_{ro}$ . Valores tomados de [Abdo et al. \(2010\)](#).

Estiman la frecuencia pico de la componente de Compton inverso como el valor que maximiza  $\nu F_\nu$  en la ecuación 5.1.2, y de la relación:

$$\log(\nu_p^{IC}) = -4.0 \cdot \Gamma + 31.6 \quad (5.1.5)$$

Obteniendo los valores estimados de la tabla 5.1.8.

$\log(\nu_p^{IC})$	$\log(\nu_p^{IC} F_{\nu_p^{IC}})$
Hz	erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>
21/20.7	-9.6

**Tabla 5.1.8:** Estimación de la frecuencia pico de IC. En la primera columna se reporta el valor estimado de la maximización del polinomio de tercer grado, y el estimado de la ecuación 5.1.5, respectivamente. Valores tomados de [Abdo et al. \(2010\)](#).

*The multiwavelength variability of 3C 273 (Soldi et al. 2008).*

En la figura 5.1.5 observamos la SED promedio de 3C 273 del radio al UV, construida con observaciones en un rango de  $\sim 40$  años. En donde se muestra el ajuste que realizan para modelar la emisión de la componente de baja energía.

Identifican una componente roja ( $R$ ) que domina el rango del óptico y una componente azul ( $B$ ) que domina la región ultravioleta. La emisión de sincrotrón, extrapolada de la banda mm, y el polvo explican la emisión de IR lejano y medio, pero mencionan que se requiere un corte en la radiación sincrotrón para evitar sobreestimar el flujo IR cercano. Por lo que ajustan la región mm-IR con una *cut-off power law* exponencial ( $k_{mm} \nu^{\alpha_{mm}} e^{-\frac{\nu}{\nu_c}}$ ), y modelan la componente  $R$  con una *broken power law* con pendientes de -0.4 y -1.5, antes y después del quiebre, respectivamente. El ajuste final resulta en una  $\chi_{red}^2 = 1.5$  debida principalmente a la desviación de los puntos en el cercano IR respecto al modelo. Posteriormente añadieron una componente de cuerpo gris isotérmico para mejorar la emisión del polvo, consiguiendo una  $\chi_{red}^2 = 0.36$  y los parámetros que se presentan en la tabla 5.1.9.

El cuerpo gris isotérmico a una temperatura  $T$  emite a la frecuencia observada  $\nu_{obs}$  un flujo de densidad dada por:

$$F_{\nu}^{obs}(\nu_{obs}) = (1+z) A_{dust} D_L^{-2} (1 - e^{-\tau_{\nu}}) B_{\nu}^{em}(\nu_{em}, T) \quad (5.1.6)$$

donde  $B_{\nu}^{em}(\nu_{em}, T)$  es la función de Planck para un cuerpo negro a temperatura  $T$ ,  $D_L$  es la distancia de luminosidad,  $A_{dust}$  es el área de la fuente proyectada,  $\tau_{\nu}$  es la profundidad óptica que puede expresarse como una función del índice de emisividad del polvo ( $\beta$ ), y de la frecuencia a la cual la profundidad óptica es igual a 1,  $\tau_{\nu} = (\nu_{em}/\nu_{\tau=1})^{\beta}$ .<sup>1</sup>

$\alpha_{mm}$	$k_{mm}$	$\nu_c$	$T_{dust}$	$A_{dust}$
$0.74 \pm 0.06$	$1.9 \times 10^{-11}$	$5 \times 10^{13} \text{Hz}$	$1156 \pm 92 \text{K}$	$1.5 \pm 0.5 \text{pc}^2$

**Tabla 5.1.9:** Parámetros del mejor ajuste de la primer joroba de la SED de 3C 273. El valor de  $k_{mm}$  fue medido a  $10^{11}$  Hz. Valores tomados de Soldi et al. (2008).

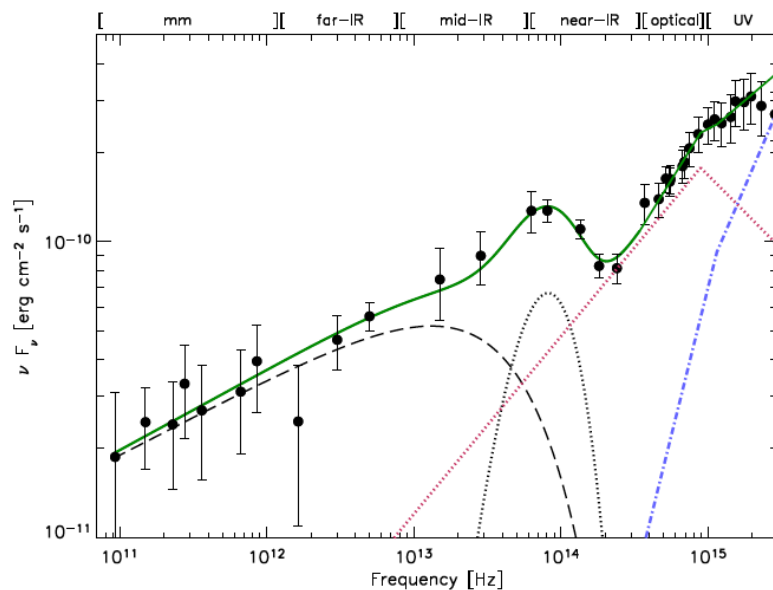
Obtienen una cota inferior para el valor del campo magnético responsable de la emisión del radio-mm de  $B_{min} = 0.089 \pm 0.003$ . Suponen que las escalas de tiempo de variabilidad en esta banda representa una cota superior para el tiempo de enfriamiento de los electrones a través de la emisión sincrotrón, ajustando la siguiente ecuación:

$$\tau_{max}(\nu) \geq t_{cool} \simeq 6 \times 10^8 B^{-3/2} \nu^{-1/2} D^{-1/2}, s \quad (5.1.7)$$

donde  $t_{cool}$  esta en segundos,  $B$  en Gauss,  $\nu$  en MHz y  $D$  es el factor Doppler del jet.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Utilizaron los valores del índice de emisividad y la frecuencia a la cual la profundidad óptica es igual a 1 tomados de Türler et al. (2006)

<sup>2</sup>el valor de  $B_{min}$  lo obtienen para  $D=5$  tomado de Savolainen et al. (2006)



**Figura 5.1.5:** El mejor ajuste de la región mm-IR (línea continua) es obtenida con una ley de potencias con corte (línea discontinua), la contribución de un cuerpo gris para el polvo (curva punteada), y una *broken-power-law* (líneas punteadas rojas). En la banda del óptico-UV la línea continua es la suma de las componentes *R* y *B* (línea azul discontinua-punteada). Tomada de Soldi et al. (2008)

## 5.2. Análisis de la SED del blazar 3C 273 con el código *JetSeT*

En esta sección presentamos la modelación la SED utilizando el código *JetSeT*. Se modela la SED de 3C 273 con observaciones del 2016, que son los datos presentados en la presente. Asimismo, se modeló la SED promedio construida con las observaciones reportadas en Soldi et al. (2008). Para cada ajuste se tomaron valores reportados en la literatura para establecer los parámetros iniciales.

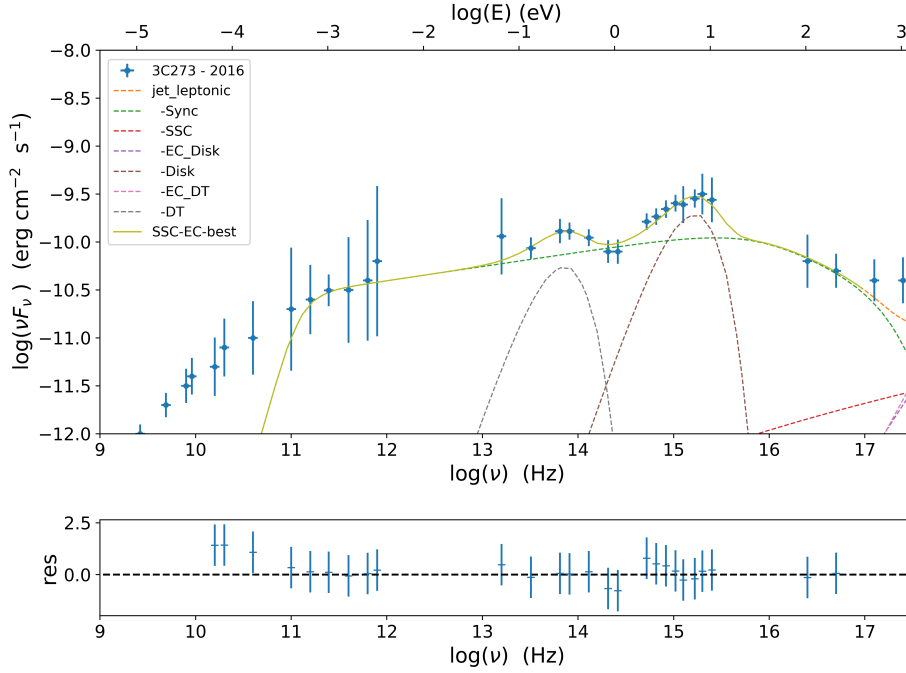
### 5.2.1. Análisis de la SED promedio de 3C 273

Con propósito de verificar los parámetros obtenidos con *JetSeT*, con los obtenidos en Soldi et al. (2008). Se modeló la componente de baja energía de la SED de los mismos datos publicados en el artículo mencionado. Definiendo una distribución de electrones del tipo *broken power law*, se modeló la SED considerando las contribuciones del disco de acreción en el rango del UV y del toro de polvo en el IR como se puede ver en la figura 5.2.1. Los parámetros del mejor ajuste se muestran en la tabla 5.2.1.

B	$\delta$	$\gamma_c$	$\Gamma_1$	$\Gamma_2$	$T_{DT}$	$L_{Disc}$	$T_{Disc}$	$\chi_{red}^2$	d.o.f.
0.089±0.26	17.6±0.9	4.43±0.89	2.69	1.58	1042.9±130	2.03e+46	2.266e+04	0.81	13

**Tabla 5.2.1:** Parámetros del mejor ajuste de la SED de baja de baja energía de Soldi et al. (2008) de 3C273 utilizando el código *JetSeT*. Donde *B* es el campo magnético en unidades de Gauss.  $\gamma_c$ : la energía de corte de la distribución de electrones en logaritmo.  $\Gamma_1$ : la pendiente espectral de baja energía.  $\Gamma_2$ : la pendiente espectral de altas energías.  $T_{DT}$ : la temperatura del toro de polvo en K.  $L_{Disc}$ : la luminosidad del disco en erg s<sup>-1</sup>.  $T_{Disc}$ : la temperatura del disco en K.  $\chi_{red}^2$ : la chi cuadrada reducida y los grados de libertad.





**Figura 5.2.1:** Ajuste con el código *JetSeT* de la SED de baja energía de 3C 273 obtenida de Soldi et al. (2008). Con la contribución del disco de acreción y toro de polvo modelados como cuerpo negro.

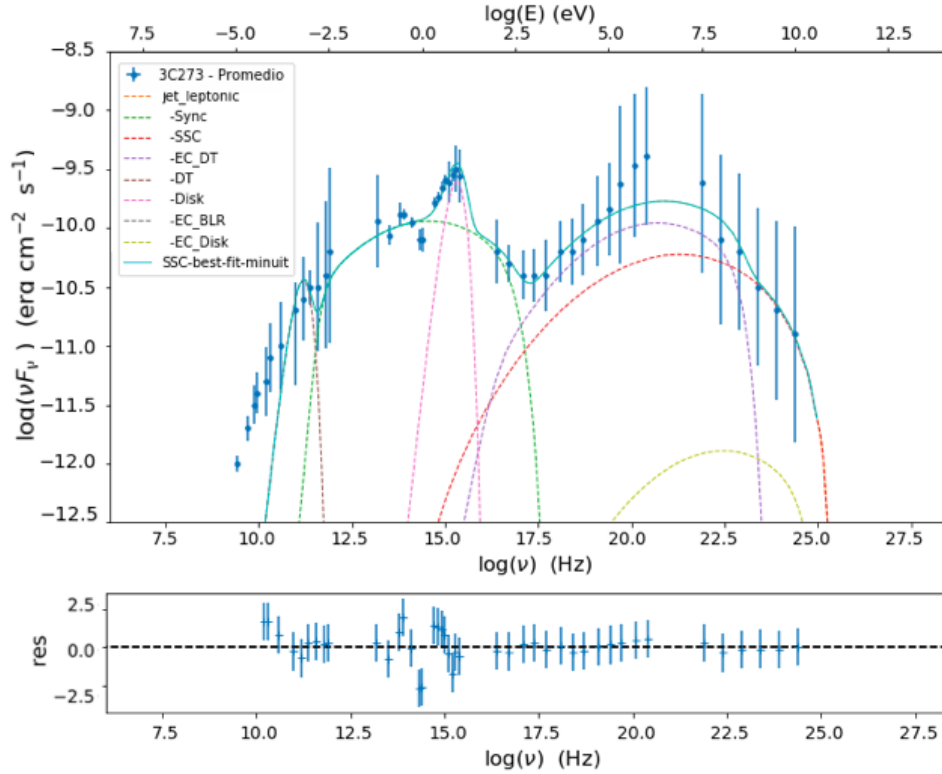
No obstante, el modelo difiere al utilizado en Soldi et al. (2008), la temperatura del toro de polvo obtenida en nuestro ajuste  $T_{DT} = 1042.9 \pm 130.7\text{K}$  es consistente con valor reportado por ellos,  $T_{DT} = 1156 \pm 92\text{K}$ . Al igual que la magnitud del campo magnético  $B = 0.0892 \pm 0.26$ , siendo  $B = 0.089 \pm 0.003$  la cota inferior que reportan.

Ajustando la SED desde el radio hasta los rayos- $\gamma$ , utilizando de igual forma un modelo SSC con EC, donde los fotones externos provienen del disco y del toro de polvo (DT), se obtuvo el ajuste que se muestra en la figura 5.2.2.

Los parámetros del ajuste se muestran en la tabla 5.2.2. No obstante el ajuste es estadísticamente bueno, al modelar la SED completa no se obtiene una temperatura realista del toro de polvo. Aún restringiendo los valores esperados para la temperatura del DT según la literatura el ajuste no mejoró. Por lo tanto, se decidió quitar esta componente del modelo.

B	$\delta$	$E_0$	s	r	$T_{DT}$	$L_{Disc}$	$T_{Disc}$	R
$1.27^{+0.07}_{-0.04}$	$13.00^{+0.37}_{-0.74}$	2.89	$2.69^{+0.02}_{-0.03}$	$0.27^{+0.03}_{-0.02}$	$2.30^{+0.17}_{-0.19}$	$2.55\text{e}+46$	$3.01\text{e}+04$	$1.79\text{e}+16$

**Tabla 5.2.2:** Parámetros del mejor ajuste de la SED de 3C273 utilizando el código *JetSeT*. Donde  $B$  es el campo magnético en unidades de Gauss;  $\delta$  el factor Doppler;  $E_0$  a energía de corte de la distribución de electrones;  $s$  la pendiente espectral de baja energía;  $r$  la curvatura espectral de la distribución de electrones;  $T_{DT}$  la temperatura del toro de polvo en K;  $L_{Disc}$  la luminosidad del disco en  $\text{erg s}^{-1}$ ;  $T_{Disc}$  su temperatura en K;  $R$  el tamaño de la región emisora en cm.



**Figura 5.2.2:** Mejor ajuste de modelo SSC+EC realizado con *JetSeT* a la SED de 3C 273 del radio a los rayos- $\gamma$ , obtenida de Soldi et al. (2008).

El modelo que mejor ajustó la SED promedio de 3C 273, fue obtenido con un modelo SSC con EC por un campo externo de fotones provenientes del disco de acreción (ver figura 5.2.3). En este ajuste se utilizó una distribución de electrones descrita por una log-parábola. De acuerdo a parámetros reportados en la literatura para esta fuente, como valores iniciales se utilizó un factor Doppler  $\delta = 10$ , un rango de campo magnético  $B = [0.089, 2.2]$  G,  $t_{var} = 4$  d, y una distancia del agujero negro a la región emisora  $R_H = 1 \times 10^{19}$  cm. Los parámetros del mejor ajuste se reportan en la tabla 5.2.3.

B	$\delta$	N	s	r	$L_{Disc}$	$T_{Disc}$	R	$\chi_{red}^2$	d.o.f
$0.67^{+0.1}_{-0.1}$	$7.00^{+0.77}_{-0.75}$	$1.17 \times 10^3$	$2.38^{+0.02}_{-0.02}$	$0.21^{+0.11}_{-0.10}$	$2.26 \times 10^4$	$2.20 \times 10^{46}$	$7.65 \times 10^{16}$	$1 \times 10^{19}$	35

**Tabla 5.2.3:** Parámetros del mejor ajuste de la SED promedio de 3C273. Donde  $B$  es el campo magnético en unidades de Gauss;  $\delta$  es el factor *beaming*;  $N$  la densidad de emisores en cm<sup>-3</sup>;  $s$  la pendiente espectral de baja energía;  $r$  la curvatura espectral;  $L_{Disc}$  la luminosidad del disco en erg s<sup>-1</sup>, y  $T_{Disc}$  su temperatura en K. Se reporta la  $\chi_{red}^2$  del ajuste y los grados de libertad (d.o.f).

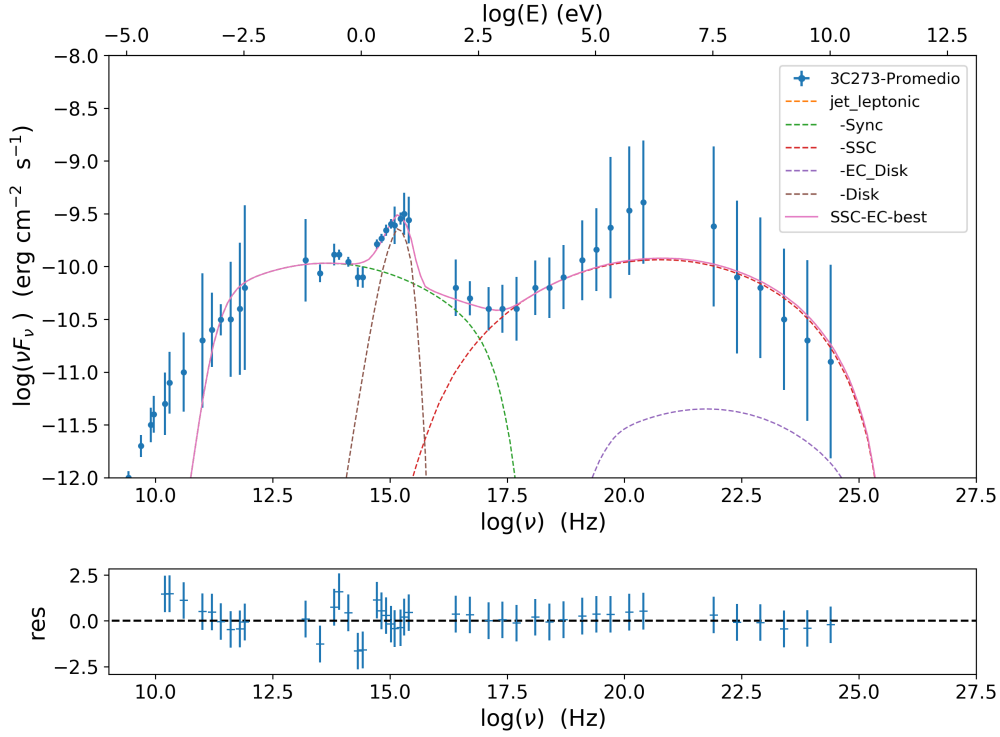


Figura 5.2.3: Mejor ajuste de la SED promedio de Soldi et al. (2008). Modelo SSC con EC producido por el campo externo el disco de acreción. En la banda óptico-UV se observa la contribución del disco de acreción.

### 5.2.2. Análisis de la SED construida con las observaciones de 2016

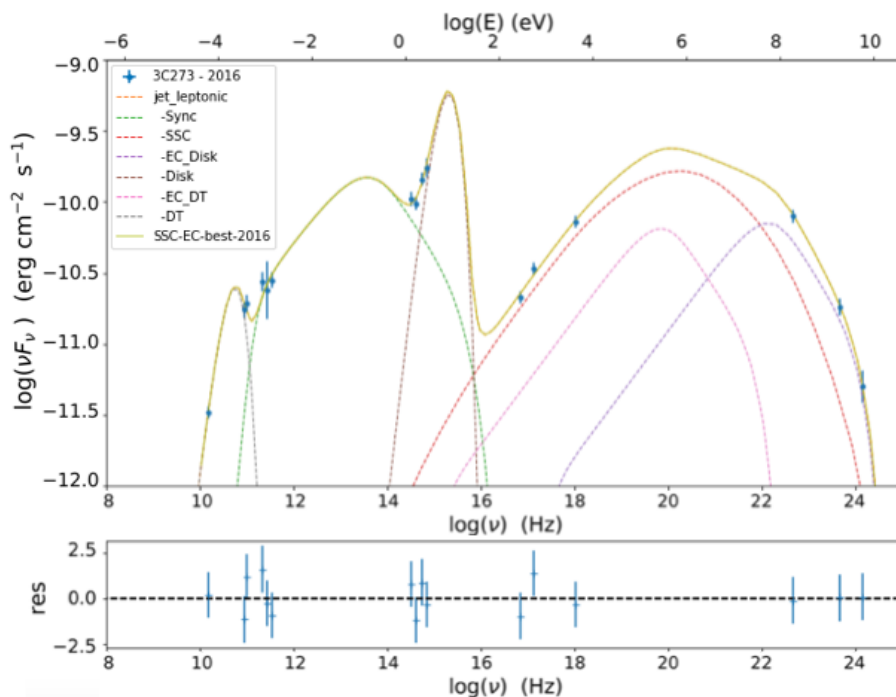
Con el fin de complementar la SED 3C273 de la figura 3.3.2, se utilizaron las observaciones multifrecuencia publicadas en el *SED builder* de la página del *Space Science Data Center* (<https://www.ssdsc.asi.it>)<sup>3</sup>. Se construyó la segunda joroba de la SED, cubriendo un rango de frecuencias de  $10^{16}$ - $10^{25}$  Hz, con las observaciones que se muestran en la tabla 5.2.4. Al no ser observaciones cuasi simultáneas puede haber variaciones en la forma de la segunda joroba debido al estado de actividad de la fuente en cada época. Por lo tanto, el ajuste que se muestra es un estudio preliminar de esta fuente<sup>4</sup>.

Fecha	Frecuencia	$\nu f_\nu$	Banda
2016-07-16	7.25e+16	$2.12e-11 \pm 7.48e-14$	0.2-0.5 keV
2016-07-17	1.32e+17	$3.39e-11 \pm 2.07e-13$	0.3-1 keV
2016-07-17	1.08e+18	$7.16e-11 \pm 4.53e-13$	2-10 keV
2016-07-31	4.84e+22	$7.95e-11 \pm 1.28e-12$	200 MeV
2016-07-31	4.84e+23	$1.80e-11 \pm 6.45e-13$	2 GeV
2016-07-31	1.45e+24	$5.01e-12 \pm 5.42e-13$	6 GeV
2016-07-31	1.45e+25	$7.76e-13 \pm 2.99e-13$	60 GeV

Tabla 5.2.4: Observaciones de 3C273 de 2012. Tomadas de <https://www.ssdsc.asi.it>.

<sup>3</sup>"Part of this work is based on archival data, software or online services provided by the Space Science Data Center - ASI."

<sup>4</sup>Los datos cuasi simultáneas para 3C 273, en rayos-X y rayos- $\gamma$  tomados por los satélites Swift y Fermi, no se incluyen en esta tesis. El procesamiento de los datos queda como trabajo a futuro



**Figura 5.2.4:** Mejor ajuste de la SED de 2016 de 3C273. Utilizando un modelo SSC+EC con toro de polvo y disco de acreción. En el panel inferior se muestran los residuos del ajuste.

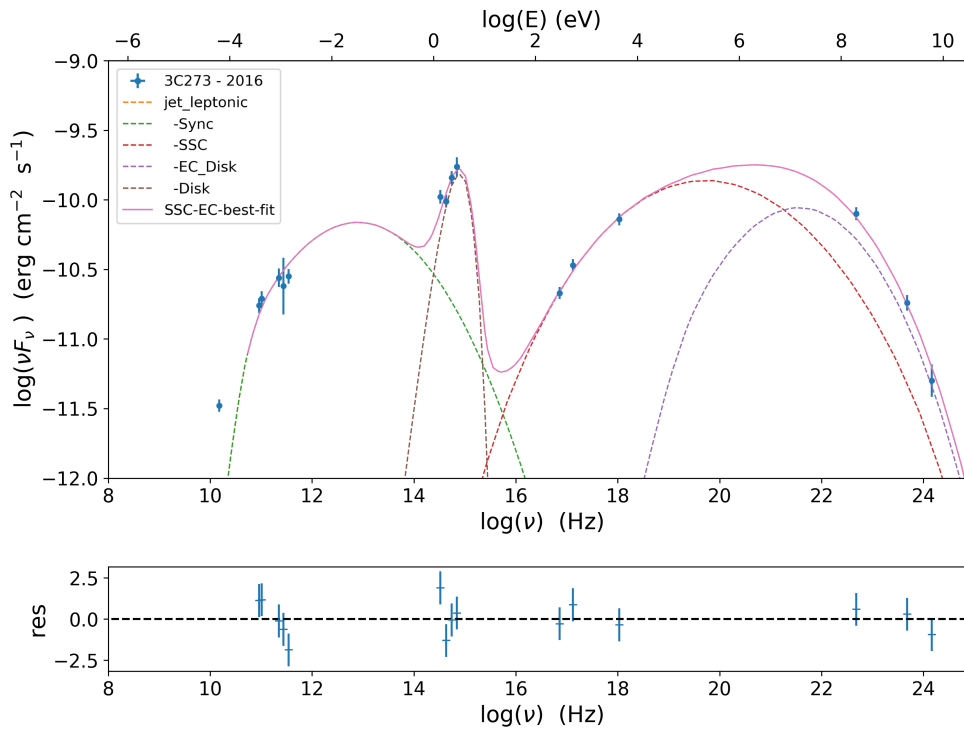
Ajustando un modelo leptónico con una distribución de electrones del tipo *broken power law*, compuesto por un SSC más Compton Externo producido por el toro de polvo y el disco de acreción, obteniendo el mejor ajuste que se muestra en la figura 5.2.4, en donde se aprecia la contribución de cada componente. El ajuste se obtuvo con el minimizador *minuit*. Los parámetros del mejor ajuste se muestran en la tabla 5.2.5.

B	$\delta$	$\gamma_{break}$	$\Gamma_1$	$\Gamma_2$	$T_{DT}$	$L_{Disc}$	$T_{Disc}$
0.39	$6.72^{+0.2}_{-0.20}$	$3.35^{+0.24}_{-0.27}$	$2.11^{+0.07}_{-0.07}$	$3.97^{+0.05}_{-0.06}$	$0.8^{+0.02}_{-0.02}$	$5.48e+46$	$3.04e+04$

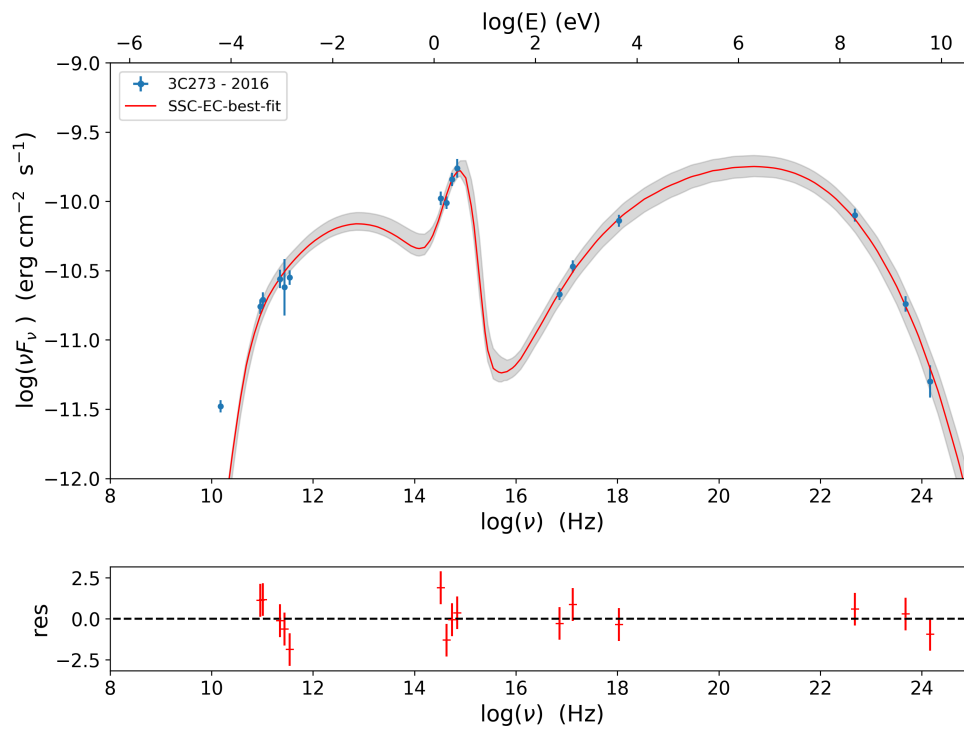
**Tabla 5.2.5:** Parámetros del mejor ajuste de la SED de 2016 de 3C273. Donde  $B$  es el campo magnético en unidades de Gauss. La energía de corte de la distribución de electrones,  $E_0$ ,  $\Gamma_1$  la pendiente espectral de baja energía y  $\Gamma_2$  la pendiente espectral de alta energía.  $T_{DT}$  la temperatura del toro de polvo en K,  $L_{Disc}$  la luminosidad del disco en  $\text{erg s}^{-1}$ , y  $T_{Disc}$  su temperatura en K.

Aún cuando este ajuste es bueno estadísticamente hablando, verificamos que al igual que en el ajuste de la SED promedio, se obtiene una temperatura del toro de polvo que no es físicamente realista, siendo la única forma de ajustar los puntos en radio.

Utilizando un modelo SSC más EC producido únicamente por el disco de acreción. El mejor ajuste se obtuvo para una distribución de electrones del tipo log-parábola con una ley de potencias de baja energía (lppl). Implementando un modelo SSC más EC quitando la componente del toro de polvo, como se muestra en la figura 5.2.5, en donde se aprecia la contribución de cada componente. Como parámetros iniciales se utilizó un factor *beaming*  $\delta = 9.5$ , un rango de campo magnético  $B = [0.089, 1.8]$  G,  $t_{var} = 4$  d, y una distancia del BH a la región emisora  $R_H = 1 \times 10^{18}$  cm. El ajuste realizado con el método MCMC se muestra en la figura 5.2.6, y los parámetros del mejor ajuste se reportan en la tabla 5.2.6.



**Figura 5.2.5:** Mejor ajuste de la SED de 2016 de 3C273. Utilizando un modelo SSC+EC producido por el disco de acreción.



**Figura 5.2.6:** Mejor ajuste de la SED de 2016 de 3C273. Utilizando un modelo SSC+EC producido por el disco de acreción. Ajuste con el método MCMC.

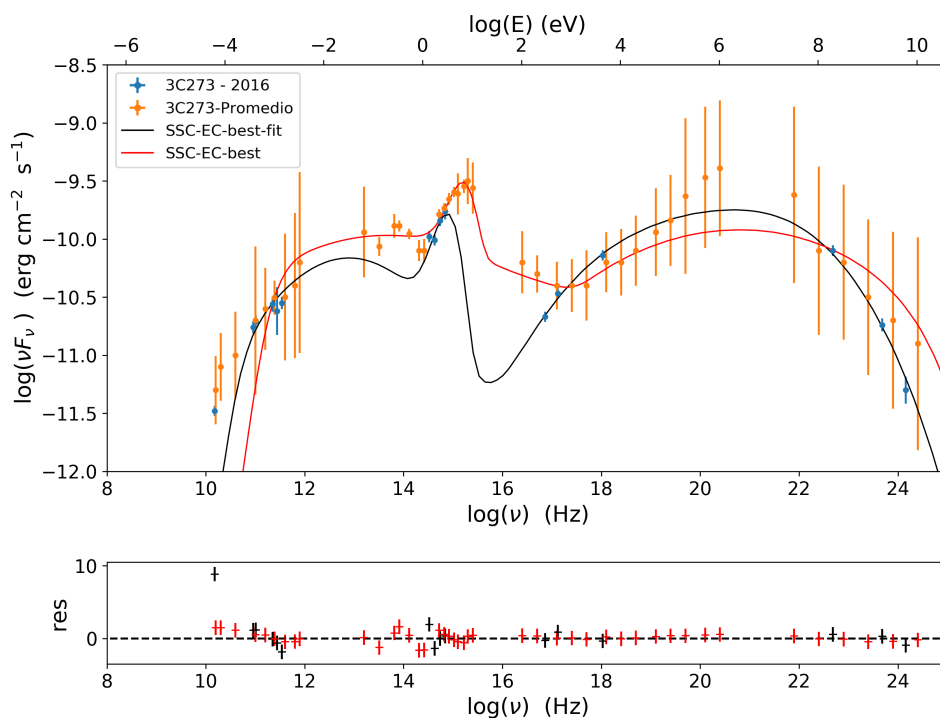
B	$\delta$	N	s	r	$T_{Disc}$	$L_{Disc}$	R	$\chi_{red}^2$	d.o.f.
$0.095^{+0.01}_{-0.01}$	$7.14^{+0.46}_{-0.44}$	$150.8^{+5.28}_{-5.56}$	$2.23^{+0.04}_{-0.04}$	$1.01^{+0.22}_{-0.22}$	$1.07 \times 10^4$	$1.37 \times 10^{46}$	$2.45 \times 10^{17}$	2.40	4

**Tabla 5.2.6:** Parámetros del mejor ajuste de la SED de 2016 de 3C273. Donde  $B$  es el campo magnético en unidades de Gauss.  $N$  la densidad de partículas en unidades de  $\text{cm}^{-3}$ .  $s$  la pendiente espectral de baja energía.  $r$  la curvatura espectral.  $T_{Disc}$  la temperatura del disco en K.  $L_{Disc}$  la luminosidad del disco en erg/s.  $R$  el tamaño de la región en cm. Se reporta la  $\chi_{red}^2$  del ajuste y los grados de libertad (d.o.f.).

El mejor ajuste para la SED promedio y de 2016 se muestran en la figura 5.2.7, para poder visualizar los cambios entre ambas épocas. Así como los parámetros del mejor ajuste en la tabla 5.2.7.

ID	B	$\delta$	N	s	r	$T_{Disc}$	$L_{Disc}$	R
2016	$0.095^{+0.01}_{-0.01}$	$7.14^{+0.46}_{-0.44}$	$150.8^{+5.28}_{-5.56}$	$2.23^{+0.04}_{-0.04}$	$1.01^{+0.22}_{-0.22}$	$1.07 \times 10^4$	$1.37 \times 10^{46}$	$2.45 \times 10^{17}$
Promedio	$0.67^{+0.1}_{-0.1}$	$7.00^{+0.77}_{-0.75}$	$1.17 \times 10^3$	$2.38^{+0.02}_{-0.02}$	$0.21^{+0.11}_{-0.10}$	$2.26 \times 10^4$	$2.20 \times 10^{46}$	$7.65 \times 10^{16}$

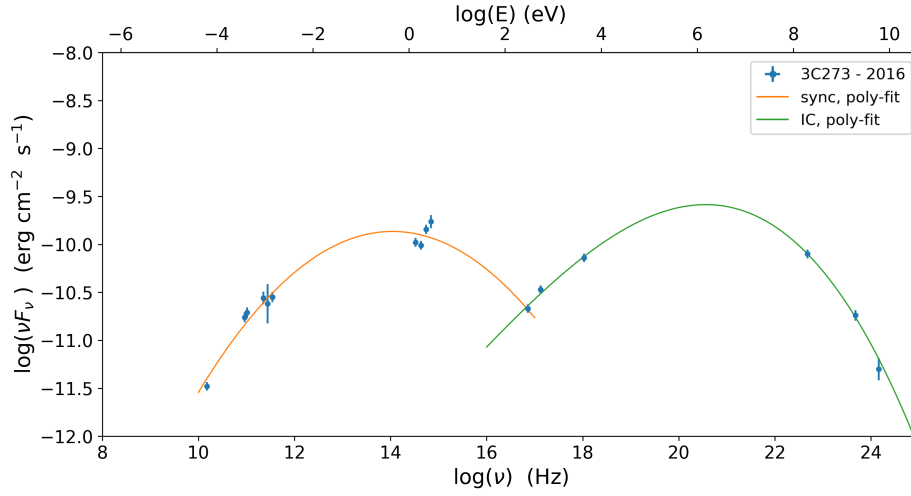
**Tabla 5.2.7:** Parámetros del mejor ajuste de la SED promedio y de 2016. Donde  $B$  es el campo magnético en unidades de Gauss.  $N$  la densidad de partículas en unidades de  $\text{cm}^{-3}$ .  $s$  la pendiente espectral de baja energía.  $r$  la curvatura espectral.  $T_{Disc}$  la temperatura del disco en K.  $L_{Disc}$  la luminosidad del disco en erg/s.  $R$  el tamaño de la región en cm. Se reporta la  $\chi_{red}^2$  del ajuste y los grados de libertad (d.o.f.).



**Figura 5.2.7:** Mejor ajuste de la SED promedio y la SED de 2016, de 3C 273.

### 5.2.3. Estimación de la frecuencia pico de las componentes Sincrotrón y Compton Inverso.

Siguiendo los métodos descritos en la sección 5 del artículo de [Abdo et al. \(2010\)](#), se estimaron las frecuencias pico de las componentes sincrotrón y Compton inverso de la SED de 2016 de 3C 273. Utilizando el código *JetSeT*, en la figura 5.2.8, se observa el ajuste de ambas componentes utilizando una función log-parábola para la componente sincrotrón (la emisión del BBB no se considera en este



**Figura 5.2.8:** Ajuste log-parabólico de la componente sincrotrón, y log-polinomial para la componente de Compton inverso de la SED de 3C273 con observaciones cuasi simultáneas de 2016.

ajuste, debido a que es radiación térmica), y un polinomio de tercer grado para la componente de Compton Inverso. Los valores obtenidos con ambos métodos se presentan en la tabla 5.2.8.

$\log(\nu_p^S)$	$\log(\nu_p^S F_{\nu_p^S})$	$\log(\nu_p^{IC})$	$\log(\nu_p^{IC} F_{\nu_p^{IC}})$
(a)	(b)	(c)	(d)
14.86/13.77	-9.06/-9.85	20.72/20.56	-9.6/-9.58

**Tabla 5.2.8:** Los valores reportados del lado derecho de la diagonal se obtuvieron con *JetSeT*. Del lado izquierdo (a): Estimación a partir de las pendientes espectrales  $\alpha_{ro}$  (15 GHz -  $0.55\mu\text{m}$ ), y  $\alpha_{ox}$  ( $0.55\mu\text{m}$  - (0.3-1keV)). (b): Valor derivado de la ecuación 5.1.4. (c): Valor derivado de la ecuación 5.1.5. (d): Valor obtenido al ajustar un polinomio de tercer grado.

Finalmente, en la tabla 5.2.9 se hace una recopilación del flujo y frecuencia del pico de la componente sincrotrón y Compton inverso, estimados para la SED de 3C 273 en tres épocas distintas. La SED promedio de Soldi et al. (2008), la SED de 2016 con *JetSeT*, y los valores que se reportan en Abdo et al. (2010) donde ajustan datos simultáneos de octubre a diciembre del 2008 con un modelo SSC, utilizando un espectro de electrones log-parabólico para estimar la frecuencia pico de IC. Cabe mencionar que la frecuencia pico de la componente sincrotrón reportada en Abdo et al. (2010) es estimada sin considerar la emisión del disco de acreción.

SED	$\log(\nu_p^S)$	$\log(\nu_p^S F_{\nu_p^S})$	$\log(\nu_p^{IC})$	$\log(\nu_p^{IC} F_{\nu_p^{IC}})$
Promedio	15.28	-9.71	21.12	-9.61
2016	13.77	-9.85	20.55	-9.58
Abdo et al. 2010	13.5	-9.8	21	-9.6

**Tabla 5.2.9:** Frecuencia pico y flujo máximo de la componente sincrotrón e IC de la SED de 3C 273 en dos épocas distintas.

## Capítulo 6

# Resultados y Conclusiones

En esta tesis estudiamos una muestra de blazares observados por el Gran Telescopio Milimétrico Alfonso Serrano, con el objetivo de caracterizar su distribución espectral de energía, a través de la modelación de la SED multifrecuencia utilizando modelos leptónicos SSC con EC.

### 6.1. Resultados del análisis de la SED de baja energía de la muestra

Se buscaron datos cuasi-simultáneos desde el radio al milimétrico para una muestra de siete blazares observados con el GTM. No obstante, con estos datos no es posible caracterizar la primera joroba de la SED, por lo cual buscamos en las bases de datos incluyendo las bandas del IR y óptico.

Las bases de datos utilizadas para construir la SED de baja energía son: OVRO, SMA, ALMA y SMARTS. Por tanto, de la muestra inicial se encontraron observaciones desde el radio hasta el óptico en solo tres blazares: OJ 287, 3C 273 y 3C 454.3.

Analizamos la SED del radio al óptico con observaciones obtenidas en las siguientes fechas(UT): 24-30 de noviembre del 2015 para OJ 287; 30 de abril-04 mayo de 2016 para 3C 273; 03-14 de junio de 2015 para 3C 454.3.

Haciendo uso del código JetSeT para analizar la SED de baja energía (del radio al UV), estimamos la frecuencia pico de la componente sincrotrón, ajustando funciones analíticas como polinomios de tercer grado y parábolas en el logaritmo de los valores.

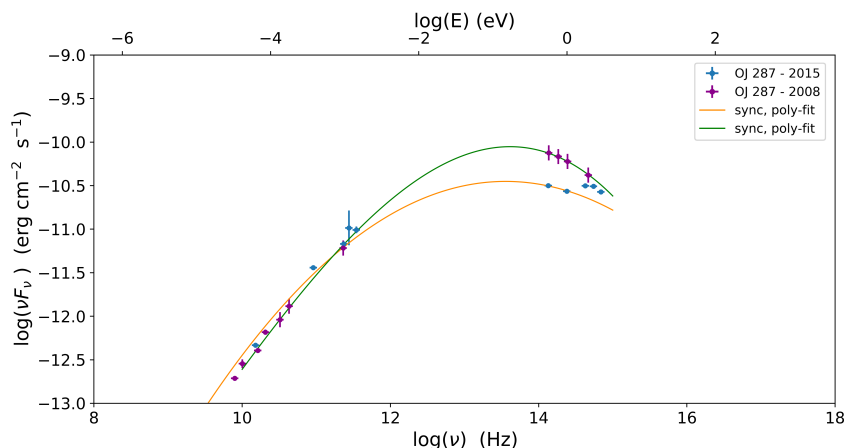
La frecuencia pico sincrotrón estimada para cada fuente se discute a continuación.

- OJ 287

Para esta fuente se estimó una  $\nu_p^S \sim 10^{13.55}$  Hz ajustando una función log-parabólica a la SED de 2015 presentada en este trabajo. Dado que su  $\nu_p^S < 10^{14}$  Hz, clasificamos a OJ 287 como una fuente LSP. En [Abdo et al. \(2010\)](#) reportan una  $\nu_p^S \sim 10^{13.4}$  Hz, la cual estiman ajustando un polinomio de tercer grado a la SED del año 2008. OJ 287 es un blazar de la clase BL Lac. En el escenario de la secuencia blazar, los objetos BL Lac muestran una  $\nu_p^S$  más enrojecida cuanto mayor es su luminosidad. Como se observa en la figura 6.1.1, la SED de 2015 corresponde a



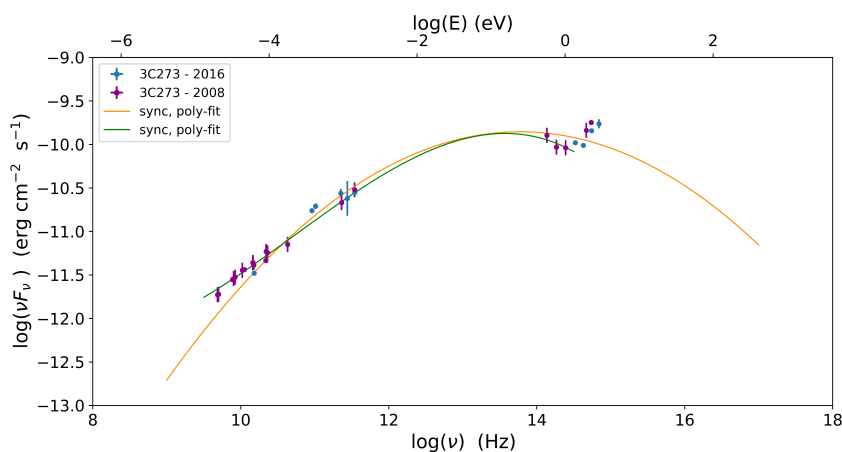
un estado de menor actividad de la fuente, con una luminosidad menor que en 2008, lo que es consistente con la secuencia blazar ya que la frecuencia pico en 2008 es más enrojecida.



**Figura 6.1.1:** SED de baja energía de OJ 287 reportada en [Abdo et al. \(2010\)](#) con datos del 2008, y la SED de 2015 presentada en este trabajo.

#### ■ 3C 273

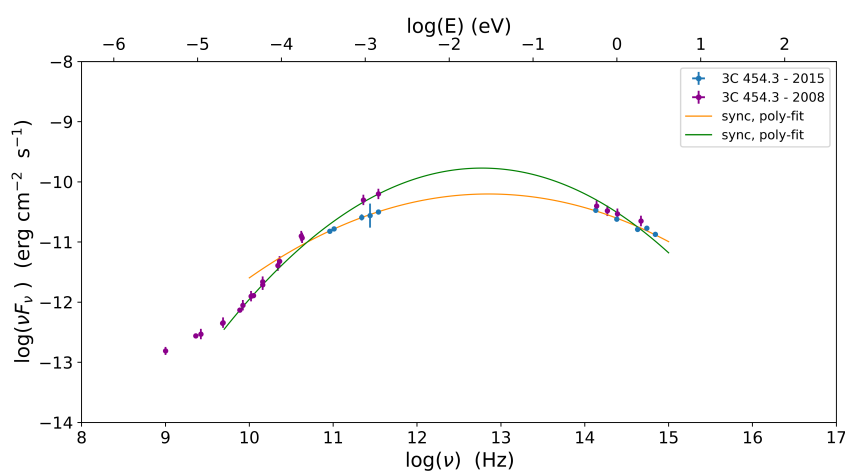
Se estimó una  $\nu_p^S \sim 10^{14}$  Hz ajustando una función log-parabólica a la SED de 2016 presentada en este trabajo. De igual forma que con OJ 287, clasificamos a 3C 273 como una fuente LSP. En [Abdo et al. \(2010\)](#) reportan una  $\nu_p^S \sim 10^{14}$  Hz, la cual estiman ajustando un polinomio de tercer grado a la SED del año 2008. 3C 273 es un blazar de la clase FSRQ. En el escenario de la secuencia blazar, la SED de los objetos FSRQ se ve más dominada por Compton cuatro más luminosos son, manteniendo una  $\nu_p^S$  prácticamente sin cambios. Como se observa en la figura 6.1.2, la SED en ambas épocas permanece sin cambios significativos, de forma consistente con la secuencia blazar.



**Figura 6.1.2:** SED de baja energía de 3C 273 reportada en [Abdo et al. \(2010\)](#) con datos del 2008, y la SED de 2016 presentada en este trabajo.

- 3C 454.3

Se estimó una  $\nu_p^S \sim 10^{12.85}$  Hz, clasificando a 3C 454.3 como una fuente LSP. Al igual que 3C 273, éste es un blazar FSRQ. En la figura 6.1.3 podemos observar la SED de 2008 reportada en [Abdo et al. \(2010\)](#), donde se puede apreciar que una diferencia en el estado de actividad respecto a la SED de 2015 presentada en este trabajo. La  $\nu_p^S$  que reportan en [Abdo et al. \(2010\)](#) es  $\nu_p^S \sim 10^{13.6}$  Hz, sin embargo en la figura 6.1.3 se puede observar que la  $\nu_p^S$  se alcanza a una frecuencia menor, según el ajuste realizado con JetSeT utilizando una función log-parabólica, de donde se estima una  $\nu_p^S \sim 10^{12.77}$  Hz. Dada la estimación con JetSeT de la frecuencia pico para ambas épocas, podemos notar que aún cuando la luminosidad es diferente, la  $\nu_p^S$  permanece casi constante en congruencia con la secuencia blazar.



**Figura 6.1.3:** SED de baja energía de 3C 454.3 reportada en [Abdo et al. \(2010\)](#), y en este trabajo.

## 6.2. Resultados del análisis de la SED del radio a los rayos- $\gamma$ de 3C 273

Dada la necesidad de información en altas energías para poder ajustar modelos SSC en la SED de 3C 273 con el código JetSeT, recurrimos a las bases de datos para obtener datos cuasi-simultáneos en rayos-X y rayos- $\gamma$ . Cabe recalcar que las observaciones utilizadas para construir la primera joroba de la SED fueron tomadas dentro de un rango de no más de 10 días alrededor de la fecha de observación del GTM, lo que hemos considerado cuasi-simultáneo. Sin embargo, las correspondientes a la segunda joroba distan un par de meses de las mismas, lo cual debe tomarse a consideración dado que el estado de actividad de la fuente puede variar significativamente en ese periodo de tiempo.

Para verificar la validez de los parámetros obtenidos, modelamos la SED histórica promedio de 3C 273 reportada en [Soldi et al. \(2008\)](#). En esta fuente es evidente la emisión producida por el disco de acreción en la región del óptico y UV, así como del toro de polvo en el IR reafirmando su comportamiento tipo Seyfert. Considerando estas características, se ajustó un modelo SSC + EC en un escenario leptónico, donde los fotones externos provienen de las componentes del disco de acreción y del toro de polvo, ambas modeladas como cuerpo negro. Utilizando el código JetSeT para modelar la primera joroba de la SED promedio, estimamos una temperatura del toro de polvo  $T_{DT} = 1042.9$  K, y una intensidad de

campo magnético  $B = 0.089$  G, siendo ambos valores consistentes con los reportados por Soldi et al. (2008) confirmando la validéz del ajuste realizado.

Al ajustar este modelo a la SED promedio desde el radio hasta los rayos- $\gamma$ , notamos que la única forma de obtener un buen ajuste que incluya la emisión de los datos de radio, es considerando una componente de polvo. Sin embargo, al hacer este ajuste obtenemos un valor para la temperatura del toro de polvo que físicamente no es realista,  $T \approx 2$  K. Una vez quitando esta componente del modelo, el mejor ajuste se obtuvo utilizando una distribución de electrones LP y un modelo SSC+EC únicamente debida a la emisión del disco de acreción. Sin embargo, el exceso de emisión alrededor de  $10^{21}$  Hz, produce una curvatura que no puede ser ajustada de forma exitosa utilizando una distribución de electrones LP. Este resultado fue encontrado en anteriormente por Massaro et al. (2006). No obstante, aún utilizando diferentes distribuciones de electrones como una ley potencias (PL), o distribuciones más complejas como LPPL o *broken power laws*, no fue posible mejorar el ajuste de la segunda joroba. Esto se debe a que las observaciones colectadas fueron obtenidas a lo largo de un periodo de más de 30 años donde la fuente pasó por diferentes estados de actividad (razón por la que las barras de error son tan grandes), lo que dificulta la modelación de esta parte de la SED.

Analizando la SED de 2016 presentada en este trabajo, consideramos que la emisión de la primer joroba se interpreta como radiación sincrotrón, más la contribución del disco de acreción modelada como cuerpo negro. Por otra parte, la emisión de la segunda joroba se asocia a procesos de Compton Inverso debido a diferentes campos de radiación. Por lo tanto, al igual que en la SED promedio, al modelar la SED desde el radio hasta los rayos- $\gamma$  fue necesario introducir un escenario EC con campos de fotones externos en un rango del IR al UV. Este resultado es consistente con lo reportado por Abdo et al. (2010), donde concluyen que las fuentes tipo FSRQ requieren de modelos SSC + EC para modelar su SED.

De manera similar al ajuste obtenido para la SED promedio, los datos de 2016 se ajustan mejor incluyendo la componente del toro de polvo con temperatura  $T_{DT} \approx 1$  K. Por lo tanto, decidimos considerar de igual manera un modelo SSC + EC donde el EC es producido únicamente por el disco de acreción, en este caso con una distribución de electrones LPPL, notando que el modelo es exitoso para ajustar la segunda joroba de la SED. A diferencia de la SED promedio se tiene una curvatura suave que es posible modelar tanto con una distribución LPPL, como con una LP o incluso una *broken power law*, sin obtener variaciones significativas en sus parámetros.

La SED de 3C 273 modelada con observaciones del radio a los rayos- $\gamma$  muestra la forma típica de la SED de los blazares, es decir, presenta dos jorobas. En la primera joroba, es notable la contribución térmica del disco de acreción en la región del óptico al UV, lo que es una característica típica de AGN tipo Seyfert. Asimismo, indica que el blazar no se encontraba en un estado de alta actividad, de lo contrario sería menos notoria o incluso ausente. En la segunda joroba domina la emisión dentro de un escenario leptónico SSC + EC característico de los jets relativistas. Por lo tanto, podemos confirmar la naturaleza Seyfert-blazar de la fuente 3C 273.

Como resultado de los modelos ajustados notamos una posible desconexión entre la emisión en la banda del radio con el resto de la SED, debido a que no fue posible ajustarla. Sin embargo, reiteramos que las observaciones de la segunda joroba no son cuasi-simultáneas a la primera lo que puede influir en el ajuste. Por lo tanto, enfatizamos la importancia de las campañas de observación en multifrecuencias,

sobre todo para estudios de fuentes tan variables como los blazares, donde es muy útil contar con observaciones cuasi-simultáneas para analizar su estado de actividad en una época dada.

Las observaciones a 1.1 mm realizadas con el GTM-AzTEC, son importantes para mejorar los ajustes de la SED de baja energía, en consecuencia, el ajuste final de toda la SED. En particular, utilizando los datos obtenidos por ALMA, SMA y GTM, fue posible estimar el tamaño de la región emisora,  $R = 10^{17}$  cm, y su distancia al agujero negro central,  $R_H = 10^{18}$  cm ( $\sim 3.2$  pc).

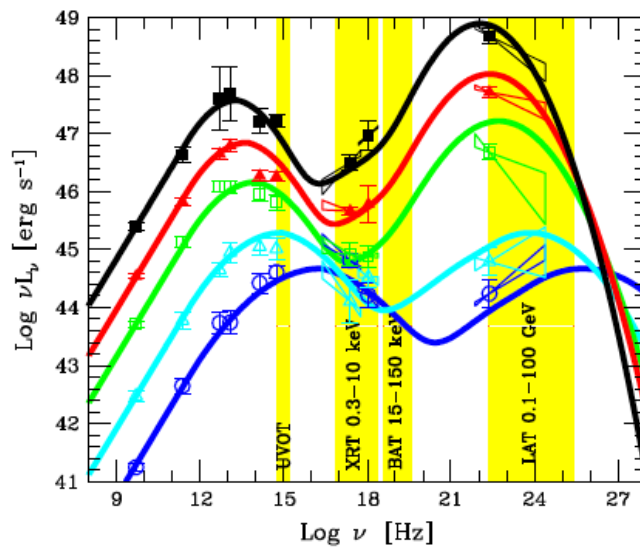
En un estudio realizado con el VLBA por Lisakov et al. (2017) de 3C 273, en un rango de frecuencias 5-43 GHz, analizan un flare en la banda de los rayos- $\gamma$  detectado por *Fermi*-LAT. El máximo de la emisión gamma ocurrió el día 10 de enero de 2010. En su estudio encuentran que el ángulo del jet respecto al observador es  $\theta = 9.3^\circ$ . Con este valor se estima un factor Doppler de  $\delta \sim 6$ , y encuentran que el núcleo milimétrico a 7 mm se localiza dentro de 2-7 pc de distancia de la región emisora de rayos- $\gamma$ , cerca de la base del jet.

Del ajuste de la SED de 2016 realizado con JetSeT, se encuentra un factor Doppler  $\delta = 7.14$ , un ángulo  $\theta \sim 8^\circ$  (considerando  $\sin \theta = 1/\Gamma$ , con  $\delta \sim \Gamma$ ), y se estima que la región emisora se localiza a  $\sim 3.2$  pc del agujero negro. Según Hovatta & Lindfors (2020), se suele esperar que los valores del factor Doppler estimados al modelar la SED sean mayores que los derivados de observaciones en radio, lo que es consistente haciendo una comparación entre los parámetros obtenidos en este trabajo y los reportados en Lisakov et al. (2017). Probablemente el valor real en esta época sea incluso inferior, pues es de esperarse que cuando se observa un *flare* exista un aumento en el factor Doppler  $\delta$ , un incremento en la tasa de acreción o en la eficiencia de la aceleración de las partículas.

Finalmente, observando los parámetros obtenidos del ajuste de la SED promedio y de 2016, podemos notar que aunque se está utilizando un modelo SSC+EC con las mismas componentes en ambos casos, los parámetros no son los mismos. Vemos, por ejemplo, una caída en el campo magnético y en la densidad de partículas de 2016 respecto a la SED promedio, y variaciones en la pendiente y la curvatura espectral. Lo anterior nos indica que el modelo describe dos estados de actividad distintos, por lo que no hay degeneración en el ajuste.

### Trabajo a futuro:

Como trabajo a futuro, analizaremos la SED multifrecuencia cuasi-simultánea del radio a los rayos- $\gamma$  de los blazares OJ 287 y 3C 454.3, haciendo uso nuevamente del código JetSeT. Utilizaremos observaciones de Swift y Fermi-LAT, para mejorar la construcción de la segunda joroba de la SED (como se observa en la figura 6.2.1, su cobertura en frecuencias es importante para la construir la componente de altas energías). Conociendo su estado de actividad en altas energías podremos discutir el mismo dentro del escenario de la secuencia blazar. Esto complementará el análisis de la SED de baja energía realizado en la presente tesis y podremos hacer una comparación con la modelación reportada en el artículo de [Abdo et al. \(2010\)](#).



**Figura 6.2.1:** Secuencia blazar adaptada de [Fossati et al. \(1998\)](#). Las franjas amarillas corresponden a las bandas observadas por *Swift* y *Fermi*/LAT. Imagen tomada de [Ghisellini \(2015\)](#).

Se propondrá un monitoreo de los blazares utilizados como fuentes de apuntado por el GTM. Motivando la selección de fuentes específicas para cada época del año, dentro de su ventana de observación. De esta forma, teniendo una muestra de blazares siendo observada con regularidad enriquecería significativamente los estudios multifrecuencia, favoreciendo la construcción de la SED en diferentes épocas y los estudios de variabilidad de la misma. Asimismo, se podrían construir curvas de luz en la frecuencia de observación del GTM.

# Referencias

- Abdo, A. et al. (2010), ‘The Spectral Energy Distribution of Fermi Bright Blazars.’, *The Astrophysical Journal* **716**, 30–70.
- Ackermann, M. et al. (2011), ‘THE RADIO/GAMMA-RAY CONNECTION IN ACTIVE GALACTIC NUCLEI IN THE ERA OF THE FERMI LARGE AREA TELESCOPE’, *The Astrophysical Journal* **741**(1), 30.
- Ackermann, M. et al. (2015), ‘THE THIRD CATALOG OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI DETECTED BY THE FERMI LARGE AREA TELESCOPE’, *The Astrophysical Journal* **810**(1), 14.
- Arbeiter, C., Pohl, M. & Schlickeiser, R. (2002), ‘The influence of dust on the inverse compton emission from jets in Active Galactic Nuclei’, *Astronomy and Astrophysics* **386**(2), 415–426.
- Austermann, J. E. y. o. (2010), ‘AzTEC half square degree survey of the SHADES fields-I. Maps, catalogues and source counts.’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **401**, 160–176.
- Baade, W. y Minkowski, R. (1954), ‘On the Identification of Radio Sources’, *Astrophysical Journal* **119**, 215.
- Backes, M., Böttcher, M. & Falcke, H. (2019), ‘Millimeter-wave monitoring of active galactic nuclei with the africa millimetre telescope’.
- Begelman, M. C., Blandford, R. D. & Rees, M. J. (1984), ‘Theory of extragalactic radio sources’, *Rev. Mod. Phys.* **56**, 255–351.
- Benítez, E., Dultzin-Hacyan, D., Heidt, J., Sillanpää, A., Nilsson, K., Pursimo, T., Teerikorpi, P. & Takalo, L. O. (1996), ‘The Close Environment of OJ 287: Underlying Nebulosity and a Possible Optical Jet’, *Astronomy and Astrophysics* **464**, L47.
- Blandford, R. D. & Königl, A. (1979), ‘Relativistic jets as compact radio sources.’, *Astrophysical Journal* **232**, 34–48.
- Blandford, R. D. & Ostriker, J. P. (1978), ‘Particle Acceleration by astrophysical shocks’, *Astrophysical Journal* **221**, L29–L32.
- Blandford, R. et al. (2019), ‘Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei.’, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **4837**(57), 467–509.
- Carrasco, L., Porras, A., Escobedo, G., Recillas, E., Chabushyan, V., Carraminana, A. & Mayya, D. (2014), ‘NIR brightening of the Quasar 4C+01.28’, *The Astronomer’s Telegram* **5736**, 1.
- Dermer, C. D. (1995), ‘On the Beaming Statistics of Gamma-Ray Sources’, *Astrophysical Journal Letters* **446**, L63.
- Dermer, C. D. & Schlickeiser, R. (2002), ‘Transformation Properties of External Radiation Fields, Energy-Loss Rates and Scattered Spectra, and a Model for Blazar Variability’, *The Astrophysical Journal* **575**(2).
- Dermer, C. & Schlickeiser, R. (1993), ‘Model for the high-energy emission from blazars’, *The Astrophysical Journal* **416**, 458–484.

- Dermer, C. et al. (1992), ‘High-energy gamma radiation from extragalactic radio sources’, *Astronomy and Astrophysics* **256**, L27–L30.
- Diltz, C. & Böttcher, M. (2014), ‘Time dependent leptonic modeling of Fermi II processes in the jets of flat spectrum radio quasars’, *Journal of High Energy Astrophysics* **1-2**, 63–70.
- Donea, A.-C. & Protheroe, R. (2003), ‘Radiation fields of disk, BLR and torus in quasars and blazars: implications for  $\gamma$ -ray absorption’, *Astroparticle Physics* **18**(4), 377–393.
- Dutka, M., D’Ammando, F. & Ojha, R. (2012), ‘Fermi LAT detection of increased gamma-ray activity from the FSRQ PKS 2255-282’, *The Astronomer’s Telegram* **3948**, 1.
- Esposito, V., Walter, R., Jean, P., Tramacere, A., Türler, M., Lähteenmäki, A. & Tornikoski, M. (2015), ‘The high energy spectrum of 3C 273’, *A&A* **576**.
- Fan, J. H., Kurtanidze, O., Liu, Y., Richter, G. M., Chanishvili, R. & Yuan, Y. H. (2014), ‘OPTICAL MONITORING OF TWO BRIGHTEST NEARBY QUASARS, PHL 1811 AND 3c 273’, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **213**(2), 26.
- Fanaroff, B. L. & Riley, J. M. (1974), ‘The Morphology of Extragalactic Radio Sources of High and Low Luminosity’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **167**(1), 31P–36P.
- Fath, E. (1909), ‘The Spectra of Some Spiral Nebulae and Globular Star Clusters’, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **21**(126), 138–143.
- Foschini, L. (2020), ‘Jetted Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies & Co.: where do we stand?’, *arXiv e-prints* p. arXiv:2008.13383.
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A. & Ghisellini (1998), ‘A unifying view of the spectral energy distributions of blazars’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **299**(2), 433–448.
- Fumagalli, M., Dessauges-Zavadsky, M., Furniss, A., Prochaska, J. X., Williams, D. A., Kaplan, K. & Hogan, M. (2012), ‘A search of CO emission lines in blazars: the low molecular gas content of BL Lac objects compared to quasars’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **424**(3), 2276–2283.
- Gao, Shan, Feynitch, A., Winter, W. & Pohl, M. (2018), ‘Modelling the coincident observation of a high-energetic neutrino and bright blazar flare’, *Nature Astronomy* .
- Ghisellini, G. (2013), *Radiative Processes in High Energy Astrophysics*, Springer.
- Ghisellini, G. (2015), ‘Swift for blazars’, *Journal of High Energy Astrophysics* **7**, 163–172.
- Ghisellini, G., Fossati, G., Maraschi, L. & Comastri, A. (1998), ‘A theoretical unifying scheme for gamma-ray bright blazars’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **301**(2), 451–468.
- Ghisellini, G., Righi, C., Costamante, L. & Tavecchio, F. (2017), ‘The Fermi blazar sequence’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **469**, 255–266.
- Ghisellini, G., Tavecchio, F. & Chiaberge, M. (2005), ‘Structured jets in TeV BL Lac objects and radiogalaxies. implications for the observed properties’, *Astronomy and Astrophysics* **432**, 401–410.
- Giroletti, M., D’Ammando, F., Orienti, M., Lico, R. & Collaboration, T.-L. (2016), ‘The Radio/Gamma-Ray Connection from 120 MHz to 230 GHz’, *Galaxies* **4**(3), 30.
- Graham, M. J., Djorgovski, S. G., Stern, D., Glikman, E., Drake, A. J., Mahabal, A. A., Donalek, C., Larson, S. & Christensen, E. (2015), ‘A possible close supermassive black-hole binary in a quasar with optical periodicity’, *Nature* **518**(7537), 74–76.
- Hardcastle, M. (2014), *Kiloparsec-Scale AGN Jets*, Springer.
- Hazard, C. y. c. (1963), ‘Investigation of the Radio Source 3C273 By The Method of Lunar Occultations’, *Nature* **197**, 1037–1039.
- Heckman, T. M. (1980), ‘An optical and radio survey of the nuclei of bright galaxies. Activity in normal galactic nuclei.’, *Astronomy and Astrophysics* **500**, 187–199.
- Hovatta, T. & Lindfors, E. (2020), ‘Relativistic jets of blazars’.

- Hughes, P. A. (1991), *Beams and Jets in Astrophysics*, Cambridge University Press.
- Impey, C. D. & Tapia, S. (1990), ‘The Optical Polarization Properties of Quasars’, *Astrophysical Journal* **354**, 124.
- Jones, T. W., O’dell, S. L. & Stein, W. A. (1974), ‘Physics of Compact Nonthermal Sources. I. Theory of Radiation Processes’, *Astrophysical Journal* **188**, 353–368.
- Kalita, N., Gupta, A. C., Wiita, P. J., Dewangan, G. C. & Duorah, K. (2017a), ‘Origin of X-rays in the low state of the FSRQ 3C 273: evidence of inverse Compton emission’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **469**, 3824–3839.
- Kalita, N., Gupta, A. C., Wiita, P. J., Dewangan, G. C. & Duorah, K. (2017b), ‘Origin of X-rays in the low state of the FSRQ 3C 273: evidence of inverse Compton emission’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **469**(4), 3824–3839.
- Kellermann, K. I., y. c. (1989), ‘VLA Observations of Objects in the Palomar Bright Quasar Survey.’, *Astronomical Journal* **98**, 1195.
- Lähteenmäki, A., Järvelä, E., Ramakrishnan, V., Tornikoski, M., Tammi, J., Vera, R. J. C. & Chamani, W. (2018), ‘Radio jets and gamma-ray emission in radio-silent narrow-line Seyfert 1 galaxies’, *Astronomy and Astrophysics* **614**, L1.
- Lankeswar, D. y. c. (2019), ‘The unique blazar OJ 287 and its massive binary black hole central engine’, *universe* **455**, 773–777.
- Lichti, G. G., Balonek, T., Courvoisier, T. J. L., Johnson, N., McConnell, M., McNamara, B., von Montigny, C., Paciesas, W., Robson, E. I., Sadun, A., Schalinski, C., Smith, A. G., Staubert, R., Steppe, H., Swanenburg, B. N., Turner, M. J. L., Ulrich, M. H. & Williams, O. R. (1995), ‘Simultaneous and quasi-simultaneous observations of the continuum emission of the quasar 3C 273 from radio to  $\gamma$ -ray energies’, *Astronomy and Astrophysics* **298**, 711.
- Lisakov, M. M., Kovalev, Y. Y., Savolainen, T., Hovatta, T. & Kutkin, A. M. (2017), ‘A connection between  $\gamma$ -ray and parsec-scale radio flares in the blazar 3C 273’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **468**(4), 4478–4493.  
**URL:** <https://doi.org/10.1093/mnras/stx710>
- Lister, M., Aller, M. F., Aller, H. D., Hodge, M. A., Homan, D. C., Kovalev, Y. Y., Pushkarev, A. B. & Savolainen, T. (2018), ‘MOJAVE/2cm Survey Data Archive’, <http://www.physics.purdue.edu/astro/MOJAVE/allsources.html>.
- Lister, M. L., Aller, M. F., Aller, H. D., Homan, D. C., Kellermann, K. I., Kovalev, Y. Y., Pushkarev, A. B., Richards, J. L., Ros, E. & Savolainen, T. (2013), ‘MOJAVE. X. Parsec-scale Jet Orientation Variations and Superluminal Motion in Active Galactic Nuclei’, *The Astronomical Journal* **146**(5), 120.
- Lu, R. S., Shen, Z. Q., Krichbaum, T. P., Iguchi, S., Lee, S. S. & Zensus, J. A. (2012), ‘The parsec-scale jet of PKS 1749+096’, *Astronomy and Astrophysics* **544**, A89.
- Mannheim, K. & Biermann, P. L. (1992), ‘Gamma-ray flaring of 3C 279: a proton-initiated cascade in the jet?’, *Astronomy and Astrophysics* **253**, L21–L24.
- Marscher, A. & Jorstad, S. (2011), ‘The Megaparsec-scale X-ray Jet of the BL Lac Object OJ 287’, *The Astrophysical Journal* **729**.
- Massaro, E., Giommi, P., Leto, C., Marchegiani, P., Maselli, A., Perri, M., Piranomonte, S. & Sclavi, S. (2009), ‘Roma-BZCAT: a multifrequency catalogue of blazars’, *Astronomy and Astrophysics* **495**(2), 691–696.
- Massaro, E., Perri, M., Giommi, P. & Nesci, R. (2004), ‘Log-parabolic spectra and particle acceleration in the BL Lac object Mkn 421: Spectral analysis of the complete BeppoSAX wide band X-ray data set’, *Astronomy and Astrophysics* **413**, 489–503.



- Massaro, E., Tramacere, A., Perri, M., Giommi, P. & Tosti, G. (2006), ‘Log-parabolic spectra and particle acceleration in blazars. III. SSC emission in the TeV band from Mkn501’, *The Astrophysical Journal* **448**, 861–871.
- Mirzoyan, R. (2016), ‘MAGIC detects very high energy gamma-ray emission from the blazar OT 081 (PKS 1749+096, 4C +09.57)’, *The Astronomer’s Telegram* **9267**, 1.
- Osterbrock, D. E. (1981), ‘Seyfert galaxies with weak broad H alpha emission lines’, *Astrophysical Journal* **249**, 462–470.
- Padovani, P. et al. (2017), ‘Active galactic nuclei: what’s in a name?’, *Astronomy and Astrophysics Review* **2**(2), 2.
- Paltani, S., Courvoisier, T. J. L. & Walter, R. (1998), ‘The blue-bump of 3C 273’, *Astronomy and Astrophysics* **340**, 47–61.
- Perera, T. A. et al. (2008), ‘An AzTEC 1.1m. survey of the GOODS-N field I: Maps, catalogue, and source statistics’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **391**, 1227–1238.
- Pietrini, P. & Torricelli-Ciamponi, G. (2008), ‘A possible interpretation of the Seyfert-like component in 3C 273 X-ray spectrum’, *Astronomy and Astrophysics* **479**(2), 365–376.
- Prokhorov, D. A. & Moraghan, A. (2017), ‘A search for cyclical sources of  $\gamma$ -ray emission on the period range from days to years in the Fermi-LAT sky’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **471**(3), 3036–3042.  
**URL:** <https://doi.org/10.1093/mnras/stx1742>
- Pursimo, T., Martikainen, J. & Ojha, R. (2020), ‘Optical Flare in the gamma-ray active FSRQ PKS 1335-127’, *The Astronomer’s Telegram* **13771**, 1.
- Risaliti, G., Maiolino, R. & Salvati, M. (1999), ‘The distribution of Absorbing Column Densities among Seyfert 2 Galaxies’, *The Astrophysical Journal* **522**(1), 157–164.
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. (1979), *Radiative Processes in Astrophysics*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA.
- Sarkar, A., Chitnis, V. R., Gupta, A. C., Gaur, H., Patel, S. R., Wiita, P. J., Volvach, A. E., Tornikoski, M., Chamani, W., Enestam, S., Lähteenmäki, A., Tammi, J., Vera, R. J. C. & Volvach, L. N. (2019), ‘Long-term Variability and Correlation Study of the Blazar 3C 454.3 in the Radio, NIR, and Optical Wavebands’, *The Astrophysical Journal* **887**(2), 185.
- Savolainen, T., Wiik, K., Valtaoja, E. & Tornikoski, M. (2006), ‘Multifrequency VLBA monitoring of 3C 273 during the INTEGRAL Campaign in 2003. I. Kinematics of the parsec scale jet from 43 GHz data’, *Astronomy and Astrophysics* **446**, 71–85.
- Sbarrato, T., Ghisellini, G., Maraschi, L. & Colpi, M. (2012), ‘The relation between broad lines and  $\gamma$ -ray luminosities in Fermi blazars’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **421**(2), 1764–1778.
- Schloerb, F. P., Carrasco, L. & Wilson, G. W. (2003), ‘Large millimeter telescope (LMT) status’, *Proceedings of SPIE* **4837**.
- Schmidt, M. (1963), ‘3C 273: A Star-Like Object with Large Red-Shift’, *Nature* **197**, 1040.
- Schmidt, M. y Green, R. (1983), ‘Quasar evolution derived from the Palomar bright quasar survey y colab. complete quasar surveys.’, *Astrophysical Journal Journal* **269**, 352–274.
- Scott, K. S. y c. (2008), ‘Aztec millimetre survey of the cosmos field-i.data reduction and source catalogue.’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **385**, 2225–2238.
- Seyfert, C. (1943), ‘Nuclear Emission in Spiral Nebulae’, *Astrophysical Journal* **97**, 28.
- Shah, Z., Sahayanathan, S., Mankuzhiyil, N., Kushwaha, P., Misra, R. & Iqbal, N. (2017), ‘Clues on high-energy emission mechanism from blazar 3C 454.3 during 2015 August flare’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **470**(3), 3283–3299.

- Shang, Z., Brotherton, M. S., Green, R. F., Kriss, G. A., Scott, J., Quijano, J. K., Blaes, O., Hubeny, I., Hutchings, J., Kaiser, M. E., Koratkar, A., Oegerle, W. & Zheng, W. (2005), ‘Quasars and the Big Blue Bump’, *The Astrophysical Journal* **619**(1), 41–59.
- Sikora, M., Begelman, M. C. & Rees, M. J. (1994), ‘Comptonization of Diffuse Ambient Radiation by a Relativistic Jet: The Source of Gamma Rays from Blazars?’, *Astrophysical Journal* **421**, 153.
- Sikora, M., Błażejowski, M., Moderski, R. & Madejski, G. M. (2002), ‘On the nature of MeV blazars’, *The Astrophysical Journal* **577**(1), 78–84.
- Sikora, M., Moderski, R. & Madejski, G. M. (2008), ‘3c 454.3 reveals the structure and physics of its “blazar zone”’, *The Astrophysical Journal* **675**(1), 71–78.
- Sillanpaa, A., Takalo, L. O., Pursimo, T., Lehto, H. J., Nilsson, K., Teerikorpi, P., Heinaemaeki, P., Kidger, M., de Diego, J. A., Gonzalez-Perez, J. N., Rodriguez-Espinosa, J. M., Mahoney, T., Boltwood, P., Dultzin-Hacyan, D., Benitez, E., Turner, G. W., Robertson, J. W., Honeycut, R. K., Efimov, Y. S., Shakhovskoy, N., Charles, P. A., Schramm, K. J., Borgeest, U., Linde, J. V., Weneit, W., Kuehl, D., Schramm, T., Sadun, A., Grashuis, R., Heidt, J., Wagner, S., Bock, H., Kuemmel, M., Heines, A., Fiorucci, M., Tosti, G., Ghisellini, G., Raiteri, C. M., Villata, M., de Francesco, G., Bosio, S. & Latini, G. (1996), ‘Confirmation of the 12-year optical outburst cycle in blazar OJ 287.’, *Astronomy and Astrophysics* **305**, L17.
- Sohn, B., Klein, U. & K.-H., M. (2003), ‘The spectral-curvature parameter: An alternative tool for the analysis of synchrotron spectra’, *Astronomy and Astrophysics* **404**(1), 133–144.
- Soldi, S., Türler, M., Paltani, S., Aller, H. D., Aller, M. F., Burki, G., Chernyakova, M., Lähteenmäki, A., McHardy, I. M., Robson, E. I., Staubert, R., Tornikoski, M., Walter, R. & Courvoisier, T. J.-L. (2008), ‘The multiwavelength variability of 3C 273’, *A&A* **486**(2), 411–425.
- Stefan, K. (2011), ‘Frankfurt Quasar Monitoring’, <http://quasar.square7.ch/fqm/fqm-home.html>.
- Sánchez-Argüelles, D. O. (2017), Description of the Physical Properties of Galaxy Clusters using Sunyaev-Zel’dovich observations in ACES, PhD thesis, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica.
- Tramacere, A. (2019), ‘Jetset documentation’, <https://jetset.readthedocs.io/en/latest/index.html>.
- Tramacere, A., Giommi, P., Perri, M., Verrecchia, F. & Tosti, G. (2009), ‘Swift observations of the very intense flaring activity of Mrk 421 during 2006. I. Phenomenological picture of electron acceleration and predictions for MeV/GeV emission’, *The Astrophysical Journal* **501**, 879–898.
- Tramacere, A., Massaro, E. & Taylor, A. M. (2011), ‘Stochastic Acceleration and the evolution of Spectral Distributions in Synchro-Self-Compton Sources: A Self-consistent Modeling of Blazars Flares’, *The Astrophysical Journal* **739**.
- Türler, M., Chernyakova, M., Courvoisier, T. J. L., Foellmi, C., Aller, M. F., Aller, H. D., Kraus, A., Krichbaum, T. P., Lähteenmäki, A., Marscher, A., McHardy, I. M., O’Brien, P. T., Page, K. L., Popescu, L., Robson, E. I., Tornikoski, M. & Ungerechts, H. (2006), ‘A historic jet-emission minimum reveals hidden spectral features in 3C 273’, *Astronomy and Astrophysics* **451**, L1–L4.
- Ulrich, M. H., Maraschi, L. & Urry, C. M. (1997), ‘Variability of Active Galactic Nuclei’, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **35**, 445–502.
- Urry, C. M. & Padovani, P. (1995), ‘Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei’, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **107**, 803.
- Valtonen, M. J., Ciprini, S. & Lehto, H. J. (2012), ‘On the masses of OJ 287 black holes’, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **427**(1), 77–83.
- Véron-Cetty, M. & Véron, P. (2006), ‘A catalogue of quasars and active nuclei: 12th edition’, *Astronomy and Astrophysics* **455**, 773–777.

- Wehrle, A. E., Carini, M. & Wiita, P. J. (2019), ‘Measuring the Variability in K2 Optical Light Curves of the Binary Black Hole Candidate OJ 287 and Other Fermi Active Galactic Nuclei in 2014-2015’, *The Astrophysical Journal* **877**(2), 151.
- Wehrle, A. E., Zacharias, N., Johnston, K., Boboltz, D., Fey, A. L., Gaume, R., Ojha, R., Meier, D. L., Murphy, D. W., Jones, D. L., Unwin, S. C. & Piner, B. G. (2009), ‘What is the Structure of Relativistic Jets in AGN on Scales of Light Days?’, *The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey*.
- Wolfe, A. M. (1978), *BL Lac objects*, Proceedings of the Pittsburgh Conference on BL Lac Objects, held at the University of Pittsburgh, April 24-26, 1978, Pittsburgh: Pennsylvania, 1978, edited by Wolfe, Arthur M.
- Wu, X.-B. & Liu, F. K. (2004), ‘Black Hole Mass and Accretion Rate of Active Galactic Nuclei with Double-peaked Broad Emission Lines’, *The Astrophysical Journal* **614**(1), 91–100.
- Yusafzai, A. & Tomankova, L. (2020), ‘Fermi-LAT detection of enhanced gamma-ray activity from the FSRQ PKS 1335-127’, *The Astronomer’s Telegram* **13741**, 1.
- Zel’dovich, Y. B. & Novikov, I. D. (1964), ‘Estimating the mass of a super-star’, *Doki. Akad. Nauk SSSR* **158**, 811–814.
- Zhang, Z.-X., Du, P., Smith, P. S., Zhao, Y., Hu, C., Xiao, M., Li, Y.-R., Huang, Y.-K., Wang, K., Bai, J.-M., Ho, L. C. & Wang, J.-M. (2019), ‘Kinematics of the Broad-line Region of 3C 273 from a 10 yr Reverberation Mapping Campaign’, *The Astrophysical Journal* **876**(1), 49.

---

ACA	Atacama Compact Array
AGN	Active Galactic Nuclei
ALMA	Atacama Large Millimeter/submillimeter Array
ANDICAM	A Novel Dual Imaging CAMera
AzTEC	Aztronomical Thermal Emission Camera
BBB	Big Blue Bump
BH	Black Hole
BLR	Broad Line Region
BLRG	Broad-line radio galaxies
CMB	Cosmic microwave background
DT	Dusty Torus
EC	External Compton
EGRET	Energetic Gamma Ray Experiment Telescope
EHT	Event Horizon Telescope
EW	Equivalent Width
FRI	Fanaroff-Riley class I radio source
FR II	Fanaroff-Riley class I radio source
FSRQ	Flat-spectrum radio quasar
FWHM	Full Width at Half Maximum
GTM	Gran Telescopio Milimétrico Alfonso Serrano
HBL	High-energy peaked BL Lacs
HSP	High synchrotron peak
IC	Inverse Compton
IDV	Intraday variability
IR	Infrared
ISP	Intermediate synchrotron peak
JCMT	James Clerk Maxwell Telescope
JetSeT	Jets SED modeler and fitting Tool
LAT	Large-Area Telescope on Fermi/GLAST
LINER	Low-ionization nuclear emission-line regions
LP	Log-parabolic model
LPEP	Log-parabola defined by peak energy
LPPL	Log-parabola with low-energy powerlaw branch model
LTV	long-term variability
LSP	Low synchrotron peak
MAGIC	Major Atmospheric Gamma ray Imaging Cherenkov telescope in Canary Islands
MCMC	Markov-Chain Monte Carlo
MERLIN	Multi Element Remotely Linked Interferometer Network
NIR	Near Infrared
NLR	Narrow Line Region
NLRG	Narrow-line radio galaxies
NLS1	Narrow-line Seyfert 1

---

NOAO	National Optical Astronomy Observatory
OVRO	Owens Valley Radio Observatory
PCA	Principal Component Analysis
PSD	Power Spectral Density
QSO	Quasi-stellar object
RQ	Radio-Quiet (AGN)
RL	Radio-Loud (AGN)
SCP	Spectral-curvature parameter
SDSS	Sloan Digital Sky Survey
SED	Spectral Energy Distribution
SMA	Submillimeter Array
SMARTS	Small and Moderate Aperture Research Telescope System
SMBH	Super Massive Black Hole
SSC	Synchrotron self-Compton
STV	short-term variability
UMRAO	University of Michigan Radio Astronomy Observatory
UV	Ultraviolet
VHE	Very High Energy
VLBA	Very Long Baseline Array
VLBI	Very-long-baseline interferometry

---

## Apéndice A

# JetSeT: el código de modelado de la SED de Jets Relativistas

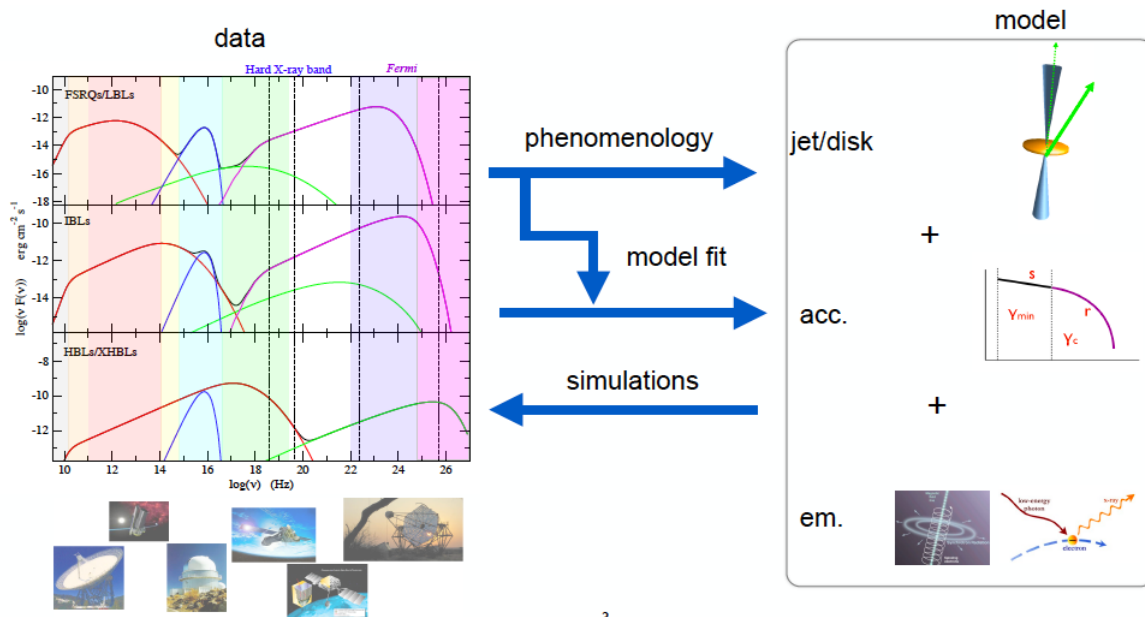
El código *Jets SED modeler and fitting Tool* (JetSeT) (ver [Tramacere et al. 2011, 2009](#), [Massaro et al. 2006](#)), es un código abierto desarrollado en el ambiente C/Python, que permite reproducir los procesos radiativos y de aceleración que presentan los jets relativistas.

El código JetSeT permite ajustar modelos numéricos a los datos observados. Sus características principales son:

- Manejo de los datos: Agrupar y hacer conjuntos de datos usando *rebinning*.
- Utilizar tablas de la paquetería *astropy* y definir modelos radiativos complejos, como:
  - *Synchrotron Self-Compton* (SSC)
  - *External Compton* (EC) con posibles contribuciones del *Cosmic Microwave Background* (CMB), la BLR, el disco de acreción, el toro de polvo y contribuciones estelares.
- Preajuste de las restricciones del modelo: A partir de parámetros fenomenológicos, como índices espectrales, flujos, frecuencias límite y curvaturas espectrales que el código evalúa automáticamente, el algoritmo de preajuste proporciona un modelo de inicio, siguiendo tendencias fenomenológicas que han implementado. Ajusta la SED multifrecuencia utilizando tanto el enfoque frecuentista (*iminuit*) como el muestreo bayesiano MCMC (*emcee*).
- Evolución temporal autoconsistente del plasma bajo el efecto de procesos radiativos y aceleradores (aceleración estocástica), tanto de primer orden como de segundo.

## A.1. Implementación

En el diagrama de la figura A.1.1 podemos ver el proceso que realiza en código. Se introducen las observaciones multifrecuencia del objeto; analiza la fenomenología a partir de las observaciones; se introducen los modelos teóricos que explican la fenomenología, como el modelo del jet y las componentes del objeto, procesos de radiación y aceleración de las partículas que producen la emisión; con la información recopilada se restringen los parámetros del modelo a ajustar y a través de simulaciones recrea la emisión, arrojando los parámetros que mejor describen las observaciones.



3

**Figura A.1.1:** JetSeT en pocas palabras. Tomada de [https://indico.cern.ch/event/783425/contributions/3329086/attachments/1815758/2967534/Tramacere\\_PyGamm19\\_JetSeT.pdf](https://indico.cern.ch/event/783425/contributions/3329086/attachments/1815758/2967534/Tramacere_PyGamm19_JetSeT.pdf)

### A.1.1. Formato de los datos

Los flujos observados se utilizan como datos de entrada en tablas en formato ascii o en forma de arreglos numpy en general. Deben ingresarse en unidades de  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , junto con sus errores y frecuencia en Hz, asimismo, se puede indicar un rango de tiempo en *Modified Julian Date* (MJD) para seleccionar los datos. Tiene las funciones de crear grupos de datos si es necesario, visualizar la SED en escala lineal o logarítmica y cambiar del sistema de referencia del observador al sistema de referencia en reposo (ver figuras A.1.2, A.1.3). Además permite modificar los parámetros cosmológicos si se desea.

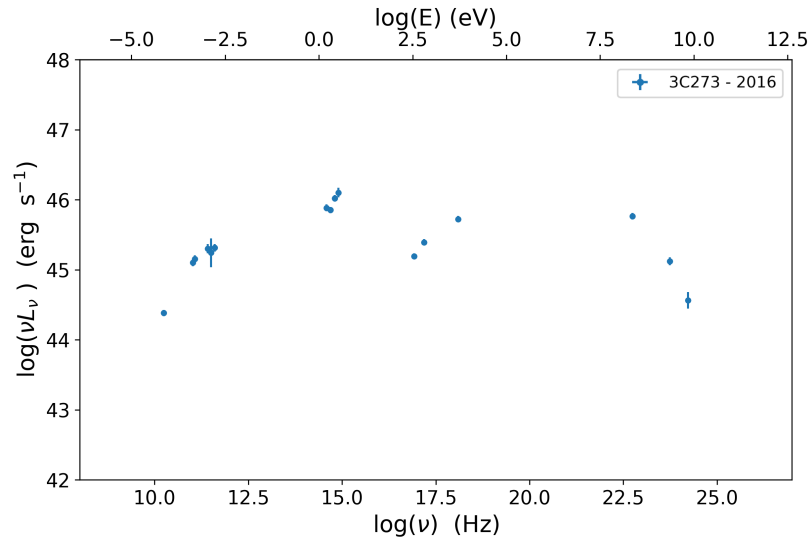


Figura A.1.3: Gráfica de la SED de 3C 273 en el sistema en reposo.

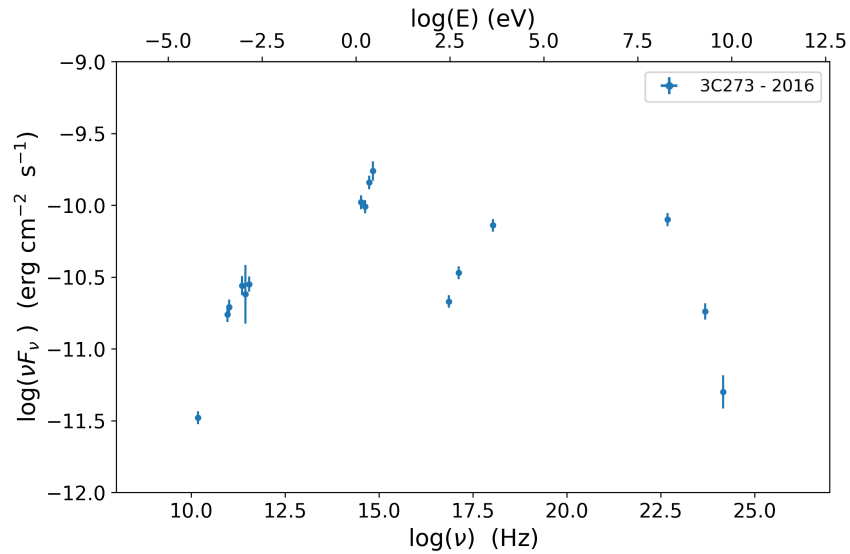


Figura A.1.2: Gráfica de la SED de 3C 273 en el sistema de referencia del observador.

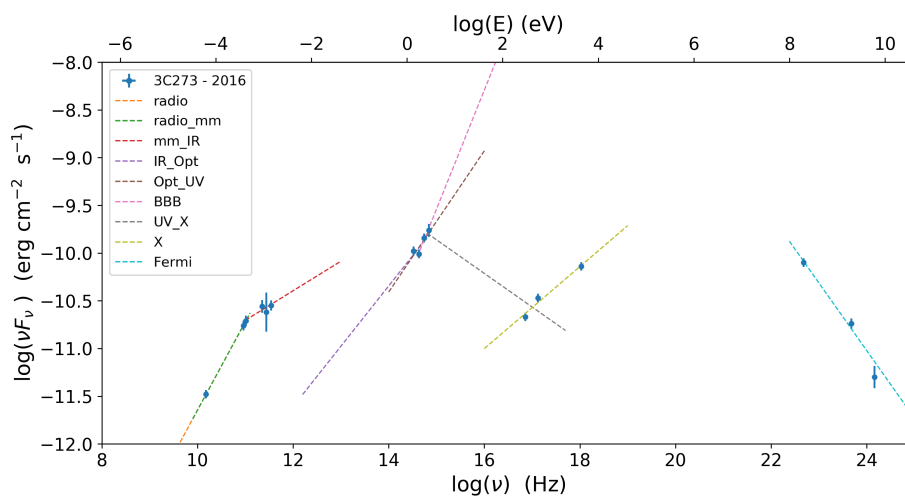
## A.1.2. Modelos

*JetSeT* cuenta con modelos numéricos, analíticos y plantillas definidas que permiten construir el modelo más adecuado para la fuente bajo observación. Se pueden establecer las componentes espectrales, la forma de la distribución de electrones y el tipo función analítica para modelar la forma de la SED, considerando por ejemplo, la contribución del disco de acreción, la BBB o la galaxia anfitriona.

Para establecer los preajustes del modelo, el código realiza una evaluación de los índices espectrales en cada banda de la SED (para el primer pico de emisión: radio, radio-mm, mm-IR, IR-Opt, Opt-UV, componente BBB, y UV-X), como se muestra por ejemplo, en la Figura A.1.4 (para el caso de 3C 273).

Posteriormente, modela la componente sincrotrón, analizando la forma de la SED y ajustando funciones

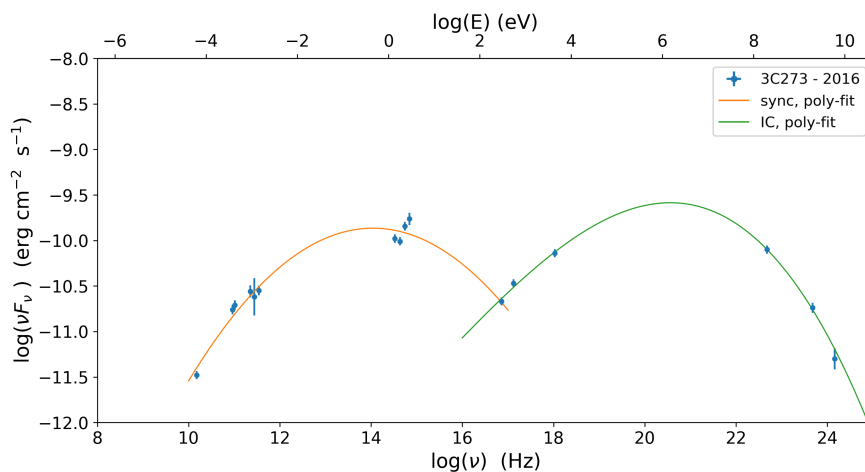




**Figura A.1.4:** Gráfica que muestra el ajuste en las diferentes bandas de energía para calcular los índices espectrales.

analíticas simples en el logaritmo de las variables, como un polinomio de grado 3 (o log-polinomial), o una parábola (log-parábola) que el usuario puede seleccionar. Por otra parte, para la modelar la forma de la componente de IC (ver figura A.1.5) ajusta una función log-polinomial. La curvatura espectral estimada se define como la diferencia entre dos índices espectrales en diferentes intervalos de frecuencia, lo que permite estudiar la evolución de las fuentes sincrotrónicas. Al modelar la forma de la SED, estima los siguientes parámetros:

- La frecuencia pico sincrotrón y Compton inverso de la SED
- El flujo pico sincrotrón y Compton inverso de la SED
- La curvatura en las dos jorobas de la SED
- Dependiendo de la frecuencia pico sincrotrón define la clase del objeto (LSP/ISP/HSP)



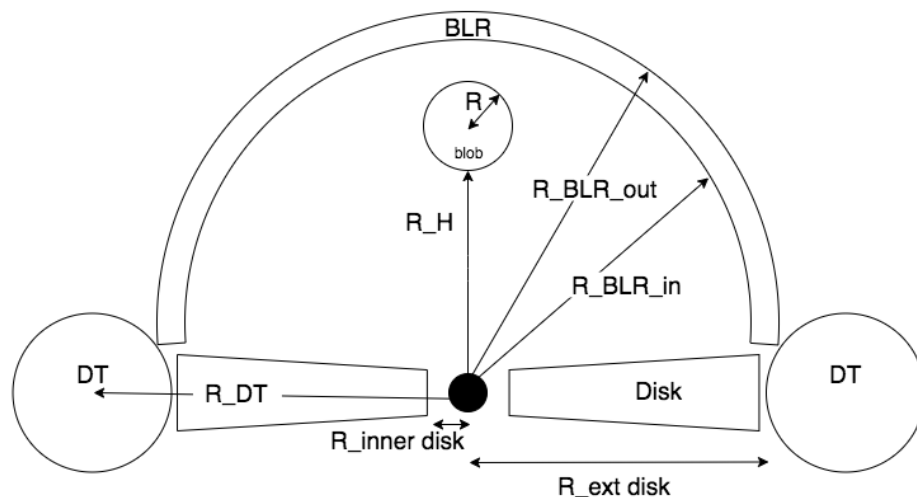
**Figura A.1.5:** Gráfica del ajuste log-parabólico de la componente Sincrotrón, y log-polinomial para la componente de Compton Inverso de la SED de 3C 273.

Una vez que ha analizado la fenomenología de la fuente, se definen los parámetros del modelo que será ajustado numéricamente utilizando los minimizadores *minuit* o mínimos cuadrados. En este momento se establece la forma de la distribución de electrones (en la figura A.1.6 se muestra una lista de las distribuciones preestablecidas, sin embargo, el usuario puede construir distribuciones personalizadas), el factor de Lorentz del objeto, así como un rango esperado de campo magnético en unidades de Gauss y otros parámetros iniciales. Este preajuste considera los índices espectrales y la forma de la SED analizada previamente. A su vez, se define el tipo de modelo a considerar, es decir, se puede ajustar un modelo tipo SSC, modelar únicamente la emisión sincrotrón, o implementar modelos SSC con EC.

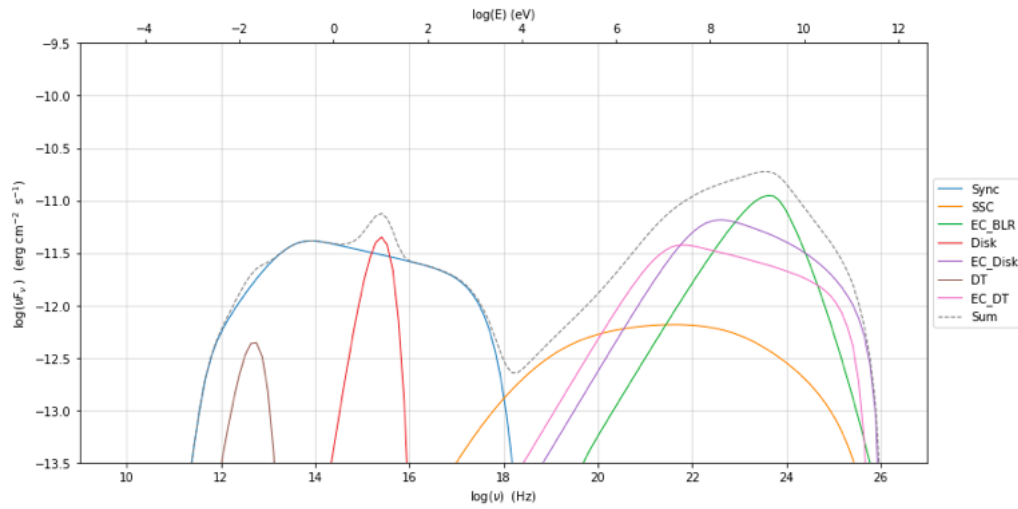
```
lp: log-parabola
pl: powerlaw
lpl: log-parabola with low-energy powerlaw branch
lpel: log-parabola defined by peak energy
plc: powerlaw with cut-off
bkn: broken powerlaw
spitkov: spitkov
lpl_pile_up: log-parabola with low-energy powerlaw branch and pile-up
bkn_pile_up: broken powerlaw and pileup
```

**Figura A.1.6:** Lista de las posibles distribuciones de electrones que se pueden implementar.

Al implementar modelos EC permite hacerlo desde dos enfoques, transformar los campos externos al sistema de referencia del *blob* o transformando la distribución de electrones al sistema en reposo del disco/BH (Dermer 1995, Dermer & Schlickeiser 2002). Las posibles componentes de EC comprenden el toro de polvo (DT), el disco de acreción que puede modelarse como la emisión de uno o múltiples cuerpos negros, la BLR, contribuciones estelares, y el CMB (ver figura A.1.7). En la figura A.1.8 podemos observar un modelo SSC con EC, con la contribución del disco de acreción, el toro de polvo y la BLR.



**Figura A.1.7:** Esquema de los campos externos de fotones que interactúan con la región emisora de un blazar. Se ilustra el agujero negro central, el disco de acreción que se extiende desde un radio interno a uno externo, donde inicia el toro de polvo. Se observa también la BLR y la región emisora de radio  $R$ , que interactúa con los campos externos. Imagen tomada de Tramacere (2019).

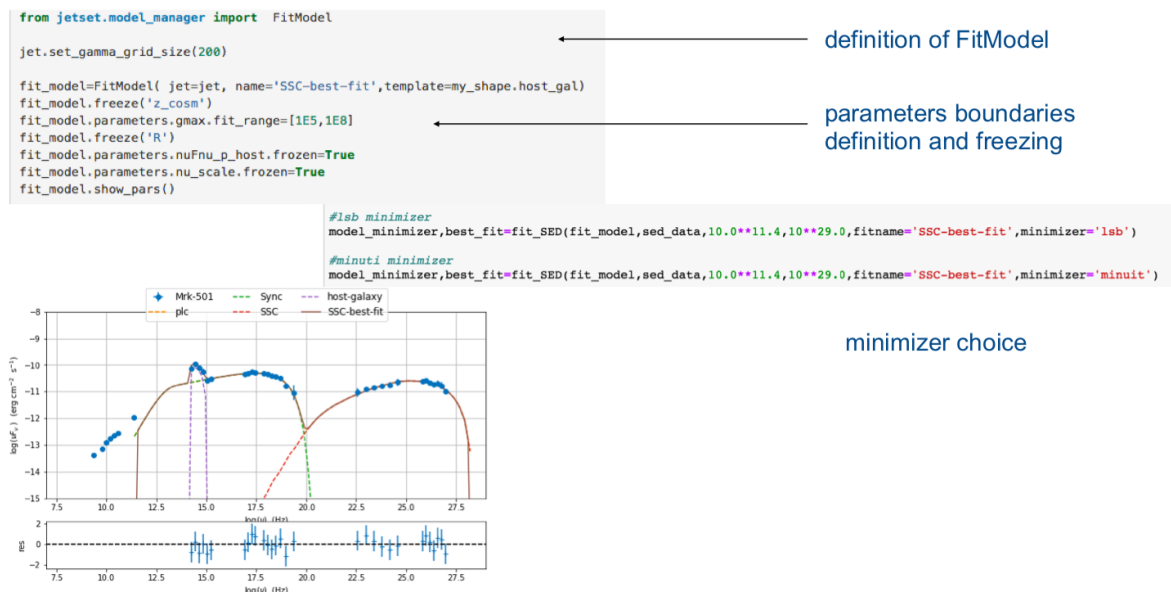


**Figura A.1.8:** Ejemplo de las componentes de un modelo SSC con EC. Imagen tomada de [https://jetset.readthedocs.io/en/latest/user\\_guide/jet\\_model\\_phys\\_EC/Jet\\_example\\_phys\\_EC.html](https://jetset.readthedocs.io/en/latest/user_guide/jet_model_phys_EC/Jet_example_phys_EC.html).

Cuando se ha definido el modelo a ajustar, utilizando la clase 'FitModel' (ver figura A.1.9), se establecen cotas o se fijan los valores para los parámetros del modelo; como la Temperatura del Disco, la luminosidad, energía de los electrones, etc. Posteriormente, se llama al modelo preajustado anteriormente y se establece el rango de ajuste en frecuencias.

Los parámetros óptimos del ajuste se obtienen implementando procesos de minimización como *iminuit* y mínimos cuadrados. Así mismo, esos valores pueden ser reutilizados para implementar un ajuste más fino utilizando simulaciones MCMC.

### JetSeT model fitting: SSC



**Figura A.1.9:** Ajuste de un modelo SSC, utilizando la clase FitModel, en donde se muestran los preajustes de los parámetros y la selección del minimizador. Imagen tomada de [https://indico.cern.ch/event/783425/contributions/3329086/attachments/1815758/2967534/Tramacere\\_PyGamm19\\_JetSeT.pdf](https://indico.cern.ch/event/783425/contributions/3329086/attachments/1815758/2967534/Tramacere_PyGamm19_JetSeT.pdf).

## Apéndice B

# Mapas GTM

En esta sección se encuentran los mapas de flujo de la muestra de blazares presentados en este trabajo. Las fuentes fueron observadas con la Cámara AzTEC durante su periodo de funcionamiento en el Gran Telescopio Milimétrico. Los flujos utilizados para construir la SED son el bin de una noche de observación. Los mapas de cada noche se presentan a continuación. Dentro de cada mapa se indica la amplitud del haz en unidades de  $Jy$ , el FWHM, y el respectivo *Offset* de las gaussianas del ajuste, en segundos de arco.

## B.1. OJ 287

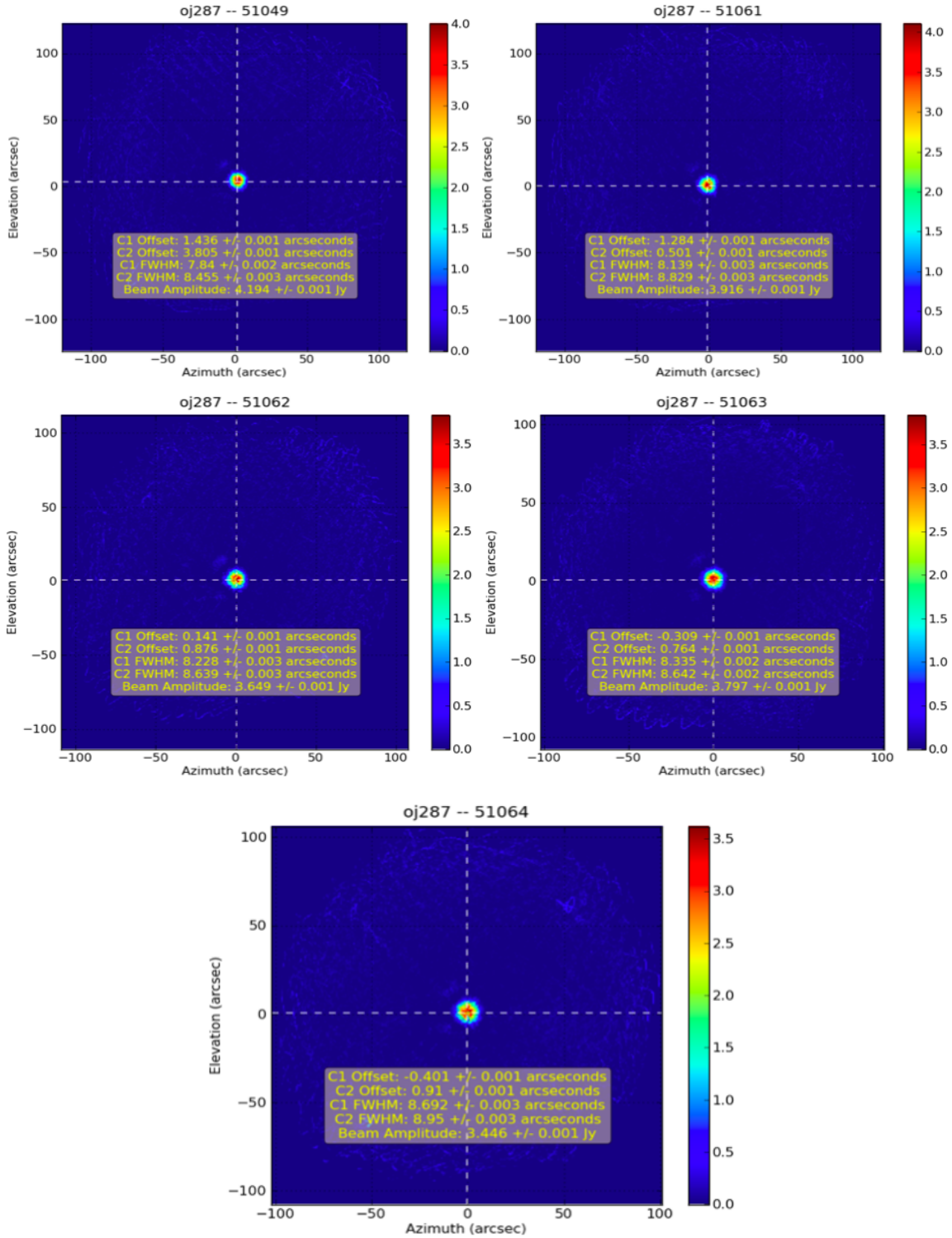


Figura B.1.1: Mapas de flujo de OJ 287, observado con el GTM el 30-Noviembre-2015.

## B.2. 4C+01.28

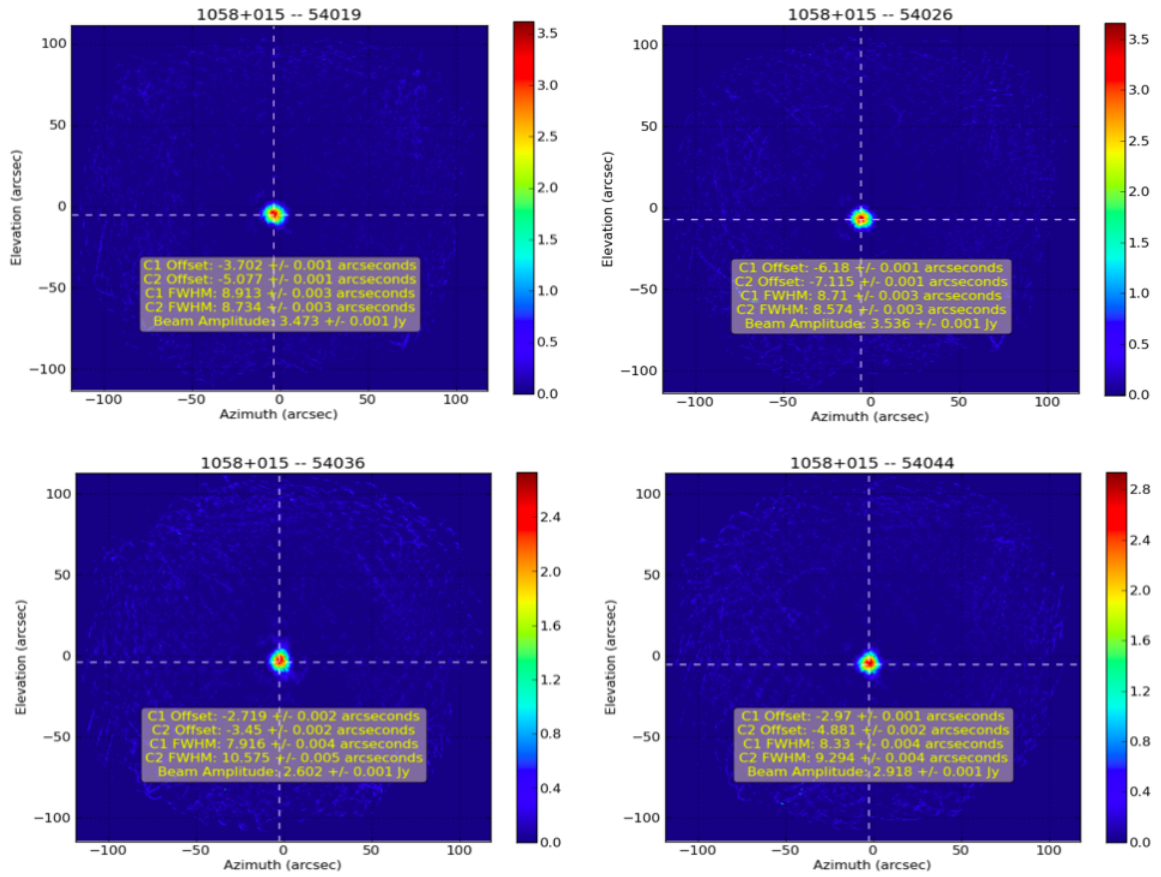


Figura B.2.1: Mapas de flujo de 4C +01.28, observado con el GTM el 24-Enero-2016.

## B.3. 3C 273

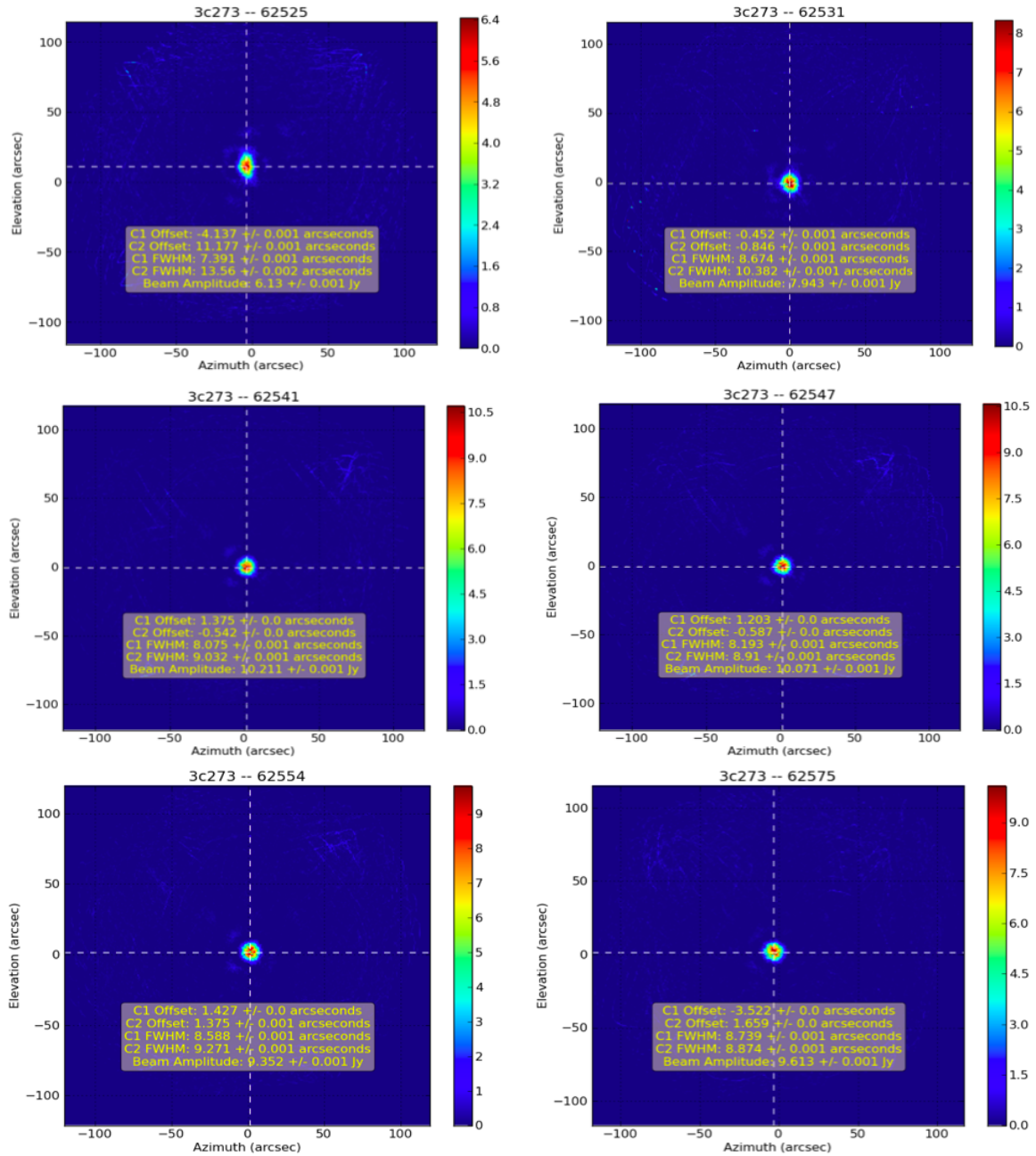


Figura B.3.1: Mapas de flujo de 3C 273, observado con el GTM el 02-Mayo-2016.

## B.4. PKS 1335-127

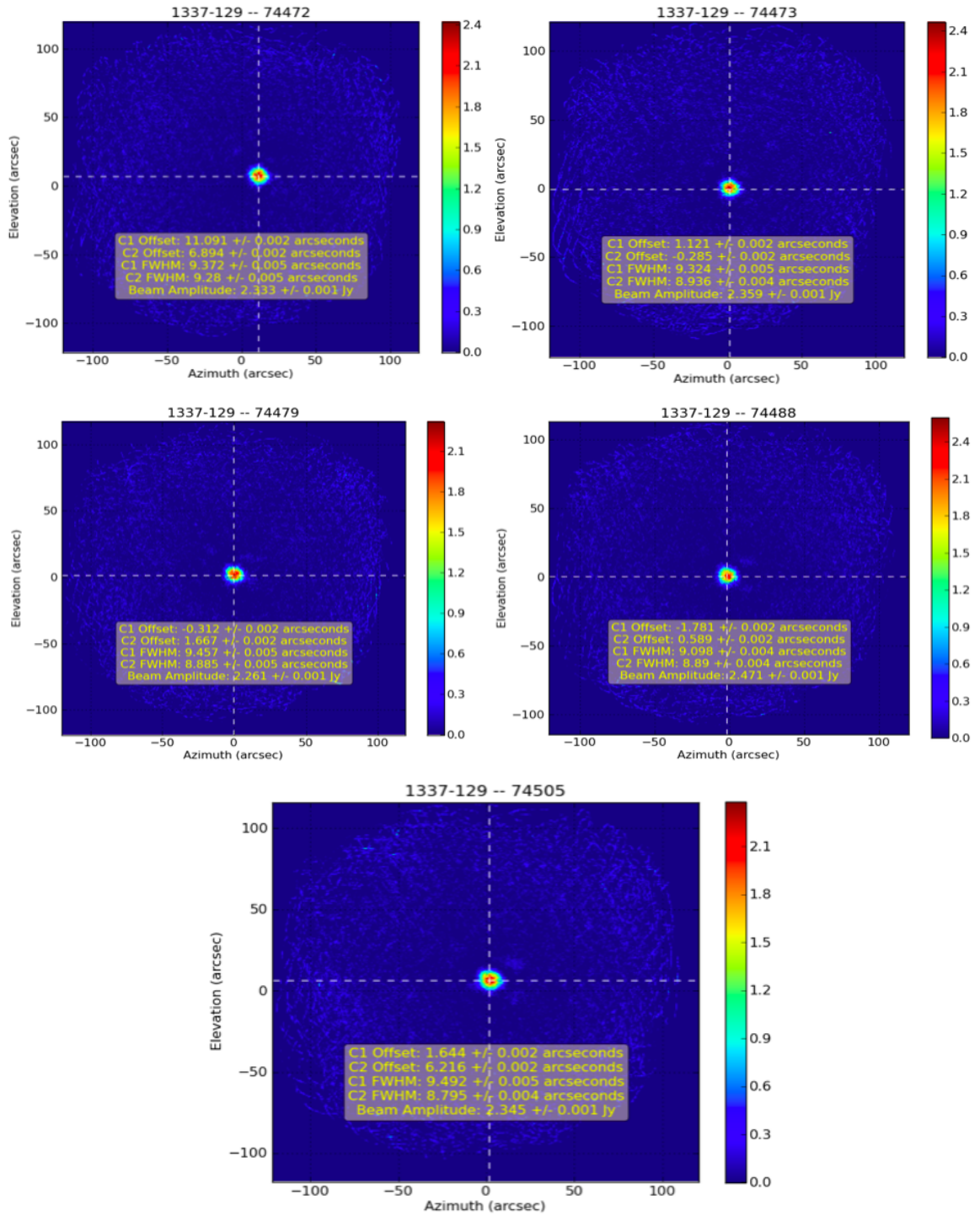


Figura B.4.1: Mapas de flujo de PKS 1335-127, observado con el GTM el 02-Abril-2018.



## B.5. OT 081

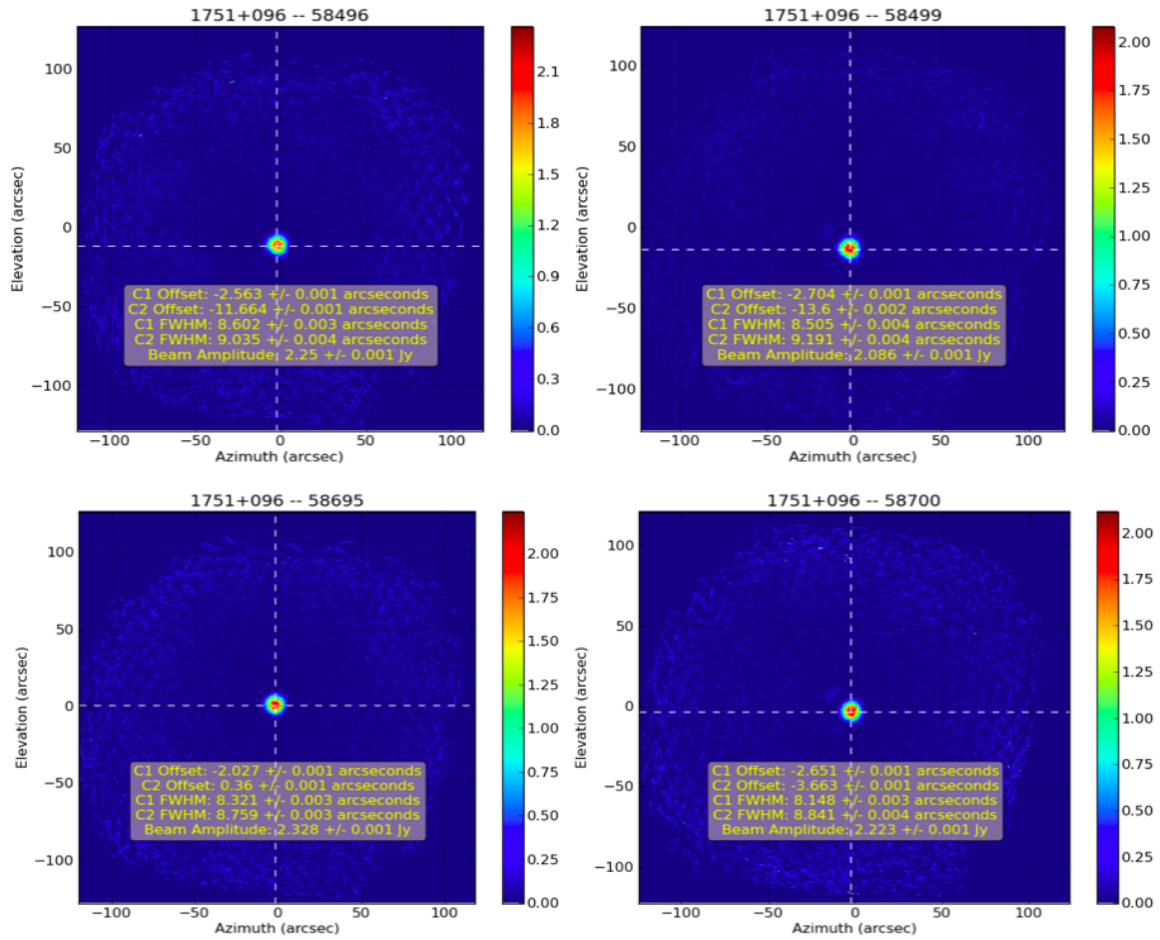


Figura B.5.1: Mapas de flujo de OT 081, observado con el GTM el 15-Marzo-2016.

## B.6. 3C 454.3

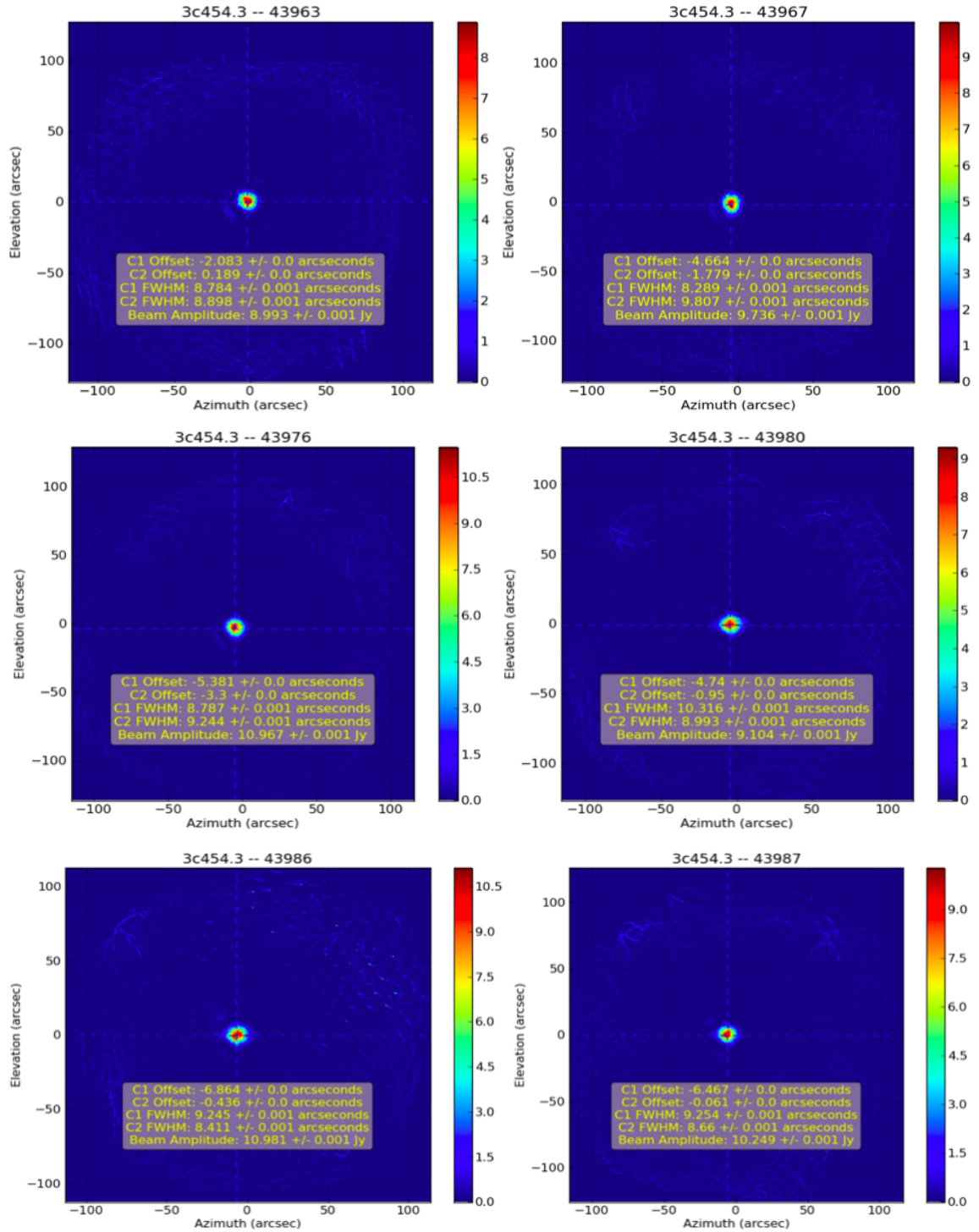


Figura B.6.1: Mapas de flujo de 3C 454.3, observado con el GTM el 08-Junio-2015.

## B.7. PKS 2255-282

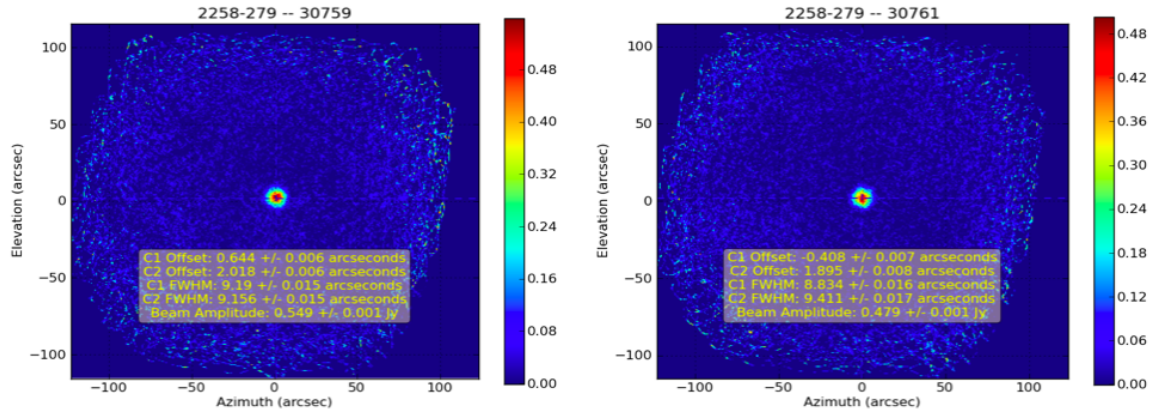


Figura B.7.1: Mapas de flujo de PKS 2255-287, observado con el GTM el 03-Diciembre-2014.