



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

LICENCIATURA EN GEOCIENCIAS
ESCUELA NACIONAL DE ESTUDIOS SUPERIORES,
UNIDAD MORELIA

*“ Investigación de Núcleos Activos de Galaxias
en el UV y Rayos X usando un modelo de
disco de acreción”*

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
LICENCIADO EN GEOCIENCIAS

P R E S E N T A:

Jafet Ismael López Sánchez

DIRECTORES DE TESIS:

Dr. Sinhué Amós Refugio Haro Corzo

Dr. Yair Krongold Herrera

ESCUELA
NACIONAL
DE ESTUDIOS
SUPERIORES

UNIDAD MORELIA

Morelia, Mich.

Mayo, 2021



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.



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
ESCUELA NACIONAL DE ESTUDIOS SUPERIORES, UNIDAD MORELIA

H. CONSEJO TÉCNICO
OFICIO: HCT/163/2021
ASUNTO: Solicitud
de asignación jurado

**Coordinación de Licenciatura
Literatura Intercultural
ENES, Unidad Morelia
P R E S E N T E**

Por medio de la presente me permito informar a usted que en la **sesión ordinaria 03** del **H. Consejo Técnico** la Escuela Nacional de Estudios Superiores (ENES) Unidad Morelia celebrada el día **17 de marzo de 2021**, acordó aprobar la **asignación de jurado** para el examen profesional del alumno (a) **Jafet Ismael López Sánchez** adscrito a la Licenciatura en Geociencias con número de cuenta **416107993**, quien presenta la tesis titulada: "Investigación de Núcleos Activos de Galaxias en el UV y Rayos X usando un modelo de disco de acreción", bajo la dirección como **tutor** del Dr. Sinhué Amos Refugio Haro Corzo y como co-tutor el Dr. Yair Krongold Herrera.

El jurado queda integrado de la siguiente manera:

Presidente: Dr. Luc Joseph Aurele Binette
Vocal: Dra. Adriana Gazol Patiño
Secretario: Dr. Sinhué Amos Haro Refugio Corzo
Suplente 1: Dra. Omaira González Martín
Suplente 2: Dr. Jacopo Fritz

Asimismo, informo a usted y a los honorables miembros del jurado, que el Comité Académico aprobó un plazo de hasta 30 días hábiles para recibir la revisión del manuscrito de tesis, y en su caso, el voto aprobatorio.

Sin más por el momento me despido y aprovecho para enviarle un cordial saludo.

ATENTAMENTE
"POR MI RAZA HABLARÁ EL ESPÍRITU"
Morelia, Michoacán, a 19 de marzo de 2021.
LA SECRETARIA DEL H. CONSEJO TÉCNICO

DRA. YESENIA ARREDONDO LEÓN

C.c.p. Alejandro Rebollos Villagómez, Servicios Escolares, ENES Unidad Morelia.
Alumno
Tutor
Co-Tutor
Archivo: ENESM/HCT, Unidad Morelia.
YAL/rmkrmf

ESCUELA NACIONAL DE ESTUDIOS SUPERIORES, UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO, CAMPUS MORELIA
Antigua Carretera a Pátzcuaro N° 8701, Col. Ex Hacienda de San José de la Huerta
58190, Morelia, Michoacán, México. Tel: (443)689.35.02 y (55)56.23.73.02, Extensión Red UNAM: 80614
www.enesmorelia.unam.mx

Agradecimientos

A la máxima casa de estudios, la Universidad Nacional Autónoma de México, por haberme brindado la oportunidad de una formación profesional, por aceptarme cómo uno más.

A la Escuela Nacional de Estudios Superiores Unidad Morelia, que a lo largo de mi carrera ha sido un segundo hogar.

Al Dr. Sinhué A. R. Haro Corzo por financiar enteramente el proyecto, su apoyo para los congresos de física y astronomía así cómo el tiempo de investigación en la ciudad de México. Definitivamente hizo la diferencia en este trabajo.

A mis asesores y amigos, el Dr. Sinhué A. R. Haro Corzo y el Dr. Yair Krongold por su paciencia y apoyo, por todas las contribuciones a este trabajo.

Al comité sinodal; Dr. Luc Joseph Aurele Binette, Dra. Adriana Gazol Patiño, Dra. Omaira Gonzales Martpin y al Dr. Jacopo Fritz. Gracias por las clases, los consejos, por sus contribuciones y por sus sugerencias para la mejora y el enriquecimiento de este trabajo.

En general, a todas las instituciones, organismos, archivos y bibliotecas que contribuyeron para alcanzar los objetivos trazados en esta tesis.

Dedicatoria

Definitivamente a mis padres **Ismael** y **Margarita**, con quienes estoy eternamente agradecido y en deuda, jamás podré pagarles la mitad de todo lo que me han dado. Por eso sólo me queda agradecer en este modesto escrito, que es más fruto de su trabajo que de nadie más. Les agradezco cada gota de su esfuerzo, su paciencia, su fe, por darme la oportunidad de dedicarme a la ciencia. Gracias por conducir desde las cinco de la mañana hasta las diez de la noche, gracias por los desvelos haciendo cuentas en la obscuridad, por las estrellas y luceros en un frío tejado, por la velocidad de la luz en un viejo camión, por toda mi vida gracias.

A mis hermanas **Magali** y **Yael**, gracias por ser parteaguas, por recorrer los caminos difíciles y señalar el correcto, por la música, por las lecciones más duras, por apoyarme y aconsejarme cuando no sabía a quién recurrir.

A **Marco**, **Moisés** y **Salvador** por su amistad en la tierra y en las estrellas, por cada debate y cada risa. Gracias por enseñarme que detrás de cada rival hay una persona que admiro, detrás de cada roca hay una historia y detrás de cada broma hay una idea. Que la humildad de la Tierra y la nobleza de las estrellas este con ustedes.

A **Sinhué** por su amistad, por nunca dejar que la pasión por la astronomía y la ciencia quedé de lado, por escuchar cuando nadie más lo hacía, por empujarme a cumplir mis metas, por su preocupación, por siempre ir un poco más allá de lo que cualquiera esperaba, por su incansable lucha día a día por hacernos mejores científicos y personas. Gracias por ayudar a todo el que podía, gracias por mostrar la humildad y el carácter de la grandeza.

Si bien hay escritos varios nombres aquí, muchos más hay omitidos. Gracias a todos los que han tocado mi vida de alguna manera, espero poder devolverles un poco de lo que me han dado. Finalmente, gracias ti, que estas leyendo esto.

Resumen

Contexto: los AGN emiten, en todo el espectro electromagnético, cientos de veces más energía que la generada por nuestra galaxia, la Vía Láctea. Se cree que la máquina central de los AGNs es un agujero negro súper masivo (del orden de $10^{8-9}M_{\odot}$) alimentado por un disco de acreción. Alrededor del disco existen más componentes cada una de estas componentes explica diferentes propiedades observacionales de los AGNs. El “Modelo Unificado” reproduce las características generales de la diversidad de AGNs observados. El espectro ultravioleta de varios AGNs presenta un cambio de pendiente en la región del Ultravioleta (UV) (Telfer et al., 2002; Zheng et al., 1997) que, por un lado, no puede ser explicado con modelos de discos de acreción debido a su exceso de fotones ionizantes y por otro lado, el mejor ajuste al espectro observado tiene un déficit de fotones ionizantes, los cuales son necesarios para explicar las líneas espectrales de alta ionización de la región de líneas anchas.

Objetivos: el objetivo de esta tesis es analizar una muestra de tres Quásares para probar cuatro distintos modelos que reproduzcan el espectro UV (obtenidas por el telescopio espacial *Hubble*) y el de los Rayos X (obtenidas con el telescopio espacial *Chandra*). También se investiga la comparación de los cuatro modelos para investigar: 1) si reproducen el cambio de pendiente. 2) Cual es la SED que produce más fotones ionizantes en EUV. 3) La viabilidad de su conexión en los Rayos X.

Hipótesis: comprobar la viabilidad de la SED que propone Lawrence (2012) para describir los espectros de los 3 Quásares con corrimiento al rojo $z < 0.6$.

Método: se han utilizado 2 modelos teóricos y 2 modelos fenomenológicos. Por un lado los modelos teóricos son: Modelo de disco de acreción Comptonizado y un modelo de disco de acreción estándar (Shakura and Sunyaev, 1973) emitiendo un continuo de cuerpo negro a una temperatura de $T = 10^5$ K, con una componente extra de nubes reflectantes a $30R_G$ de la fuente (Lawrence, 2012). Por otro lado, los modelos fenomenológicos son: una ley de potencias quebrada y un polinomio de bajo grado. Los datos en los Rayos X fueron ajustados con un modelo simple de ley de potencia y una componente de absorción fotoeléctrica. Ambos espectros, UV y Rayos X, fueron usados para construir la SED de cada Quásar de la muestra final.

Conclusiones:

- **Ley de potencia:** las SEDs construidas con este modelo muestran problemas al reproducir el cambio de pendiente cercano a 1100 Å. Aunque los índices de las leyes de potencia concuerdan con los reportados en Zheng et al. (1997), en este trabajo se encontró que no es posible generalizar el método de leyes de potencia para construir la SED universal. Esto debido a que como se observa en las SEDs construidas, una ley de potencia en el FUV ajustada a los datos, predice un flujo en los Rayos X mayor al flujo observado por *Chandra*.
- **Modelo polinomial:** el modelo es capaz de reproducir adecuadamente en continuo en el UV. También puede reproducir adecuadamente el cambio de pendiente en el UV situándolo alrededor de 1100 Å. Sin embargo en este trabajo se concluye que no es posible generalizar el uso de un polinomio para modelar la SED en el dominio de extrapolación de la SED (EUV-Rayos X), debido a que su comportamiento en la extrapolación es errático teniendo resultados distintos para cada fuente. Por lo anterior se concluye que el modelado de la SED como un polinomio no es una extrapolación confiable del continuo, el uso de este modelo es confiable solo en el intervalo de interpolación y debe ser usado (al igual que en este trabajo) solo como una herramienta para ver tendencias generales de los datos en el intervalo de interpolación así como comparar con otros modelos para verificar el grado de ajuste a los datos.
- **Modelo de un disco de acreción Comptonizado:** con este modelo es posible observar (cualitativamente) una gran cantidad de fotones ionizantes en el EUV para reproducir las líneas de alta ionización. En este trabajo se encontró que la extrapolación de este modelo hacia al EUV-Rayos X es congruente con lo datos observados por *Chandra*, esto es para todas las fuentes de la muestra final. Se encontró que el flujo predicho en los Rayos X no contradice las observaciones. Sin embargo estas SEDs muestran problemas al reproducir el cambio de pendiente en el NUV-FUV ya que no reproducen el cambio cercano a 1100 Å, esto es debido a que en el intervalo del NUV estas SEDs no son capaces de reproducir adecuadamente los datos. Para que este modelo pueda reproducir el espectro observado es necesario considerar una componente extra de polvo que es opaco al continuo en el NUV y dependiendo de las condiciones del polvo,

como se hace en Haro-Corzo et al. (2006), pero que no fue considerado en este trabajo.

- **Modelo de disco de acreción estándar con NR** : este modelo tiene cualitativamente una cantidad de fotones ionizantes que dependen de la contribución de la NR, es decir, mientras mayor sea la contribución de las NR respecto a la del disco, mayor será la cantidad de fotones ionizantes con los que contará la SED. Para la muestra final se observa que al menos en el intervalo de frecuencias donde tiene lugar el segundo pico de la SED, la extrapolación del modelo en EUV predice una mayor cantidad de fotones ionizantes, que el modelo de leyes de potencia y el de disco Comptonizado. También se observa que después de este segundo pico el modelo se empina y cae rápidamente en el EUV-Rayos X.
- En este trabajo se observó que hay una correlación cualitativa entre la intensidad de las líneas de emisión y la contribución de las NR, las fuentes con líneas de emisión menos intensas muestran la menor contribución de las NR, mientras que las fuentes con líneas de emisión más intensas tienen la más alta contribución de NR.
- El modelo de Lawrence (2012) funcionó bien para describir el espectro UV de los 3 Quásares de la muestra final, debido a que este modelo presenta una menor covarianza (σ) respecto a los otros modelos.
- El modelo de Lawrence (2012) reproduce el quiebre característico alrededor de 1100 Å para la muestra final.
- En este trabajo se concluye que el modelo de Lawrence (2012) presenta claras ventajas sobre los otros 3 modelos probados en este trabajo para resolver el problema de la temperatura y la ionización. Al contrastar con la muestra final presenta resultados cualitativos que se ajustan de manera adecuada a los datos. Sin embargo el modelo NR presenta limitaciones dadas las consideraciones hechas para el modelo de la dinámica del disco y la capacidad de reproducir las líneas de alta ionización depende fuertemente de la contribución de las NR.

Abstract

Context: The AGNs emit, across all the electromagnetic spectrum, hundreds of times more energy than that generated by our Milky Way galaxy. The central engine of AGNs is believed to be a supermassive black hole (on the order of $10^{8-9}M_{\odot}$) fed by an accretion disk. Surrounding the disk are more components, each of these components explaining different observational properties of the AGNs. The “Unified Model” reproduces the general characteristics of the diversity of observed AGNs. The ultraviolet spectrum of several AGNs presents a slope change in the Ultraviolet (UV) (Telfer et al., 2002; Zheng et al., 1997) region that, on one hand, cannot be explained with accretion disk models due to their excess of ionizing photons and on the other hand, the best fit to the observed spectrum has a deficit of ionizing photons, which are necessary to explain the high ionization spectral lines of the broad line region.

Aims The aim of this thesis is to analyze a sample of three Quasars to test four different models that reproduce the UV spectrum (obtained by the Hubble space telescope) and the X-ray spectrum (obtained with the Chandra space telescope). In this work four models are compared to investigate: 1) if they reproduce the slope change. 2) Which is the SED that produces more ionizing photons in EUV. 3) The plausibility of their connection in the X-rays.

Hypothesis: To test the plausibility of the SED proposed by Lawrence (2012) to describe the spectra of 3 Quasars with redshift $z < 0.6$.

Method: 2 theoretical models and 2 phenomenological models have been used. On one hand the theoretical models are: Comptonized accretion disk model and a standard accretion disk model (Shakura and Sunyaev, 1973) emitting blackbody continuum at a temperature of $T = 10^5$ K, with an extra component of Reflective Clouds (RC) at $30R_G$ from the source (Lawrence, 2012). On the other hand, the phenomenological models are: a broken power law and a low-degree polynomial. The data in the X-rays were fitted with a simple power-law model and a photoelectric absorption component. Both UV and X-ray spectra were used to construct the SED of each quasar in the final sample.

Conclusions:

- **Power law:** the SEDs built with this model show problems in reproducing the slope change near 1100 \AA . Although the power law indices agree with those reported in Zheng et al. (1997), in this work it was found that it is not possible to generalize the power law method to construct the universal SED. This is because as observed in the constructed SEDs, a power law in the FUV fitted to the data predicts a flux in the X-rays larger than the flux observed by *Chandra*.
- **Polynomial model:** the model is able to adequately reproduce continuum in the UV. It is also able to adequately reproduce the change of slope in the UV by placing it around 1100 \AA . However in this work it is concluded that it is not possible to generalize the use of a polynomial to model the SED in the extrapolation domain of the SED (EUV-X-rays), because its behavior in the extrapolation is erratic having different results for each source. Therefore, it is concluded that the modeling of the SED as a polynomial is not a reliable extrapolation of the continuum, the use of this model is reliable only in the interpolation interval and should be used (as in this work) only as a tool to see general trends of the data in the interpolation interval as well as to compare with other models to verify the degree of fit to the data.
- **Model of a Comptonized accretion disk:** with this model it is possible to observe (qualitatively) a large number of ionizing photons in the EUV to reproduce the high ionization lines. In this work it was found that the extrapolation of this model to the EUV X-rays is congruent with the data observed by *Chandra*, that is for all sources in the final sample. It was found that the predicted flux in the X-ray does not contradict the observations. However these SEDs show problems in reproducing the slope change in the NUV-FUV as they do not reproduce the change near 1100 \AA , this is because in the NUV interval these SEDs are not able to adequately reproduce the data. In order for this model to reproduce the observed spectrum it is necessary to consider an extra dust component that is opaque to the continuum in the NUV and depending on the dust conditions, as is done in Haro-Corzo et al. (2006), but that was not considered in this work.

- **Standard accretion disk model with RC** : this model has qualitatively a amount of ionizing photons that depend on the contribution of the RC, the larger the contribution of the RC with respect to that of the disk, the larger the amount of ionizing photons that the SED will have. For the final sample it is observed that at least in the frequency interval where the second peak of the SED occurs, the extrapolation of the EUV model predicts a greater amount of ionizing photons than the power law model and the Comptonized disk model. It is also observed that after this second peak the model steepens and drops rapidly in the EUV-Rays X.
- In this work it was observed that there is a qualitative correlation between the intensity of the emission lines and the RC contribution, sources with less intense emission lines show the lowest RC contribution, while sources with more intense emission lines have the highest RC contribution.
- The model of Lawrence (2012) worked well to describe the UV spectra of the 3 Quasars in the final sample, because this model has a lower covariance (*sigma*) with respect to the other models.
- The model of Lawrence (2012) reproduces the characteristic break around 1100 Å for the final sample.
- In this work it is concluded that the Lawrence (2012) model presents clear advantages over the other 3 models tested in this work to solve the temperature and ionization problem. When contrasted with the final sample it presents qualitative results that fit the data adequately. However the RC model presents limitations given the considerations made for the disk dynamics model and the ability to reproduce the high ionization lines is strongly dependent on the RC contribution.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Las Galaxias	2
1.1.1. El descubrimiento de Seyfert	4
1.1.2. Radio-galaxias	6
1.2. El descubrimiento de los Quásares	7
1.2.1. Radio fuentes Quasi estelares	7
1.2.2. Espectro continuo	11
1.2.3. Líneas espectrales de emisión y absorción	14
1.2.4. Espectro de líneas de absorción	18
1.3. Núcleos activos de galaxias y el modelo unificado	20
1.3.1. Núcleos activos de galaxias	20
1.3.2. La fuente de energía	23
1.3.3. Agujeros negros súper masivos	26
1.3.4. Disco de acreción	31
1.3.5. Modelo Unificado de los AGNs	32
1.3.6. Organización de la tesis	35
2. Marco teórico de los AGNs	37
2.1. La luz y los procesos físicos	38
2.1.1. La luz y el espectro Electromagnético	38
2.1.2. Radiación térmica	42
2.1.3. Radiación no térmica	44
2.2. Deducción de la distancia Comóvil y Luminosa	48
2.3. Deducción de la radiación de cuerpo negro	55
3. Modelos para la SED	66
3.1. Problemas con la SED	67
3.1.1. SED en el Óptico, UV y Rayos X	68
3.1.2. El problema de la temperatura	73
3.1.3. El problema de la ionización	76

3.1.4.	El problema de la escala de tiempo	76
3.1.5.	El problema de coordinación	78
3.1.6.	El problema del tamaño	79
3.2.	Los modelos utilizados en este trabajo para representar el continuo UV de cada AGN	79
3.2.1.	Modelo de un disco comptonizado por medio de dos leyes de potencia y la función C_{roll}	80
3.2.2.	El índice alpha OX	82
3.2.3.	Modelo de un disco de acreción modificado por Nubes Reflejtantes (Nubes Reflejantes (NR))	83
4.	La muestra de los AGNs y el procesamiento de sus espectros	92
4.1.	Datos UV	93
4.1.1.	Correcciones al espectro UV	96
4.2.	Modelos del continuo ionizante para el espectro UV	97
4.2.1.	Modelo con ley de potencia	99
4.2.2.	Modelo con un polinomio	100
4.2.3.	Modelo de disco Comptonizado C_{roll}	101
4.2.4.	Modelo de NR	102
4.3.	Datos en la región espectral de los Rayos X	105
4.4.	Construcción de la SED	110
5.	Resultados y discusión	111
5.1.	Resultados para 3C 334	115
5.2.	Resultados para PKS 1136-13	118
5.3.	Resultados para PKS 0405-123	121
6.	Conclusiones	126
A.		133
A.1.	Espacios espectrales de la SED	133
A.2.	Deducción de la dispersión Compton	135
A.3.	Compton Inverso	137
A.4.	Deducción clásica del radio gravitacional	138

A.5. Cálculo clásico de la masa (M) de un agujero negro	142
B.	144
B.1. Constantes fundamentales	144
Bibliografía	151

Índice de figuras

1.1. La Vía Láctea	2
1.2. Diversidad de Galaxias	5
1.3. Radio mapa de Cygnus A	7
1.4. Esquema del retardo de los fotones monocromáticos para estimar el tamaño de una región	10
1.5. Imagen óptica de Virgo A	12
1.6. Distribución del flujo de fotones del continuo	14
1.7. Ancho Doppler	16
1.8. Espectros ópticos típicos de distintos tipos de fuentes	18
1.9. AGNs en galaxias Seyfert	21
1.10. Imagen óptica del QSO 3C 273	22
1.11. Imagen de la sombra del agujero negro en el centro de M87 obtenida por el EHT	25
1.12. Estructura de agujero negro que gira sobre su propio eje	30
1.13. Disco de acreción en los AGNs	33
1.14. Estructura del modelo unificado de los AGNs	34
2.1. Espectro electromagnético	40
2.2. Espectro del sol comparado con radiación de cuerpo negro	41
2.3. Diversidad de Galaxias	42
2.4. Átomos no excitados	43
2.5. Esquema de foto-ionización y recombinación	44
2.6. Modelo de Schrodinger para el átomo de Hidrógeno	45
2.7. Radiación sincrotrón	46
2.8. Espectro UV promedio (línea continua) de 148 QSO	47
2.9. Diagrama de la serie de Balmer y Lyman	48
2.10. Comparación de las distancias cosmológicas.	55
2.11. Gráfica cuerpo negro	56
2.12. Esquema de una cavidad cúbica con radiación electromagnética	57

2.14. Comparación de la SED compuesta observada y los diversos modelos teóricos y empíricos.	64
3.1. Representación esquemática de la SED de distintos AGNs	69
3.2. Composición de espectros observados de AGNs desde el óptico hasta los Rayos X	71
3.3. Perfil de la línea de $FeK\alpha$	73
3.4. SED de 3C~273 y comparación entre simples curvas teóricas	75
3.5. Espectro UV compuesto de Zheng et al. 1997.	81
3.6. Espectro de una nube reflejante y el continuo incidente	85
3.7. Luminosidad de una NR según su N_H	86
3.8. Modelo de nubes reflectantes más un disco externo	88
4.1. Imagen del telescopio espacial <i>Hubble</i> y sus componentes.	93
4.2. Función de transmisión Zheng 1997	96
4.3. Gráficas del los espectros de la muestra final con los modelos teóricos y fenomenológicos.	99
4.4. SED intrínseca y absorbida por polvo de nanodiamantes.	102
4.5. Imagen del telescopio espacial <i>Chandra</i> y sus componentes.	105
4.6. Arreglo de espejos parabólicos e hiperbólicos de <i>Chandra</i>	106
4.7. Tratamiento de los datos en Rayos~X	107
4.8. Ajuste en los Rayos X	109
5.1. Gráfica de la desviación de los modelos con respecto a los datos en el UV de 3C334	116
5.2. SED de 3C~334	118
5.3. Gráfica de la desviación de los modelos con respecto a los datos en el UV de PKS~1136-13	119
5.4. Esquema de la SED, de PKS~1136	121
5.5. Gráfica de la desviación de los modelos con respecto a los datos en el UV de PKS~0405-123	122
5.6. Esquema de la SED de PKS~0405-123	125
A.1. Espectro del AGN 3C~334 en distintos espacios ν vs F_λ , ν vs F_ν , ν vs νF_ν	134

A.2. Esquema del efecto Compton	135
A.3. Diagrama de fuerzas de una partícula puntual de masa m sometida al campo gravitacional generado por un cuerpo de radio R y masa M .	138
A.4. Diagrama de velocidades de una partícula puntual de masa m que se encuentra en una órbita circular de radio r alrededor de un cuerpo puntual de masa M	139

Índice de tablas

1.1. Tabla de las componentes del modelo Estándar	35
4.1. Los 12 quásares pertenecientes a la muestra inicial en el UV	94
5.1. Índices espectrales en UV de la muestra final.	112
5.2. Parámetros de los modelos en los Rayos \tilde{X} e índices α_{OX} de la muestra final.	112
5.3. Parámetros de los modelos en UV de cada fuente.	124
B.1. Tabla de constantes fundamentales	144

Siglas

- ACIS-S** Advanced CCD Imaging Spectrometer. 105
- AGN** Active Galactive Nuclei , por sus siglas en inglés,. 20, 21, 23–25, 31, 32, 42, 45, 46, 55, 56, 70, 71, 73, 76, 83, 89, 118, 121, 125, 126, 138, 141, 143
- AN** Agujero Negro. 26, 29, 30
- ANSM** Agujero Negro Súper Masivo. 25, 31, 33, 35, 74
- BBB** Big Blue Bump. 63, 70, 71, 73, 76, 80, 84, 126, 131
- BLR** Broad Line Region. 15, 32, 35, 76, 84
- CCD** Couple Charged Device. 105
- EHT** Event Horizon Telescope. 25
- EUV** Extremo Ultra Violeta. 69, 76, 81, 84, 87, 97, 101, 103, 118, 119, 121, 122, 131
- FED** Frontera Externa del Disco. 31, 35, 84
- FID** Frontera Interna del Disco. 31, 35, 84
- FOS** Faint Object Spectrograph. 93
- FUV** Lejano Ultravioleta o Far UltraViolet. 69, 70, 74, 76, 81, 96, 98, 100, 114, 131
- FWHM** Full Width at Half Maximum o Anchura Total a la Altura Media. 87, 88, 143
- HE** Horizonte de Eventos. 29, 35, 141
- IR** Infrarrojo. 6, 68
- ly** light year. 4, 6, 9, 35

- Ly α** Lyman alfa. 19, 41, 46, 87, 96, 99
- Ly β** Lyman beta. 41, 46, 87, 99
- NED** NASA Extragalactic Database. 94
- NLR** Narrow Line Region. 16, 32, 35
- NR** Nubes Reflejantes. 35, 66, 83, 84, 130
- NUV** Cercano Ultravioleta o Near UltraViolet. 68, 73, 76, 100, 103, 114
- PL** Ley de potencia, del inglés power law. 98, 100, 108, 114, 120, 124
- QSO** Quasi Stellar Objects. 7–12, 14, 15, 17, 18, 20–23, 47, 54
- RLQ** Radio Loud Quasar. 9, 68, 69, 72, 107
- ROG** Región Ópticamente Gruesa. 31, 35, 74
- RQQ** Radio Quiet Quasar. 9, 68, 69
- SED** Spectral Energy Distribution. 13, 66, 67, 69–71, 73–76, 80, 88, 100, 110, 121, 125
- Ton 34** del catálogo de Tonanzintla el objeto con número 34. 97
- TRE** Teoría de la Relatividad Especial. 26, 27
- TRG** Teoría de la Relatividad General. 26–28
- UA** Unidad astronómica. 23, 35
- UV** Ultra Violeta. 6, 13, 14, 32, 46, 56, 57, 68, 71, 72, 83, 94, 96, 110, 126

CAPÍTULO 1

Introducción

“Para que la ciencia crezca, sin olvidar al hombre, que es, en última instancia, su fin. Y, en consecuencia, su propósito principal es poner el pensamiento científico en manos de nuestros jóvenes, quienes al llegar su turno, crearán una ciencia que, sin desdeñar a ninguna otra, lleve la importancia de nuestros pueblos.”

- Débora Dultzin

Contenido

1.1. Las Galaxias	2
1.1.1. El descubrimiento de Seyfert	4
1.1.2. Radio-galaxias	6
1.2. El descubrimiento de los Quásares	7
1.2.1. Radio fuentes Quasi estelares	7
1.2.2. Espectro continuo	11
1.2.3. Líneas espectrales de emisión y absorción	14
1.2.4. Espectro de líneas de absorción	18
1.3. Núcleos activos de galaxias y el modelo unificado	20
1.3.1. Núcleos activos de galaxias	20
1.3.2. La fuente de energía	23
1.3.3. Agujeros negros súper masivos	26
1.3.4. Disco de acreción	31
1.3.5. Modelo Unificado de los AGNs	32
1.3.6. Organización de la tesis	35

1.1. Las Galaxias

En los últimos días de verano y primeros días de otoño, es posible observar, si la noche es lo suficiente oscura, una hermosa franja plateada en el cielo (ver Figura 1.1), la parte más luminosa de esta franja corre desde la constelación del Cisne hasta la constelación de Sagitario, esta franja marca el plano central de nuestra galaxia; La Vía Láctea la cual esta formada por cien mil millones de estrellas, siendo una de ellas nuestro Sol. Hablando un poco de la historia la Vía Láctea, en el principio sólo se veía nuestra famosa franja blanca, llena de estrellas en su centro, en la antigüedad se tenían distintas interpretaciones para lo que hoy conocemos como nuestra galaxia.



Figura 1.1: La franja plateada del cielo. Nuestra Vía Láctea bautizada así por los Romanos. Compuesta por cien mil millones de estrellas aproximadamente, gas y polvo. Referencia: <https://apod.nasa.gov>.

Los Incas creían que era polvo dorado de estrellas, para los egipcios, se trataba de trigo desparramado por la diosa Isis, los Teutones que era el camino al Valhalla. Ahora y en virtud de como la Vía Láctea siempre maravilló a la humanidad gozamos de una definición bastante diferente pero igual de fascinante. La definición actual de galaxia: Es un conjunto de millones de estrellas, gas y polvo unidos entre sí, por el campo gravitacional. Con el aumento del uso de los telescopios en el siglo *XIX*

y después de un exhaustivo estudio de la Vía Láctea se demostró que el Sol no estaba en el centro de la galaxia. Shapley (1928) basándose en las observaciones de los cúmulos globulares, los cuales forman una especie de halo alrededor del centro galáctico (Sagitario A*), calculó el centro de esta distribución de cúmulos y encontró que el centro está de hecho, a varios años luz del Sol. Calculó una distancia para la envergadura de la Vía Láctea, la cual en un principio tuvo un resultado demasiado grande; alrededor de ciento cincuenta mil años luz (Shapley, 1928), por no considerarse la absorción interestelar de la luz de las estrellas lejanas -causado por el polvo interestelar-. Este cálculo dio como resultado que la Vía Láctea contenía nebulosas espirales. Lo cual implicó (hasta donde se sabía), que la mayor parte de los objetos en el Universo estaban contenidos en la Vía Láctea y por consiguiente sólo había una galaxia en el Universo y esta lo contenía todo.

No se refinó esta idea hasta que Edwin Hubble en los años 1923 demostró la existencia de estrellas variables en nebulosas espirales, cuya variación de brillo era igual al de las estrellas que se sabía a ciencia cierta eran parte de nuestra galaxia. En particular los periodos de tiempo en los que varía el brillo son proporcionales a la luminosidad o brillo intrínseco de estas estrellas. Ahora estas estrellas son conocidas como Cefeidas, cuyas variabilidades fueron un punto clave para demostrar la expansión del Universo. Volveremos sobre este punto más adelante.

Con el descubrimiento anterior fue posible calcular de manera más precisa la envergadura de la Vía Láctea $\simeq 10^5 ly$ (Carroll and Ostlie, 1996) (ver Tabla B.1 para el valor de un ly) y la distancia a la que se encontraban las nebulosas espirales. De esta manera se pudo confirmar que las nebulosas espirales en realidad son objetos extragalácticos, es decir, más allá de la Vía Láctea. Posteriormente con el avance de los telescopios y las técnicas observacionales se pudo demostrar que estas nebulosas, en realidad son otras galaxias en sí mismas. No sólo eso, sino que se descubrió que existe una gran gama de galaxias distintas, cada una con propiedades particulares (forma, tamaño, luminosidad, dinámica por decir algunas).

Adentrándose en la clasificación observacional de las galaxias, estas se clasifican según su forma observada a través de telescopios ópticos, entre las cuales tenemos

las galaxias espirales, elípticas, lenticulares e irregulares. A continuación una breve descripción de cada tipo.

- **Elípticas:** Son un conjunto de miles de millones de estrellas contenidas en un volumen elipsoidal y no sobre un plano principal, a diferencia del caso anterior. Además contienen menos gas y polvo que el de una galaxia espiral (Figura 1.2b).
- **Lenticulares:** Tienen un bulbo central y un pequeño disco de estrellas, en este disco casi no hay gas ni polvo (Figura 1.2c). Aunque las lenticulares en promedio tienen más gas y polvo que las elípticas, tiene menos que las espirales.
- **Espirales:** Son sistemas de estrellas en movimiento en un disco delimitado por los brazos. En el centro tienen una parte abultada llamada Bulbo, en cuyo interior se encuentra el núcleo de la galaxia (Figura 1.2a). En el disco de estas galaxia generalmente la densidad de estrellas es del orden de

$$\rho = \frac{1 \text{ star}}{300 \text{ ly}^3}.$$

El bulbo central y el disco están circundados por el halo. El diámetro del halo de nuestra galaxia es $D \simeq 3 \times 10^5$ light year (ly). Cuando las observaciones indican que la galaxia tiene una barra en el centro y de esta estructura se ramifican los brazos, este sub-tipo de galaxia espiral se le llaman galaxia espiral barrada.

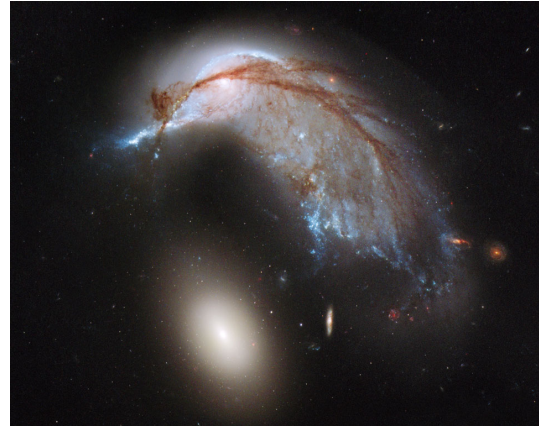
- **Irregulares:** no muestran una forma geométrica simple, ni claramente definida, usualmente son pequeñas galaxias satélites de las grandes espirales (Figura 1.2d).

1.1.1. El descubrimiento de Seyfert

En 1943, Carl Seyfert descubrió que los bulbos de algunas galaxias tenían una luminosidad descomunal; arriba de $10^{47} \text{ erg s}^{-1}$ (Koratkar and Blaes, 1999), lo que



(a) Galaxia espiral del girasol M63



(b) La galaxia en la parte inferior es la galaxia elíptica NGC 2937



(c) Galaxia lenticular NGC 5866



(d) Galaxia irregular de la Antena

Figura 1.2: Diversidad de Galaxias. Imágenes extraídas de <https://apod.nasa.gov>.

equivale a decir que estos núcleos tenían luminosidades por encima de $2.5 \times 10^{13} L_{\odot}$. Es decir, que el núcleo de estas galaxias brillaba con una luminosidad igual a decenas de veces mayor al de toda la Vía Láctea ($\sim 10^{12} L_{\odot}$). Utilizando la técnica de espectroscopia se analizó la luz proveniente del núcleo de estas galaxias y se encontró que había grandes masas de gas en movimiento con velocidades de miles de kilómetros por segundo. Este tipo de cuerpos fueron llamados galaxias tipo Seyfert.

1.1.2. Radio-galaxias

La gran mayoría de las estrellas emiten preferentemente su energía en el intervalo de la luz visible (las estrellas más masivas pueden emitir mayormente en el Ultra Violeta (UV), mientras que las de menos masivas emiten mayormente en el Infrarrojo (IR)). La emisión de las estrellas en el intervalo de las radio ondas (desde unos cuantos kHz hasta unos cuantos THz) es generalmente pequeña y dependiendo de la fuente de esta radiación puede llegar a ser indetectable para los instrumentos actuales. Pero sí hay otro tipo de sistemas que se pueden estudiar con estas longitudes de onda. Por ejemplo el hidrógeno neutro (principal constituyente del medio interestelar), emite una radiación característica a una longitud de onda de 21 cm; estudiando esta emisión se logró delimitar la estructura espiral de nuestra galaxia.

Entre todas las fuentes de radio en el cielo destacaba una llamada Cygnus-A. Se trata de un objeto que se encuentra a 740 millones ly cuya emisión de radio es la más fuerte en la constelación del Cisne. Cuando Cygnus-A fue identificada ópticamente resultó ser una galaxia. Este tipo de galaxias con fuertes emisiones en el radio son denominadas **radio-galaxias** (Dultzin, 2011). Al principio se pensó que se debía a un choque de galaxias. En el mapa de radio se distinguen 2 lóbulos (Figura 1.3). Estos lóbulos son gigantescas nubes de electrones relativistas y campos magnéticos que emiten radiación sincrotrón (ver sección 2.1.3). La energía contenida en estos lóbulos $E \simeq 10^{60}$ erg, (Dultzin, 2011) es más o menos igual a la energía radiada por nuestra galaxia en 10^9 años (posteriormente la idea del choque de galaxias se abandonó).

El origen de los lóbulos se pudo determinar observando otra galaxia (virgo A) en cuyas observaciones se puede deducir que los chorros son conexiones entre la galaxia y sus lóbulos. El material de los chorros consta de partículas cargadas a velocidades relativistas, arrojadas por el núcleo de la galaxia que emiten radiación sincrotrón de altas frecuencias. Los lóbulos se nutren del material eyectado por la galaxia.

Esto da lugar a preguntas como: ¿Cuál es la fuente de energía? ¿Cómo se colima el material de los chorros? ¿Por qué el chorro no se expande ni destruye a lo largo de

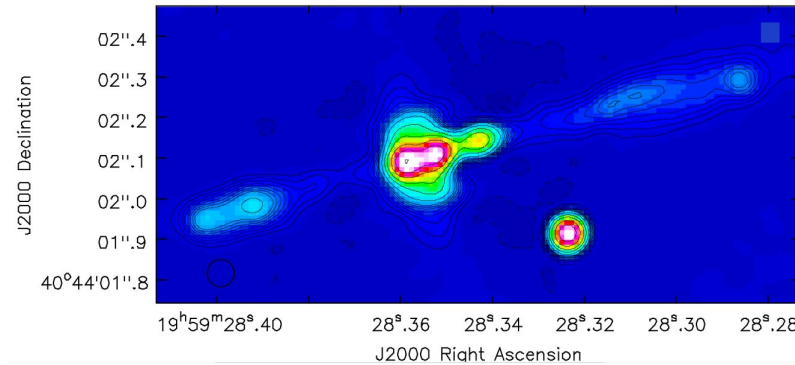


Figura 1.3: Radio mapa de Cisne A. Imagen obtenida de Carilli et al. (2019)

cientos, miles y hasta millones de años luz? ¿Qué es lo que los mantiene confinados? (Blandford and Rees, 1992) ¿Cómo se aceleran las partículas? ¿Cómo se producen los campos magnéticos? (Antonucci, 1993; Shakura and Sunyaev, 1973). Las preguntas anteriores han encontrado respuesta después de años de trabajo e investigación y con un ingenioso modelo, el cuál se explica en la Sección 1.3.5 de este trabajo.

1.2. El descubrimiento de los Quásares

1.2.1. Radio fuentes Quasi estelares

En la década de los cincuenta se descubrieron una serie de estrellas extrañas que tenían fuertes emisiones en radio y muy brillantes (Carroll and Ostlie (1996); Kembhavi and Narlikar (1999); Peterson (1997)). Posteriormente al intentar caracterizar su composición química por espectroscopia, las líneas espectrales no coincidían con ningún elemento conocido, estos objetos acuñaron el nombre de Quasi Stellar Objects (QSO).

Algunos autores hacen la diferencia entre los QSO y los Quásares. La diferencia entre estos radica en sus propiedades observadas a distintas longitudes de onda,

siendo los Quásares caracterizados en el radio y los QSO en el óptico (Dultzin, 2011). En este trabajo no se presta atención a la diferencia entre estos y los términos se usan indiscriminadamente para referirse al mismo tipo de objeto.

Distancia. Una de las ideas propuestas para explicar el espectro de los QSO fue que el espectro estuviera “corrido al rojo” (ver ecuación 1.1) por efecto Doppler. Con esta técnica se pudo explicar el espectro de los QSO. Una vez corregido el espectro de los QSO, se observó que éstos tenían las líneas de emisión características del hidrógeno, helio, entre otros elementos bien conocidos (ver la sección 2.1.3 de este trabajo para más detalles de las líneas de emisión). Sin embargo para poder explicar el espectro mediante el corrimiento al rojo, se necesitaba que el QSO tuviera una velocidad de recesión (velocidad a la que se aleja un objeto) cercana al 27% de la velocidad de la luz (ver ecuación 1.3). Estas son velocidades descomunales para un objeto astrofísico, pero son las necesarias para que el efecto Doppler sea el responsable del corrimiento al rojo.

Se define el corrimiento al rojo como la diferencia entre la longitud de onda emitida en reposo, es decir en el laboratorio (λ_{rest}) con respecto a la longitud de onda observada en el objeto astrofísico (λ_{obs}):

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{rest}}{\lambda_{rest}} \quad (1.1)$$

Entonces se puede calcular la rapidez v con la que se aleja la fuente:

$$\text{para } z \ll 1 \Rightarrow z = \frac{v}{c} \quad (1.2)$$

$$\text{para } z \simeq 1, \text{ con } v = cte \Rightarrow \frac{v}{c} = \frac{(z+1)^2 - 1}{(z+1)^2 + 1} \quad (1.3)$$

Para explicar las altas velocidades de recesión se supuso que los QSO se alejan de nosotros debido a la expansión del Universo y obedecen la ley de Hubble, la cual tiene la siguiente expresión:

$$r \simeq \frac{z}{H_o} c \quad (1.4)$$

Donde r es la distancia a la que se encuentra el QSO, H_0 es un número conocido como la constante de Hubble (ver Apéndice A.1 con el valor aceptado actualmente de H_0) y c es como siempre la velocidad de la luz (la ecuación 1.4 sólo es válida para valores de z pequeños $z < 0.01$ o $z \sim 0.01$).

El cálculo de la distancia a los QSO arroja que son unos de los objetos más lejanos, con distancias que van desde los $3 \times 10^9 ly$ ($\sim 920.3 Mpc$) hasta el límite del Universo observable.

Luminosidad. Al calcular la distancia y el brillo aparente se puede estimar el brillo intrínseco, el cual resultó ser del orden de $5 \times 10^{12} L_{\odot}$. Este valor es muy grande. Si se pusiera una galaxia gigante con sus millones de estrellas a la distancia de un QSO no la veríamos. Los QSO necesitan ser tan luminosos como 100 galaxias juntas.

Aunque los QSO fueron descubiertos por medio de técnicas de radio, naturalmente estas técnicas son especialmente sensibles a fuentes **radio fuertes** conocidas como Radio Loud Quasar (RLQ), pero resulta que la emisión más importante de los QSO no se encuentra en el radio, más bien radian mucho más en el óptico, infrarrojo y algunos en los Rayos X. De hecho hay varios QSO que no son radio-fuertes, a estos se les conoce como Radio Quiet Quasar (RQQ).

Otra propiedad importante de los QSO es la variabilidad de su brillo con el tiempo, todos los QSO tienen un brillo variable. La escala de tiempo en la que varían va desde horas hasta años, dependiendo de la masa del QSO y del intervalo de longitud de onda en que se observa (Koratkar and Blaes, 1999), siendo los QSO más masivos los que varían en escalas de tiempo más grandes. La variabilidad está presente en todas las frecuencias, aunque hay una tendencia a periodos más cortos conforme se observa a frecuencias más altas en el espectro ($\leq 10^3$ s en los Rayos X Ghosh (1995)).

Tamaño Uno de los métodos para estimar el tamaño de la fuente de emisión es: Si la luminosidad de la fuente aumenta desde su centro a un tiempo t_0 . Considerando que este aumento se transmite por la fuente a la velocidad de la luz, el aumento

alcanzara sus fronteras. El aumento de la emisión de la cara más próxima (respecto a nosotros) se observa como un aumento del brillo a un tiempo t_2 y posteriormente el aumento de la emisión de la cara más alejada (respecto a nosotros) se observa otro aumento a un tiempo t_1 . Esto se puede medir en una gráfica de tiempo t contra luminosidad L_ν (llamada curva de luz). Por lo tanto el retardo $t_1 - t_2$ es debido al tiempo extra que le toma a la luz de la cara mas alejada llegar al detector, debido a que recorre una mayor distancia que la luz de la cara más próxima. Ver Figura 1.4. Por lo tanto con el tiempo de retardo se puede estimar el tamaño de esta zona usando la ec.1.5.

$$r = (t_1 - t_2)c \quad (1.5)$$

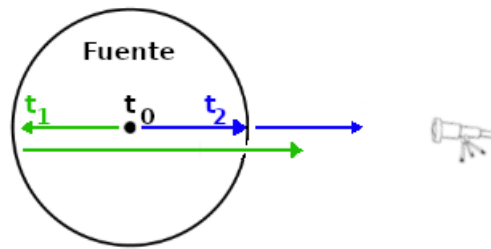


Figura 1.4: Esquema del retardo de los fotones monocromáticos para estimar el tamaño de una región. En la curva de luz, los fotones que provienen de la fuente llegarán al observador a diferentes tiempos, t_1 o t_2 , dependiendo la distancia de la fuente al gas reflejante.

Donde c es como siempre la velocidad de la luz, r es el tamaño de la fuente de la fuente. De manera que si un QSO tiene una variación de algunos meses, sus dimensiones físicas serán de unos meses luz, es decir, de la escala del sistema solar.

La pregunta que ha intrigado por muchas décadas es ¿Qué es lo que le da la energía a los QSO que equivale a miles de millones de veces la de Sol? ¿Qué propiedades tiene la máquina central para contener una enorme cantidad de energía en el volumen de un sistema solar (Antonucci, 1993; Ghosh, 1995; Koratkar and Blaes, 1999; Shakura and Sunyaev, 1973)?

1.2.2. Espectro continuo

Con el propósito de describir los mecanismos físicos que dan lugar a la emisión observada, se analizan por separado las líneas espectrales (absorción o emisión a frecuencias determinadas) y la emisión en el espectro continuo (radiación emitida de forma continua en todas las frecuencias).

Radio emisión continua

La emisión en radio de los QSO está polarizada, de lo que se deduce que se trata de radiación sincrotrón. Además existe una correlación entre los tiempos de variabilidad (de la emisión) y la longitud de onda a la que se observa la emisión. Cosa que precisamente predice un modelo de radiación sincrotrón. En general cuando un QSO aumenta su brillo el cambio se observa primero en longitudes de ondas cortas (altas frecuencias) y después en longitudes de ondas largas (bajas frecuencias). Esto es consistente con un modelo hecho con base en nubes de partículas cargadas (las cuales son las responsables de la radiación sincrotrón). Cada vez que hay un aumento, debe ser porqué una de estas nubes es eyectada. Cuando las partículas cargadas son eyectadas al campo magnético de un QSO, estas se aceleran. Al principio todas las partículas tienen altas velocidades, por lo tanto altas energías y altas frecuencias ($\nu \gg 1$). Gradualmente las partículas van disipando energía y emitiendo en frecuencias más bajas, además de que la nube se dispersa ($\rho \rightarrow 0$) por lo que se vuelve transparente a ondas de bajas frecuencias.

La idea de las nubes electrónicas emanando del núcleo viene de que los QSO (como las radio-galaxias) tienen asociados unos radio lóbulos conectados al núcleo, mediante unos chorros (Figura 1.5 y 1.3).

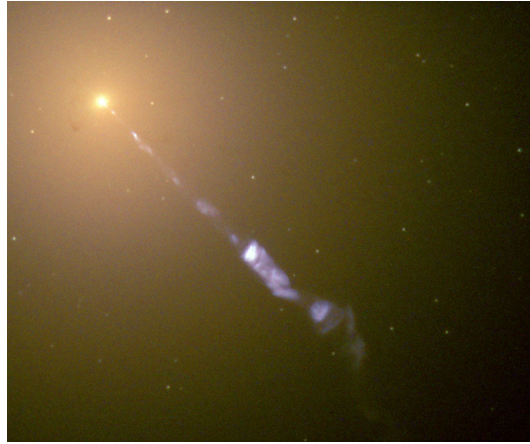


Figura 1.5: Imagen óptica de Virgo A (M 87). El chorro tiene una longitud (proyectada) de 6 500 años luz. Imagen extraída de: <https://apod.nasa.gov>.

Emisión continua en el Infrarrojo

Una considerable parte de la energía de los QSO es emitida en el infrarrojo, del 17% al 30% (Antonucci, 1993; Urry and Padovani, 1995a) ¿Cuál es el origen de la radiación infrarroja de los QSO? Una explicación para la radiación infrarroja es la radiación sincrotrón (Dultzin, 2011). Pero esta hipótesis presenta problemas dado a que se necesita que las partículas tengan energías muy específicas ($1 \frac{erg}{electron}$) y no se puede explicar porque tendrían esas energías. Por lo tanto es improbable que la explicación anterior sea válida para una gran cantidad de QSO. Una segunda posible explicación es que la radiación se deba a la emisión de polvo (Rees et al., 1969). Si en el entorno de los QSO se admite la existencia de polvo, este podría ser calentado por radiación UV proveniente de las partes internas del QSO. **Se sabe que el polvo se calienta, absorbe la radiación y re-emite en el infrarrojo** (Binette and Krongold, 2007; Collinson et al., 2017; Haro-Corzo et al., 2006). Por último, un tercer proceso que puede emitir en el infrarrojo es el de electrones libres siendo acelerados al interactuar entre sí en un plasma (Kembhavi and Narlikar, 1999). Es sumamente difícil diferenciar entre estos procesos y seguramente la radiación observada sea una combinación de los tres (Dultzin, 2011).

Emisión continua en los Rayos X, el UV y el visible

Lo que respecta a la radiación en longitudes de onda cortas como en el visible, UV y los Rayos X es una combinación de distintos fenómenos, los cuales serán descritos en el Capítulo 2 y 3. En general para visualizar la emisión continua de los Quásares se construye la Distribución Espectral de Energía o **Spectral Energy Distribution (SED)**, la cual es la representación gráfica del flujo de energía para distintas frecuencias. La SED obedece diversas **leyes de potencias**, de la forma

$$I_\nu \propto \nu^\alpha \quad (1.6)$$

Donde I_ν es la intensidad de la radiación medida a cierta frecuencia, ν es la frecuencia a la cual se mide la intensidad específica y α es conocido como el índice espectral. Los valores de estos parámetros son diferentes para los distintos intervalos de frecuencias.

Es posible conocer el flujo a cierta frecuencia (F_ν), debido a que este es proporcional a I_ν . A menudo es útil expresar el flujo con la ecuación 1.6 en una gráfica log-log por lo siguiente

$$F_\nu = a \nu^\alpha \quad (1.7)$$

donde a es la constante de proporcionalidad, entonces, por las propiedades de los logaritmos, se tiene que:

$$\begin{aligned} \log(F_\nu) &= \log(\nu^\alpha) + \log(a) \\ \rightarrow \log(F_\nu) &= \alpha \log(\nu) + b \end{aligned} \quad (1.8)$$

Donde $b = \log(a)$ es sólo una constante. La ecuación 1.8 es la ecuación de una recta en el espacio $\log \nu$ vs $\log F_\nu$ con pendiente α (ver Figura 1.6). En el Apéndice A.1 se explican las diferentes representaciones del flujo.

Este tipo de distribución de energía, ley de potencias simple, puede ayudar a describir los diversos procesos radiativos (sincrotrón, cuerpo negro, Compton, Compton Inverso). Puede haber también deformaciones locales de la recta, lo cuál indica que hay otros procesos físicos involucrados en la radiación observada.

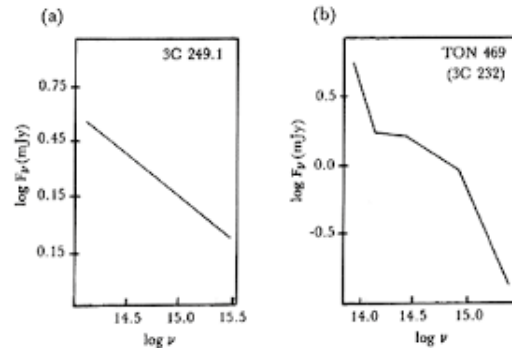


Figura 1.6: Distribuciones del flujo de fotones del continuo para los QSO 3C249.1(a) y TON 69(b) desde el infrarrojo hasta el ultravioleta. En el eje horizontal se gráfica el logaritmo de frecuencia (en Hertz) contra logaritmo del flujo (en mili Jansky). Para el QSO 3C249.1 sólo se tiene un índice espectral, mientras que para el QSO tiene al menos 4 índices espectrales Dultzin (2011).

1.2.3. Líneas espectrales de emisión y absorción

La ciencia nos ha enseñado que las líneas de emisión en un espectro significan que hay un gas tenue iluminado por una fuente ionizante. Ya que tales líneas provienen de la recombinación de los átomos ionizados. En el caso de las líneas de absorción indican la presencia de un gas frío iluminado por tal fuente. Se observa que los QSO tienen esta fuente ionizante. Ahora se sabe que la fuente emite en todas las frecuencias. Pero en especial para ionizar el hidrógeno, que representa el 76 % de la masa (bariónica) del Universo y a su vez el 93 % de los átomos existentes (C.Simoes, 2019), se necesita radiación UV. Del hecho de que es posible observar parte de esta radiación, se deduce que el material no está distribuido de manera que pueda absorber toda la emisión de la fuente. Por lo tanto debe estar distribuido en forma de nubes o filamentos. En estas nubes los átomos absorben la radiación en frecuencias específicas, siendo excitados o directamente ionizados generando las líneas de absorción. Los átomos excitados pueden desexcitarse, mientras que los átomos ionizados se pueden recombinar de esta forma re-emiten radiación en frecuencias características de cada átomo dando origen a las líneas de emisión (Carroll and Ostlie, 1996; Kembhavi and Narlikar, 1999).

Otra característica del espectro de emisión es la gran cantidad de estados de ionización de los elementos, lo cual sugiere que en el gas hay una radiación ionizante UV con distintas intensidades o una gran variedad de temperaturas. Por ejemplo se detectan en los QSO líneas del hierro una vez ionizado Fe II y líneas también de hierro pero altamente ionizado Fe XVI (Dultzin, 2011; Fabian et al., 2000).

Ancho de las líneas. Una característica sorprendente de las líneas espectrales de los QSO es que son muy anchas, más que las producidas por las nubes de gas ordinarias en el espacio interestelar de las galaxias. Una manera de explicar esto es mediante el movimiento térmico de los átomos: los átomos se encuentran en continuo movimiento, dicho movimiento es aleatorio y propicia que los átomos emitan en direcciones diferentes. Por lo que la frecuencia de la emisión se desvía un poco hacia el azul o el rojo respecto de la frecuencia central (la frecuencia emitida o absorbida por el átomo en reposo) dependiendo de la dirección de su movimiento. De esta manera causando un pequeño ensanchamiento en las líneas de emisión (y absorción) observadas (Figura 1.7). Este es conocido como ensanchamiento Doppler térmico. Este ensanchamiento considerando una temperatura de $10^4 K$ (temperatura calculada a partir del continuo ionizante, ver sección 2.3) produce un ensanchamiento de aproximadamente 0.1 \AA ($\Delta\lambda_{FWHM} \simeq 50 \text{ km/s}$). Sin embargo en los QSO se encuentran principalmente 2 tipos de líneas, ambas más gruesas que las líneas producidas por las nubes del espacio interestelar. Las llamadas **líneas delgadas** en los QSO tienen un ensanchamiento de al menos $2 \times 10^2 \text{ \AA}$ ($\Delta\lambda_{FWHM} \simeq 200 \text{ km/s}$). Por otra parte las llamadas **Líneas gruesas** de los QSO tienen un ensanchamiento típico de 10^3 \AA ($\Delta\lambda_{FWHM} \simeq 5 \times 10^3 \text{ km/s}$). Esto se puede explicar si el ensanchamiento de las líneas se debe, **no al ensanchamiento Doppler térmico**, sino al movimiento en conjunto de todos los átomos formados en nubes. Las nubes se mueven unas con respecto a otras. Este movimiento puede ser ordenado como el de la rotación de las nubes alrededor del centro de gravedad o aleatorio.

Las nubes anteriormente mencionadas tienen masas del orden de $10^5 M_{\odot}$ Peterson (1997). Se conocen comúnmente dos tipos de nubes. Por un lado son nubes de alta densidad o Broad Line Region (BLR), de donde se piensa que provienen las líneas gruesas de los QSO, estas nubes tienen densidades que van desde los 10^7

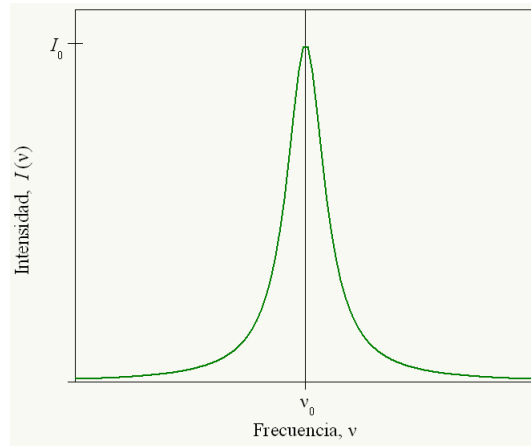


Figura 1.7: El ancho de la línea se debe al movimiento aleatorio de los átomos que componen la nube, la longitud de onda central λ_c es la frecuencia a la que emite el átomo en reposo, dado a que el movimiento de los átomos obedece a la temperatura; a este fenómeno se le conoce como efecto Doppler térmico.

hasta los 10^{11} electrones por centímetro cúbico. Por otro lado, las nubes de baja densidad o Narrow Line Region (NLR), de donde se piensa que provienen las líneas delgadas de los QSO, estas nubes tienen densidades que van desde los 10^3 hasta los 10^7 electrones por centímetro cúbico.

Cabe resaltar que las nubes de alta densidad son aún menos densas con respecto al vacío más perfecto que pueda lograrse en un laboratorio terrestre. En las nubes de baja densidad el gas puede emitir las llamadas **líneas espectrales prohibidas**. Estas líneas se denominan de esta manera porque se pensaba que tales líneas espectrales no podrían observarse en la naturaleza pues son sumamente improbables. Debido a que una transición espontánea que diera como resultado estas líneas necesita que el átomo en cuestión no sea des-excitado colisionalmente en un tiempo relativamente largo (del orden de milisegundos).

Que un átomo no interactúe colisionalmente con otro depende de la conocida densidad crítica (n_{crit}), la cual se define como:

$$n_{crit} = \frac{\sum_{j < i} A_{ij}}{\sum_{j \neq i} \langle \sigma_{ij} \nu \rangle} \quad (1.9)$$

donde A_{ij} es el coeficiente de Einstein para una transición radiativa espontánea del nivel i al nivel j , σ_{ij} es la sección transversal de interacción (excitación o des-excitación) colisional del nivel i al nivel j y ν es la frecuencia central de la línea en reposo.

La densidad crítica compara las tasas de des-excitaciones radiativas y colisionales. Si el gas emisor tiene una densidad de electrones (n_e) por debajo de esta densidad crítica ($n_e < n_{crit}$), entonces las des-excitaciones radiativas dominarán las des-excitaciones colisionales. Por lo que el gas es de baja densidad, por lo tanto es probable encontrar líneas de emisión prohibidas en este gas. Las densidades críticas dependen de cada átomo y de cada transición. Sin embargo las líneas de emisión prohibidas comúnmente observadas en los QSO, tienen una densidad crítica promedio $n_{crit} = 1.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (Peterson, 1997).

Para densidades del orden de 10^{19} cm^{-3} (densidad común en el aire seco) es prácticamente imposible observar líneas prohibidas. Sin embargo en las nubes de baja densidad de los QSO se tiene el espacio suficiente y baja densidad para que no sólo estas líneas prohibidas tengan lugar, sino que incluso representen una medida importante de las líneas de emisión detectadas por los instrumentos.

En los QSO estas líneas son por lo normal delgadas, lo que indica que las nubes de baja densidades deben tener una velocidades de entre 300 y 1000 km/s . Las líneas prohibidas se denotan mediante corchetes: Por ejemplo la línea prohibida del oxígeno 2 veces ionizado se denota como $[O III]$ (Dultzin, 2011). En la Figura 1.8 se puede observar esta línea de emisión alrededor de los 5000 Å esta línea aparece en los espectros del Quásar y las galaxias Seyfert como una línea delgada.

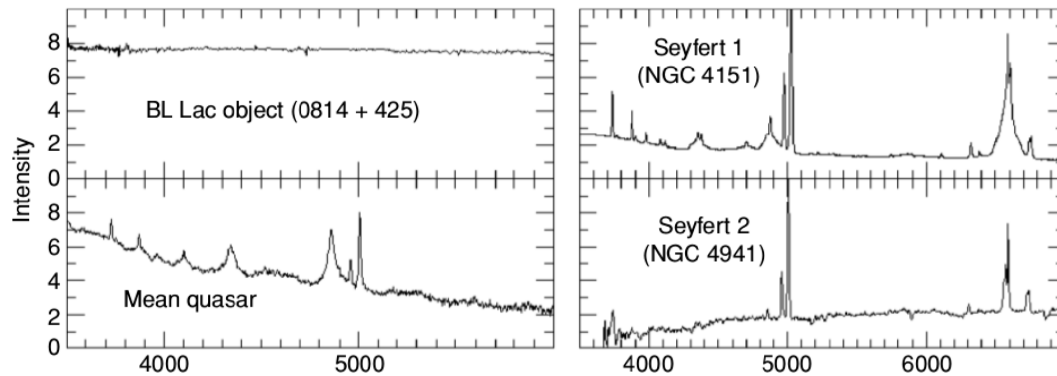


Figura 1.8: Espectros ópticos típicos de distintos tipos de fuentes Andika (2016)

Dado que un gas caliente tiende a expandirse, en un QSO las nubes se disolverían sin un medio que las mantuviese confinadas. Por ello se piensa que se hallan inmersas en un gas tenue a varios millones de grados. Por lo que las nubes son condensaciones de material relativamente denso y frío. Esta configuración es propuesta debido a que la alta densidad es necesaria para que las nubes puedan ser confinadas gravitacionalmente, mientras que la baja temperatura es propuesta para que la presión térmica no pueda desasociar las nubes y estas se mantengan confinadas.

1.2.4. Espectro de líneas de absorción

Además del espectro de emisión, algunos QSO muestran líneas de absorción (Peterson, 1997), por ejemplo el valle que se observa en la Figura 2.3a alrededor de 1215 Å. Los corrimientos en frecuencia de estas líneas de absorción son siempre menores a los corrimientos que presentan las líneas de emisión. Esto se puede explicar de dos maneras:

- 1) Que el material que produce la absorción es material proveniente del QSO en forma de nubes de gas relativamente frío y exterior a la región de emisión. Este material debe de expandirse, formando un viento (o outflow). En este caso el observador verá absorción de aquellas nubes que estén al frente y éstas tendrán un movimiento

en dirección del observador. Por tanto introducirán una componente de corrimiento al azul y tendrán un valor de z menor. Las líneas de absorción producidas de esta manera son muy anchas y se encuentran en el extremo azul (a frecuencias más altas) de las líneas de emisión correspondientes. Este tipo de líneas son típicas de atmósferas en expansión (Dultzin, 2011).

2) Se trata de material externo, ajeno al QSO, situado en alguna parte de la línea de visión entre el observador y el QSO. Para este caso las líneas de absorción son más angostas y están despegadas de las de emisión: Las diferencias entre las z de las líneas de emisión y absorción son muy grandes y frecuentemente se repiten las mismas líneas de absorción con diferentes corrimientos al rojo, lo cual se puede interpretar como la intervención de varias nubes del mismo material absorbente a distintas distancias entre el QSO y el observador. Este material es interpretado como sistemas de nubes del medio intergaláctico.

Para este último caso los Quásares han sido de gran utilidad para detectar la materia a distancias cosmológicas. Esta materia se encuentra parcialmente ionizada y se observa la pequeña parte neutra. Después del desacoplamiento entre materia y radiación (de acuerdo con la teoría del Big Bang), la predicción es que hubo formación de estructuras de gas inicialmente neutras. Al parecer los Quásares y estrellas calientes de primera generación fueron progresivamente ionizando estas estructuras (Møller and Jakobsen, 1990). Esto está corroborado por los espectros en la región del azul del límite de Lyman donde se observa una alta densidad de estas estructuras en absorción de Lyman alfa ($\text{Ly}\alpha$) ($\sim 1216 \text{ \AA}$), lo cual es conocido como el “Bosque de $\text{Ly}\alpha$ ”. Esto implica que la radiación que proviene de épocas tempranas del Universo ($z \sim 3.5$) cruza estas estructuras en formación, que se encuentran a lo largo de la línea de visión. Cuando el acumulamiento de estas líneas de absorción no es resuelto espectralmente y no es posible discernir la contribución de cada nube, aparece un valle de absorción que lleva el nombre de “Valle de $\text{Ly}\alpha$ ”. En estudios recientes, el estudio de Nicastro et al. (2018) encontraron materia bariónica entre los filamentos intergalácticos de baja densidad, al aprovechar la luminosidad descomunal de una fuente llamada 1ES 1553+113, que sirvió como linterna para iluminar las diversas capas de materia oculta en la telaraña cósmica.

1.3. Núcleos activos de galaxias y el modelo unificado

1.3.1. Núcleos activos de galaxias

En los años setentas se desarrollaron mejores detectores, nuevas técnicas de observación y procesamiento de imágenes astronómicas, con lo cual se entendió mejor las propiedades de los Núcleos Activos de las galaxias o Active Galactic Nuclei, por sus siglas en inglés, (AGN).

El Modelo Unificado de los núcleos activos de galaxia es un modelo que trata de reunir las propiedades observadas en los distintos tipos de: QSO, Quásares, Blazares, Galaxias Seyfert, Radio galaxias y BL LAC y explicarlas todas al mismo tiempo. Este modelo debe de explicar la generación de las enormes cantidades de energía que se observan (Antonucci, 1993; Dultzin, 2011; Ghosh, 1995). Para bajas z se ha observado que el AGN en efecto se encuentra en el núcleo de una galaxia, por ejemplo las galaxias Seyfert ver figura 1.9.

Es común que los AGN tengan eyección de materia desde el núcleo para formar lóbulos (Koratkar and Blaes, 1999). La energía generada por un núcleo activo no es de origen estelar. Esta radiación (no estelar) domina el espectro continuo, desde los Rayos X hasta las ondas de radio, con distribución de intensidad en las diferentes longitudes de onda, parecida a la de los Quásares (Peterson, 1997).

Las galaxias Seyfert pertenecen al grupo de las galaxias activas. Por su luminosidad y características espectrales, se dividen en dos grupos: las Seyfert I son más luminosas y tienen líneas espectrales anchas (permitidas) y líneas delgadas (prohibidas) y las Seyfert II, son de menor luminosidad y sólo tienen líneas espectrales delgadas (prohibidas) (Krongold, 2003).

Un punto importante a señalar, es que obviando el alto corrimiento al rojo y la luminosidad intrínseca tan alta, la forma del espectro de un Quásar esta lejos de ser algo único. Resulta ser similar a la forma del espectro de las galaxias Seyfert y



(a) La galaxia espiral NGC 1566



(b) Galaxia espiral NGC 5033

Figura 1.9: En (a) se observa a NGC 1566 es una galaxia tipo Seyfert, en el centro de la imagen se observa la convergencia de los brazos y un bulbo amarillo en el centro de ese bulbo, un punto amarillo brillante conocido como el AGN de esta galaxia. En (b) se observa el centro de la galaxia espiral NGC 5033, es una galaxia tipo Seyfert y en el centro es posible ver su AGN. Imágenes extraídas de <https://apod.nasa.gov>.

asimismo al del espectro óptico de las radio galaxias. Tanto las líneas de emisión y absorción cómo la estructura del continuo de ionización son similares, así como las características espectrales de cada emisión en particular. El espectro de emisión de una galaxia Seyfert I es similar al de un Quásar, sólo que en el caso del Quásar, la energía liberada es del orden de 10 a 1000 veces mayor. Esto lleva a pensar que los Quásares son los AGNs sumamente lejanos. En cuanto a las radiogalaxias, se observa que su emisión en el óptico es similar a la de los Quásares. Asimismo, las radiogalaxias se pueden dividir en dos grupos: el espectro óptico de las llamadas radiogalaxias de líneas anchas, análogo al de las Seyfert I. El espectro óptico de las radio galaxias de líneas angostas es análogo al de las Seyfert II.

Algunos QSO presentan la misma morfología que las radio fuentes dobles: una fuente central y 2 lóbulos de emisión extendidos. La eyección de chorros de material es un fenómeno relacionado a la actividad de un número importante de núcleos

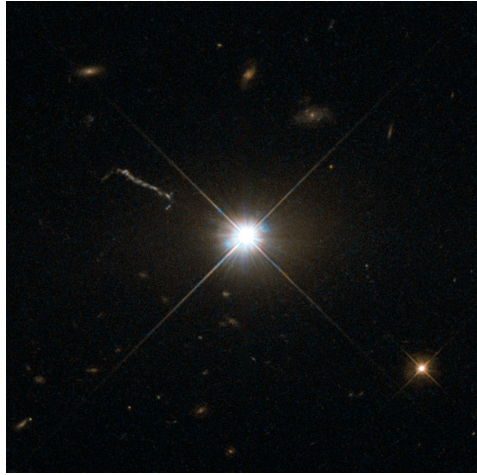


Figura 1.10: Imagen óptica del QSO 3C 273, se puede ver el chorro de material asociado al QSO en la imagen, aunque estos no muestran una clara conexión en el óptico, sí la muestran en otras frecuencias, además de que el material del QSO y el del chorro presentan mismos corrimientos al rojo, por lo que se puede concluir que están asociados. Imagen de spacetelescope.org

activos. Estos chorros se observan en todas las escalas, desde unos cuantos hasta cientos de miles de pc (por ejemplo ver las Figuras 1.5, 1.3). La gran mayoría emiten en radiofrecuencias y son observables ópticamente, como es el caso del QSO 3C 273 (ver Figura 1.10) y algunos incluso llegan a tener emisión en los Rayos X.

Existe otro tipo de núcleo activo de galaxia: los lagartos u objetos BL Lacertae (BL Lac). El objeto BL Lac estaba catalogado como una estrella variable de la constelación del Lagarto. Cuando se estudió su espectro a varias longitudes de onda, se descubrió que el espectro continuo se asemejaba mucho al de los QSO, aunque con una polarización mucho más elevada. La radiación de este objeto no podía ser de origen estelar. Sin embargo existe una diferencia importante con un QSO: estos objetos no presentaban líneas de emisión, prácticamente todo el espectro era un continuo hasta el UV. Con mejores técnicas observacionales se pudieron observar líneas de absorción y líneas de emisión muy débiles. A partir de las líneas se pudo determinar el corrimiento al rojo de $z = 0.07$ (ver ecuación 1.1). Calculando la

distancia (ver ecuación 1.4 o 2.26) se supo que este objeto debía de ser un objeto extragaláctico. En la actualidad se conocen una gran cantidad de estos objetos. Todos tienen aspecto estelar, alta luminosidad, alta polarización y extrema variabilidad del brillo. Ninguno está asociado a lóbulos de radioemisión y se puede sospechar que son parientes cercanos de los QSO de alta variabilidad. Frecuentemente son agrupados estos objetos junto con los objetos tipo BL Lac bajo el nombre de **blazares**.

Se han logrado descubrir nebulosidades difusas alrededor de algunos objetos BL Lac y QSO (Dultzin, 2011). Considerando que dado a que los objetos son muy lejanos, la luz de estos fue emitida hace millones de años. Quizás estemos viendo núcleos de galaxias en formación. Un argumento muy fuerte de que los QSO son AGNs es que en una ocasión se pudo observar lo que se cree que fue la explosión de una supernova en un QSO (Campbell et al., 1985). Mediante imágenes se puede ver que el punto del QSO tiene otra componente muy luminosa que posteriormente desaparece. Lo anterior es característico de una emisión de supernova. Esto implicaría que los QSO son objetos que albergan estrellas masivas, tal como las galaxias o también que los QSO están contenidos en las galaxias.

La gran interrogante permanece para los AGNs ¿Cuáles son las propiedades de la máquina central? ¿Cómo es capaz de generar la energía equivalente a miles de millones de soles, en un volumen de cientos de veces una Unidad astronómica (UA) (equivalente al volumen del sistema solar)? (Antonucci, 1993; Blandford and Rees, 1992; Dultzin, 2011; Shakura and Sunyaev, 1973)

1.3.2. La fuente de energía

Uno de los grandes problemas no resueltos de la astronomía es el de cómo se formaron las galaxias. La hipótesis comúnmente aceptada es debida a la contracción gravitacional. Esta hipótesis se enfrenta a varios problemas teóricos y ninguna observación la puede realmente confirmar. La idea de la contracción a partir de pequeñas fluctuaciones de densidad en la distribución primigenia del Universo, predice la formación de grandes nubes protogalácticas autogravitantes. Estas nubes al con-

traerse por su propia gravedad formaron una concentración de materia en el centro. Simulaciones de la dinámica del colapso gravitacional de este tipo de nubes, indican que en todos los casos siempre hay una concentración de materia central (Dultzin, 2011; Rincón, 2005). Por otro lado esto es lo que se observa en todas las galaxias elípticas y espirales.

Una de las primeras ideas para explicar los Quásares fue que estos eran concentraciones súper densas de estrellas, en núcleos galácticos, tan densos que las estrellas pudieran chocar entre sí con una frecuencia relativamente alta, tales choques liberarían una gran cantidad de energía. La densidad requerida para que tales choques tuvieran lugar debería ser de alrededor de 10^{10} estrellas tipo O en un volumen de un año luz cúbico (cien mil veces la densidad estimada del núcleo de la Vía Láctea). Esta idea no estaba del todo clara, por lo que fue modificada en el sentido de que los choques estelares propuestos anteriormente, podrían generar estrellas masivas que evolucionasen rápido, para posteriormente llegar a la parte final de su evolución y terminar con una explosión de supernova. Se sabía que dichas explosiones generaban partículas relativistas y radiación sincrotrón, pero para este caso la eyección de partículas relativistas sería en todas las direcciones, lo cual está en desacuerdo con las observaciones donde la emisión de partículas relativistas esta altamente direccionada, al igual que los chorros de materia descritos anteriormente. La alineación tan marcada de algunos chorros con sus radiolóbulos a distancias de hasta millones de años luz, sugiere que la emisión de partículas relativistas ha sido canalizada en la misma dirección, con una precisión sorprendente a lo largo de millones de años.

Otro intento por explicar fue que las colisiones producirán una súper estrella (Dultzin, 2011), que subsecuentemente sigue creciendo por captura gravitacional de otras estrellas. La idea de un sólo objeto súper masivo está más acorde con la existencias de un eje de simetría -el de la eyección de los chorros-, sin embargo este modelo no explica de una manera natural la aceleración de partículas hasta el régimen relativista. Ninguna de las ideas anteriores ofrece una explicación satisfactoria a la gama de problemas presentes en los Quásares ni en los AGN mucho menos un modelo cuantitativo.

Una hipótesis que nació y que al principio parecía inaceptable, fue proponer que en el centro de los AGN había un Agujero Negro Súper Masivo (ANSM). La energía podía ser generada por la conversión de energía potencial gravitacional en energía lumínica al ser acretada por el ANSM. Esta idea (actualmente muy desarrollada) es aceptada por la comunidad astronómica (Ghosh, 1995; Kembhavi and Narlikar, 1999; Koratkar and Blaes, 1999; Peterson, 1997). Lo anterior provee de un modelo teóricamente sólido para explicar cuantitativamente casi todos los fenómenos observados y por otro lado, las observaciones confirman dicha hipótesis, por ejemplo, en la Figura 1.11 se muestra la observación obtenida por *Chandra* (derecha) y el acercamiento al centro (izquierda) de la observación compuesta en colaboración internacional de varios radiotelescopios de la galaxia M87.

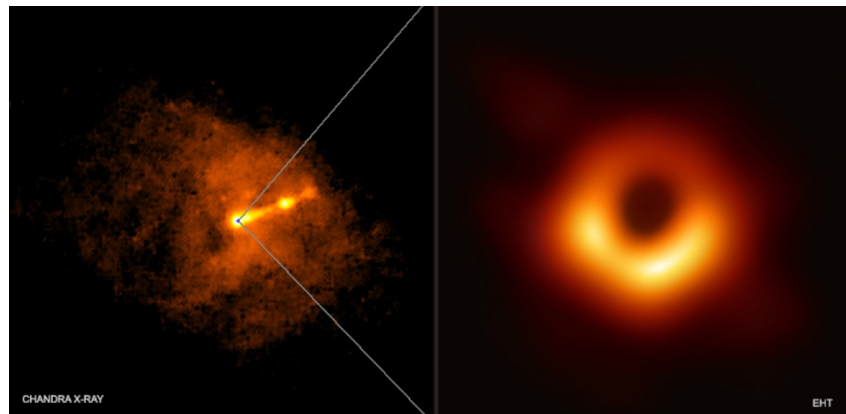


Figura 1.11: Imagen del campo de M87 obtenida por el observatorio espacial *Chandra* de Rayos X (imagen de la izquierda) donde se puede observar el jet e Imagen de la sombra del agujero negro de M87 obtenida por el Event Horizon Telescope (EHT) (imagen de la derecha). Créditos: Rayos X: NASA/CXC/Villanova University/J.Neilsen; Radio: Event Horizon Telescope Collaboration.

1.3.3. Agujeros negros súper masivos

Cuando la Teoría de la Relatividad General (TRG) fue propuesta por Einstein en 1915, revolucionó de manera drástica nuestra concepción del Universo. La TRG tan adelantada a su época que, además de explicar una serie de fenómenos naturales - por ejemplo: la desviación de los fotos debido a la gravedad, la precesión del perihelio de la órbita de Mercurio, la conservación de la energía - predijo la existencia de otros fenómenos, también naturales, cuya existencia era imposible verificar en su tiempo -por ejemplo: ondas gravitacionales, corrimientos al rojo debido a la gravedad, entre otros-. La TRG predijo con casi 70 años de antelación la existencia de Agujero Negro (AN) en el Universo.

La TRG es una teoría de la gravitación propuesta por Albert Einstein 10 años después de que él mismo propusiera la Teoría de la Relatividad Especial (TRE). La TRE revolucionó la física, con conceptos totalmente nuevos e incomprensibles para el “sentido común”. Los postulados de la TRE son 2:

1.- Principio de la relatividad (Galileo): Ningún experimento puede medir la velocidad absoluta de un observador; el resultado de cualquier experimento hecho por un observador no depende de su velocidad relativa a algún otro observador que no este involucrado en el experimento.

2.- Invarianza de la rapidez de la luz (Einstein): La rapidez de la luz relativa a cualquier observador con aceleración nula es constante (se denota como $c \simeq 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$), independientemente del movimiento relativo de la fuente de la luz respecto al observador.

Según la TRE el espacio y el tiempo son conceptos relativos, no existe un marco de referencia absoluto. Una de las predicciones es que ningún cuerpo (con $m > 0$) o mensaje puede viajar más rápido que la luz en el vacío. La TRE concibió un nuevo concepto: el espacio-tiempo (x^α) está conformado por 4 dimensiones. Este nuevo espacio es la unión conceptual entre el espacio de configuraciones (x^1, x^2, x^3) y el tiempo (x^0) entendido como una dimensión extra, la constancia de la velocidad de

la luz nos permite medir todo en términos de la luz, debido a que esta misma es una entidad física invariante ante todas las transformaciones que efectúan un cambio de marco de referencia, permitiendo de esta manera medir el tiempo en términos de longitud o en su defecto medir la longitud en términos de tiempo.

Sin embargo la TRE no es capaz de explicar los fenómenos en marcos de referencia no inerciales (que es justo el entorno en el que tienen lugar los fenómenos gravitacionales) y por ello, en 1915, Einstein generalizó la TRE dando como resultado una teoría capaz de explicar los fenómenos gravitacionales, esta es la llamada TRG, la cual explica la gravedad de una manera revolucionaria. Los postulados de la TRG pueden ser expresados de varias formas, aquí se expresarán como cuatro diferentes:

1.- Carácter geométrico del espacio-tiempo: El espacio-tiempo es una variedad tetra-dimensional con una métrica $(g_{\mu\nu})$. Esta métrica puede ser medida mediante reglas y relojes. La distancia a lo largo de una regla entre 2 puntos cercanos es $|d\vec{x} \cdot d\vec{x}|^{1/2}$ y el tiempo medido por un reloj entre 2 eventos cercanos en el tiempo es $|-d\vec{x} \cdot d\vec{x}|^{1/2}$.

2.- Localidad de la métrica: La métrica del espacio tiempo puede ser escrita en la forma de Lorentz $\eta_{\alpha\beta}$ en cualquier evento particular mediante el sistema de coordenadas apropiado.

3.- Principio de equivalencia débil: Las partículas en caída libre se mueven en geodésicas temporaloides del espacio-tiempo.

4.-Principio de equivalencia de Einstein: cualquier experimento físico, en el que no estén envueltos fenómenos gravitacionales tendrá el mismo resultado si es realizado en un marco de referencia inercial en caída libre, que si fuese realizado en el espacio-tiempo plano de la relatividad especial.

Según la TRG tanto la masa como la energía deforman el espacio-tiempo a su alrededor y es esta curvatura quien indicará la dinámica de la materia. Debido a la curvatura del espacio-tiempo alrededor del objeto masivo, un cuerpo que pase

cerca no seguirá una línea recta, sino que una trayectoria curva (geodésica), esto en la práctica es lo que se observa como atracción gravitacional (fuerza gravitacional según Newton) con sus distintas manifestaciones (trayectorias rectas, parabólicas, elípticas o hiperbólicas).

La TRG predice muchos fenómenos como: la curvatura de los rayos de luz, la variación del transcurso del tiempo dependiendo de la intensidad del campo gravitacional, así como la relatividad del tiempo entre dos campos gravitacionales distintos. Todos estos fenómenos han sido comprobados actualmente y la teoría es ampliamente aceptada.

La curvatura de una superficie ordinaria se estudia mediante la geometría euclidiana. Para estudiar la curvatura de 4 dimensiones producida por los cuerpos masivos se utiliza la geometría de Riemann -formalmente se usa la geometría pseudo Riemanniana-. Con esta herramienta es posible obtener las 10 ecuaciones que Einstein obtuvo en su momento (ecuación 1.10), comúnmente denominadas ecuaciones de campo. Estas ecuaciones son las ecuaciones fundamentales de la TRG y describen la evolución del Universo. Su obtención involucra usar toda la maquinaria de la TRG y además no puede hacerse de manera rigurosa, sino sólo a través de analogías relativistas con la gravitación de Newton o mediante estudios variacionales del principio de mínima acción. Estas ecuaciones describen la geometría del espacio-tiempo a partir de la distribución de los cuerpos en el espacio, para de esta manera poder determinar las trayectorias que los cuerpos seguirán en el espacio; la materia y la energía le dicen al espacio como debe deformarse y el espacio le dice a la masa y la energía como debe moverse:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu}, \quad (1.10)$$

donde $R_{\mu\nu}$ es el tensor de curvatura de Ricci, el cual indica la forma de la curvatura en una superficie, R es el escalar de curvatura, el cual es el grado de curvatura en un punto de la variedad, $g_{\mu\nu}$ es el tensor métrico, el cual indica como interactúan los vectores de la base en nuestra geometría, G es la constante gravitacional de Newton, $T_{\mu\nu}$ es el tensor de energía-momento, el cual representa la densidad de masa y energía en un espacio-tiempo dado.

Aún no se ha podido obtener la solución general de las ecuaciones de Einstein. pero se conocen varias soluciones para casos particulares. En 1916 el astrónomo alemán Karl Schwarzschild obtuvo la primera solución a dichas ecuaciones (Ecuación 1.12), para el caso particular de un espacio-tiempo esférico, con masa M sin rotación ni carga.

$$ds^2 = g_{\mu\nu} (dx^\mu) (dx^\nu) \quad (1.11)$$

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (1.12)$$

La solución de Schwarzschild se reduce en primera aproximación, a la ley de gravitación de Newton y en segunda aproximación predice fenómenos casi imperceptibles pero hoy en día ampliamente comprobados (la curvatura de los rayos del sol, el corrimiento del perihelio de los planetas). Esta solución predice un fenómeno espectacular: si un cuerpo de masa M tiene toda su masa concentrada en una esfera que tiene un radio, conocido como radio de Schwarzschild u Horizonte de Eventos (HE) (ver sección A.4), entonces ningún tipo de información (luz o materia) podría salir del potencial gravitacional generado por esa esfera. El espacio-tiempo dentro de estos cuerpos está tan curvado que se cierra sobre sí mismo, todo lo que esta dentro de este espacio-tiempo no podrá salir. Un objeto puede entrar en ese AN, pero no podrá escapar. La superficie de la esfera cuyo radio es R_g se le llama horizonte de eventos del AN; La luz puede cruzar el horizonte de eventos, pero sólo de afuera hacia dentro, nunca en sentido apuesto, todo lo que entra en el horizonte de eventos esta desconectado causalmente del resto del Universo.

En 1963 Rey Kerr, encontró una métrica que describe un agujero negro en rotación (Figura 1.12). La métrica de Kerr, en las llamadas coordenadas de Boyer y Lindquist, tiene la forma

$$ds^2 = -\frac{\Delta}{\rho^2} (dt - a \sin^2 \theta d\phi)^2 + \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 + \rho^2 d\theta^2 + \frac{\sin^2 \theta}{\rho^2} [(r^2 + a^2) d\phi - a dt]^2 \quad (1.13)$$

donde a es el momento angular específico del agujero negro y

$$\rho^2 \equiv r^2 + (a \cos \theta)^2 \quad \Delta \equiv r(r - 2M) + a^2 \quad (1.14)$$

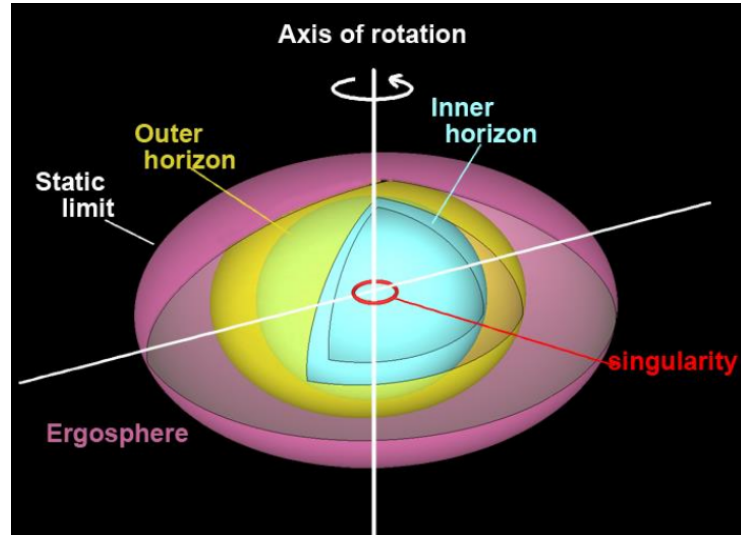


Figura 1.12: Estructura de agujero negro que gira sobre su propio eje (Pasan and Gamalath, 2018)

La solución de Kerr (Figura 1.12) es un modelo más realista que el de Schwarzschild, dado a que se cree que los mecanismos de colapso gravitacional mediante los cuales se genera un AN deben estar sometidos a una dinámica con simetría rotacional (Dultzin and Hacyan, 1984). Justo este tipo de BH es el que se considera para la sección 3. Las diferentes regiones del agujero negro de Kerr pueden ser obtenidas mediante la resolución de las siguientes ecuaciones

$$g_{tt} = 0, \quad g_{rr} = +\infty, \quad R^{\alpha\beta\gamma\delta} R_{\alpha\beta\gamma\delta} = +\infty \quad (1.15)$$

Un AN prácticamente no emite luz, ni ninguna otra señal, sin embargo puede ser detectados de manera indirecta. El campo gravitacional alrededor de un agujero negro es por lo normal intenso (el espacio a su alrededor se encuentra sumamente curvado) y la interacción con el campo gravitatorio sí que puede ser detectada.

1.3.4. Disco de acreción

Para explicar las grandes cantidades de energía producidas en los AGNs y el gran rango de energía que debía de producir. Se propuso un mecanismo en el cual, en el centro de la galaxia se encontraba un ANSM con una masa de $10^7 - 10^9 M_{\odot}$ (Kembhavi and Narlikar, 1999). Tal ANSM es alimentado por el abundante gas circundante en el centro galáctico. Si el gas tiene un momento angular inicial y en este sistema existe un factor de viscosidad, es decir que las partículas de gas interactúan colisionalmente con otras, convirtiendo la energía potencial en térmica y permitiendo el transporte del momento angular hacia afuera, entonces el gas fluye hacia el ANSM. Sin embargo no cae directamente, sino que gira a su alrededor debido a su momento angular inicial, el cual describe una espiral hacia el centro, formando un **Disco de acreción**, el cuál cuenta con una Frontera Interna del Disco (FID) y una Frontera Externa del Disco (FED). La luminosidad del disco viene de una Región Ópticamente Gruesa (ROG) que emite como cuerpo negro (ver sección 2.3) a la temperatura T . Dicha temperatura puede ser determinada por un modelo de dinámica relativista (ver las ecuaciones 3.1 y 3.3). Esta teoría es capaz de explicar la generación de grandes cantidades de energía en un volumen extremadamente pequeño. Con esta teoría se pueden generar varios modelos; Los parámetros de estos modelos pueden variar, según el tipo de fuente y emisión que se trate de explicar. La formación de un disco de acreción es el mecanismo comúnmente aceptado, (Carroll and Ostlie, 1996; Kembhavi and Narlikar, 1999; Peterson, 1997) porque explica:

- El transporte del momento angular hacia fuera.
- Tiene una eficiencia de conversión de masa en reposo (m_0) a una energía (E) desde el 10 % (para agujeros negros de Schwarzschild) hasta el 40 % (para agujeros negros de Kerr). Se puede medir la eficiencia dada la ecuación de Einstein al considerar la velocidad de la partícula (v)

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \sqrt{(m_0 c^2)^2 + (pc)^2} \quad (1.16)$$

- Se consigue que el gas sea acretado hacia el ANSM.

- La emisión del disco es mayor mientras mayor sea su temperatura. El disco puede llegar a los cientos de miles de Kelvin en las partes más internas del disco. A temperaturas tan altas la presión del gas, además de la presión por radiación debido a la alta luminosidad del AGN en el centro, se vuelven importantes. Esto ocasiona que el gas se expanda arriba del disco formando la conocida Corona. Esta Corona puede explicar la emisión a altas energías (Rayos X).
- Unos de los parámetros más importantes para describir el disco de acreción es: la viscosidad, el grosor del disco (geometría delgada o gruesa) y tasa de acreción. Con la variación adecuada de este último parámetro se puede obtener la generación de cantidades enormes de energía radiadas, las cuales son observadas en los AGN.

1.3.5. Modelo Unificado de los AGNs

Considerando entonces que la fuente de energía de los AGNs es un disco de acreción alrededor de un BH. Un disco como el mostrado en la Figura 1.13 puede (con los parámetros adecuados) generar jets relativistas y una emisión continua fuerte en el intervalo de los Rayos X, UV y el óptico. También es posible que en las regiones internas del disco la presión térmica sea tan importante que el lugar de ensancharse el disco como en la Figura 1.13 se genere una corona de gas.

En orden de que el modelo sea capaz de explicar todos los tipos de AGNs y como se mencionó en la sección 1.2.3, esta fuente debe estar rodeada completa o parcialmente por la BLR y la NLR para explicar la presencia de líneas de emisión, también un mecanismo mediante el cual estas líneas de la BLR sean invisibles para los objetos tipo Seyfert 2 y otro mediante el cual todas las líneas sean invisibles para los objetos tipo BL Lac. Las componentes del Modelo Unificado que ayudan a explicar al menos de manera cualitativa la gran variedad de AGNs están descritas a continuación de adentro hacia fuera y representadas en la Figura 1.14 y en la Tabla 1.1 (Antonucci, 1993; Carroll and Ostlie, 1996; Dultzin, 2011; Ghosh, 1995;

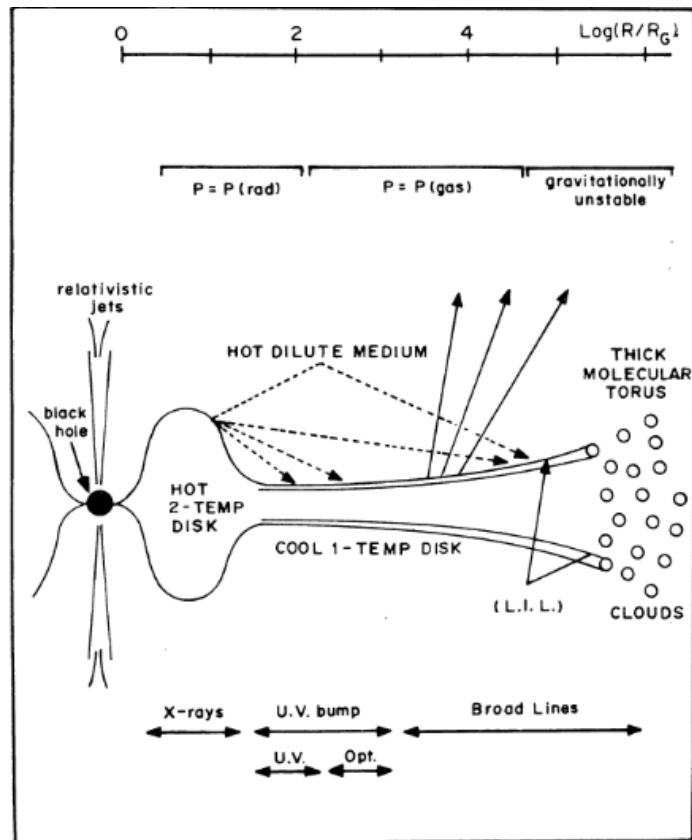


Figura 1.13: Posible configuración del disco de acreción en los AGNs (Holt et al., 1992).

Kembhavi and Narlikar, 1999; Koratkar and Blaes, 1999; Peterson, 1997; Urry and Padovani, 1995b):

- Agujero negro súper masivo (ANSM)
- Disco de acreción
- Corona
- Jet
- BLR

- NLR
- Toroide, una componente extra encargada de la absorción del continuo y de las líneas bajo ciertas condiciones y que tiene la morfología (como su nombre lo dice) de un toroide centrado en el agujero negro, el cuál rodea de manera total las demás componentes, pero sólo ocultándolas parcial o totalmente bajo ciertas condiciones del ángulo de visión.

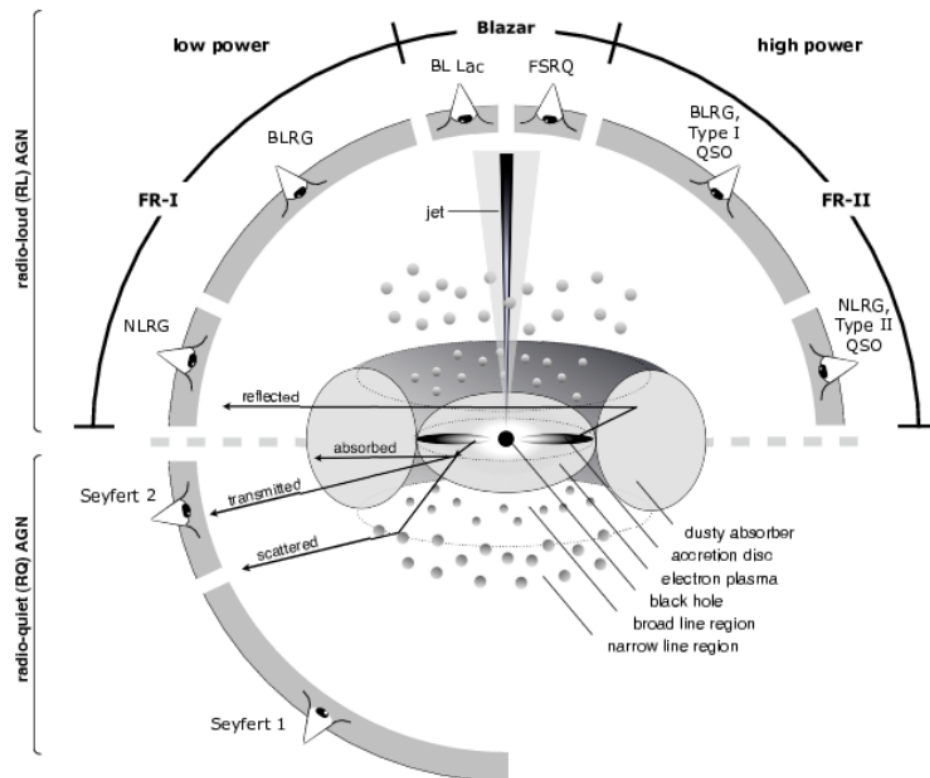


Figura 1.14: Estructura del Modelo unificado de los AGNs (Pasan and Gamalath, 2018).

En el contexto del Modelo Unificado se explica que los Quásares son un grupo superluminoso de los AGNs (lado superior derecho de la Figura 1.14). Sus propiedades observacionales particulares son debidas a que la línea de vista forman un ángulo entre 20 a 70 grados, con respecto al plano del disco de acreción.

Nombre de la componente	Distancia				
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
	R_{sh}	UA	ly	parsec	
ANSM	0	0	0	0	
HE	0.5 – 1.0	9.85 – 19.70	$3.1 \times 10^{-4.15 \pm 0.15}$	$9.6 \times 10^{-5.15 \pm 0.15}$	
Fuente de Rayos X	1 – 10	19.7 – 197.0	$3.1 \times 10^{-3.5 \pm 0.5}$	$8.6 \times 10^{-4.5 \pm 0.5}$	
FID	$\simeq 3$	$\simeq 59.2$	$\simeq 9.4 \times 10^{-4}$	$\simeq 2.9 \times 10^{-4}$	
ROG	$\simeq 5$	$\simeq 98.7$	$\simeq 1.6 \times 10^{-3}$	$\simeq 4.8 \times 10^{-4}$	
NR	$\simeq 30$	$\simeq 592$	$\simeq 9.4 \times 10^{-3}$	$\simeq 2.9 \times 10^{-3}$	
Vientos	≥ 100	≥ 1970	≥ 0.031	$\geq 9.6 \times 10^{-3}$	
Corona	$10^{2.5 \pm 0.5}$	$19.7 \times 10^{2.5 \pm 0.5}$	$3.1 \times 10^{-1.5 \pm 0.5}$	$9.6 \times 10^{-2.5 \pm 0.5}$	
BLR	$\simeq 10^3$	$\simeq 19700$	$\simeq 0.31$	$\simeq 9.6 \times 10^{-2}$	
FED	$\leq 10^4$	$\leq 19.7 \times 10^4$	≤ 3.1	≤ 0.96	
Toro	1.04×10^5	20.6×10^5	32.6	$\simeq 10$	
NLR	1.04×10^7	2.06×10^8	3.26×10^3	$\simeq 10^3$	

Tabla 1.1: Elementos del modelo Estándar junto con el modelo de disco utilizados por Lawrence (2012), comparados en diferentes unidades. Las Col. (2),(3),(4) y (5) son la distancia desde el centro del disco en diferentes unidades. La componente de las NR se explica a fondo en el Capítulo 3

1.3.6. Organización de la tesis

El objetivo de esta tesis es analizar una muestra de tres Quásares para probar cuatro distintos modelos de SEDs que reproduzcan el espectro UV (obtenidas por el telescopio espacial *Hubble*) y el de los Rayos X (obtenidas con el telescopio espacial *Chandra*).

Comparar todos los modelos para investigar: 1) si reproducen el cambio de pendiente. 2) Cual es la SED que produce más fotones ionizantes en EUV. 3) La viabilidad de su conexión con los datos en los Rayos X.

Esta tesis esta organizada de la siguiente manera: en el Capítulo 2 se explica el marco teórico que se necesita para analizar las SEDs de la muestra de Quásares, los

conceptos particularmente importantes para este trabajo se desarrollan exhaustivamente. En el Capítulo 3 se explican las distintas formas que puede tomar una SED y los diferentes modelos que fueron utilizados para describir la SED de las fuentes tratadas en este trabajo. En el Capítulo 4 se describe la muestra de AGNs utilizada en este trabajo, las observaciones e instrumentos considerados y también se explica a fondo el tratamiento que se ha hecho a los datos en este trabajo y el proceso de ajuste con los modelos. En el Capítulo 5 se exponen los resultados obtenidos en este trabajo y finalmente en el Capítulo 6 se encuentran las conclusiones a las que se llega en este trabajo.

CAPÍTULO 2

Marco teórico de los AGNs

“A diferencia y en virtud de la poesía, la exposición científica es pensamiento puro que recurre a signos para describir el mundo. Con todo y esto, detrás de las ecuaciones espera siempre una exclamación. Para quienes nos hemos acostumbrado a evocar ideas con jeroglíficos, llegar a la exclamación sin pasar por las ecuaciones no es cosa fácil.”

- Gerardo H. Corral

Contenido

2.1. La luz y los procesos físicos	38
2.1.1. La luz y el espectro Electromagnético	38
2.1.2. Radiación térmica	42
2.1.3. Radiación no térmica	44
2.2. Deducción de la distancia Comóvil y Luminosa	48
2.3. Deducción de la radiación de cuerpo negro	55

En este capítulo se definirán las variables, conceptos y ecuaciones matemáticas que son básicas para entender a los AGNs. Analizaremos su tamaño, masa y procesos radiativos que describen a la máquina central de las galaxias activas.

2.1. La luz y los procesos físicos

En astrofísica, gran parte de las observaciones que se tienen y los datos con los que se pueden trabajar son con los otorgados por la luz, como veremos más adelante. Los datos que se tiene acerca de las mediciones de estrellas y galaxias; su masa, temperatura, tamaño, composición química, distancia, etcétera, se puede inferir estudiando la luz de estos objetos.

2.1.1. La luz y el espectro Electromagnético

El sistema de ecuaciones 2.1 representa las 4 leyes fundamentales de la electrodinámica clásica, las ecuaciones de Maxwell

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{E} &= \frac{1}{\epsilon_0} \rho \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \left(\vec{J}_c + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)\end{aligned}\tag{2.1}$$

donde \vec{E} y \vec{B} son el campo eléctrico y el campo magnético respectivamente, ϵ_0 y μ_0 son la permisividad eléctrica y permeabilidad magnética del vacío respectivamente, ρ es la densidad de carga y \vec{J}_c es la densidad de corriente por unidad de volumen.

Este sistema de ecuaciones diferenciales parciales acopladas dice que el campo eléctrico puede ser generado ya sea por cargas o por variaciones de campo magnético,

por otro lado el campo magnético puede ser generado por corrientes o por variaciones del campo eléctrico. Pero este sistema también guarda una relación adicional. Si se considera el sistema 2.1 en el vacío libre de fuentes, es posible resolver el sistema para \vec{E} y \vec{B} ecuación 2.2

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad \nabla^2 \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (2.2)$$

Por lo que en el vacío cada componente cartesiana de \vec{E} y \vec{B} satisface una ecuación de onda en 3 dimensiones.

Esto significa que en el vacío libre de fuentes puede haber propagación de ondas electromagnéticas, las cuales viajan a una rapidez v constante, con magnitud

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \simeq 2.99792 \times 10^{10} \text{ cm/s} \quad (2.3)$$

La cual es precisamente la velocidad de la luz “ c ”. Éste fue uno de los primeras indicios de que la luz es en realidad una onda electromagnética. Actualmente es sabido que la luz es un fenómeno que puede ser descrito como onda o como partícula y dependiendo del contexto del fenómeno, es conveniente tratarla de una u otra forma. Por parte de la interpretación ondulatoria de la luz, se puede decir que la luz es una vibración del campo eléctrico y magnético (Jackson, 1975). En otras palabras es una onda eléctrica y una onda magnética que se mueven juntas. Estas ondas son inseparables, se mueven una ortogonal a la otra, están en fase y la combinación de ambas se denomina onda electro-magnética. Los tipos de luz (los Rayos γ , x , UV, infrarrojo, etcétera) son ondas electromagnéticas y estas están distribuidas en lo que se conoce como el espectro electromagnético. En la Figura 2.1 se puede observar los distintos componentes del espectro electromagnético y la profundidad que alcanzan en la atmósfera terrestre. La diferencia entre distintos tipos de luz en el espectro electromagnético está determinada por sus propiedades ondulatorias como la longitud de onda(λ) y la frecuencia(ν). La ecuación 2.4 relaciona a estas dos variables donde c es la rapidez de la luz y en el Apéndice A.1 se explica la manera de transformar el flujo de la fuente en función de λ o ν

$$\lambda \nu = c \quad (2.4)$$

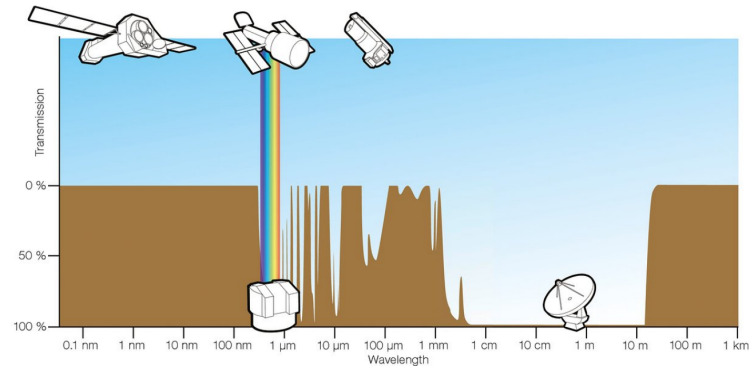


Figura 2.1: En esta Figura se aprecia el espectro electromagnético y su capacidad de penetración en la atmósfera según la longitud de onda (que se conoce como transmisión de la atmósfera). Para sus intervalos de longitud de onda; desde el radio (bajas frecuencias por lo tanto longitudes de onda largas) hasta los Rayos gama (altas frecuencias por lo tanto longitudes de onda cortas). Como se ve, sólo parte de las ondas de radio y de la luz visible son capaces de llegar hasta la superficie terrestre. Créditos: ESA/Hubble (F. Granato).

El ojo humano sólo puede detectar un intervalo pequeño del espectro electromagnético que recibe el nombre de: **el intervalo del visible** o luz visible, el cual está limitado por el rojo ($4.3 \times 10^{14} \text{ Hz}$) (en las frecuencias más bajas y longitudes de onda más grandes) y por el color azul ($7.5 \times 10^{14} \text{ Hz}$) (con las frecuencias más altas y las longitudes de onda más cortas).

Es importante distinguir dos partes del espectro:

- **Espectro continuo (térmico).** El espectro emitido por sólidos, líquidos o gases a una cierta temperatura es conocido como espectro de emisión de cuerpo negro (ver sección 2.3). Por ejemplo en la Figura 2.2 se observa el espectro de la fotosfera del Sol. A longitudes de onda mayores a los 800 nm el espectro prácticamente carece de líneas de emisión y absorción (las cuales se explican más adelante), y se dice que este es el continuo térmico.

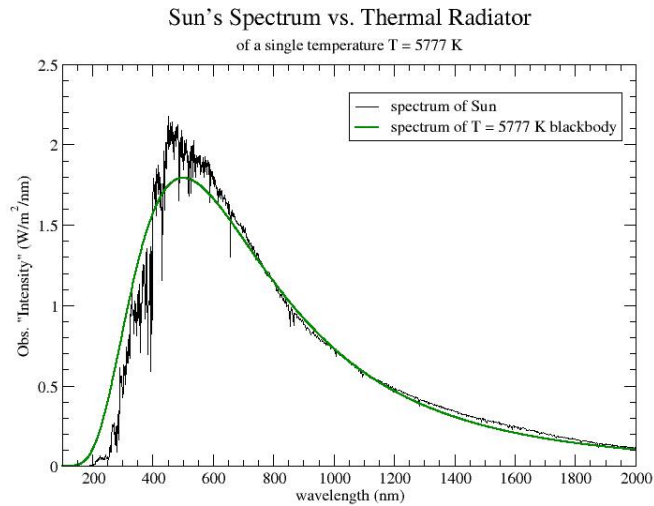
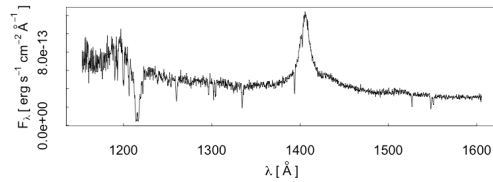
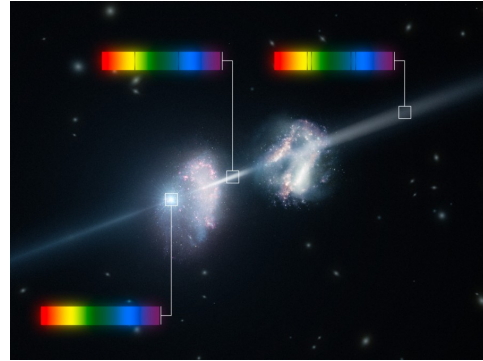


Figura 2.2: Espectro del sol (línea continua negra) y espectro de radiación térmica (línea continua verde). Imagen extraída de <http://tux.iar.unlp.edu.ar>

- **Espectro con líneas de emisión y absorción.** Como se verá a continuación, las condiciones atómicas de un gas dan lugar a que: además del continuo, en el espectro se observen líneas de emisión. Como se aprecia en la Figura 2.3a alrededor de 1400\AA ($\text{Ly}\alpha$), también es posible que se presenten líneas de absorción. En la Figura 2.3a se puede observar una línea de absorción alrededor de 1200\AA Lyman beta ($\text{Ly}\beta$). En el óptico las líneas de absorción se observan como una discontinuidad oscura en el espectro, como se muestra en los dos paneles multicolor de la parte superior de la Figura 2.3b. En esta imagen se observan varias líneas de absorción distintas, que reflejan la abundancia de ciertos elementos químicos en la zona observada que apuntan a una variedad de elementos presentes en este sistema.



(a) Espectro del AGN 3C 273, el espectro se encuentra corrido hacia el rojo debido a su velocidad de recesión. Imagen obtenida de <https://ned.ipac.caltech.edu>



(b) Espectro de líneas de absorción de un sistema de 2 galaxias. Imagen obtenida de apod.nasa.gov/apod/ap111124.html.

Figura 2.3: Ejemplos de espectros con absorción.

2.1.2. Radiación térmica

Se sabe que hay tres formas de transmitir el calor: conducción, convección y radiación. Estas tres transmisiones de calor son importantes en la naturaleza, pero la radiación tiene un especial interés para describir los cuerpos astrofísicos, los cuáles emiten ondas electromagnéticas (en un amplio intervalo de frecuencias) por una fuente que se encuentra a una temperatura dada. Cuando un cuerpo astrofísico presenta equilibrio térmico, equilibrio mecánico y equilibrio químico en todas las partes de este, se dice que este cuerpo está en equilibrio termodinámico. Para los cuerpos astrofísicos que están en equilibrio termodinámico, es posible modelar su radiación como radiación de cuerpo negro (para profundizar en la radiación de cuerpo negro ver sección 2.3), por lo cual la energía radiada por estos objetos a una frecuencia dada depende solo de su temperatura. Un cuerpo negro radia en un intervalo amplio de frecuencias (espectro electromagnético).

Un análisis espectroscópico de la radiación de la fuente proporciona información sobre la composición del gas que esta radiando; los electrones en un átomo giran alrededor de su núcleo en órbitas discretas y bien definidas (esta forma clásica de ver

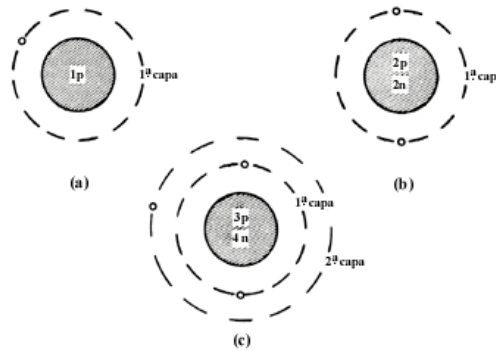


Figura 2.4: Esquema de los átomos en un nivel no excitado. siendo (a) el átomo de hidrógeno, (b) el átomo de helio y (c) el átomo de litio. Dultzin (2011).

el átomo es conocida como el modelo de Bohr, ver Figura 2.4). Para el hidrógeno, por ejemplo, la menor órbita posible para el electrón tiene un radio $r = 0.53 \text{ \AA}$ (1 ángstrom (\AA) = $1 \times 10^{-10} \text{ m}$) y la segunda órbita permitida es $r = 1.12 \text{ \AA}$ (Dultzin, 2011).

Cuando los átomos chocan entre si -bastante común en un gas- los electrones pueden absorber la energía del choque ($E = pc$ donde p es el momento $m_e v$ del electrón) y si la fuerza de la colisión es suficientemente grande, el átomo pasará a un estado excitado y el electrón migrará a otra órbita (permitida). Si la energía de la colisión es suficiente, el electrón alcanzará su potencial de ionización y se desprenderá del átomo (ionización).

Cuando un electrón asciende a una órbita, no se queda en ese estado por un tiempo ilimitado, después de un tiempo (característico de cada átomo y órbita en la que esta el electrón) definido por los llamados coeficientes de Einstein (ver Ecuación 1.9), tienden a regresar a su estado base (estado de mínima energía), lo cual hace mediante una transición instantánea. Al regresar a su estado base libera la energía obtenida por la colisión en forma de un cuanto de luz, un fotón con energía $E = h\nu$ ($h \equiv$ constante de Planck), este valor es preciso y es igual a la diferencia de los niveles energéticos entre los que transcurrió el electrón (Figura 2.5).

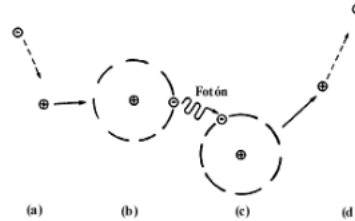


Figura 2.5: Cuando un electrón libre se reincorpora a un átomo, se dice que se produce una recombinación(a). Un fotón emitido por recombinación(b), al ser absorbido por otro átomo(c), produce ionización(d). Dultzin (2011).

Cabe resaltar que todo lo anterior se afirma conforme al modelo atómico clásico de Borh. Sin embargo actualmente la mecánica cuántica, como por ejemplo el modelo de Schrodinger, ya no considera órbitas estables, sino una nube de probabilidad para distribuir a los electrones. Cada punto de esta nube tiene asociado una probabilidad de que el electrón exista en ese punto (ver Figura 2.6). Este modelo presenta numerosas ventajas teóricas frente al modelo de Borh, pero para propósitos de este trabajo basta con el modelo de Borh para entender adecuadamente los procesos tratados en esta tesis.

2.1.3. Radiación no térmica

La radiación no térmica es toda la radiación producida por procesos ajenos a la temperatura de un cuerpo. Algunos casos de esta radiación se abordan a continuación.

La radiación sincrotrón (Figura 2.7), que es la radiación producida por un electrón cuando es acelerado alrededor de un campo magnético (valiéndose del principio de que todas las partículas aceleradas, en el sentido clásico, radian). Los electrones libres al moverse alrededor de un campo magnético radian - radiación sincrotrón- a mayor energía del electrón más intenso debe de ser el campo magnético para confinar la partícula y de mayor frecuencia será la radiación emitida.

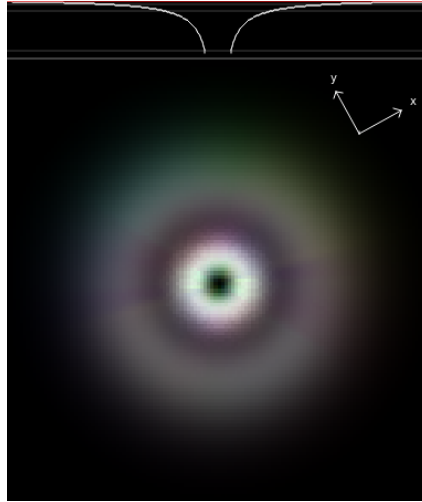


Figura 2.6: Representación de la función de onda ψ del electrón en el átomo de hidrógeno para números atómicos $n = 4$, $l = 2$, $m = 1$, el color representa la densidad de probabilidad del electrón en esa zona. Imagen generada con el software Hydrogen Atom orbital Viewer v1.5c.

Otro ejemplo de radiación no térmica es la que resulta de la dispersión de los fotones por interacciones atómicas con el material circundante, como la dispersión Compton y Compton inverso (ver secciones A.2 y A.3 para más detalles). Es necesario tomar en cuenta estos procesos debido a que permiten explicar físicamente y con mayor detalle la forma del espectro de los AGNs (ver sección 3).

Espectro atómico

Otros procesos de emisión no térmica son los que dan origen al espectro atómico. El espectro atómico es un conjunto de líneas observadas en el espectro electromagnético debidas a los cambios de estado cuántico del electrón en el átomo. Este tipo de electrones hacen transiciones llamadas ligado-ligado. Cabe señalar que los electrones que no están asociados a un átomo pueden tener transiciones libre-ligado o libre-libre. Estas transiciones son las más importantes en el contexto de los AGNs.

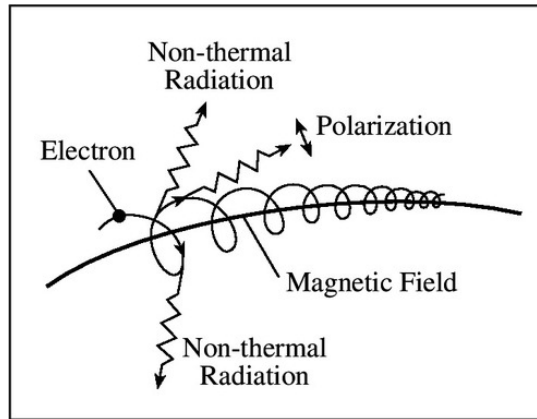


Figura 2.7: Esquema de la mecánica de la radiación sincrotrón. Imagen extraída de <https://ase.tufts.edu/cosmos/view-picture.asp?id=1424>

Tomando como ejemplo el átomo de hidrógeno, que es el átomo más sencillo a analizar. Las transiciones de cualquier nivel energético al estado base, dan lugar a una serie de líneas llamadas serie de Lyman. La primera de estas líneas se produce por los fotones emitidos de la transición del segundo al primer nivel energético con longitud de onda $\lambda = 1216 \text{ \AA}$, la cual se denomina Lyman alfa ($\text{Ly}\alpha$). La segunda línea es $\text{Ly}\beta$, corresponde al fotón emitido por la transición del tercer al primer nivel energético con longitud de onda $\lambda = 1025 \text{ \AA}$, y así sucesivamente hasta sobrepasar la última órbita e ionizar, se le llama el límite de Lyman ($\text{Ly}\infty$), el cual corresponde a la captura de un electrón libre hasta el primer nivel energético -estado base- ($\lambda = 912 \text{ \AA}$ o $E=13.6 \text{ eV}$). Toda esta serie de líneas tiene longitudes de onda que pertenecen a la región del UV. El UV comprende longitudes de onda desde $\lambda = 100 \text{ \AA}$ hasta $\lambda = 4000 \text{ \AA}$.

En la región visible del espectro, el átomo de hidrógeno emite otra serie de líneas. Es la llamada serie de Balmer, que corresponde a todos los fotones emitidos por transiciones que terminan en el segundo nivel energético. Se designan estas líneas con una "H": $\text{H}\alpha$ (transición del tercer al segundo nivel), $\text{H}\beta$ (transición del cuarto al segundo nivel), etcétera (Figura 2.9). Mecanismos similares al que produce la línea de ($\text{Ly}\alpha$) (pero en otros átomos) son los responsables de otras líneas de emisión comunes en los AGNs como las líneas del He II, [O III], O VI, N V, Si IV, [O IV],

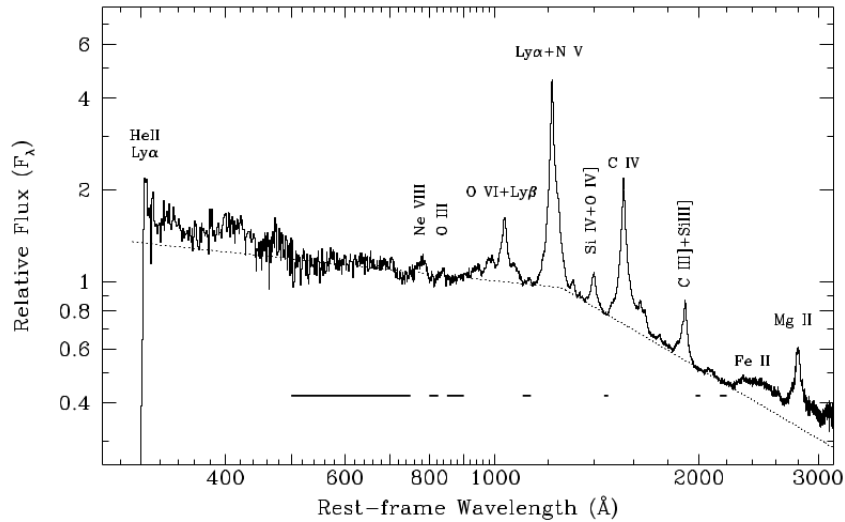


Figura 2.8: Espectro UV formado por la mezcla de 184 QSO con $z > 0.3$, con una resolución espectral de 1Å a $10^{15}Hz$. En este espectro se aprecia tanto las líneas de emisión así como el continuo ionizante. La línea punteada es el mejor ajuste considerando una ley de potencia quebrada alrededor de 1100Å ajustada por Telfer et al. (2002).

C IV, [C III], [Si III], [Fe VII], Mg II. Estas líneas se pueden visualizar en el espectro UV compuesto para quásares en la Figura 2.8 (para detalles sobre la nomenclatura de las líneas de emisión ver sección 1.2.3).

Cuando un electrón libre es capturado por un núcleo atómico se dice que este electrón se re-combinó. En el proceso de recombinación se puede generar una línea de emisión si el electrón pasa directamente al estado fundamental o varias líneas si el electrón cae en cascada por los niveles cuánticos, esto que da lugar a una serie de líneas espectrales llamadas líneas de recombinación. La luz generada por los procesos de recombinación y por la des-excitación de los electrones en el átomo producen el llamado espectro de emisión. Que consiste de líneas intensas a frecuencias específicas, (típicamente emitido para un gas incandescente muy tenue a baja densidad y presión).

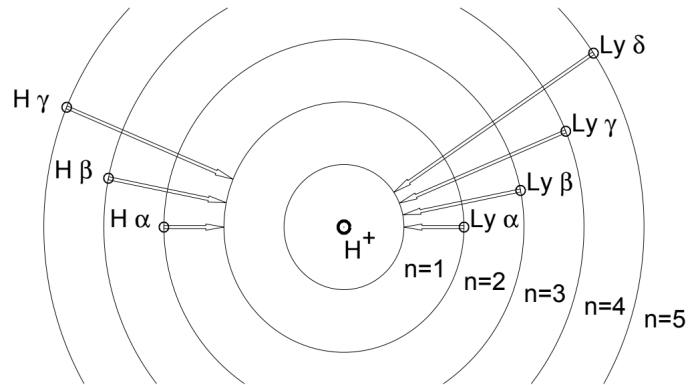


Figura 2.9: Diagrama de la serie de Balmer y Lyman en el átomo de hidrógeno. Usando el modelo atómico de Bohr-Sommerfeld. Imagen de Aschwanden (2004).

Los átomos pueden ser excitados por colisión electrónica o ionizados por la absorción de un fotón (este es el principal mecanismo de ionización en los AGNs). Así un fotón emitido al pasar de la tercera a la segunda órbita tendrá la energía necesaria para excitar un electrón y llevarlo del segundo al tercer nivel energético, dando origen a las conocidas líneas de absorción (ver Figura 2.3b). Es análogo a la explicación que se dio anteriormente sobre las líneas de emisión, sólo que ahora el proceso es inverso. Los átomos en lugar de des-excitar para producir una línea de emisión, capturan un fotón para excitarse y producir una línea de absorción. Las líneas de absorción son debidas a la interacción de la radiación de una fuente con un gas situado entre el observador y la fuente, ocasionando que los átomos del gas se exciten y estos absorban la radiación a frecuencias características.

2.2. Deducción de la distancia Comóvil y Luminosa

Debido a las grandes luminosidades de los AGNs estos pueden ser detectados desde grandes distancias. Algunos AGNs se encuentran tan lejos que su luz fue emi-

tida cuando el Universo tenía un 10% de su edad actual (Peterson et al., 2004). Por lo tanto los AGNs constituyen una prueba importante de la evolución del Universo.

Como estas fuentes están tan lejanas, se alejan muy rápido de la Tierra debido a la expansión del Universo. Además, no es adecuado considerar que la luz se mueve en línea recta en sentido euclídeo. Por lo que para medir la distancia que ha recorrido la luz para llegar a los detectores, es necesario tomar en cuenta la curvatura y el ritmo de expansión del Universo.

Para conocer la curvatura y el ritmo de expansión del Universo es necesario tener un modelo que describa la dinámica del Universo a gran escala. Para esto, y, basado en la evidencia que ofrecen observaciones como: el fondo cósmico de microondas, los mapas de distribución de galaxias y la experiencia obtenida anteriormente al buscar el lugar de la Tierra en el Universo. Se propone (y es comúnmente aceptado por la comunidad científica) el principio cosmológico (Peterson et al., 2004; Schutz, 2009).

El principio cosmológico propone 2 aspectos que el Universo cumple a gran escala:

- **Homogeneidad:** Propone que a grandes escalas (estructuras de al menos 100 Mpc) las propiedades del Universo son las mismas en cualquier punto.
- **Isotropía:** Propone que el Universo es aproximadamente igual en todas las direcciones para cualquier observador.

Si además del principio cosmológico se considera que el Universo a gran escala es eléctricamente neutro y que las contribuciones de las fuerzas nucleares son muy pequeñas. Entonces la dinámica del Universo a gran escala queda únicamente determinada por la gravedad del propio Universo. Para obtener una descripción adecuada de la geometría (y por lo tanto la gravedad) del Universo, es necesario resolver las ecuaciones 1.10, que son las ecuaciones de campo de Hilbert-Einstein y obtener una métrica que sea consistente con el principio cosmológico.

Asumiendo la existencia de un tiempo cósmico estándar e introduciendo coordenadas Gaussianas, encontraron Robertson (1935) y Walker (1936) la métrica de

4 dimensiones más general que es consistente con el principio cosmológico (Ecuación 2.5). Esta métrica se conoce como la métrica de Robertson-Walker (RW)

$$ds^2 = -dt^2 + R(t)^2 [d\chi^2 + S_k(\chi)^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)]$$

$$S_k(\chi) = \begin{cases} \chi & si & k = 0 \\ \sin \chi & si & k = 1 \\ \sinh \chi & si & k = -1 \end{cases} \quad (2.5)$$

donde $R(t)$ es el factor de escala del Universo y k es el factor de curvatura del Universo. k puede tomar valores de $-1, 0$ o 1 dependiendo de si el Universo es hiperbólico, plano o esférico, respectivamente. Tanto la forma funcional de $R(t)$ como el valor de k dependen de: la densidad de energía de la materia, la densidad de energía de la radiación y la densidad de energía oscura del Universo.

Considerando que el Universo a gran escala se comporta como un fluido perfecto, donde la presión P de este fluido es la suma de las presiones individuales de: la materia P_M , la de radiación P_r y la de energía oscura P_Λ . Además la densidad de energía ρ de este fluido es la suma de las densidades individuales de: la materia ρ_M , la de radiación ρ_r y la de energía oscura ρ_Λ . Entonces la presión y densidad totales

$$P = P_M + P_r + P_\Lambda$$

$$\rho = \rho_M + \rho_r + \rho_\Lambda. \quad (2.6)$$

En general tanto la presión como la densidad del Universo no tienen porque ser constantes en el tiempo, por lo que son funciones de t . Considerando las definiciones anteriores de la presión y la densidad del Universo (ec. 2.6), la expresión para el tensor de energía momento del Universo como un fluido perfecto toma la forma:

$$T_{\mu\nu} = P g_{\mu\nu} + (P + \rho) \frac{dx^\sigma}{d\tau} g_{\sigma\mu} \frac{dx^\epsilon}{d\tau} g_{\epsilon\nu} \quad (2.7)$$

Si se combinan las ecuaciones de campo (ec.1.10) con la métrica de Robertson Walker (ec. 2.5) y se modela el Universo como un fluido perfecto (ec. 2.7), se obtienen las ecuaciones de Fridman-Lemaître (FL). Estas ecuaciones describen la forma funcional del factor de escala del Universo $R(t)$ y el factor de curvatura del Universo

k , en términos de las densidades de energía del Universo. La primera ecuación viene de considerar la componente 0,0 de las ecuaciones de campo (ec.1.10). Es conocida como la primera ecuación de FL, tiene la forma de la ecuación 2.8.

$$\begin{aligned} R_{00} - \frac{1}{2}Rg_{00} &= T_{00} \\ \rightarrow \left(\frac{\dot{R}(t)}{R(t)} \right)^2 &= \frac{8\pi G}{3}\rho(t) - \frac{k}{R(t)^2}, \end{aligned} \quad (2.8)$$

donde $\dot{R}(t)$ es la derivada respecto al tiempo del factor de escala del Universo, es decir, la velocidad a la que se expande el Universo.

Introduciendo las siguientes definiciones: el parámetro de Hubble ($H(t)$), la densidad crítica (ρ_c) y los parámetros de densidad ($\Omega, \Omega_M, \Omega_r, \Omega_\Lambda, \Omega_k$)

$$\begin{aligned} H(t) &\equiv \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}; & \rho_c &\equiv \frac{3H(t)^2}{8\pi G} \\ \Omega &\equiv \frac{\rho}{\rho_c} = \frac{\rho_M}{\rho_c} + \frac{\rho_r}{\rho_c} + \frac{\rho_\Lambda}{\rho_c} = \Omega_M + \Omega_r + \Omega_\Lambda; & \Omega_k &= \frac{-k}{R(t)^2 H(t)^2}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Sustituyendo las definiciones en 2.9 en la ecuación 2.8 se obtiene que:

$$\begin{aligned} \frac{3H(t)^2}{8\pi G} &= \rho_c (\Omega_M + \Omega_r + \Omega_\Lambda) - \frac{3k}{8\pi G R(t)^2} \\ \rightarrow \rho_c &= \rho_c (\Omega_M + \Omega_r + \Omega_\Lambda) + \rho_c \Omega_k \\ \rightarrow \Omega_M + \Omega_r + \Omega_\Lambda + \Omega_k &= 1. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Ahora, de cara a medir la distancia a la que se encuentran los objetos en el Universo lejano, se desea relacionar los términos de la ec 2.10 con cantidades observables, presumiblemente las propiedades de la luz ($ds^2 = 0$) emitida por estos objetos. Si se asume que la luz sigue trayectorias radiales ($d\theta^2 = d\phi^2 = 0$) desde que es emitida en alguna parte del Universo hasta que alcanza la Tierra, entonces la integral desde el tiempo en que se emitió la luz (t_1) hasta el presente (t_0) de la métrica de RW (ec. 2.5) queda como:

$$F(r) = \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{R(t)}. \quad (2.11)$$

Ahora como los objetos lejanos se mueven con el flujo de Hubble (movimiento debido a la expansión del Universo) es de esperar que la emisión de estos objetos sufra un corrimiento al rojo. Por otra parte la integral de la métrica sobre el tiempo se debe de mantener constante en cualquier marco de referencia, aunque la frecuencia de la señal de luz no se mantenga. Por lo tanto se puede plantear la igualdad de las integrales evaluadas en distintos periodos.

$$\int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{R(t)} = \int_{t_1+\delta t_1}^{t_0+\delta t_0} \frac{dt}{R(t)} \rightarrow \int_{t_0}^{t_0+\delta t_0} \frac{dt}{R(t)} = \int_{t_1}^{t_1+\delta t_1} \frac{dt}{R(t)}. \quad (2.12)$$

Ahora δt es el periodo de la luz en el visible, la cuál típicamente es muy pequeña 10^{-14} s. El Universo evoluciona poco en 10^{-14} s por lo tanto se puede considerar que $R(t)$ es constante de t_0 a $t_0 + \delta t_0$ y de t_1 a $t_1 + \delta t_1$. Por lo tanto:

$$\frac{\delta t_0}{R(t_0)} = \frac{\delta t_1}{R(t_1)} \rightarrow \frac{\delta t_1}{\delta t_0} = \frac{R(t_1)}{R(t_0)}. \quad (2.13)$$

El periodo de la señal de luz es proporcional a la longitud de onda ($\delta t \propto \lambda$), por lo tanto en términos de la longitud de onda se obtiene que:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_0} = \frac{R(t_1)}{R(t_0)} \equiv \frac{R(t)}{R_0}. \quad (2.14)$$

Considerando la ec. 1.1 se puede escribir la ecuación anterior en términos del corrimiento al rojo, la cuál toma la forma

$$z + 1 = \frac{R_0}{R(t)} \rightarrow z + 1 \propto \frac{1}{R(t)}. \quad (2.15)$$

Observado la definición de la densidad crítica (ec. 2.9) se tiene que el valor de la densidad crítica en el presente ($t = t_0$) se relaciona con el valor de la densidad crítica en cualquier momento, de la siguiente manera:

$$\rho_c(t = t_0) = \frac{3H(t = t_0)^2}{8\pi G} \equiv \rho_{c,0} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \rightarrow \rho_c = \rho_{c,0} \left(\frac{H(t)}{H_0} \right)^2 \quad (2.16)$$

Considerando que la densidad de materia ρ_M es proporcional a $R(t)^{-3}$ entonces se tiene que:

$$\frac{\rho_M}{\rho_{M,0}} = \left(\frac{R_0}{R(t)} \right)^3 \rightarrow \rho_M = \rho_{M,0} \left(\frac{R_0}{R(t)} \right)^3 \rightarrow \rho_M = \rho_{M,0} (z + 1)^3. \quad (2.17)$$

Donde $\rho_{M,0}$ es la densidad de energía de la materia en el presente. Usando la definición de Ω_M (ec. 2.9), la ec. 2.17 y ec 2.16 estas ecuaciones implican que:

$$\Omega_M = \frac{\rho_{M,0}}{\rho_{c,0}} (z+1)^3 \left(\frac{H_0}{H(t)} \right)^2 = \Omega_{M,0} (z+1)^3 \left(\frac{H_0}{H(t)} \right)^2. \quad (2.18)$$

Donde $\Omega_{M,0}$ es el parámetro de densidad de la materia en el presente. Se pueden seguir pasos análogos con la densidad de energía de la radiación, considerando que la densidad de energía de la radiación cumple con $\rho_r \propto R(t)^{-4}$ y se obtiene que:

$$\Omega_r = \Omega_{r,0} (z+1)^4 \left(\frac{H_0}{H(t)} \right)^2. \quad (2.19)$$

De la definición de Ω_Λ (ec. 2.9) y la ec. 2.16 se tiene que:

$$\Omega_\Lambda = \frac{\rho_\Lambda}{\rho_{c,0}} \left(\frac{H_0}{H(t)} \right)^2 = \Omega_{\Lambda,0} \left(\frac{H_0}{H(t)} \right)^2. \quad (2.20)$$

Donde $\Omega_{\Lambda,0}$ es el parámetro de densidad de energía oscura en el presente. De la definición de Ω_k (ec. 2.9) y la ec. 2.15 se deriva que:

$$\begin{aligned} \Omega_k &= \frac{-k}{R_0^2 H(t)^2} (z+1)^2 \rightarrow \Omega_{k,0} = \frac{-k}{R_0^2 H_0^2} \\ &\rightarrow \Omega_k = \Omega_{k,0} (z+1)^2 \left(\frac{H_0}{H(t)} \right)^2. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Combinando la ec 2.10 con las ecuaciones 2.18, 2.19, 2.20, 2.21 se obtiene que:

$$H(t) = H_0 \sqrt{\Omega_{r,0} (z+1)^4 + \Omega_{M,0} (z+1)^3 + \Omega_{k,0} (z+1)^2 + \Omega_{\Lambda,0}} \equiv H_0 E(z) \quad (2.22)$$

Ahora considerando la métrica de RW (ec 2.5) para un rayo de luz con trayectoria radial y combinandola con la ec 2.9 se tiene que:

$$d\chi = \frac{dt}{R(t)} = \frac{dR}{\dot{R}(t)R(t)} = \frac{dR}{H(t)R(t)^2} \quad (2.23)$$

Ahora obteniendo la forma diferencial de la ec. 2.15 se deriva que:

$$dR = \frac{R_0}{(z+1)^2} dz = R_0 \left(\frac{R(t)}{R_0} \right)^2 dz, \quad (2.24)$$

sustituyendo este resultado en la ec. 2.23 se obtiene que:

$$\begin{aligned} d\chi &= \frac{1}{R_0} \frac{dz}{H(t)} \\ \rightarrow \chi &= \frac{1}{H_0 R_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Esta es la distancia comovil que se mantiene constante en el tiempo. Para saber cuál es la distancia en unidades físicas (Mpc) es necesario multiplicar la expresión anterior por el factor de escala del Universo en el presente y para recuperar las unidades se pone de manera explícita el valor de la velocidad de la luz (los cálculos efectuados anteriormente se realizaron en el sistema natural de unidades, donde se considera que $c = 1$). Por lo tanto la expresión para la distancia a lo largo de la línea de visión será

$$\begin{aligned} r_c &= R_0 \chi = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \\ \rightarrow r_c &= \frac{c}{H_0} \int_0^z \left(\Omega_{r,0} (z' + 1)^4 + \Omega_{M,0} (z' + 1)^3 + \Omega_{k,0} (z' + 1)^2 + \Omega_{\Lambda,0} \right)^{-1/2} dz'. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Esta expresión para la distancia r_c es conocida como la distancia comovil. Esta distancia es una mejor aproximación que la calculada por la ecuación 1.4 para QSO con corrimientos al rojo del orden de uno o mayores.

Con base en la expresión anterior de r_c se puede definir una distancia que cumple con la relación de flujo y luminosidad, esta distancia conocida como distancia luminosa r_L se obtiene a partir de r_c y en un Universo plano ($\Omega_M + \Omega_r + \Omega_\Lambda = 1$) tiene la forma

$$r_L = (1 + z) r_c \quad (2.27)$$

La ecuación 2.27 es usada en este trabajo para calcular las distancias a las que se encuentran los QSO a partir de sus luminosidades. Adoptando los parámetros de densidad con los siguientes valores: $\Omega_M \simeq 0.286$, $\Omega_r = \Omega_k = 0.0$, $\Omega_\Lambda \simeq 0.714$ siguiendo la propuesta de Bennett et al. (2014). En la Figura 2.10 se muestran las

distintas distancias calculadas en función del corrimiento al rojo. Todas las distancias convergen para $z \ll 1$, pero a medida que z aumenta se obtienen distintos resultados.

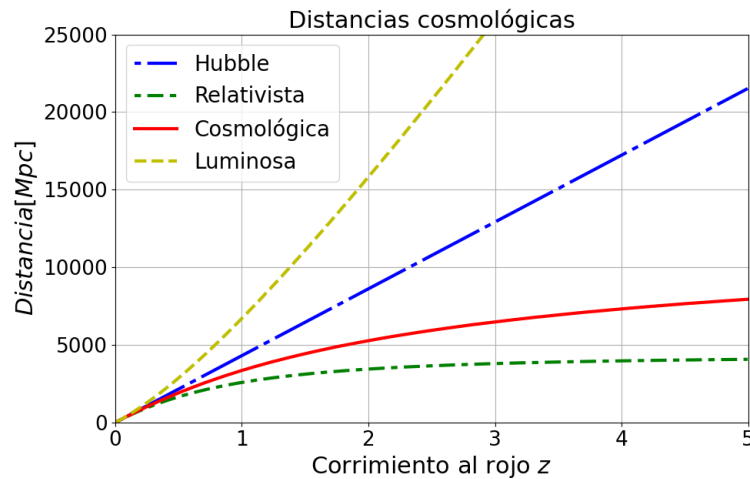


Figura 2.10: Gráfica del cálculo de distancias en función del corrimiento al rojo medido, utilizando distintos modelos. Ley de Hubble, ec 1.4, considerando corrimiento al rojo clásico, ec 1.2, línea de segmentos largos azul; ley de Hubble pero considerando corrimiento al rojo relativista, ec 1.3, línea de segmentos cortos verdes; distancia comóvil, ec 2.26, línea sólida roja; y distancia luminosa, ec 2.27, línea de segmentos medios amarillos. En las 2 últimas distancias se usaron los siguientes parámetros de densidad $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.286, 0.714)$ y en todas las distancias se consideró $H_0 = 69.6 [km s^{-1} Mpc^{-1}]$

2.3. Deducción de la radiación de cuerpo negro

En el entorno del modelo unificado de los AGNs ha sido posible explicar parte de su emisión en el UV mediante la radiación térmica de un disco de acreción. Por

lo que es importante profundizar en este tipo de emisión para poderla aplicar a los AGNs.

A mediados del siglo *XIX* James Clerk Maxwell obtuvo la ecuación que describe las velocidades de las moléculas en un gas. Ludwig Boltzmann desarrolló, de manera independiente, la teoría que permitía entender las propiedades termodinámicas macroscópicas de los objetos en términos de sus componentes microscópicas. Sin embargo cuando Lord Rayleigh y Sir James Jeans intentaron usar las ideas clásicas de estos modelos para describir la radiación de cuerpo negro (obteniendo la ley de Rayleigh-Jeans), los resultados obtenidos no tenían sentido. Los cálculos decían que el cuerpo negro emitiría una cantidad infinita de radiación en el UV. El fracaso debido a la discrepancia con los datos fue tan grande que se le dio el dramático nombre de “La catástrofe ultravioleta” (ver Figura 2.11).

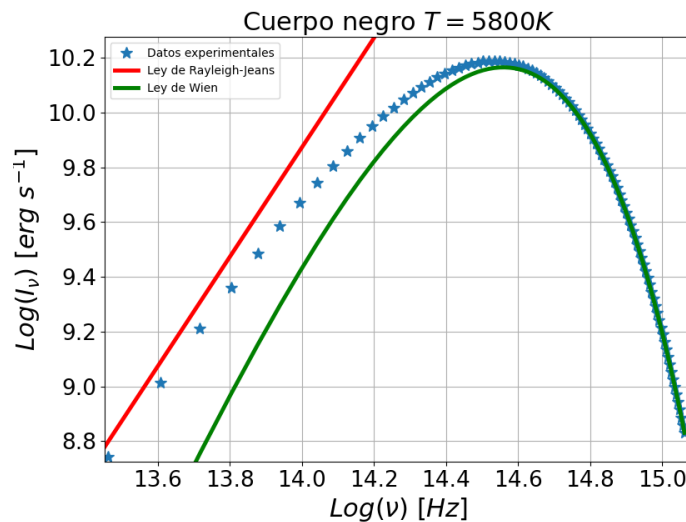


Figura 2.11: Curva de emisión observada de un cuerpo negro (datos experimentales), comparada con la predicción clásica (ley de Rayleigh-Jeans) y con el ajuste fenomenológico para altas energías (ley de Wien). La discrepancia entre los datos experimentales y la ley de Rayleigh-Jeans ilustra la catástrofe ultravioleta.

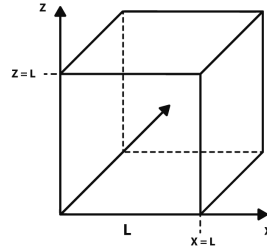


Figura 2.12: Esquema de una cavidad cúbica con radiación electromagnética

Ante la catástrofe UV el físico alemán Max Planck propuso describir la radiación de cuerpo negro como si esta fuera discreta (cuantizada). El desarrollo de esta hipótesis se muestra a continuación y los resultados permitieron describir adecuadamente la radiación de cuerpo negro y resolver la catástrofe del UV.

La radiación de cuerpo negro es la radiación que tiene lugar cuando existe equilibrio termodinámico entre la materia y la radiación. Si se considera una caja metálica cúbica de lado L (ver Figura 2.12), aislada adiabáticamente a una temperatura absoluta T , y en ella hay radiación en equilibrio termodinámico con la caja, entonces la radiación en esta cavidad será isotrópica y homogénea. Esto no depende ni del tamaño, ni de la forma o material de la cavidad y solo depende de la temperatura. En esta deducción la radiación se describe con ondas electromagnéticas, las cuales tendrán un número muy grande de ondas viajando en las direcciones x_i donde i va contando de 1 a 3, con la notación siguiente

$$x_1 = x \quad x_2 = y \quad x_3 = z \quad (2.28)$$

A cada coordenada x_i le corresponde una longitud de onda (λ_i) y frecuencia (ν_i)

$$\lambda_1 = \lambda_x \quad \lambda_2 = \lambda_y \quad \lambda_3 = \lambda_z \quad (2.29)$$

$$\nu_1 = \nu_x \quad \nu_2 = \nu_y \quad \nu_3 = \nu_z \quad (2.30)$$

Relaciones análogas se pueden establecer para todas las propiedades de las ondas que estén en las tres direcciones x_i . Considerando ahora la componente x_i y la pared metálica en $x_i = 0$: la pared refleja la componente de la radiación incidente, de modo que las ondas incidentes y reflejadas se combinan para dar lugar a una onda estacionaria. Dado a que la radiación electromagnética es una onda transversal, esto significa que su vector de campo eléctrico \vec{E}_i es paralelo a las paredes metálicas. Pero una pared metálica no puede soportar campos eléctricos ya que fluirán corrientes por la pared para anular al campo; esto implica que la amplitud del vector \vec{E}_i de la onda estacionaria es cero en las paredes de la caja, por consiguiente la onda debe tener nodos en $x_i = 0$ y en $x_i = L$.

Ahora entonces, para calcular el número de longitudes de onda posibles se considera una onda con longitud de onda λ y frecuencia ν relacionadas por la ecuación 2.4 ver Figura 2.13a. Esta onda es una onda estacionaria ya que sus tres componentes son ondas estacionarias. La dirección de propagación de esta onda tiene ángulos ϕ_i respecto a cada una de las coordenadas x_i , presenta nodos, los cuales están situados sobre la dirección de propagación y tienen una distancia entre sí de $\frac{\lambda}{2}$. Como se señaló anteriormente al descomponer la onda en sus componentes en cada dirección, estas componentes también presentan nodos los cuales tienen una distancia entre sí de $\frac{\lambda_i}{2}$.

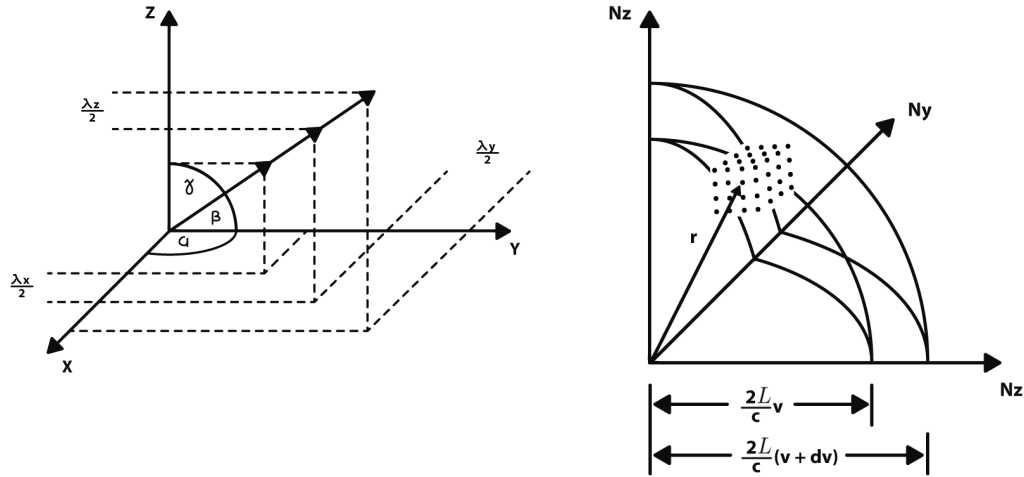
Proyectando el vector de propagación en cada dirección se encuentra que

$$\frac{\lambda_i}{2} = \frac{\lambda}{2 \cos \phi_i} \quad (2.31)$$

Escribiendo las expresiones de la magnitud de \vec{E} en las direcciones x_i

$$E(x_i, t) = A_i \sin\left(\frac{2\pi x_i}{\lambda_i}\right) \sin(2\pi\nu_i t) \quad (2.32)$$

Donde A_i es la amplitud en la dirección x_i . La ecuación 2.32 cumple la condición de tener un nodo en $x_i = 0$ pero para cumplir también la condición de tener un nodo



(a) Esquema del vector de propagación de una onda estacionaria, la cual se propaga en cierta dirección dentro de una cavidad cúbica. Las flechas representan donde interseca el vector de propagación con los plano nodales de la onda.

(b) Esquema de un sistema rectangular de coordenadas útil para contar las frecuencias permitidas en una cavidad cúbica con algunos puntos.

Figura 2.13

en $x_i = L$, se debe cumplir

$$\begin{aligned} \frac{2\pi x_i}{\lambda_i} &= n_i \pi \\ \rightarrow \frac{2L}{\lambda_i} &= n_i \end{aligned} \tag{2.33}$$

Sustituyendo la ecuación 2.31 en la ecuación 2.33 se tiene que

$$\frac{2L}{\lambda} \cos \phi_i = n_i \tag{2.34}$$

Ahora, usando la componente en cada dirección de la ecuación 2.34, elevándolas al cuadrado y sumándolas se obtiene

$$\frac{4L^2}{\lambda^2} (\cos^2 \phi_1 + \cos^2 \phi_2 + \cos^2 \phi_3) = n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 \tag{2.35}$$

Notando que los ángulos cumplen que $\cos^2 \phi_1 + \cos^2 \phi_2 + \cos^2 \phi_3 = 1$, por lo que

$$\frac{2L}{\lambda} = \sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \quad (2.36)$$

Donde todas las n_i son números enteros positivos. La ecuación 2.36 describe las longitudes de onda permitidas para la radiación dentro de la cavidad. Si ahora, mediante la ecuación 2.4 se calcula las frecuencia permitidas se tiene que

$$\nu = \frac{c}{2L} \sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \quad (2.37)$$

Para contar el número de frecuencias permitidas en un determinado intervalo de frecuencias, se puede construir una red cúbica uniforme en un octante de un sistema rectangular de coordenadas, de modo que las tres coordenadas de cada punto en la red sean una configuración posible de los 3 enteros n_i ver la Figura 2.13b. Por consiguiente cada punto en la red corresponde a una frecuencia permitida. Sea $N(\nu)d\nu$, el número de frecuencias permitidas en el intervalo $(\nu, \nu + d\nu)$, este deberá ser igual al número de puntos contenidos entre 2 esferas concéntricas $N(r)dr$ de radios r y $r + dr$, es decir $N(r)dr = N(\nu)d\nu$, donde se puede ver que

$$r = \sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \quad (2.38)$$

Sustituyendo la Ecuación 2.38 en la ecuación 2.37 se tiene que

$$r = \frac{2L}{c} \nu \rightarrow dr = \frac{2L}{c} d\nu \quad (2.39)$$

Se puede conocer $N(r)dr$ mediante la multiplicación del volumen que hay entre las 2 esferas y de la densidad de puntos por unidad de volumen de la red (la cual debe ser forzosamente igual a uno, dado que las coordenadas son números enteros y solo hay un punto por cada permutación de las coordenadas), entonces

$$N(r)dr = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_r^{r+dr} r'^2 \sin \theta (dr' d\theta d\phi) = \frac{\pi}{6} (3r^2 + 3r dr + (dr)^2) dr \quad (2.40)$$

Considerando solamente los términos lineales en dr se tiene que:

$$N(r)dr = \frac{\pi}{2}r^2 dr \quad (2.41)$$

Usando la igualdad $N(r)dr = N(\nu)d\nu$ y utilizando la ecuación 2.39 se tiene que

$$N(\nu)d\nu = \frac{4\pi L^3}{c^3}\nu^2 d\nu \quad (2.42)$$

Aquí es necesario multiplicar por 2 para tener el número total de frecuencias permitidas porque cada onda posee 2 polarizaciones. Entonces la densidad de ondas por intervalo de volumen por intervalo de frecuencia es

$$\rho_\nu = \frac{N(\nu)}{L^3} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \quad (2.43)$$

Ahora es necesario calcular la energía promedio que tiene cada onda estacionaria. Considerando la distribución de probabilidad de Boltzmann, la probabilidad de encontrar un estado con la energía E es $e^{-E/k_B T}$. Utilizando la hipótesis de Planck la cual dice que la energía es absorbida y emitida en paquetes de energía (cuantos de luz)

$$E = h\nu \quad (2.44)$$

donde h es la constante de Planck (ver su valor en el Apéndice). Entonces se tiene que la energía es una entidad discreta $E_n = nh\nu$. Entonces sea ϵ la energía promedio de las ondas, esta dada por

$$\epsilon = \frac{\sum_{n=0}^{n=+\infty} (nh\nu)e^{-nh\nu/k_B T}}{\sum_{n=0}^{n=+\infty} e^{-nh\nu/k_B T}} = \frac{\sum_{n=1}^{n=+\infty} (nh\nu)e^{-nh\nu/k_B T}}{\sum_{n=0}^{n=+\infty} e^{-nh\nu/k_B T}} \quad (2.45)$$

Se observa que al derivar con respecto a la temperatura T

$$\frac{d}{dT} \sum_{n=0}^{n=+\infty} e^{-nh\nu/k_B T} = \frac{1}{k_B T^2} \sum_{n=1}^{n=+\infty} nh\nu e^{-nh\nu/k_B T} \quad (2.46)$$

Sustituyendo la ecuación 2.46 en la ecuación 2.45 se tiene que

$$\epsilon = \frac{k_B T^2 \frac{d}{dT} \left(\sum_{n=0}^{n=+\infty} e^{-nh\nu/k_B T} \right)}{\sum_{n=0}^{n=+\infty} e^{-nh\nu/k_B T}} \quad (2.47)$$

Para calcular la suma de la energía promedio, se observa que las series son geométricas sobre $e^{-h\nu/k_B T}$ por lo que converge siempre y cuando

$$\|e^{-h\nu/k_B T}\| < 1 \quad \rightarrow \quad -h\nu/k_B T < 0, \quad (2.48)$$

esto se cumple ya que tanto h como k_B son constantes positivas y la temperatura y las frecuencias son variables positivas. Luego entonces para constreñir la convergencia de la serie primero se desarrolla la serie

$$S_n = \sum_{n=0}^n e^{-nh\nu/k_B T} = 1 + e^{-h\nu/k_B T} + e^{-2h\nu/k_B T} + e^{-3h\nu/k_B T} + \dots + e^{-nh\nu/k_B T} \quad (2.49)$$

Considerando ahora la multiplicación de la suma por un factor afín

$$\begin{aligned} (1 + e^{-h\nu/k_B T} + e^{-2h\nu/k_B T} + e^{-3h\nu/k_B T} + \dots + e^{-nh\nu/k_B T})(1 - e^{-h\nu/k_B T}) \\ = 1 - e^{-(n+1)h\nu/k_B T} \\ \rightarrow S_n = \frac{1 - e^{-(n+1)h\nu/k_B T}}{1 - e^{-h\nu/k_B T}} \end{aligned} \quad (2.50)$$

ahora para calcular la suma en $n = +\infty$ se toma el límite de S_n

$$\lim_{n \rightarrow +\infty} (S_n) = \sum_{n=0}^{n=+\infty} e^{-nh\nu/k_B T} = \lim_{n \rightarrow +\infty} \frac{1 - e^{-(n+1)h\nu/k_B T}}{1 - e^{-h\nu/k_B T}} = \frac{1}{1 - e^{-h\nu/k_B T}} \quad (2.51)$$

Por lo tanto se tiene finalmente que

$$\sum_{n=0}^{n=+\infty} e^{-nh\nu/k_B T} = \frac{1}{1 - e^{-h\nu/k_B T}} \quad (2.52)$$

Sustituyendo el resultado de la ecuación 2.52 en la ecuación 2.47 y simplificado el álgebra

$$\epsilon = \frac{k_B T^2 \frac{d}{dT} \left(\frac{1}{1 - e^{-h\nu/k_B T}} \right)}{\frac{1}{1 - e^{-h\nu/k_B T}}} = \frac{h\nu e^{-h\nu/k_B T}}{1 - e^{-h\nu/k_B T}} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad (2.53)$$

Entonces la energía por intervalo de volumen por intervalo de frecuencia es

$$U_\nu(T) = \rho_\nu \epsilon = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad (2.54)$$

donde $U_\nu(T)$ es la función de Planck para la densidad de energía en equilibrio termodinámico, la radiación de un cuerpo negro.

Para describir a la Gran Joroba Azul, Big Blue Bump (BBB), de los AGNs tal como se hará en sección 3, se ha tratado de hacer diversos ajustes. Por ejemplo, se ha investigado el mejor modelo para reproducir los datos en la región del óptico y ultravioleta, ya sea con una ley de potencias más un cuerpo negro tal como lo hizo Malkan (1983) en la Figura 2.14a (línea discontinua) o con una ley de potencias más un disco de acreción (línea continua). La diferencia entre el cuerpo negro y el disco de acreción es que en el disco la densidad de energía es una función de la frecuencia y de la temperatura, donde la temperatura es una función del radio $U_\nu(T(r))$ (Ghosh, 1995; Malkan, 1983). Por lo anterior la SED de un disco de acreción corresponde a la suma de cuerpos negros que cubren un continuo de temperaturas, por lo tanto tiene características térmicas. La SED puede ser presentada por una ley de potencia multiplicada por un corte exponencial de temperatura T_{cor}

Por otro lado, en la Figura 2.14b se comparan diversos modelos, por ejemplo Mathews and Ferland (1987) propusieron leyes de potencias truncadas (línea discontinua amarilla) y Korista et al. (1997) propuso un cuerpo negro con temperaturas de 43 eV y 86 eV, (líneas discontinuas azules). Haro-Corzo et al. (2007) propuso modelos que consideran la emisión de un disco de acreción comptonizado, con anillos que emiten localmente como cuerpo negro (línea punteadas negras). Los modelos I y II tienen un quiebre en el FUV (absorbidos por nanodiamantes) para reproducir los cambios en el FUV de los espectros observados. En comparación, el modelo II tiene una

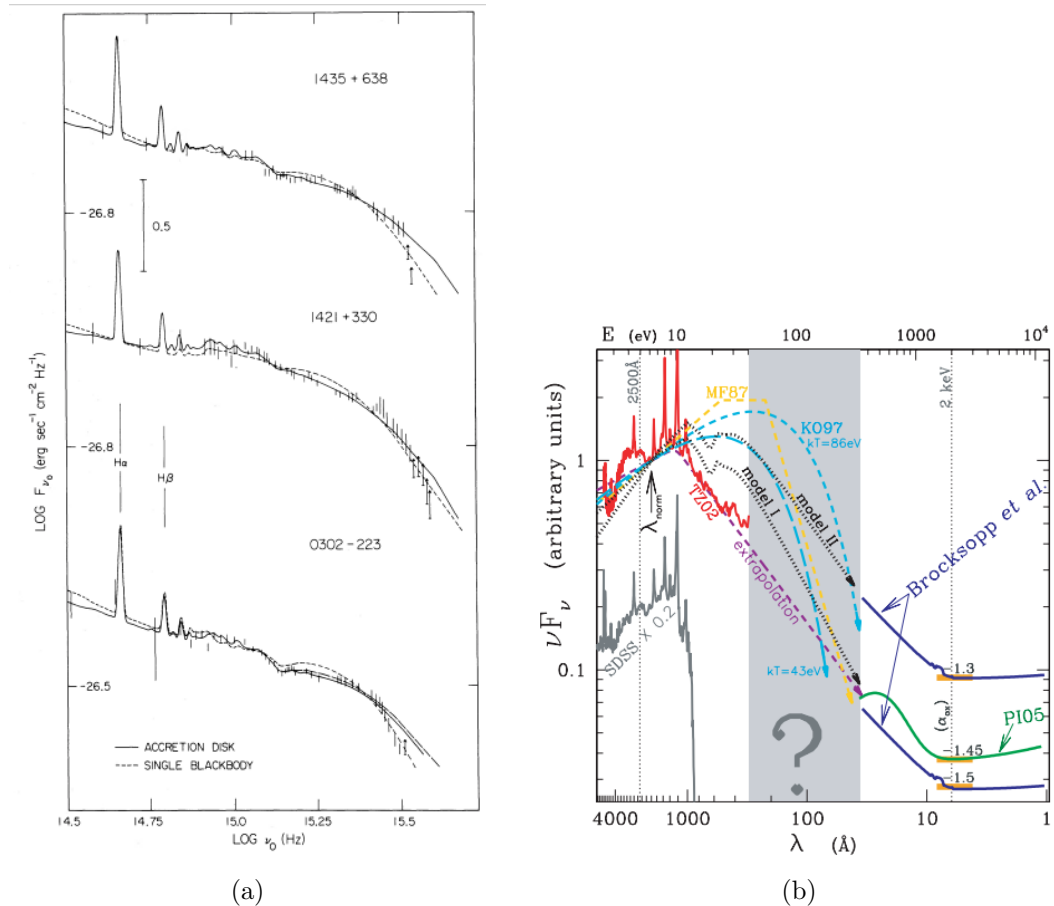


Figura 2.14: En la Figura (a) se observa el espectro de 3 Quásares. Las líneas segmentadas representan el ajuste a los datos con una ley de potencias más un cuerpo negro $U_{\nu}(T)$. Las líneas sólidas, las cuales se ajustan mejor al espectro, son ajustes donde el cuerpo negro es reemplazado por un disco de acreción $U_{\nu}(T(r))$. Cada línea sólida representa 2 modelos de disco que son indistinguibles en la figura -uno alrededor de un agujero de Schwarzschild y el otro alrededor de un agujero de Kerr-. Figura extraída de Malkan (1983). En la Figura (b) se observa la SED compuesta observada por *SLOAN* (gris) y del *HST* (rojo) en la región UV así como las observaciones de *XMM-Newton* (morado oscuro y verde) en los Rayos X, comparada con respecto a los diversos modelos teóricos y empíricos. Figura extraída de Haro-Corzo et al. (2007)

mayor cantidad de fotones ionizantes, con respecto al modelo I con el objetivo de reproducir las intensidades de las líneas de emisión observadas. En esta misma Figura también se aprecia la región sombreada, la cual representa la región espectral que tiene ausencia de fotones debido a la absorción del medio interestelar de la Vía Láctea.

CAPÍTULO 3

Modelos para la SED

“Para ver un mundo en un grano de arena
Y un cielo en una flor silvestre,
Coloca el infinito en la palma de tu mano
Y la eternidad en una hora.”

- Willian Blake

Contenido

3.1. Problemas con la SED	67
3.1.1. SED en el Óptico, UV y Rayos X	68
3.1.2. El problema de la temperatura	73
3.1.3. El problema de la ionización	76
3.1.4. El problema de la escala de tiempo	76
3.1.5. El problema de coordinación	78
3.1.6. El problema del tamaño	79
3.2. Los modelos utilizados en este trabajo para representar el continuo UV de cada AGN	79
3.2.1. Modelo de un disco comptonizado por medio de dos leyes de potencia y la función C_{roll}	80
3.2.2. El índice alpha OX	82
3.2.3. Modelo de un disco de acreción modificado por Nubes Reflectantes $\tilde{}$ (NR)	83

En esta sección se describen los diversos modelos que fueron utilizados para describir la SED.

3.1. Problemas con la SED

En la literatura existen diversos trabajos en donde reportar el espectro compuesto (promedio) de los Quásares, por ejemplos los trabajos de Telfer et al. (2002); Zheng et al. (1997) (ver Figura 2.8). La obtención de datos en varias zonas del espectro es necesaria para el entendimiento de los procesos físicos que suceden en los Quásares. Para esto se utilizan datos de distintos observatorios especializados en diferentes zonas del espectro. Por ejemplo para investigar el BBB se puede utilizar el Telescopio Espacial *Hubble* especializado en la región del óptico y ultravioleta o el telescopio espacial *Chandra* que está dedicado a obtener datos en la región de los Rayos X.

Para concentrar los datos multifrecuencias en una sola representación gráfica se utiliza la llamada Distribución Espectral de Energía, SED (ver Figuras 3.1). La SED de los AGNs muestra de manera gráfica el flujo a cada longitud de onda. Desde longitudes de onda larga como las de radio, pasando por las del infrarrojo, hasta longitudes de onda corta como las de los Rayos- γ . Así la SED muestra las características espectrales de la fuente. Es decir, para cada segmento espectral es posible conocer la cantidad de energía liberada por unidad de tiempo por unidad de superficie.

La SED de los AGNs permite probar el modelo unificado (sección 1.3.5), ya que al observar la emisión en un amplio rango espectral es posible caracterizar las distintas componentes del modelo unificado. Si cada componente tiene contribuciones al continuo en distintos segmentos espectrales y además las líneas de emisión también permiten obtener información sobre los parámetros físicos de las componentes del modelo unificado.

La representación gráfica de la SED en el espacio $\log(\nu)$ vs $\log(\nu F_\nu)$ tiene la ventaja de que refleja directamente la energía emitida. Otra ventaja de mostrar la SED en este espacio es que las leyes de potencia de la forma $\nu F_\nu \propto \nu^{+\beta_\nu}$ tienen forma de simples rectas sobre las variables logarítmicas, es decir $\log(\nu F_\nu) = \beta_\nu \log(\nu) + K$, donde la pendiente de la recta esta dada por el índice β_ν de la ley de potencias. Por

lo que β_ν se puede estimar directamente de la pendiente de la SED. Por lo anterior de ahora en adelante la SED será representada en el espacio $\log(\nu)$ vs $\log(\nu F_\nu)$ en este trabajo.

Si la pendiente de la SED es positiva ($\beta > 0$), entonces el espectro se endurece, lo que implica que la fuente central radia más energía, por lo que puede ser capaz de foto-ionizar el gas circundante, tal como la BLR y NLR. Por otro lado si la pendiente es negativa ($\beta < 0$), el espectro se suaviza (o empina) y entonces disminuye la capacidad de ionizar el medio.

A partir de la ecuación A.1 es fácil ver que el índice β_ν guarda las siguientes relaciones con los índices espectrales α_ν y γ_λ : $\beta_\nu = \alpha_\nu + 1$, donde α_ν es el índice espectral de la ley de potencias en el espacio ν vs F_ν y $\beta_\nu = -\gamma_\lambda + 1$ donde γ_λ es el índice espectral de ley de potencias en el espacio de λ vs F_λ .

En el Capítulo 1 se comentó que los Quásares están clasificados como RLQ y RQQ. Estudiando la SED correspondiente a cada uno de estos, es posible diferenciarlos como se muestra en la Figura 3.1. Las SEDs promediadas de los RLQ y RQQ pueden ser descritas con leyes de potencias. Por ejemplo, se observa que en el segmento espectral de las radio-frecuencias $\beta_\nu > 0$, mientras que en el segmento del IR cercano $\beta_\nu < 0$. La variedad de índices espectrales le dan un carácter complejo a la SED y cada valor de los índices espectrales puede estar determinado por distintos procesos físicos, como los descritos en el Capítulo 2.

3.1.1. SED en el Óptico, UV y Rayos X

Los segmentos de la SED que serán investigados en este trabajo son:

- Óptico está entre 4.2×10^{14} y 9.3×10^{14} Hz (7000 a 3200Å).
- UV está entre 9.3×10^{14} y 3×10^{16} Hz (3200 a 100Å).
- El Cercano Ultravioleta o Near UltraViolet (NUV) está entre 3200 a 1200 Å.

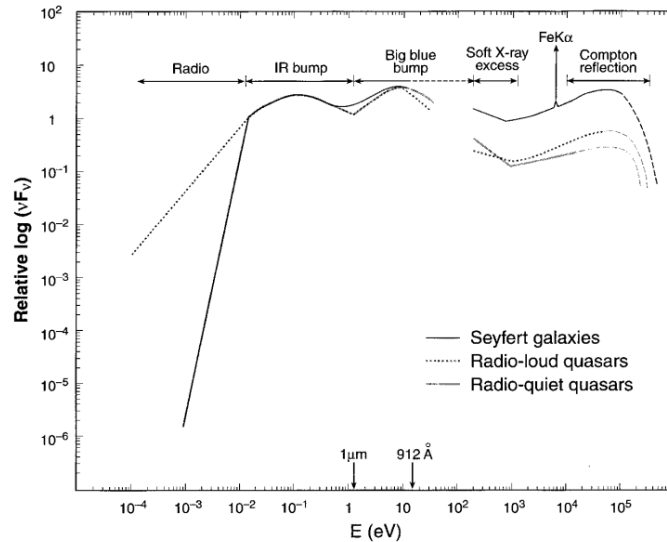


Figura 3.1: Representación esquemática de la SED de tres distintos tipos de AGNs, la línea punteada es la SED promedio para los RLQ con una intensa emisión en el radio y las líneas continuas sólida y tenue son las SEDs promedio de las galaxias Seyfert y de los RQQ respectivamente. Estas últimas SEDs muestran una baja emisión en el radio. Dependiendo del segmento espectral, las SEDs muestran diferentes formas (jorobas, huecos, punto de inflexión) que son huellas de los procesos físicos. En la parte superior están etiquetadas las etiquetas representativas para cada segmento. Figura extraída de Koratkar and Blaes (1999).

- El Lejano Ultravioleta o Far UltraViolet (FUV) está de 1200 a 912 Å.
- El Extremo Ultra Violeta (EUV) va de 912 a 100 Å.
- Los Rayos X suaves van desde 100 hasta 6Å (de 0.1 a 2 keV).

Telfer et al. (2002) compiló una mezcla de 184 espectros de AGNs en UV con $z > 0.3$, generando un espectro UV promedio (también llamado compuesto, ver Figura 2.8). Ellos encontraron que la SED promedio de la muestra puede ser descrita como una ley de potencia con índice espectral $\alpha_{NUV} = -0.7$ y un quiebre alrededor de 1200 Å a una ley de potencia con índice espectral $\alpha_{FUV} = -1.7$. La característica

más destacada de la SED de un AGN en el segmento del UV es la llamada BBB o también llamada la Gran Joroba Azul. Como se muestra en las Figuras 3.1 y 3.2 la BBB es una componente de emisión ancha y su naturaleza es actualmente atribuida a la emisión del disco de acreción que se encuentra alrededor de un agujero súper masivo. Cabe resaltar que aún sigue siendo incierto el origen, debido a que gran parte de la BBB se encuentra en una región naturalmente inobservable del espectro electromagnético en el EUV (excepto para Quásares con alto corrimiento al rojo). Debido a que gran parte de la radiación en el EUV es absorbida por el hidrógeno neutro de la Vía Láctea (ver Figura 2.14). Por lo anterior, las características de esta región necesitan ser inferidas de consideraciones teóricas (Koratkar and Blaes, 1999). Los modelos que busquen explicar la región inobservable de la BBB deben ajustar a los datos en las regiones observables de la SED que delimitan la BBB. Entre el segmento del UV y los Rayos X, así como reproducir las líneas de emisión observadas en el espectro visible y UV.

Por ejemplo, en la Figura 3.2 se observan tres propuestas de la SED para la BBB, ajustándose a los datos en el UV y extrapolando al FUV y a la región de los Rayos X (región donde nuevamente hay datos). Se observa que el modelo de una ley de potencias simple con un corte exponencial (línea discontinua) reproduce adecuadamente los datos para los RLQ y RQQ en la región del NUV y el FUV (desde $\log \nu = 14.46$ hasta $\log \nu = 15$). En la región de los Rayos X, este modelo tiene un flujo que decae de una manera consistente con los datos de los RQQ. La extrapolación del modelo interseca el continuo de los Rayos X, justo donde hay datos disponibles nuevamente, por lo tanto el modelo no contradice los datos. Pero es inconsistente con lo que se observa en los RLQ, ya que la extrapolación del modelo predice una luminosidad mayor a la señalada por los datos. Por otra parte el modelo propuesto por Mathews and Ferland (1987), línea punteada en la Figura 3.2, reproduce adecuadamente los datos en el FUV y en la región de los Rayos X podría ser consistente con los datos de los RQQ pero también parece ser inconsistente con lo que se observa para los RLQ.

La forma de la BBB es a grosso modo consistente con lo que se espera de una emisión térmica de gas acretándose hacia un agujero negro con masa de $10^{7-9} M_{\odot}$.

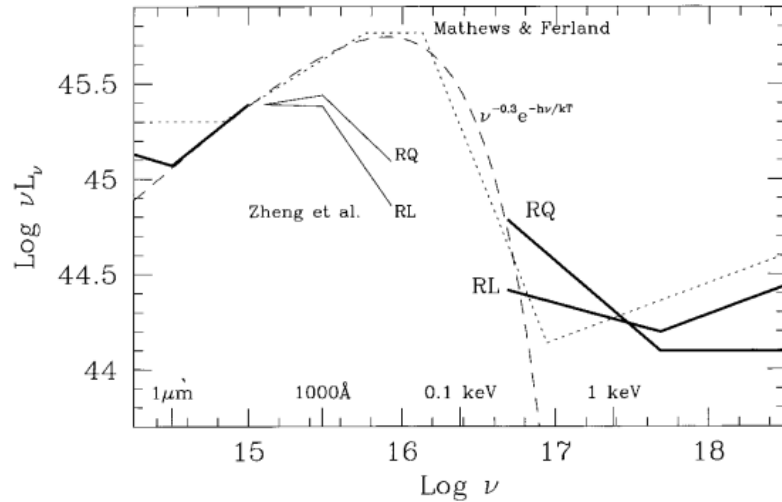


Figura 3.2: Composición de espectros observados de AGNs, la composición de espectros en el UV para RLQ y RQQ se muestran como líneas sólidas y delgadas. Las líneas solidas gruesas representan el espectro compuesto en los Rayos X. La línea punteada es la forma espectral predicha por Mathews and Ferland (1987), la línea discontinua muestra un modelo simple de una ley de potencias(no un disco de acreción) con un corte termal correspondiente a $T = 5.4 \times 10^5$ [K]. Figura extraída de Koratkar and Blaes (1999)

Sin embargo la BBB, es más ancha que un simple cuerpo negro, que es lo que uno esperaría si la acreción ocurriera en un disco que tiene un gradiente de temperatura que depende solo del radio como se discute en Malkan (1983) y en Bonning et al. (2007) (ver Figura 2.14).

Existen modelos más sofisticados que han tratado de reproducir la forma de la SED, especialmente cerca del pico en el UV y hacia la región de los Rayos X (e.g. Binette and Krongold, 2007; Done et al., 2012; Ferland et al., 2020; Haro-Corzo et al., 2006; Kubota and Done, 2018; Lawrence, 2012). Como se ha mencionado en las secciones anteriores, existen observaciones que proveen un soporte general al modelo de una estructura tipo disco de acreción en el centro de los AGN:

- La componente gruesa de la línea de $Fe K\alpha$ ($h\nu \sim 6.4keV$) en el espectro de Rayos X de algunos AGNs. Cuando esta línea presenta “un ala roja”, que se extiende a bajas energías, ver Figura 3.3, esta línea es interpretada como emisión debida a la fluorescencia en las partes internas del disco. La línea (intrínsecamente delgada) es ensanchada por corrimiento al rojo gravitacional y ensanchamiento Doppler relativista. (Fabian et al., 2000; George et al., 1990; Risaliti and Elvis, 2004).
- El aplanamiento observable en el espectro de Rayos X es usualmente interpretado como radiación que es reflejada por material ionizado $T \sim 10^5$ K (Guilbert and Rees, 1988) el cuál cubre un ángulo sólido de alrededor de 2π estereorradianes, visto por la fuente de los Rayos X (Pounds et al., 1990).
- El espectro óptico de los quásares en luz polarizada (removiendo la contaminación por emisión) muestra una absorción ancha y profunda, posiblemente debida a absorción por la conocida Balmer edge, lo cuál es esperado por una atmósfera de un disco de acreción (Kishimoto et al., 2003).
- Los espectros de los RLQ, especialmente superlumínicos donde es posible saber la orientación de la fuente, muestran ensanchamientos Doppler debido a la velocidad de la fuente emisora y un brillo superficial los cuales muestran una correlación con el ángulo de visión de cada fuente (Jarvis and McLure, 2006).
- En el óptico y con un amplio intervalo de luminosidades, los AGN muestran luminosidades de color consistentes con lo que uno esperaría de una suma de cuerpos negros a distintas temperaturas (Lawrence, 2005).

Sin embargo, en las frecuencias de UV hay un número considerable de observaciones que no pueden ser explicadas naturalmente con el modelo genérico de disco de acreción. Estas observaciones discordantes son conocidas como:

- El problema de la temperatura
- El problema de la ionización
- El problema de la escala de tiempo

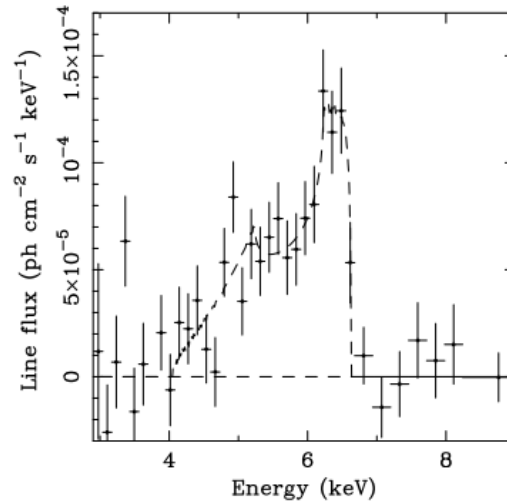


Figura 3.3: Perfil de la línea de $FeK\alpha$ en el espectro de *ASCA SIS* de la galaxia MCG-6-30-15 la línea es gruesa con un ancho (a la intensidad cero) de $\sim 10^5 km s^{-1}$. La línea discontinua muestra el mejor ajuste al perfil de la línea considerando un disco de acreción alrededor de un agujero negro de Schwarzschild. Imagen obtenida de Fabian et al. (2000).

- El problema de coordinación y
- El problema del tamaño

3.1.2. El problema de la temperatura

Consiste en que los AGN parecen ser más fríos ($T < 10^5$ K) de lo que estos deberían de ser de acuerdo a su espectro en el UV. Las SEDs de los AGNs parecen mostrar una forma universal en el intervalo del NUV del BBB, alcanzando su máximo de emisión νF_ν alrededor de los 1100 Å, mas o menos de manera independiente de la luminosidad o la distancia de cada fuente (Binette et al., 2005; Telfer et al., 2002; Zheng et al., 1997). El BBB ha sido ajustado a primera aproximación con un cuerpo negro, para la mayoría de los AGNs esta temperatura es típicamente $T \sim 3 \times 10^4$ K

(ver Figura 3.4), la cual es congruente con lo que se espera de la temperatura interna de un disco de acreción (Malkan and Sargent, 1982). La temperatura de cualquier modelo térmico puede ser descrita por la ecuación 3.1 (Lawrence, 2012):

$$T = 9.5 \times 10^4 \left(\frac{L_{bol}}{L_{EDD} M_9 R_5^2} \right)^{1/4} [K] \quad (3.1)$$

donde M_9 es la masa del ANSM en unidades de $10^9 M_\odot$, R_5 es el radio al que se da la emisión en unidades de $5 R_G$, el cual es el radio de la Región Ópticamente Gruesa (ROG). De esta región emerge radiación de cuerpo negro a temperatura T y una luminosidad bolométrica de la fuente, L_{bol} , definida por

$$L_{bol} = \int_0^{+\infty} L_\nu d\nu [ergs s^{-1}] \quad (3.2)$$

y la luminosidad de Eddington, L_{EDD} , descrita por

$$L_{EDD} = \frac{4\pi c m_p G M_{BH}}{\sigma_T} \simeq 1.26 \times 10^{47} M_9 [ergs s^{-1}] \quad (3.3)$$

donde m_p es la masa del protón, σ_T es la sección eficaz de Thompson para el electrón dada por la ecuación

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_T}{d\Omega} &= \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \sin^2 \theta \rightarrow \sigma_T = \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin^2 \theta d\Omega \\ \sigma_T &= \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \end{aligned} \quad (3.4)$$

Para ejemplificar la discrepancia de temperatura, por un lado en la Figura 3.4 se muestra la SED del bien estudiado quásar 3C 273 en unidades lineales, comparada con la emisión de un cuerpo negro con temperatura $T_o \simeq 3.2 \times 10^4 K$, el cual es una primera aproximación a la SED observada. Por otro lado, al calcular la temperatura de acuerdo a la ecuación 3.1, considerando que Peterson et al. (2004) estimó la masa del agujero negro de 3C 273 (con la ecuación A.37) en $M_{BH} = 8.86 \pm 1.87 \times 10^8 M_\odot$. Haciendo uso de la ecuación 3.3 se calcula L_{EDD} . También se debe integrar la SED mostrada en la Figura 3.4, extrapolando el FUV con una ley de potencias con $\alpha = -1.8$ para obtener la luminosidad bolométrica $L_{bol} \simeq 4 \times 10^{39} W$ (Lawrence, 2012). Si esta luminosidad es irradiada desde $5 R_G$, entonces se calcula la

temperatura del cuerpo negro esperada usando la ecuación 3.1, dando como resultado $T_t \simeq 7.6 \times 10^4$ K. Estas dos temperaturas (deducidas de manera observacional y teórica respectivamente) son claramente discrepantes por un factor mayor a 2. Esto es el llamado **problema de la temperatura**. En la Figura 3.4 se grafican los cuerpos negros a las temperaturas T_o y T_t .

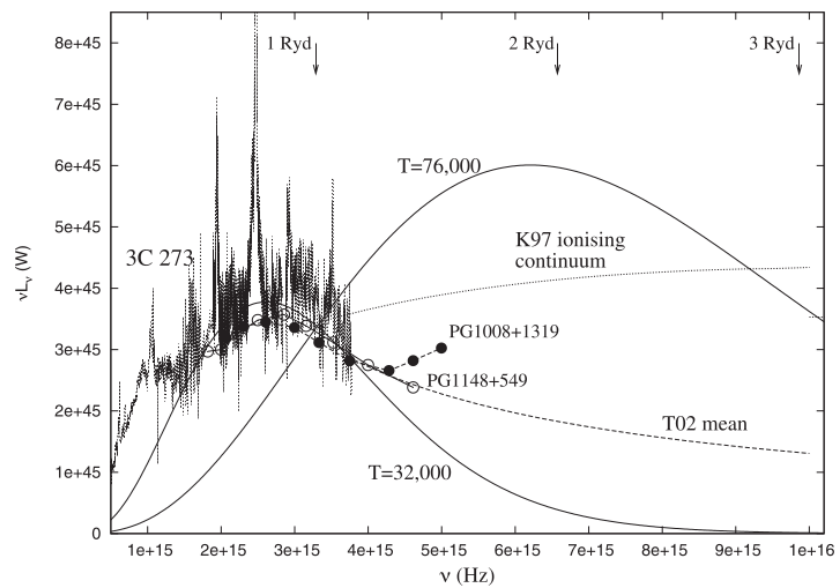


Figura 3.4: Comparación entre la SED de 3C 273 y curvas teóricas para reproducir al BBB. La línea muestra la SED de 3C 273 tomada de Kriss et al. (1999). Los círculos muestran el continuo de 2 quásares analizados por Binette et al. (2005). La línea punteada con el título de “T02” muestra la composición promedio de SEDs de Telfer et al. (2002), representada como una ley de potencia con un índice espectral $\alpha = -1.8$. La curva del cuerpo negro con $T = 32000$ K sirve como ilustración de como la temperatura en esta región domina la SED. La curva de cuerpo negro con $T = 76000$ K representa la temperatura que debería tener la parte interna del disco considerando su luminosidad y la masa de 3C 273. La línea punteada con el título “K97” representa el continuo ionizante usado por Korista et al. (1997). Figura extraída de Lawrence (2012)

3.1.3. El problema de la ionización

Este problema puede ser tomado como un corolario del problema de la temperatura: ya que la SED de los AGNs cae demasiado rápido en la región del FUV, por lo que la SED no es capaz de fotoionizar el material circundante a la máquina central y a su vez reprocesar la radiación para producir la intensidad de las líneas anchas de emisión características de los AGNs (Binette et al., 2005; Korista et al., 1997). Esto es especialmente un problema si los espectros compuestos hechos por Telfer et al. (2002) y Zheng et al. (1997) son correctos. Las SEDs hechas con estos espectros muestran un suave continuo en el FUV, con una ley de potencia con un $\alpha = -1.8$. Mientras que las líneas de emisión observadas en el óptico y el NUV parecen indicar un continuo ionizante mucho más duro, con un índice espectral de $\alpha = -0.5$. La Figura 3.4 contrasta la SED observada con el continuo ionizante usado en la BLR (línea punteada), calculado por Korista et al. (1997) (el continuo está construido con la ley de potencia con $\alpha = -0.5$ y un corte exponencial con $kT = 44 \text{ eV}$) con el cual es posible reproducir los cocientes de las líneas de emisión anchas. En la Figura 3.4 se observa la discrepancia entre los datos del AGN 3C 273 y el continuo necesario para reproducir sus líneas de emisión (K97). A discrepancia ilustrada anteriormente se le conoce como el problema de la ionización. Una posible solución a este problema fue propuesta por Korista et al. (1997) y consiste en que la joroba del BBB tiene un segundo pico en el EUV.

3.1.4. El problema de la escala de tiempo

Relativamente pocos AGNs tienen una buena muestra temporal de sus curvas de luz en el UV. Pero aquellos que tienen buenas curvas de luz en el UV muestran crestas y valles bien definidos. Esto es mostrado en Collier and Peterson (2001), donde muestran escalas de tiempo características desde 5 hasta 100 días para su muestra de AGNs cercanos.

Una escala de tiempo característica del orden de decenas de días es inconsistente con los modelos de disco de acreción cuasi-estacionarios. En los modelos anteriores la escala de tiempo viscosa es mucho más grande, para un disco de acreción estándar (delgado) con una temperatura característica en el NUV de $T_{cha} = 3 \times 10^4$, la escala de tiempo viscosa t_{visc} es del orden de años (Lawrence, 2012).

Que la variación en las curvas de luz sea debida a modos acústicos tampoco funciona. Para un disco con las características geométricas y la temperatura anteriormente mencionada y asumiendo que el gas es (en gran parte) parcialmente ionizado. La escala de tiempo sónica t_{sound} es del orden de años (Lawrence, 2012) muy grande para ser las responsable del comportamiento en las curvas de luz. Por otra parte la escala de tiempo de la que la luz cruza la estructura en el NUV es del orden de horas (Lawrence, 2012) siendo demasiado corta para ser la responsable de el comportamiento observado en las curvas de luz.

Hay al menos 2 escalas de tiempo que podrían funcionar como se menciona en Collier and Peterson (2001). La primera es alguna clase de escala de tiempo dinámica. Como la escala de tiempo de caída libre a $30R_G$, la cuál tiene una escala de tiempo t_{ff} del orden de días. La segunda posibilidad es una escala de tiempo térmica, la cuál determinaría (por ejemplo) el tiempo en el que la energía interna del disco puede ser liberada como radiación en una llamarada. Esta última posibilidad es claramente dependiente del modelo, de las propiedades generales del disco como su masa, temperatura y geometría asociada. Collier and Peterson (2001) determinaron que para un disco de acreción estándar, la escala de tiempo térmica $t_{thermal}$ es del orden de decenas de días.

Ya sea que la escala de tiempo dinámica o la escala de tiempo térmica sea la respuesta correcta al problema de la escala de tiempo, la variabilidad no puede ser modelada por un simple disco de acreción cuasi-estático. La estructura del disco cambia más rápido de lo que la energía gravitacional es disipada y esto es lo que se conoce como el problema de la escala de tiempo. Según Lawrence (2012) este problema puede ser resuelto si lo que vemos en el NUV es emisión reprocesada. De

esta manera solo la estructura que reprocessa la emisión debe de cambiar rápido y no el disco en si mismo.

3.1.5. El problema de coordinación

El siguiente problema es con el modelo de disco de acreción ya que las variaciones a diferentes longitudes de onda en el óptico-UV están en fase - los picos y valles de emisión están alineados- de manera que cualquier retraso de la señal es pequeño comparado con la escala de tiempo de la variabilidad, lo cuál es muy difícil de ajustar si la radiación a diferentes longitudes de onda viene de diferentes partes del disco. Si se considera que la parte interna disco de acreción es calentada (al menos en parte) por una fuente central de Rayos X, por lo que las variaciones en el UV serían una versión reprocessada de las variación en la fuente de Rayos X (Krolik et al., 1991; Lawrence, 2012). El retardo esperado entre las diferentes longitudes de onda es el tiempo que le toma a la luz viajar entre las diferentes regiones.

Una predicción del modelo de disco calentado por una fuente central de Rayos X es que las variaciones en el óptico-UV se deben retrasar respecto a las variaciones en los Rayos X. Sin embargo campañas de monitoreo simultaneo muestran que dicho retraso es menos de $0.15d$ para NGC 4151 y NGC 3516 y para el caso de NGC 7469 la variación en los Rayos X esta retrasada respecto a la variación en el UV (Lawrence, 2012). Según Lawrence (2012) hay una clara conexión entre la emisión entre los Rayos X y el UV. Pero dicha relación es complicada. Una posibilidad es que no sea la emisión en los Rayos X la fuente primaria y en su lugar la emisión en el EUV, alrededor de 300Å , sea la emisión primaria, la cuál es predicha por un modelo de un simple disco de acreción.

3.1.6. El problema del tamaño

Este problema consiste en que los tamaños deducidos con las fluctuaciones de los lentes gravitacionales en quásares no parecen coincidir con los esperados. El tamaño esperado del disco, (aunque pequeño en comparación con el radio de Einstein de los lentes) no es puntual, es decir, una fuente más grande tiene fluctuaciones más largas. Un resultado cualitativo es que las fluctuaciones entre las componentes del espectro son significativamente mayores en Rayos X que en el óptico-UV, lo que muestra que la fuente de Rayos X es más compacta (Irwin et al., 1989). Dentro del rango óptico-UV, las fluctuaciones son mayores en las longitudes de onda más cortas, lo que apoya la idea general de una fuente distribuida con un gradiente de temperatura hacia el agujero negro (Lawrence, 2012). Además de estos sorprendentes resultados, el estudio de los quásares a través de lentes gravitacionales puede dar información sobre el tamaño absoluto de la fuente. Estudios más recientes y sustanciales han concluido que los tamaños observados son sistemáticamente más grandes que los esperados a partir de modelos simples de discos de acreción delgados de los mismos objetos (e.g. Pooley et al., 2007). Algunas soluciones para este problema son: la sugerida por Morgan et al. (2010) que resulta de una eficiencia de acreción mucho menor, o un perfil de temperatura más plano; por otra parte Dexter and Agol (2011) sugieren un disco de acreción no homogéneo.

De los problemas explicados anteriormente, nos enfocaremos en este trabajo en indagar más en los dos primeros, el problema de la temperatura y el problema de la ionización.

3.2. Los modelos utilizados en este trabajo para representar el continuo UV de cada AGN

A continuación se ilustran los modelos utilizados a lo largo de este trabajo para reproducir la SED de los AGNs.

3.2.1. Modelo de un disco comptonizado por medio de dos leyes de potencia y la función C_{roll}

La función C_{roll} (ec 3.5) fue propuesta por Binette et al. (2005) como una función equivalente a la propuesta de Zheng et al. (1997) para modelar la SED compuesta, al considerar la emisión del disco comptonizado por una corona caliente. En la Figura 3.5 se muestra el espectro compuesto y el ajuste por el modelo de un disco comptonizado de Zheng et al. (1997). La función C_{roll} ha reproducido bien la SED compuesta de Telfer et al. (2002) y en 6 quásares individuales (Binette and Krongold, 2007; Binette et al., 2005). En este trabajo se investiga si esta función (la cual se comporta como una ley de potencias en el dominio sin observaciones del EUV) es al menos consistente con las observaciones en Rayos X. El cambio de pendiente esta centrado en ν_{roll} , f es el factor de forma, que puede definir si el cambio de pendiente en el FUV es suave o brusco.

Para modelar el espectro compuesto de Zheng et al. (1997), ellos consideraron el espectro intrínseco de disco como la suma de anillos que emiten como cuerpos negros, alrededor de un agujero negro de Schwarzschild. La corona es esférica y rodea al disco con una profundidad óptica, $\tau_e = 1.0$, generando dispersión Compton de acuerdo a la formulación de Lee et al. (1992). La forma del espectro es invariante para un cociente de \dot{m}/M^2 fijo y el índice espectral de la cola de alta energía (debida a la Comptonización) depende principalmente del parámetro “ y Compton” el cuál, $y \propto \tau_e^2 T_{cor}$ (Lee, 1995). Así, los parámetros libres para ajustar fueron la masa del Agujero Negro, M_{BH} , la tasa de acreción de masa, \dot{m} y la temperatura de la corona, T_{cor} . Después de buscar el mejor ajuste Zheng et al. (1997) encontró que el mejor ajuste es para los parámetros de $M_{BH} = 1.4 \times 10^9 M_{\odot}$, $\dot{m} = 2.8 M_{\odot} yr^{-1}$, inclinación del disco $i = 30$, y $T_c = 4.1 \times 10^8 K$.

Por otro lado, en los trabajos de Binette et al. (2005) y Haro-Corzo et al. (2006) fue asumido que el quiebre del espectro entre el NUV y FUV es debido a la absorción por granos de polvo intrínseco del quásar lo cual provoca un cambio de pendiente en la SED observada de la BBB (ver Figura 2.14b). Una consecuencia natural de los modelos de polvo es que para las longitudes de onda menores a 700 \AA hay

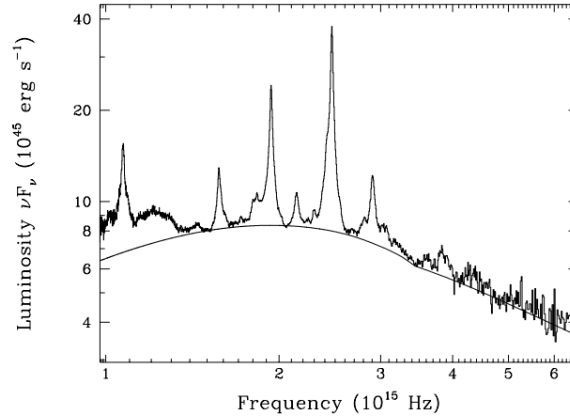


Figura 3.5: Espectro UV compuesto de Zheng et al. (1997) y el mejor ajuste al continuo modelado como un disco comptonizado por una corona caliente (Figura 10 de Zheng et al. (1997)).

una recuperación del flujo, es decir que, la SED pasa de ser descrita por una ley de potencias con un índice espectral α_{FUV} a ser descrita con un índice α_{EUV} en el segmento del EUV. Esta recuperación del flujo fue comprobada en los quásares *HS 1307 + 4617*, *PG 1008 + 1319* y *PKS 0232 – 04* (Binette et al., 2005). Sin embargo, la recuperación del continuo no puede crecer indefinidamente a lo largo del EUV como lo marca una simple ley de potencias, pues el modelo del continuo debe ser consistente con los datos observados en el intervalo de los Rayos X. Por lo que la ley de potencia debe tener un cambio de pendiente en el EUV. Es decir, a una frecuencia ν_{roll} debe haber un cambio de pendiente en la SED intrínseca del quásar, para que el continuo en el EUV sea consistente con el continuo en los Rayos X. En la Figura 2.14b se muestra la región alrededor de 350 \AA y 30 \AA , en el cual el cambio de pendiente de los modelos conectan la región UV y Rayos X (líneas discontinuas negras).

Para determinar donde ocurre el cambio de pendiente de la SED intrínseca, es decir cual es el valor de ν_{roll} , se hizo el estudio de quásares de alto corrimiento al rojo ($z \sim 2.8$) por Binette et al. (2005) y encontró evidencia de un quiebre del continuo en el segmento del FUV. Estos quásares fueron parametrizados con la

función multiplicativa C_{roll} la cual tiene la siguiente expresión

$$C_{roll} = \frac{1}{\left(1 + \left[\frac{\nu}{\nu_{roll}}\right]^{-f\delta}\right)^{1/f}} \quad (3.5)$$

Esta función produce una joroba centrada en ν_{roll} , la magnitud del quiebre estará dada por la diferencia de los índices espectrales $\delta = \alpha_{FUV} - \alpha_{NUV}$. La función también tiene un factor de forma, el cuál indica la agudeza del quiebre. Para $f \sim 1$, la función C_{roll} produce un quiebre suave, pero si $f \gg 1$, entonces la función produce un quiebre agudo. Entonces, cuando la SED es multiplicada por la función C_{roll} un cambio del índice espectral tiene lugar, este cambio esta dado por δ y tiene lugar en la frecuencia ν_{roll} . Los mejores valores para los parámetros de la función C_{roll} reportados por Binette et al. (2005) fueron: $f = 2.8$, $\log \nu_{roll} \simeq 15.65$ (18.5 eV). Por lo anterior, la función C_{roll} se comporta como una ley de potencias en el dominio de EUV- Rayos X y es necesario determinar si es consistente con las observaciones en los Rayos X. Esta función representaría el quiebre de una ley de potencias generado por la Comptonización de los fotones provenientes del disco de acreción, por un gas coronal con una temperatura relativamente alta ($T \sim 10^8$ K) como se propone en Zheng et al. (1997), con el fin de explicar el comportamiento de la SED compuesta en el dominio del FUV.

3.2.2. El índice alpha OX

Para estimar esta relación entre el flujo en el UV y los Rayos X se introduce la variable α_{OX} Tananbaum et al. (1979)

$$\alpha_{ox} = -0.384 \log \left(\frac{F_{\nu}(2kev)}{F_{\nu}(2500\text{\AA})} \right) \quad (3.6)$$

Esta ecuación se puede interpretar como la pendiente de una ley de potencias que conecta las luminosidades monocromáticas a 2500 Å y a 2 keV en el marco de referencia en reposo. Generalmente el flujo en los Rayos X es débil en comparación con la región del UV. Para AGNs tipo 1, se considera que α_{ox} es una manera de

comparar la emisión que tiene el disco de acreción del AGN a una longitud de onda de 2500 Å con respecto a la emisión a una longitud de onda equivalente a 2 keV, el cual se cree que es originado en la corona, (gas muy caliente que se encuentra alrededor de la máquina central con un cierto factor de cobertura). Se cree que la corona dispersa a los fotones que provienen del disco de acreción por el efecto Compton inverso (secciones A.2 y A.3). El α_{ox} tiene un valor entre -2.5 y -0.5 , que parece estar relacionado con la luminosidad del disco de acreción y de alguna manera con su cambio de aspecto global al estar apagándose o resurgiendo su actividad nuclear.

3.2.3. Modelo de un disco de acreción modificado por Nubes Reflectantes (NR)

El problema de la temperatura (ver arriba) puede ser resuelto si se considera la posibilidad de que la energía generada por la máquina central del AGN es absorbida y re-emitida, por lo tanto el pico que vemos corresponde a la re-emisión de la energía en lugar de a la fuente central. Este modelo fue propuesto por Lawrence (2012) para el caso de 3C 273 y en este trabajo se comprobará su eficacia para reproducir las SEDs de la muestra del Capítulo 4.

Reprocesamiento por densas nubes internas

De acuerdo al modelo unificado y aunado a el problema de la temperatura y el comportamiento variable de la luminosidad de los AGNs (sección 1.2.1 de este trabajo) sugiere que el continuo UV que se observa podría ser emisión re-procesada. La idea de que el continuo UV representa emisión re-procesada de una fuente de Rayos X parece ser insostenible, debido a que en general los AGNs no presentan suficiente luminosidad en los Rayos X (Lawrence, 2012) -esto queda apoyado por los valores típicos del índice α_{OX} que indican que el flujo del UV es mucho mayor al de los Rayos X- y porque al menos en algunos casos la variación en los Rayos X se retrasa respecto a la variación en el UV (ver sección 3.1.5).

En cambio, la radiación primaria podría tener un máximo invisible en el intervalo del EUV (ver Figura 3.8) proveniente de la parte interior del disco (región comprendida entre la FID y la zona de las NR), la cuál calienta la parte exterior del disco (región comprendida entre la BLR y la FED), ver Tabla 1.1. Otras razones que hacen este modelo razonable: las líneas de emisión sugieren la existencia de un fuerte continuo en el EUV, al menos algunos AGNs de alto corrimiento al rojo muestran una recuperación en la SED a longitudes de onda menores de 800 \AA y tal vez, como lo sugirió Korista et al. (1997), el continuo tiene dos máximos debido a la recuperación en el FUV de acuerdo con Binette et al. (2005).

A pesar de estos avances aún queda abierta la razón del por qué el pico de la emisión de los AGNs alrededor de los 1100 \AA parece ser universal (Ghosh, 1995; Telfer et al., 2002; Zheng et al., 1997). Por otro lado, para objetos individuales, parece que el cambio presentado en múltiples intervalos de frecuencia puede ser explicado mediante el cambio de una componente de geometría fija, donde la forma espectral debe de ser relativamente constante a lo largo de un amplio intervalo de condiciones (n, N_H, T , etcétera), esto podría señalar una solución dependiente de la física atómica del medio (Lawrence, 2012). Tal vez la BBB es formada a partir de líneas de emisión.

Lawrence (2012) propone un modelo de NR en el cual sitúa nubes frías relativamente densas (el posible origen de las nubes se discute en la sección 3.2.3); con densidades de alrededor de $n \sim 10^{12}$ partículas por cm^3 , a una distancia de $30 R_G$ del agujero negro. La mayor parte de la radiación de estas nubes sería emitida en forma de líneas de emisión, pero a esa distancia estas nubes se estarían moviendo lo suficientemente rápido ($v \sim 7.5 \times 10^4 \text{ km/s}$) como para que las líneas de emisión se ensanchen, lo suficiente para “superponerse” tal que produzcan un falso continuo (ver Figura 3.6). Si el disco de acreción en si mismo es la fuente de las nubes, entonces no es necesario recurrir a ningún otro mecanismo para explicar que estas nubes estén confinadas en las inmediaciones del disco. En este caso la temperatura de las nubes sería de $T \sim 10^4 \text{ K}$ que sería la temperatura esperada dada un equilibrio de ionización cuando estas nubes son expuestas a una fuente central de radiación con una temperatura de $T \sim 10^5 \text{ K}$.

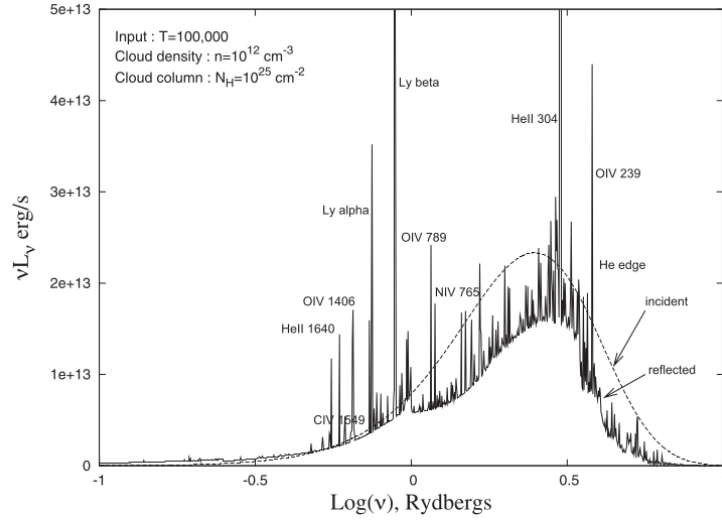


Figura 3.6: El espectro emitido de una nube densa interna a una distancia de $30R_G$ de una fuente de radiación de cuerpo negro con una $T = 10^5 K$. Solamente se muestra el espectro incidente y el reflejado, las componentes de transmisión y difusión son muy pequeñas. Los Rayos X suaves a 0.2 keV equivale a 1.16 Rydbergs. Figura extraída de Lawrence (2012).

Los parámetros del modelo de Lawrence (2012) que mejor reproducen la SED del continuo ionizante son:

- Un cuerpo negro con $T \sim 10^5 K$, la cual es una aproximación a la emisión del disco interno.
- Una luminosidad bolométrica $L_{bol} = 4 \times 10^{46} \text{ erg/s}$
- Una masa de $M_{BH} = 10^9 M_{\odot}$.
- La distancia entre el centro del disco y las Nubes Reflectantes (NR) es del orden de $30 R_G$.

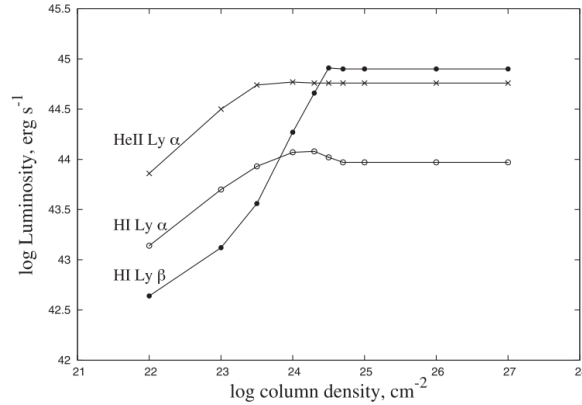


Figura 3.7: Dependencia entre la luminosidad reflejada de una nube reflectante y la densidad columnar de esta, N_H . Se asume que la nube tiene los siguientes parámetros: una densidad $\log n = 12$, $T = 10^5 K$, $\log L_{bol} = 46.6$ y $R = 30R_G$. La luminosidad esta calculada considerando un factor de cobertura (covering factor) de 4π estereo radianes. Figura extraída de Lawrence (2012).

Parámetros de las Nubes Reflectantes

Las Nubes Reflectantes (NR en adelante) propuestas por Lawrence (2012) tienen una densidad de $\log n \sim 12$ y una densidad columnar (N_H) con un valor $\log N_H \geq 24.55$. Con estas densidades columnares la parte interna de la nube se encuentra neutra. A mayor N_H la columna total aumenta. Sin embargo la columna ionizada se mantiene constante y la columna neutra es la única que crece (por lo que el medio es principalmente neutro). Debido a la mayor cantidad de material neutro una nube puede re-emitir una mayor cantidad de radiación en forma de líneas de emisión. En la Figura 3.7 se aprecia que la luminosidad de las líneas de emisión de las nubes es casi constante para valores de la densidad columnar $\log N_H > 24.55$. Vista desde una gran distancia ($d > 100 R_g$) la nube es básicamente opaca a todas las longitudes de onda. Sin embargo contribuye de manera importante a la reflexión tanto del continuo como de las líneas de emisión. El espectro resultante se muestra en la Figura 3.6.

Emisión de las nubes

La profundidad de la dispersión por electrones de la zona ionizada es cercana a la unidad, por lo que una gran parte del continuo es retro-reflectada. Sin embargo, cerca del 8% del continuo del EUV incidente es re-emitido como líneas de emisión, siendo las líneas más fuertes las pertenecientes a $\text{He}_{II}+\text{Ly}\alpha$ (a 304 \AA o bien a $\log \nu \sim 0.47 \text{ Ryd}$) y $\text{H}_I+\text{Ly}\beta$ (a 1025 \AA o bien a $\log \nu \sim -0.05 \text{ Ryd}$) como se muestra en la Figura 3.6.

La cantidad de emisión de las líneas, junto con la marcada caída a longitudes de onda más cortas del conocido Lyman edge, es suficiente para producir un falso continuo local, siempre y cuando estas líneas sean ensanchadas mediante un mecanismo Doppler relativista con una velocidad característica $v \sim 7.5 \times 10^4 \text{ km/s}$ correspondiente al Full Width at Half Maximum o Anchura Total a la Altura Media (FWHM) de la línea (la cuál es una velocidad esperable a $30 R_G$). Este falso continuo local corresponde a la emisión en forma de joroba de las nubes reflectantes que se observa en el intervalo de 2.5×10^{15} a $3.4 \times 10^{15} \text{ Hz}$ en la Figura 3.8. El quasi-continuo reflectado a 1100 \AA ($2.73 \times 10^{15} \text{ Hz}$) es aproximadamente el doble del continuo incidente a esa longitud de onda (Lawrence, 2012).

Sistema general de nubes

El espectro reflectado de una sola nube, al igual que el espectro incidente, es dominado por líneas de emisión. Las nubes que solamente reciben la radiación de otras nubes y no ven directamente la radiación del disco, también producirán un espectro parecido al de la Figura 3.6 (Lawrence, 2012). El espectro es reflejado en el sistema de nubes, hasta que la emisión emerge en el límite del sistema como se bosqueja en la Figura 3.9. Cada reflexión convierte una parte del continuo en líneas de emisión. Las nubes solamente reflejan el espectro incidente, ya que las componentes de transmisión y difusión son muy pequeñas.

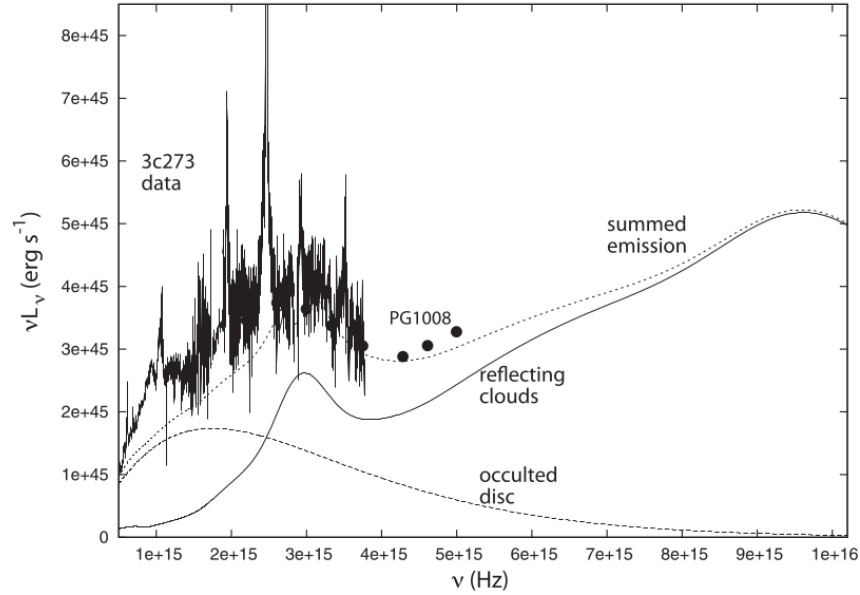


Figura 3.8: Modelo de nubes reflectantes más un disco externo comparado con la SED de 3C 273 Kriss et al. (1999) y PG 1008+1319 Binette et al. (2005). Los parámetros del modelo de disco interno son: $M_9 = 0.89$, $L_{bol} = 0.36 L_{EDD}$, los parámetros de las nubes reflectantes son: $\log n = 12$, $\log N_H = 25$, $R = 30 R_G$, las cuales están siendo ionizadas por un continuo intrínseco de un cuerpo negro con una $T = 10^5 K$, el espectro reflejado es difuminado con una función Gaussiana con un FWHM de $7.5 \times 10^5 km/s$. La ley de potencias para modelar el disco interno va como $\nu^{1/3}$ con un corte exponencial a $0.4 R_\infty$. Figura extraída de Lawrence (2012)

Considerando un factor de cobertura adecuado ($C > 0.33$) el disco interno será totalmente ocultado por el sistema de nubes (Lawrence, 2012). De manera que la SED que se observa es la suma del espectro emergente del sistema de nubes y del disco exterior. La Figura 3.8 muestra el modelo comparando la SED de 3C 273 y los puntos de la SED de PG 1008+1319. Este modelo muestra una versión suavizada (a modo de superposición del espectro de las nubes) del espectro de reflexión de la Figura 3.6 más una ley de potencias $\nu L_\nu \propto \nu^{1/3}$ con un corte exponencial a $0.4 R_\infty$ (0.4 Ryd). Esto representa una aproximación de un disco de acreción truncado a $30 R_G$.

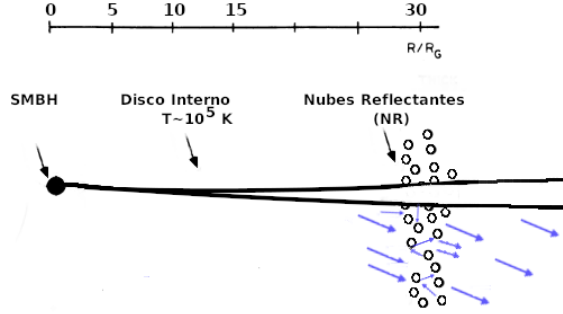


Figura 3.9: Caricatura de la máquina central del AGN de acuerdo al modelo de Lawrence. El disco interno está oculto debido a la presencia de las NR, las cuales se considerarán como nubes neutras y densas. Estas nubes son responsables del falso continuo y del quiebre a 1100Å. El espectro de cada nube es reflejado por todo el sistema hasta que emerge en la frontera del sistema.

Tamaño de las nubes y posible origen

Las nubes con una densidad de $n = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ y densidad columnar $N_H = 10^{25} \text{ cm}^{-2}$ tendrán un grosor $D \sim 10^{13} \text{ cm}$. Considerando una forma esférica estas nubes tendrían una masa del orden de $10^{-6} M_\odot$ (Lawrence, 2012).

Para que en la parte interna del disco exista la cantidad suficiente de material, para permitir la existencia de las nube reflectantes, es necesario considerar un flujo de caída lenta. De esta manera el factor de densidad K aumente en un factor de $K = v_{ff}/v_{inf}$. Un disco de acreción estándar obedece $K \sim \alpha^{-1} (R/H)^2$ donde H es la escala de altura característica del disco y α es el parámetro de viscosidad (Lawrence, 2012). Para un disco de AGN asumiendo que $\alpha = 0.1$ y $R/H \geq 10$ entonces la masa disponible a una R dada es

$$m_a \sim 10^3 \left(\frac{M_\odot L_{bol}}{M_9 L_{EDD}} \right) R_{30}^{3/2} \quad (3.7)$$

y la densidad central a una R dada será

$$n \sim 10^{12} \left(\frac{L_{bol}}{M_9 L_{EDD}} \right) R_{30}^{-3/2} \quad (3.8)$$

Donde cada una de estas magnitudes es probable que sean órdenes de magnitud más grandes.

Para un disco con una luminosidad $L_{bol} = 0.15 L_{EDD}$ alrededor de un agujero negro con $M_{BH} = 10^9 M_{\odot}$, su masa interior a $30 R_G$ es de $7 \times 10^3 M_{\odot}$ (Lawrence, 2012). Así, solo una pequeña fracción de la masa del disco es necesaria para permitir la creación de nubes reflectantes. Por consiguiente no es necesaria una completa interrupción del disco para producir las nubes, sino solo un agrupamiento de las partes superiores del disco (refiriéndose a la escala vertical del disco). En adición sólo es necesario un pequeño grado de agrupamiento para producir las nubes necesarias.

Dinámica de las nubes en el disco

Para proveer el medio reflectante necesario, las nubes necesitan salir del disco y ser lo suficientemente frías para que no estén completamente ionizadas ($T \sim 10^4 K$). Los modelos de discos se espera que tengan un importante gradiente vertical de temperatura, ya que el flujo de calor se asume que solamente tiene una componente vertical (Koratkar and Blaes, 1999). Por lo tanto las regiones superiores del disco serian las fuentes del material frío y no las inmediaciones del disco. La presión de radiación puede ser lo suficientemente importante como para levantar el gas por encima de la superficie del disco, donde luego el gas es expulsado por la interacción con la radiación de la fuente central UV, por lo que termina siendo expulsado del disco. Tomando en cuenta que la fuerza de radiación local es muy sensible a la aglomeración, es posible que se formen aglomeraciones dentro del disco superior. Si las aglomeraciones tienen los parámetros considerados en Lawrence (2012) de $\log n = 12$ y $\log N_H = 25$, estas serán ópticamente gruesas hasta el continuo de Lyman, de modo que el multiplicador de fuerza será extremadamente grande. Es muy probable que estos “grumos” sean expulsados del disco cuando se formen. Una suposición razonable es que a radios grandes ($> 100 R_G$) este gas puede ser levantado sin aglomeración, y así formar un viento suave, mientras que en radios muy pequeños, ($< 10 R_G$) el material es demasiado denso y caliente para sentir las fuerzas de levantamiento de radiación por lo que se puede formar un viento fallido o se puede

ensanchar el disco, como se menciona en Proga (2005). El resultado puede ser que se formen y se levanten nubes densas en un radio característico alrededor de $30 R_G$ (Lawrence, 2012).

CAPÍTULO 4

La muestra de los AGNs y el procesamiento de sus espectros

“Siempre amé este cerro yermo y éste siento que me impide la visión, pero sentado y contemplando más allá los espacios infinitos y los silencios sobrehumanos me pierdo en mi pensamiento”.

- Giacomo Leopardi

Contenido

4.1. Datos UV	93
4.1.1. Correcciones al espectro UV	96
4.2. Modelos del continuo ionizante para el espectro UV	97
4.2.1. Modelo con ley de potencia	99
4.2.2. Modelo con un polinomio	100
4.2.3. Modelo de disco Comptonizado C_{roll}	101
4.2.4. Modelo de NR	102
4.3. Datos en la región espectral de los Rayos X	105
4.4. Construcción de la SED	110

A continuación se presenta la investigación desarrollada para construir la SED ionizante de la muestra de quásares.

Como se vio en capítulos anteriores, en general los AGNs tienen una SED que abarca todo el espectro electromagnético. Sin embargo, este trabajo se enfoca en la región dominada por la BBB, la cual está compuesta por los espectros: del NUV (de

3200 a 1200 Å), el FUV (de 1200 a 912 Å), EUV (de 912 a 100 Å) y los Rayos X suaves (de 100 hasta 6Å).

4.1. Datos UV

Los espectros utilizados en este trabajo fueron observados con el telescopio espacial *Hubble*, utilizando el detector Faint Object Spectrograph (FOS), de aquí en adelante *HST-FOS*. El detector FOS es un espectrógrafo que descompone la luz para posteriormente ser medida por un conjunto de dos sensores Digicon de 512 elementos (los cuales funcionan como amplificadores de luz). El *HST* es un telescopio reflector Cassegrain. Tiene 2 espejos parabólicos; La luz que incide en el espejo principal o (primario) del telescopio se refleja en un espejo secundario más pequeño suspendido sobre el principal. El secundario a su vez, refleja la luz a través de un orificio en el primario y por último se enfoca en el detector FOS (ver Figura 4.1), el cual tiene una resolución espectral entre 0.9 y 5 Å y resolución espacial ~ 0.3 arcsec.

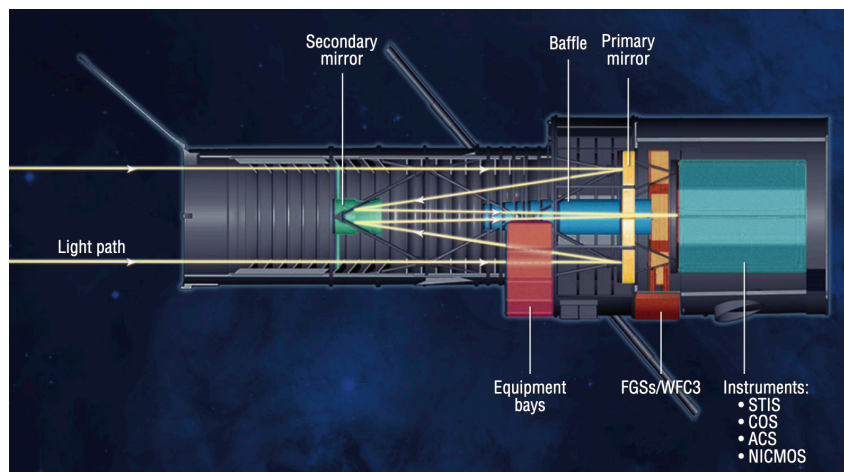


Figura 4.1: Imagen del telescopio espacial *Hubble* y sus componentes. El FOS fue instalado en la sección de instrumentos. Imagen obtenida de <https://www.nasa.gov>.

En este trabajo se consideraron inicialmente los espectros de 12 quásares, de los cuales 11 fueron extraídos de Zheng et al. (1997) y uno más de Krongold et al. (2010). Los espectros en el UV están en el intervalo de frecuencias desde 1.5×10^{15} Hz (2000 Å o 0.0062 keV) y hasta 8.1×10^{15} Hz (370 Å o 33 keV), en el marco de referencia de reposo del quásar. En la Tabla 4.1 está la lista de los 12 quásares de la muestra inicial de este trabajo, junto con algunas de sus características. La descripción de las columnas es la siguiente: (col. 1) el nombre común de la fuente, (col.2) ascensión recta de la fuente en grados decimales, (col.3) declinación de la fuente en grados decimales, (col.4) corrimiento al rojo, (col.5) clasificación acorde con la base de datos de NASA Extragalactic Database (NED), (col.6) tipo espectral UV siguiendo la nomenclatura expuesta en Binette et al. (2005), (col.7) fecha en la que fueron observados los quásares con el *HST* y (col.8) tiempo de exposición de cada observación hecha con el telescopio espacial *Chandra*.

Nombre Común	AR	Dec	z	Radio Emisión	Clase Espectral	<i>HST</i> Fecha	Tiempo Exp. (ksec)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
Pks 1127-14	172.529385	-14.824274	1.184	RLQ	A	1993-01-01	—
PKS 0405-123	61.951795	-12.193516	0.573	RLQ	A	1991-07-01	8.6
3C 334	245.090915	17.606669	0.555	RLQ	A	1991-09-07	32.4
3C351	256.172402	60.741806	0.3712	RLQ	A	1991-10-22	—
B2 0827+24	127.717025	24.183284	0.941	RLQ	A	1997-10-28	—
PKS 1354+19	209.268486	19.318714	0.720	RLQ	A	1992-02-26	—
3C 454.3	343.490616	16.148211	0.859	RLQ	B	1991-09-11	—
OI 363	115.294597	31.200064	0.632	RLQ	B	1997-05-15	—
PKS 1136-13	174.794594	-13.845455	0.556	RLQ	A	1992-01-30	8.9
PG 1634+706	248.620833	70.525667	1.334	RQQ	A	1991-11-01	—
PG1115+080	169.570633	7.766164	1.718	RQQ	A	1997-01-22	—
Ton 34	154.985827	27.733823	1.932	RQQ	B	1995-02-23	—

Tabla 4.1: *Propiedades de los 12 quásares pertenecientes a la muestra.*

La muestra de Quásares de Zheng et al. (1997) constó de 332 espectros de 184 Quásares, la mayoría observados con el detector *FOS*. Fue utilizada para formar la SED compuesta (promedio) de la Figura 3.5. Posteriormente esta muestra fue

refinada en el trabajo de Haro-Corzo et al. (2007) tomando en cuenta los siguientes criterios:

- Señal a ruido aceptable con el fin de que al inspeccionar el espectro sea distinguible el continuo.
- Corrimiento al rojo dentro del intervalo de $0.3 < z < 3.5$.
- Cambio de pendiente bien definido en el intervalo $900 - 1300\text{\AA}$.
- Sin líneas anchas de absorción. Excluyendo a su vez absorción por gas ionizado.
- Con observaciones públicas en los Rayos X.

Dando como resultado 11 objetos usados por Haro-Corzo et al. (2007). Del artículo de Krongold et al. (2010) se obtuvo el espectro de TON34 observado con el mismo detector de *Hubble* y cumpliendo los criterios considerados anteriormente. Los 11 espectros de Haro-Corzo et al. (2007) y Krongold et al. (2010) fueron proporcionados por Haro-Corzo y Krongold, respectivamente. Estos 12 objetos constituyen la muestra inicial.

Posteriormente de la muestra inicial se consideraron los Quásares con corrimientos al rojo que cumplen que $z < 0.6$, debido a que el objetivo de este trabajo es probar la SED de Lawrence (2012) para distintos Quásares, dicha distribución está reportada en términos de la luminosidad de 3C273. De esta manera la muestra se redujo a fuentes donde las distintas maneras de calcular la distancia discrepan por menos del 15% ($z < 0.6$). Dando como resultado la muestra final, la cuál consta de 3 Quásares: 3C 334, PKS 0405-123 y PKS 1136-13.

Los espectros de la muestra inicial fueron reducidos y corregidos con un script en Python 3.8.5 aplicando las correcciones descritas a continuación.

4.1.1. Correcciones al espectro UV

Bosque de Lyman alfa. El espectro en el UV fue corregido estadísticamente por la absorción acumulada y no resuelta de nubes de gas, que contienen una fracción no despreciable de HI (hidrógeno neutro), entre el AGN y el observador. El conjunto de estas nubes son llamadas bosque de Lyman alfa (bosque $Ly\alpha$), siendo responsable de la absorción pronunciada hacia longitudes de onda menores a 1100 \AA , es decir en el FUV (Binette and Krongold, 2007). Para este trabajo se adoptó las funciones de transmisión acordes al corrimiento al rojo de cada AGN de acuerdo a Zheng et al. (1997) en la Figura 4.2.

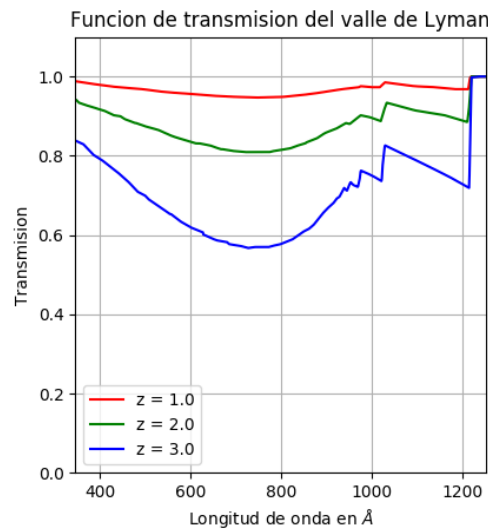


Figura 4.2: Función de transmisión producida por una distribución estadística de nubes de gas con Hidrógeno neutro. El número de líneas $Ly\alpha$ por unidad de corrimiento al rojo y por número de nubes es $\propto (1+z)^\gamma N^{-1.5}$, donde el índice γ depende del corrimiento al rojo, (para $z > 2 \rightarrow \gamma = 2.46$) y N es el número de nubes absorbentes. Cuando no se puede discernir la contribución de cada nube, aparece una depresión del continuo extremo UV que lleva el nombre de “Valle de $Ly\alpha$ ”. Para quásares con $z < 1.5$ la corrección es pequeña y para quásares con $z > 3$ la corrección es más profunda (Zheng et al., 1997).

Desenrojecimiento galáctico. Posteriormente se le aplicó al espectro una convolución con la extinción galáctica, debido al polvo de la Vía Láctea, siguiendo la forma analítica de Cardelli et al. (1989). Fueron usados los parámetros de acuerdo a la posición de cada AGN, por ejemplo para del catálogo de Tonanzintla el objeto con número 34 (Ton 34) tiene un exceso de color $E_{B-V} = 0.13$, el valor correspondiente a la extinción principal inferida por los mapas a 100μ de SCHLEGEL et al. (1998) adoptando un parámetro de extinción estándar de $R_v = 3.1$.

Marco de referencia en reposo. Los espectros fueron corregidos al marco de referencia en reposo del AGN, tanto la frecuencia como el flujo. Para hacer lo anterior se considera la ecuación 1.1, combinando esta ecuación con la ecuación 2.4, se obtiene que

$$z + 1 = \frac{\nu_{rest}}{\nu_{obs}} \rightarrow \nu_{rest} = (z + 1) \nu_{obs} \quad (4.1)$$

Para corregir el flujo se considera que el flujo total debe ser el mismo en cualquier sistema de referencia, expresado por la siguiente ecuación

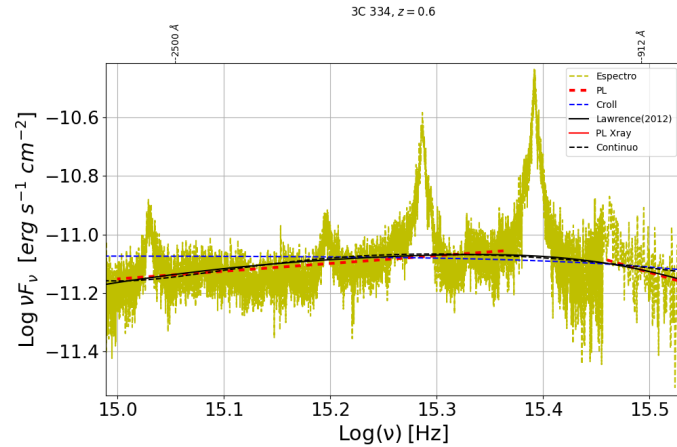
$$\int F_{\nu_{rest}} d\nu_{rest} = \int F_{\nu_{obs}} d\nu_{obs} \rightarrow F_{\nu_{rest}} = F_{\nu_{obs}} \frac{d\nu_{obs}}{d\nu_{rest}} \quad (4.2)$$

Considerando la ecuación 4.1 se puede obtener ν_{obs} en términos de ν_{rest} y al derivar y sustituir se tiene que:

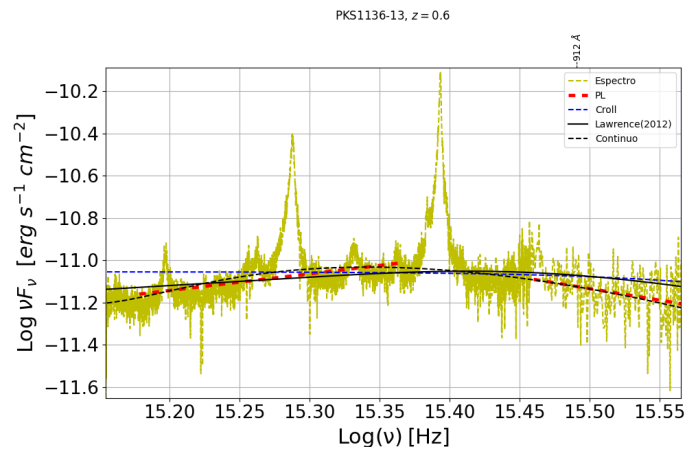
$$F_{\nu_{rest}} = \frac{1}{z + 1} F_{\nu_{obs}}. \quad (4.3)$$

4.2. Modelos del continuo ionizante para el espectro UV

Para investigar como se conecta el espectro EUV con los Rayos X suaves, se extrapolaron cuatro modelos para cada una de las fuentes, representados en la Figura 4.3 y explicados a continuación:

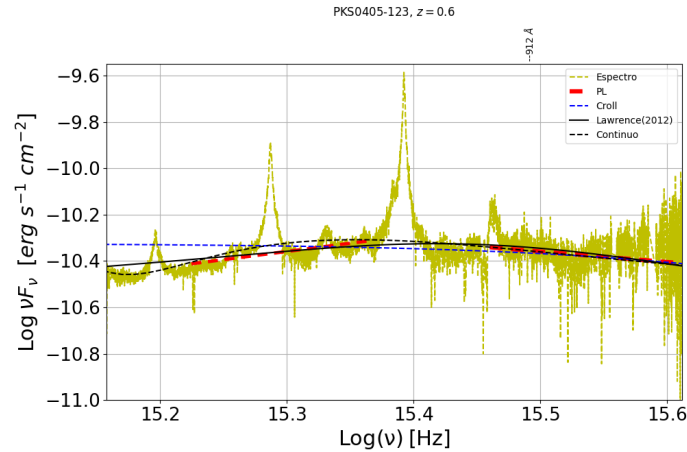


(a) Gráfica del espectro de 3C 334.



(b) Gráfica del espectro de PKS 1136-13.

- 1.- Modelo fenomenológico considerando una Ley de potencia, del inglés power law (PL) ajustada al intervalo del FUV. Línea discontinua roja.
- 2.- Modelo fenomenológico interpolando el continuo como un polinomio de bajo grado (de grado cuatro o menor). Línea discontinua negra.
- 3.- Representación de un modelo teórico de un disco de acreción comptonizado por una ley de potencias quebrada por la función C_{roll} (Haro-Corzo et al., 2006). Línea continua azul.



(c) Gráfica del espectro de PKS 0405-123.

Figura 4.3: Gráficas del espectro de la muestra final en el NUV y en el FUV (línea discontinua amarilla), superpuesto con los modelos del continuo ionizante: simples leyes de potencias ajustadas en el NUV y en el FUV (líneas discontinuas rojas), un ajuste polinomial de bajo grado que representa el continuo (línea discontinua negra), un modelo de disco de acreción Comptonizado (línea discontinua azul) y el modelo de nubes reflectantes propuesto por Lawrence (2012) (línea continua negra).

- 4.- Modelo teórico de un disco de acreción estándar sumado con una componente de nubes reflectantes a $30R_{sh}$ propuesto por Lawrence (2012). Línea continua negra.

4.2.1. Modelo con ley de potencia

En orden de poder constreñir el continuo ionizante, las líneas de emisión más fuertes del quásar fueron ignoradas, tales como: O VI $\lambda 1035$, Ly β $\lambda 1026$, Ly α $\lambda 1216$, N V $\lambda 1240$, Si IV $\lambda 1400$, [O IV] $\lambda 1400$, C IV $\lambda 1549$, [C III] $\lambda 1909$, Si III $\lambda 1892$, Mg II $\lambda 2798$. También se ignoró el continuo de Balmer, el cual está compuesto por la suma de las líneas de emisión de la serie de Balmer y de las líneas del Fe II. Se ajustó el continuo en dos regiones, la primera abarca las longitudes de onda mayores

a 1100 Å, es decir NUV. El continuo en el NUV puede ser ajustado adecuadamente considerando una PL (Shields, 1978).

$$F_\nu = F_o \nu^{+\alpha_{NUV}} \quad (4.4)$$

donde α_{NUV} es índice espectral de la ley de potencias en el NUV, F_o es el flujo de la fuente de referencia que más adelante se explica como calcularlo. Por otra parte, la región del FUV se consideró también una PL pero con índice espectral diferente (α_{FUV}). Para calcular el valor de F_o se realiza una interpolación de una función de la forma de la ecuación 4.4 en la región interesada del espectro (ya sea FUV o NUV). Utilizando el método de Levenberg-Marquardt se obtuvieron los parámetros libres (en este caso F_o y $\alpha_{N/FUV}$) para que la función reproduzca adecuadamente los datos del continuo, minimizando la covarianza del modelo respecto a los datos del *HST* (asumiendo que la covarianza no tiene mínimos locales).

Con estas leyes de potencia acopladas al continuo se construyó una ley de potencia quebrada para tratar de reproducir la SED de los quásares, los resultados de este modelado tuvieron resultados variados según la fuente a tratar (ver Figura 4.3). Por lo anterior, la ley de potencias quebrada está descrita por:

$$\log \nu F_\nu = \begin{cases} \log F_0 + \beta_{NUV} \log \nu & \text{si } 9.4 \times 10^{14} Hz \leq \nu \leq 3.3 \times 10^{15} Hz \\ \log F_0 + \beta_{FUV} \log \nu & \text{si } 3.3 \times 10^{15} Hz < \nu \leq 3 \times 10^{16} Hz \end{cases} \quad (4.5)$$

La ley de potencias quebrada ha sido utilizada ampliamente para describir empíricamente el espectro UV, por ejemplo ver Haro-Corzo et al. (2006); Telfer et al. (2002); Zheng et al. (1997). Ejemplos de su uso se pueden ver en la Figura 2.14b (línea discontinua morada).

4.2.2. Modelo con un polinomio

Otra alternativa es modelar el continuo al hacer el mismo procedimiento para eliminar la contribución de las líneas de emisión más importantes, pero se efectúa

una interpolación polinomial de bajo grado, con la siguiente forma

$$\begin{aligned} F_\lambda &= A\lambda^4 + B\lambda^3 + C\lambda^2 + D\lambda + E \\ \rightarrow \nu F_\nu &= Ac^5\nu^{-5} + Bc^4\nu^{-4} + Cc^3\nu^{-3} + Dc^2\nu^{-2} + Ecnu^{-1} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Donde A,B,C,D,E son parámetros libres del polinomio, son estimados al minimizar la suma de los cuadrados de la diferencia entre los datos del *HST* y el polinomio. Los valores de los coeficientes del polinomio varían según cada fuente (los valores específicos para cada fuente se pueden consultar en el Capítulo 5). Los modelos polinomiales pueden reproducir adecuadamente el continuo ionizante en NUV-FUV para todos los quásares tratados. Cabe resaltar que el modelado polinomial solo es confiable en la región donde los datos son interpolados, es decir: una extrapolación a frecuencias más chicas o grandes carece como tal de significado físico y podría resultar en una sobre estimación. En este trabajo es usado como un trazador confiable únicamente en el intervalo del NUV-FUV, su extrapolación (presentada en el Capítulo 5) hacia el EUV-Rayos X es considerada únicamente como una propuesta de un posible comportamiento de una SED que pudiera ser congruente con los datos.

4.2.3. Modelo de disco Comptonizado C_{roll}

A continuación se explica cómo se interpola la función C_{roll} para modelar el continuo ionizante y los parámetros considerados.

Para reproducir el quiebre entre el NUV y el FUV, en este trabajo no se considera un modelo de quásar absorbido por polvo intrínseco de nanodiamantes, tal como lo hizo Binette et al. (2005); Haro-Corzo et al. (2006) sino que se considera un modelo libre de polvo pero con el disco Comptonizado. Por ejemplo, en la Figura 4.4 se compara el modelo libre de polvo (línea continua negra) y el modelo absorbido por polvo de nanodiamantes (línea punteada), cuyo propósito fue tratar de reproducir el quiebre observado en el espectro entre el NUV y FUV, alrededor de 1200 Å, Tanto para los espectros compuestos de Telfer et al. (2002); Zheng et al. (1997), así como

en los espectros individuales. En este trabajo la hipótesis es explorar si este modelo libre de polvo es consistente con los datos en los Rayos X.

En este trabajo se consideran los valores de ν_{roll} y f considerados en Binette et al. (2005), ver el sección 3.2.1. El parámetro δ por otra parte depende de la fuente y se calcula con los índices espectrales de cada fuente particular, tales índices son los calculados en la sección 4.2.1.

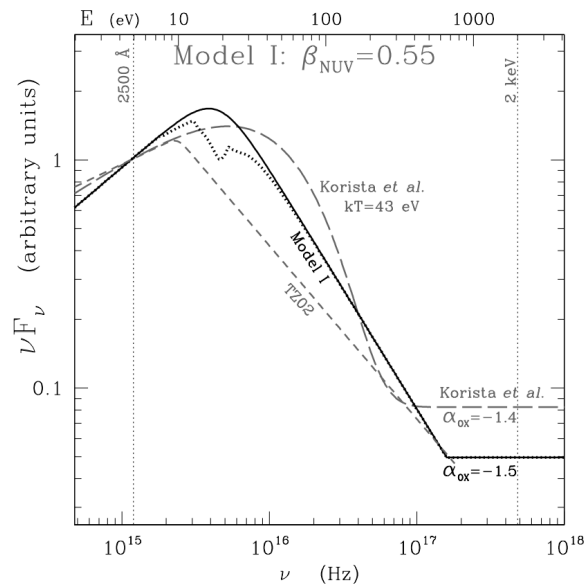


Figura 4.4: SED intrínseca y absorbida por polvo de nanodiamantes. Ver Figura 7.6 de la tesis de doctorado de Haro-Corzo. Se compara el ajuste de (Korista et al., 1997; Telfer et al., 2002) con respecto al modelo intrínseco (línea continua) y modelo absorbido por nanodiamantes (línea punteada) de Haro-Corzo et al. (2006).

4.2.4. Modelo de NR

A continuación se investiga si el modelo propuesto por Lawrence (2012) reproduce el cambio de pendiente de la muestra de AGNs. De la figura Figura 6 de Lawrence

(2012) (ver Figura 3.8 de este trabajo) se extrajeron los modelos tanto del disco como de las NR, fueron transformados al dominio $\log \nu$ vs $\log \nu F_\nu$.

En este trabajo se extrapoló la SED de Lawrence (2012) (un disco de acreción estándar más una componente de NR) hacia el intervalo del EUV-Rayos X, siguiendo la propuesta de que la SED decae como un cuerpo negro (contribución reflejada de la fuente primaria). Las nubes decaen como un cuerpo negro a partir de una frecuencia ν_0 , que es cuando alcanzan su flujo máximo.

De la Figura 3.8 se estimó que el flujo máximo de las NR lo alcanza a una frecuencia $\nu_0 = 10^{15.9122}$ Hz, por lo que la temperatura se puede obtener al resolver la ecuación para el flujo de un cuerpo negro, la cual se puede obtener al considerar la ecuación 2.54 el flujo por un cuerpo negro esta dado por:

$$\nu F_\nu = \nu c [U_\nu(T)] = \frac{8\pi h\nu^4}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad (4.7)$$

Para que el cuerpo negro alcance su máximo flujo en ν_0 debe cumplir que

$$\frac{d}{d\nu} (\nu_0 F_{\nu_0}) = 0 \quad (4.8)$$

Por lo que derivando y despejando se tiene que la ecuación que se debe cumplir es:

$$e^{h\nu_0/k_B T} \left(\frac{h\nu_0}{k_B T} - 4 \right) + 4 = 0 \quad (4.9)$$

Resolviendo la ecuación 4.9 - por el método de Newton Raphson - se obtiene que la temperatura necesaria para que el flujo de cuerpo negro alcance su máximo en ν_0 es $T_0 \simeq 10^5$ K (esto es coincidente con la ley de Wien). Lo cuál es congruente con la hipótesis de Lawrence (2012).

Entonces la función que describe al modelo de las NR ($\nu \leq \nu_0$) y la emisión de la fuente central ($\nu > \nu_0$) desde el NUV hasta el EUV-Rayos X se interpola con un

polinomio de alto grado(hasta 120) $P^{120}(\nu)$, el cuál debe cumplir que:

$$\log \nu F_\nu = P^{120}(\nu) = \begin{cases} Rc(\nu) & \text{si } \nu \leq \nu_0 \\ \log \frac{8\pi h\nu^4}{c^2} - \log(e^{h\nu/k_B T_0} - 1) & \text{si } \nu > \nu_0 \end{cases} \quad (4.10)$$

Donde $Rc(\nu)$ es el valor del flujo del modelo de Lawrence (2012).

La función que describe la SED producida por un disco estándar es la interpolación de los datos del disco oculto estimada de la Figura 3.8 con un polinomio de grado medio $P^8(\nu)$.

Por lo tanto la SED de un disco de acreción con una componente extra de NR a $30R_G$ queda descrita por:

$$\log \nu F_\nu = \log \left(A_N 10^{P^{120}(\nu)} + A_D 10^{P^8(\nu)} \right) + C_f \quad (4.11)$$

donde C_f es un factor de corrección debido a material opaco en todo el continuo. Este factor re-escala la función para que el flujo sea de un orden de magnitud comparable con el flujo de los espectros de cada fuente particular. A_N es el factor de amplitud de la componente de las nubes reflectantes y A_D es el factor de amplitud de la componente del disco. Se puede definir entonces la relación de amplitud entre la contribución de la nube y el disco l como:

$$l \equiv A_N/A_D \quad (4.12)$$

donde va desde $l = 0$ cuando las NR no contribuyen de manera importante respecto al disco, hasta $l = 1$ cuando la componente de las NR es tan importante como la componente del disco.

Para calcular los valores de C_f , A_N y A_D descritos anteriormente, se interpoló la ecuación 4.11 para acoplar al valor del continuo (el obtenido por el modelo polinomial) de cada fuente en el intervalo NUV-FUV. Nuevamente se consideraron los parámetros que disminuyeron al mínimo la covarianza (usando el método de Levenberg-Marquardt) del modelo respecto al espectro en el NUV-FUV del *HST*.

4.3. Datos en la región espectral de los Rayos X

Los Quásares seleccionados de la muestra final fueron localizados en la base de datos pública del telescopio espacial *Chandra* y los espectros fueron extraídos del detector Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS-S) (Centro de Rayos X de *Chandra* CXC <http://chandra.harvard.edu/>). ACIS-S es un subconjunto de diez detectores tipo Couple Charged Device (CCD) que forman parte del telescopio espacial *Chandra* (ver Figura 4.5). Los CCD forman un arreglo de electrodos, los cuales gracias al efecto fotoeléctrico son capaces de recibir y recolectar fotones. El telescopio espacial *Chandra* tiene un arreglo de espejos parabólicos e hiperbólicos para recolectar y enfocar los fotones de Rayos X sobre el CCD (ver Figura 4.6) con una resolución espacial de ~ 0.4 arcsec y resolución espectral de ~ 1 keV.

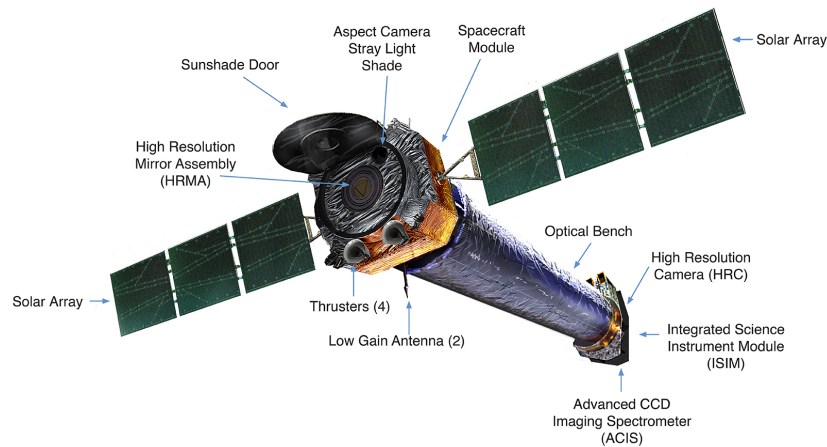


Figura 4.5: Imagen del telescopio espacial *Chandra* y sus componentes. Imagen obtenida de <https://chandra.harvard.edu/about/spacecraft.html>

Las observaciones adquiridas fueron procesadas de manera estándar con la paquetería CIAO 4.11. Se siguieron las instrucciones disponibles en la página principal de *Chandra* (<http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/data.html>). Normalmente los espectros en Rayos X obtenidos directamente de los sensores de los telescopios están

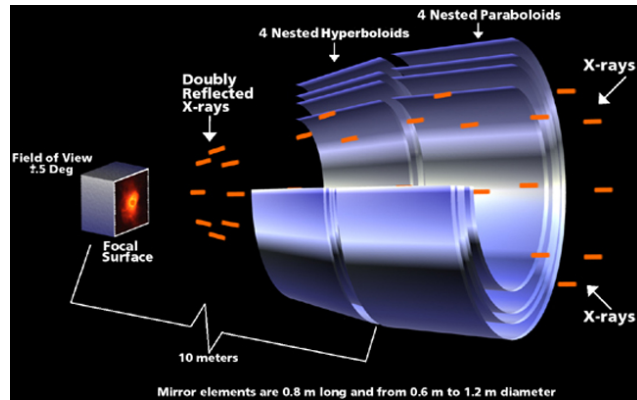


Figura 4.6: Arreglo de espejos parabólicos e hiperbólicos de *Chandra*. Los Rayos X que inciden en un espejo de frente son simplemente absorbidos. Pero los Rayos X que chocan con un espejo en ángulo se reflejan hasta que alcanzan el detector CCD. Por ello, los espejos de los telescopios de Rayos X tienen forma de barril y no de plato. Imagen obtenida de <https://chandra.harvard.edu/about/spacecraft.html>

convolucionados con la respuesta natural que tienen estos mismos sensores al interactuar con el medio ambiente en el que están sometidos y con la radiación recibida de otras frecuencias. Por lo anterior el nivel de procesamiento de los datos del espectro marca una diferencia entre los espectros reducidos con calibraciones viejas, ya que la calibración se encuentra en continua actualización. La calibración se obtiene de la base de datos CalDB que almacena todos los archivos necesarios para procesar los datos. Los datos utilizados en este trabajo están calibrados utilizando la versión 4.5.5. de CalDB para generar los ficheros de eventos (evt2.fits). Cabe destacar que los ficheros (evt1.fits) fueron procesados con el software CXC versión 8.4.5, el cual corrige errores debidos al movimiento del satélite alrededor de La Tierra. Los ficheros contienen la información del número de fotones que llegan al sensor en cada momento de la observación, la energía de cada evento, la posición relativa de cada evento, coordenadas de la fuente, los CCDs utilizados, la temperatura del sensor, entre otros parámetros de la observación. Esto permite obtener espectros, imágenes y curvas de luz dependiendo de como se procesan los datos.

Para la extracción del espectro se definió la región en la que se encontraba la fuente, se encerró la fuente dentro de un círculo de radio ~ 3 arcsec, para extraer los fotones necesarios para generar el espectro (ver Figura 4.7a).



(a) Definición de la región donde se registrará la fuente. (b) Definición de la región donde se registrará el espectro del background.

Figura 4.7: Definición de la región donde se registra la fuente y la región del background del AGN 3C334 usando los datos extraídos del telescopio espacial *Chandra*. Estos son visualizados con el software SAOImage DS9. La parte blanca son los píxeles de los CCDs, los cuales captan los fotones emitidos por la fuente.

El siguiente paso para obtener el espectro consiste en restarle a los datos la contribución por el fondo de Rayos X (background). Esta región se define como la región anular centrada en la fuente. Este anillo está centrado en la fuente que se encuentra contenido entre 2 circunferencias de radios 10 y 20 arcsec. Este anillo debe estar libre de fuentes obvias para representar adecuadamente el background (ver Figura 4.7b).

Como se muestra en la Figura 4.1 la mayoría de las fuentes pertenecen a la categoría de los RLQ, por consiguiente estas fuentes presentan emisión en Rayos X

proveniente de los jets. Para disminuir la contribución de los jets al momento de definir la fuente, se ignoró la emisión proveniente de la fuente que tuviera una forma alargada o que se desviara de manera significativa de la emisión “point like” (que es la emisión que se espera si los Rayos X son emitidos únicamente por las componentes internas del disco de acreción), de esta manera se minimiza la contribución de los jets en el espectro obtenido de las fuentes.

Utilizando el software `specextract` se calibraron los datos, corrigiéndolos así por:

- la corrección por pixeles dañados.
- la correcciones de apertura para una fuente puntual que depende de la energía.
- la corrección por resplandores.

Una vez hechas estas correcciones se obtienen los archivos PI, los cuales contienen la información espectral de la fuente y del background. Los archivos ARF contienen la área efectiva de los detectores al momento de observar la fuente mientras que los archivos RMF contienen la información de la matriz de redistribución de los fotones, la cuál se encarga de corregir los errores de posición de las cuentas detectadas en el CCD.

Posteriormente, para modelar el continuo del espectro en Rayos X se define un modelo de la fuente utilizando las funciones de la paquetería SHERPA incluida en CIAO. Se usó un modelo compuesto por dos componentes; una componente de continuo ionizante representada por una simple PL de la forma dada por la ecuación 4.4 pero con un índice de fotones $-\Gamma_X$ y un modelo de absorción fotoeléctrica. Para ajustar este modelo a las observaciones se estimaron tres parámetros libres; el índice de fotones Γ_X , el valor de flujo de referencia F_{oX} en unidades $\text{photons/keV/cm}^2/\text{s}$ a 1 keV y la densidad columnar N_H del gas circundante (Galáctico e intrínseco) asumiendo que el medio esta únicamente compuesto por Hidrógeno. Los tres parámetros libres fueron ajustados de manera independiente y se ajustaron nuevamente usando el método de Levenberg-Marquardt minimizando la covarianza de los datos respecto al modelo y utilizando la minimización de cuadrados no lineales. Antes de estimar

los parámetros libres, la densidad columnar se consideró con una cota superior de $\log N_H \leq 22$ para tomar en cuenta que el gas intrínseco del Quásar es al menos dos ordenes de magnitud más tenue que las NR.

En la Figura 4.8 se ve el ejemplo del ajuste del modelo a los datos de un AGN de la muestra de este trabajo.

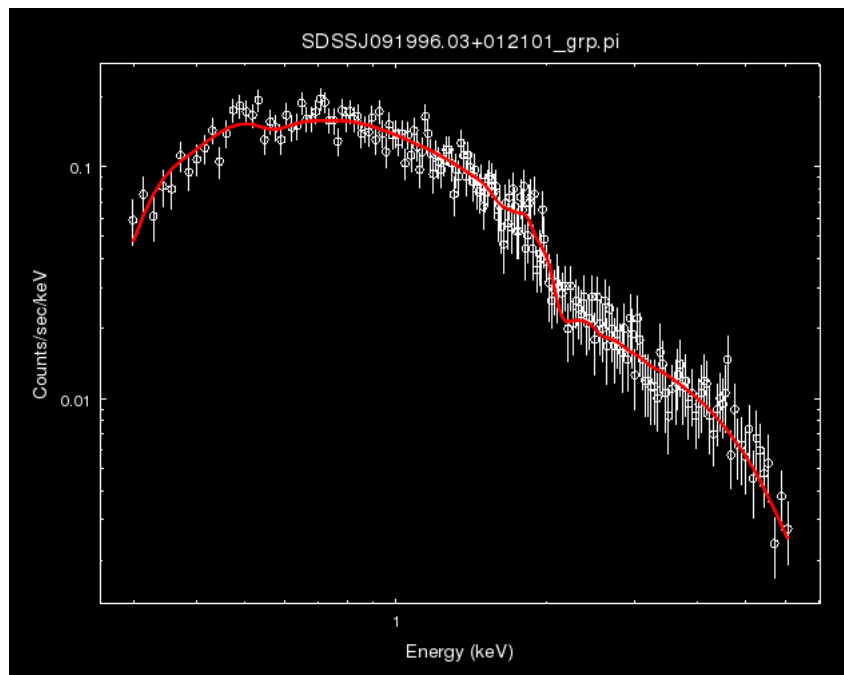


Figura 4.8: Ajuste al espectro en el intervalo de los Rayos X del AGN 3C 334 representando el continuo ionizante como una ley de potencias, añadiendo una componente de absorción fotoeléctrica. El ajuste fue hecho utilizando las paqueterías de Sherpa de CIAO.

4.4. Construcción de la SED

Para poder generar la SED de cada AGN se combinaron los espectros en el dominio del UV y de los Rayos X.

En este trabajo se usó un script en Python 3.8.5 para generar en una sola gráfica los espectros del UV y de Rayos X. Las SEDs han sido construidas en el espacio $\log(\nu)$ vs $\log(\nu F_\nu)$, en el marco de referencia de reposo de cada fuente. Además para cada fuente se calculó el índice espectral α_{OX} .

En el siguiente Capítulo se revisa en detalle de los resultados de los parámetros encontrados para los 3 Quásares y las SED construidas a partir de ellos.

CAPÍTULO 5

Resultados y discusión

“Y mediante las maravillas del pensamiento y la razón pudiera ser que desde nuestro puesto en una partícula más pequeña que el polvo perdida en las profundidades del Universo nos hayamos trazado una imagen de la existencia y conducta de todos aquellos agujeros negros”.

- Isaac Asimov

Contenido

5.1. Resultados para 3C 334	115
5.2. Resultados para PKS 1136-13	118
5.3. Resultados para PKS 0405-123	121

A partir del estudio de los espectros en el UV para la muestra final de 3 Quásares, (ver Tabla 4.1) se obtuvieron en este trabajo los siguientes resultados:

- Las tres fuentes 3C 334, PKS 0405-123 y PKS 1136-13 cumplen con los criterios mencionados en la sección 4.1.
- Para estas tres fuentes se obtuvieron los resultados de los índices espectrales en el NUV y FUV (ver Tabla 5.1) y en los Rayos X (ver Tabla 5.2).
- Para cada AGN se obtuvieron los espectros UV y Rayos X para construir y analizar la Distribución Espectral de Energía (SED) y la posible conexión entre ambas regiones en el extremo UV (EUV).

Nombre	α_{NUV}	α_{NUV}	α_{FUV}	α_{FUV}
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
3C334	-0.71 ± 0.01	-0.73 ± 0.01	-2.00 ± 0.24	-2.06 ± 0.22
PKS 1136-13	-0.22 ± 0.2	-0.21 ± 0.03	-1.95 ± 0.14	-2.09 ± 0.31
PKS 0405-123	-0.26 ± 0.01	-0.29 ± 0.02	-1.40 ± 0.03	-1.45 ± 0.04

Tabla 5.1: Comparación de los valores de los índices espectrales en UV obtenidos en este trabajo en las columnas (3) y (5), con respecto a los reportados por Haro-Corzo et al. (2006), columnas (2) y (4).

Nombre	Γ_X	Γ_X	N_H	N_H	α_{OX}	α_{OX}
(1)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
3C334	1.61 ± 0.23	1.65 ± 0.04	4.72 ± 1.49	≤ 12.2	-1.46	-1.40
PKS 1136-13	1.07 ± 0.36	1.50 ± 0.14	≤ 2.40	≤ 2.7	-1.34	-1.34
PKS 0405-123	1.66 ± 0.68	1.49 ± 0.03	≤ 8.32	≤ 6.4	-1.78	-1.35

Tabla 5.2: Comparación de los valores de los índices de fotones en los Rayos X, las densidades columnares (en unidades de 10^{19} cm^{-2}) consideradas para el modelo de foto-ionización en los Rayos X y los α_{OX} , los valores obtenidos en este trabajo se encuentran en las columnas (7),(9),(11) con respecto a los reportados por Haro-Corzo et al. (2006), columnas (6),(8),(10).

En las Tablas anteriormente mencionadas se comparan los valores obtenidos en este trabajo con los reportados por Haro-Corzo et al. (2006). Se encuentra que los valores de los índices espectrales en el UV (definidos en sección 4.2.1) son consistentes entre si al considerar los intervalos de incertidumbre reportados para cada cálculo. Esto se cumple tanto para los índices espectrales en el NUV como para los índices espectrales en el FUV, a pesar de que estos fueron calculados mediante técnicas distintas. Esto otorga validez a la metodología usada en este trabajo.

Por otra parte los modelos de leyes de potencia en los Rayos X (Tabla 5.2) también muestran una consistencia en los índices espectrales al considerar la incertidumbre asociada por cada cálculo. Es posible observar que los valores centrales (promedio entre el máximo y mínimo valor posible) obtenidos en este trabajo, difie-

ren de manera considerable con los reportados por Haro-Corzo et al. (2006), aunque los índices quedan consistentes. Esta diferencia es debido a que en este trabajo se modela el continuo de los Rayos X con la densidad de columna como un parámetro libre, a diferencia de Haro-Corzo et al. (2006) en donde se postuló el intervalo de la densidad de columna (N_H) mediante argumentos físicos. Por lo tanto se considera como parámetro fijo al momento de realizar el ajuste a los datos, con el software de ajuste espectral XSPEC (de esta manera sólo se estiman numéricamente 2 parámetros; el índice de fotones y el factor de proporcionalidad de la ley de potencia). Las densidades columnares reportadas en este trabajo también son consistentes con las reportadas en Haro-Corzo et al. (2006). Los valores centrales difieren de manera considerable, estas desviaciones respecto a los valores centrales de los parámetros de los modelos en los Rayos X naturalmente dan lugar a discordancias entre los valores calculados para los α_{OX} de cada fuente, como se observa en la Tabla 5.2. La concordancia entre los parámetros de los modelos de leyes de potencia en el UV y los Rayos X garantizan que esta diferencia entre los valores del α_{OX} , es debida únicamente a la elección de los valores centrales con los cuales se interpolan los modelos, dado que con estos modelos se estiman las mediciones del flujo a $\nu = c/2500\text{\AA}$ y a $\nu = 2 \text{ keV}/h$. Los modelos de leyes de potencia son los únicos utilizados para hacer el cálculo del flujo a estas frecuencias.

En este trabajo se generaron gráficas que muestran el comportamiento de los datos cuando a estos se les restan los distintos modelos teóricos en el UV (por ejemplo Figura 5.1). Si en la gráfica se observa que la tendencia de los datos este centrada en 0, indica que el ajuste representa de manera adecuada el continuo.

En este trabajo también se calculó el índice α_{ox} definido en la ecuación 3.6, en la que se comparan los flujos monocromáticos a 2500\AA ($F_{2500\text{\AA}}$) y a 2 keV (F_{2keV}). El índice se calculó directamente de los datos en los casos en los que había observación a 2500\AA , para los objetos que no presentaron datos a esa longitud de onda se usaron las extrapolaciones de las leyes de potencia en el NUV. Estos puntos de referencia se encuentran señalados en las tres SEDs (ver por ejemplo puntos rojos en la Figura.5.2), así como reportados en la Tabla 5.2. Se utiliza el α_{ox} para comprobar

que los flujos en el óptico y Rayos X son congruentes con lo esperado de un Quásar, de esta manera brindando validez al tratamiento de los datos.

En las gráficas de las SEDs de la muestra final (Figura 5.2 por ejemplo) se muestran los datos originales en el UV obtenidos por el HST-FOS (líneas discontinuas verdes). En el intervalo de los Rayos X no se muestran los datos originales, en su lugar sólo se muestra la ley de potencias que describe el continuo ionizante. La región no sombreada en los Rayos X representa la región donde hay observaciones, la región sombreada del EUV-Rayos X representa la zona donde los modelos son extrapolados (región donde no hay datos debido a la absorción del medio interestelar).

En las Figuras 5.2, 5.6, 5.4 se asume que el continuo ionizante en el UV es intrínseco a cada quásar (libre de cualquier absorción adicional a la de la Vía Láctea). A continuación se presenta en detalle la información inferida de las SEDs de los tres quásares. Los mejores ajustes hechos en el segmento del NUV-FUV están representados de la manera siguiente:

- Líneas discontinuas amarillas, que representan una ley de potencias quebrada en νF_ν . Los parámetros de las leyes de potencia individuales (α , F_o) con los que se generó la PL quebrada se pueden consultar para cada fuente en la Tabla 5.3
- Líneas discontinuas cian, que representan una ley de potencias quebrada multiplicada por la función C_{roll} . Este modelo corresponde a un disco de acreción Comptonizado (Haro-Corzo et al., 2006). Para construir este modelo se utilizaron las mismas leyes de potencias quebrada usadas y explicadas anteriormente.
- Líneas discontinuas negras, que representan un polinomio de bajo grado interpolado en el dominio del NUV-FUV. Este es sólo un ajuste a los datos y no representa un significado físico de la fuente.
- Líneas continuas negras que representan la SED predicha por un modelo estándar de un disco de acreción sumada a una componente de nubes reflectantes que presentan una caída de un cuerpo negro a una temperatura de $10^5 K$ situadas a una distancia de $30R_{sh}$ del agujero negro central (Lawrence, 2012).

Se considera que la importancia de las nubes respecto a la del disco no es fija y esta dada por el cociente de amplitudes l (Ecuación 4.12).

- Líneas continuas rojas, representan el modelo de los mejores ajustes al continuo ionizante libre de foto-ionización en el dominio de los Rayos X. Este continuo esta modelado a primera aproximación con una simple ley de potencia.

Se calcularon los puntos en donde las extrapolaciones de los modelos en el UV intersecan con la extrapolación del modelo en los Rayos X. Dicha intersección debe tener lugar en el dominio del FUV-Rayos X menos energéticos (área sombreada de las Figuras 5.2, 5.6, 5.4) para que el modelo del continuo ionizante en el UV sea plausible, ya que las observaciones en los Rayos X (representadas por el modelo del continuo en los Rayos X) constituyen un límite superior del flujo. Si los modelos del UV tienen una intersección con el modelo de los Rayos X en la región con observaciones, esto implicaría que la extrapolación del FUV está por encima de los datos observados en los Rayos X. Lo anterior indicaría, o bien que el modelo no es consistente con los datos observados en los Rayos X o es requerido un quiebre abrupto en el intervalo del EUV rayos X para ser consistente con las observaciones. Por lo tanto estas intersecciones se consideran discordantes con los datos y por lo tanto constituyen un discriminante para discernir entre la validez de cada modelo. Por consiguiente los modelos congruentes con ambos espectros son los que podrían representar la SED plausible del quásar (al menos en lo que a este discriminante concierne).

5.1. Resultados para 3C 334

Para la fuente 3C 334 se encontró que el continuo en el UV, Figura 4.3a, es descrito de manera adecuada por el modelo de Lawrence (2012) y que el quiebre utilizando este último modelo se encuentra alrededor de $10^{15.35}$ Hz o 1340 Å, lo cual presenta una buena concordancia con la interpolación polinomial y reproduce bien el quiebre a una frecuencia de $10^{15.3}$ Hz. Por otra parte una simple ley de potencia

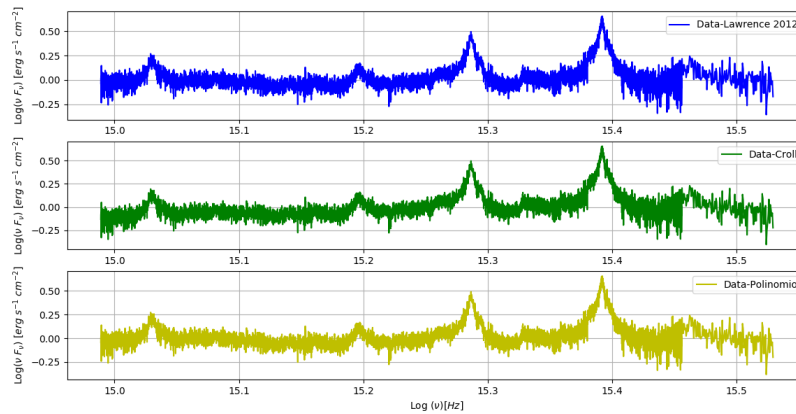


Figura 5.1: Gráfica de la desviación de los modelos respecto al espectro en el UV de 3C334, las cuales se obtienen al restar a los datos el valor predicho por el modelo. En esta figura se observan 3 gráficas distintas: panel superior: desviación respecto al modelo de Lawrence (2012). Panel central: respecto al modelo del disco de acreción Comptonizado. Panel inferior: respecto al modelo de un polinomio de bajo grado(2).

(PL) y la representación del Disco Comptonizado no reproducen la zona del quiebre ni FUV de manera adecuada, tal como lo podemos confirmar con la desviación de los modelos con respecto a los datos (presentada en la Figura 5.1). Este resultado es de esperarse ya que el continuo que representa, es el continuo intrínseco debido a un Disco Comptonizado el cual necesita la absorción por polvo para reproducir el NUV. El polinomio (como es de esperarse) es la mejor representación del continuo en ese intervalo, pero como se ha hecho énfasis anteriormente, este carece de sentido físico. La extrapolación del polinomio a otras frecuencias donde, hay ausencia de datos, es probablemente inadecuada. Para los otros 2 modelos con significado físico se calculó la desviación estándar(σ) de los datos en el UV respecto a la de cada modelo; Para el modelo de disco Comptonizado se obtuvo $\sigma \simeq 0.039$, mientras que para el modelo de Lawrence (2012) $\sigma \simeq 0.012$.

Como se ha argumentado en Haro-Corzo et al. (2006); Korista et al. (1997); Lawrence (2012), la extrapolación de la PL en el FUV claramente no contiene los

fotones ionizantes necesarios. Debido a que después del quiebre, el FUV de la PL se suaviza y cae hacia el EUV, lo cual sucede claramente para esta fuente. Los mejores ajustes de los 4 modelos están reportados en la Tabla 5.3, donde la componente del Disco oculto (A_D) es más importante con respecto a las nubes reflectantes (A_N), esto es confirmado por el valor del cociente entre las componentes l el cual es menor a 1.

Los mejores ajustes son extrapolados en el EUV hasta donde sí se tienen datos, con la finalidad de verificar su viabilidad o no. Para este caso, los 4 modelos (la PL, el C_{roll} , las NR y el polinomio) son viables, es decir, ningún modelo contradice las observaciones disponibles en los Rayos X suaves. Comparando a estos modelos, se observa que el modelo de Lawrence (2012) mantiene una alta emisión en EUV debido a una contribución considerable de las NR. En la región del EUV, las NR presentan, de una manera cualitativa, tantos fotones ionizantes como la ley de potencia y el modelo de disco Comptonizado. Sin embargo existen zonas donde el modelo de nubes reflectantes predice una mayor cantidad de fotones ionizantes; en la zona comprendida entre $\nu = 10^{15.80}$ Hz y $\nu = 10^{16.26}$ Hz se estiman más fotones ionizantes que la ley de potencia. En la zona entre $\nu = 10^{15.9}$ Hz y $\nu = 10^{16.25}$ Hz se predicen más fotones incluso que el modelo del disco Comptonizado. La cantidad de fotones de altas energías es sumamente importante ya que estos son necesario para los códigos de transferencia radiativa. Para validar la correspondencia entre los datos UV y los Rayos X se ha calculado el índice α_{ox} , el cual es referenciado con los puntos rojos y se obtiene un valor de -1.4, el cual se encuentra dentro de los valores aceptables.

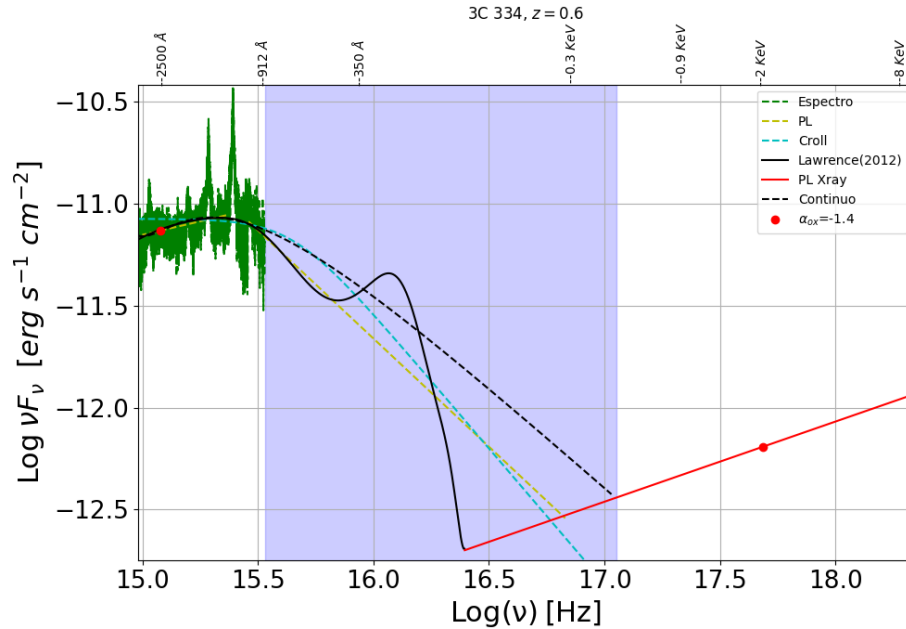


Figura 5.2: Esquema de la SED del AGN 3C 334, superpuesta con su espectro en UV. El esquema muestra las SEDs en el FUV-EUV predichas por los modelos teóricos y fenomenológicos. La SED en los Rayos X modelada de manera fenomenológica se muestra con una línea continua roja. La área sombreada representa el intervalo donde no se tienen datos.

5.2. Resultados para PKS 1136-13

Para la fuente PKS 1136-13 se encontró que el continuo en el UV, Figura 4.3b, es descrito relativamente bien por el modelo de Lawrence (2012) y que el quiebre utilizando este último modelo se encuentra alrededor de $10^{15.42}$ Hz o 1140 \AA , lo cual presenta una concordancia media con los datos. Al aplicarle a los datos la interpolación polinomial, revelaron un quiebre a una frecuencia de $10^{15.34}$ Hz. Al igual que en 3C 334, una simple ley de potencia (PL) y la representación del Disco Comptonizado no reproducen la zona del quiebre y del FUV de manera adecuada, tal como lo podemos confirmar con la desviación de los modelos con respecto a los

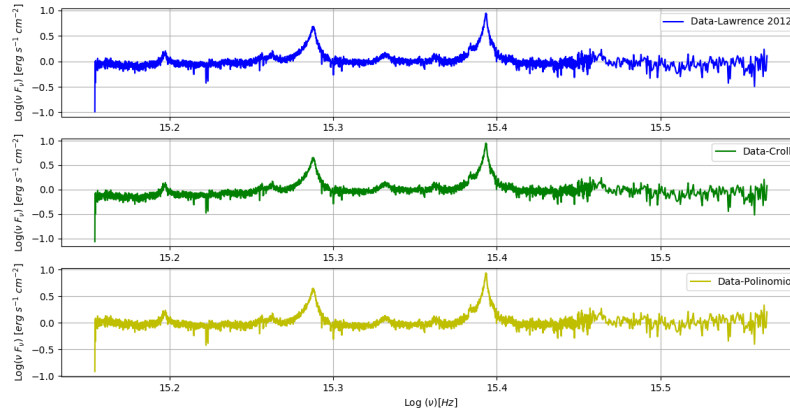


Figura 5.3: Gráfica de la desviación de los modelos respecto al espectro en el UV de PKS 1136-13. Las gráficas de desviación se obtienen al restar a los datos el valor predicho por el modelo. En esta figura se observan 3 gráficas distintas: panel superior: modelo de Lawrence (2012). Panel central: modelo del disco de acreción Comptonizado. Panel inferior: modelo de un polinomio de bajo grado(3).

datos en la Figura 5.3 (con una tendencia de oscilar fuera del cero). La desviación estándar(σ) de los datos en el UV respecto al modelo de disco Comptonizado es $\sigma \simeq 0.056$, mientras que para el modelo de Lawrence (2012) es $\sigma \simeq 0.032$.

La extrapolación de la PL en el FUV de una manera cualitativa, no tiene los fotones ionizantes necesarios, debido a que después del quiebre el FUV se suaviza y cae hacia el EUV. Los mejores ajustes de los 4 modelos están reportados en la Tabla 5.3, en la cual se aprecia que la componente de las nubes reflectantes (A_N) tiene relevancia respecto a la componente del disco oculto (A_D). Lo anterior se observa en el cociente l entre las componentes es de alrededor de 0.35.

Se han extrapolado los mejores ajustes de los 4 modelos en la región del EUV hasta donde sí se tienen datos, con la finalidad de verificar su viabilidad o no. Para este caso, los 4 modelos son viables, es decir, ningún modelo contradice las observaciones disponibles en los Rayos X suaves. Comparando a estos modelos, se

observa que el modelo de Lawrence (2012) mantiene una fuerte emisión en el EUV debido a la fuerte contribución de las nubes reflectantes. A lo largo de casi toda extrapolación al EUV, el modelo de NR tiene mayor cantidad de fotones ionizantes que la ley de potencia y el modelo de disco Comptonizado. Sin embargo existen zonas donde el modelo de nubes reflectantes predice una menor cantidad de fotones ionizantes; en la zona comprendida entre $\nu = 10^{16.35}$ Hz y $\nu = 10^{16.74}$ Hz, este predice menos fotones que la ley de potencia y en la zona entre $\nu = 10^{16.40}$ Hz y $\nu = 10^{16.47}$ Hz predice menos fotones que el modelo del disco Comptonizado. Por lo tanto en la mayor parte de la extrapolación el modelo de NR presenta una mayor cantidad de fotones de altas energías que los modelos de PL y Disco Comptonizado. Esto representa una ventaja ante los otros modelos para reproducir las líneas de alta ionización de los AGNs. Para validar la correspondencia entre los datos UV y Rayos X se ha calculado el índice α_{ox} , el cual es referenciado con los puntos rojos y se obtiene un valor de -1.34, el cual se encuentra dentro de los valores aceptables.

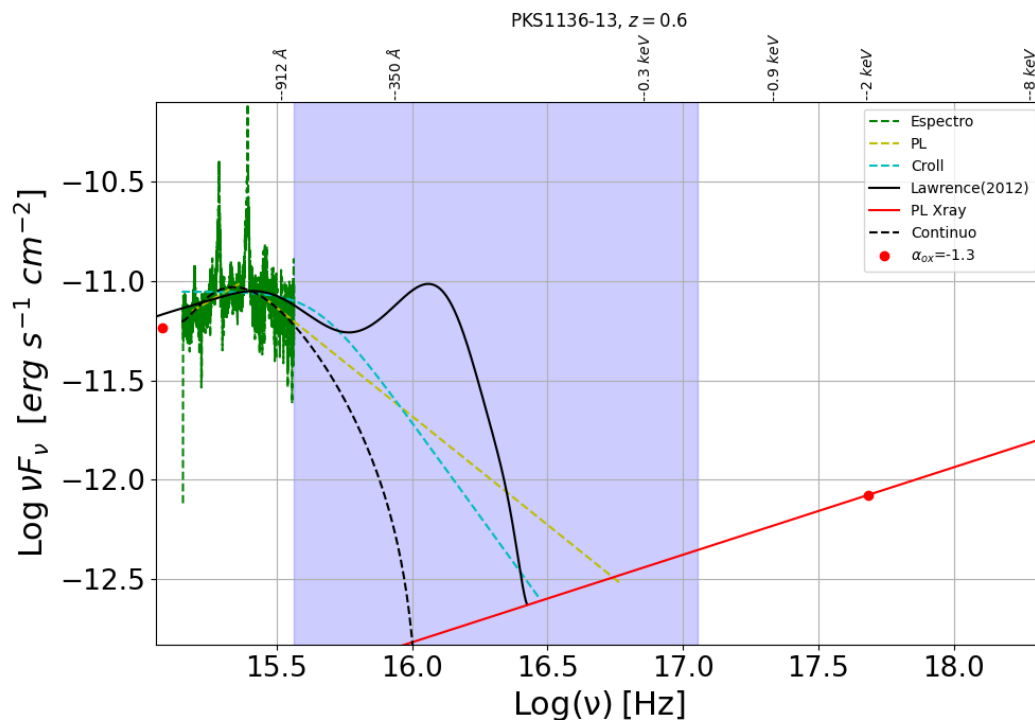


Figura 5.4: Esquema de la SED del AGN PKS 1136-13 superpuesta con su espectro en el UV. El esquema muestra las SEDs en el FUV-EUV predichas por los modelos teóricos y fenomenológicos. La SED en los Rayos X modelada de manera fenomenológica se muestra con una línea continua roja. La área sombreada representa el intervalo donde no se tienen datos.

5.3. Resultados para PKS 0405-123

Para la fuente PKS 0405-123 se encontró que el continuo en el UV, Figura 4.3c, es descrito adecuadamente por el modelo de Lawrence (2012) y que el quiebre, utilizando este último modelo, se encuentra alrededor de $10^{15.42}$ Hz o 1140 Å, lo cual presenta una concordancia media con los datos, los cuales mediante la interpolación polinomial presentan el quiebre a una frecuencia de $10^{15.36}$ Hz. El modelo de una simple ley de potencia (PL) y la representación del Disco Comptonizado no repro-

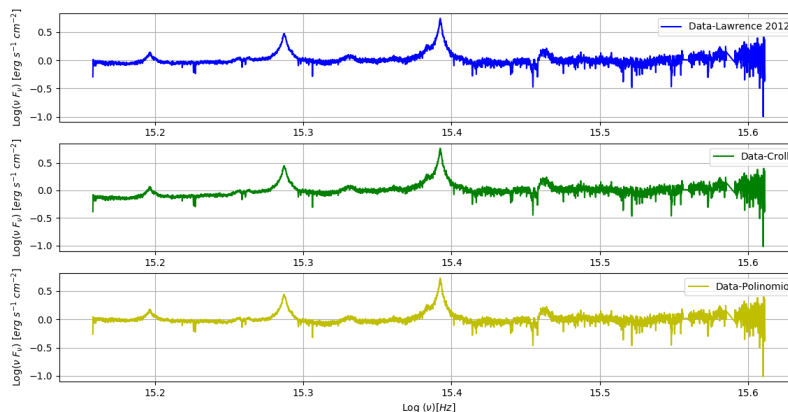


Figura 5.5: Gráfica de la desviación de los modelos respecto al espectro en el UV de PKS 0405-123. Las gráficas se obtienen al restar a los datos el valor predicho por el modelo. Panel superior: desviación respecto al modelo de Lawrence (2012). Panel central: respecto al modelo del disco de acreción Comptonizado. Panel inferior: respecto al modelo de un polinomio de bajo grado(4).

ducen la zona del quiebre y del FUV de manera adecuada, tal como lo podemos confirmar con la desviación de los modelos con respecto a los datos (presentada en la Figura 5.5). La desviación estándar(σ) obtenida de los datos en el UV respecto al modelo de disco Comptonizado es de $\sigma \simeq 0.052$, mientras que para el modelo de Lawrence (2012) se obtiene $\sigma \simeq 0.022$.

En este caso la extrapolación de la PL en el FUV podría tener los fotones ionizantes necesarios debido a que, después del quiebre, el FUV tiene una caída suave y no cae abruptamente hacia el EUV. Los mejores ajustes de los 4 métodos están reportadas en la Tabla 5.3, en la cual se aprecia que la componente de las nubes reflectantes (A_N) es importante respecto a la componente del disco oculto (A_D), esto se observa en el cociente entre las componentes, l , que es ~ 0.4 .

Se han extrapolado los mejores ajustes de los 4 modelos en la región del EUV hasta donde sí se tienen datos, con la finalidad de verificar su viabilidad o no. Para

este caso, solo 2 modelos son viables, es decir, 2 modelos contradicen las observaciones disponibles en los Rayos X suaves; estos son el modelo de Disco de acreción Comptonizado y el modelo de nubes reflectantes. Tanto la extrapolación al EUV del polinomio y la ley de potencias de FUV predicen flujos mayores a los observados en los Rayos X. Comparando los modelos viables, se observa que el modelo de Lawrence (2012) mantiene una fuerte emisión en el EUV debido a la fuerte contribución de las nubes reflectantes. Por lo que desde el FUV y hasta $\nu = 10^{16.33}$ Hz se tiene más fotones ionizantes que el modelo de disco Comptonizado. Sin embargo desde $\nu = 10^{16.26}$ Hz y hasta $\nu = 10^{16.9}$ Hz, el modelo de nubes reflectantes predice una menor cantidad de fotones ionizantes. Por lo tanto, aunque el disco comptonizado predice más fotones de altas energía que el modelo de Lawrence (2012), este modelo aun así predice una gran cantidad de fotones ionizantes. Para validar la correspondencia entre los datos UV y Rayos X se ha calculado el índice α_{ox} , el cual es referenciado con los puntos rojos: obteniendo un valor de -1.35, el cual se encuentra entre los valores aceptables.

Nombre	α_{NUV}	$\log F_{\circ}$	α_{FUV}	$\log F_{\circ}$	A	B	C	D	E	A_N	A_D	l	C_f
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
3C 334	-0.73	-15.12	-2.06	5.33	0.0	0.0	8.87E-22	-6.21E-18	1.30E-14	0.044	0.302	0.145	1.28
PKS 1136-13	-0.21	-23.13	-2.09	5.79	0.00	5.48E-24	-2.68E-20	3.75E-17	-8.46E-15	0.241	0.681	0.353	0.875
PKS 0405-123	-0.29	-21.2	-1.45	-3.32	3.45E-26	-1.83E-22	3.48E-19	-3.06E-16	1.51E-13	0.900	2.197	0.410	1.105

Tabla 5.3: Parámetros de los 4 modelos usados para modelar el continuo ionizante en el UV. La definición de cada parámetro y su papel en cada modelo están explicados en la Sección 4.1. Las columnas de la dos a la cinco son los parámetros para los mejores ajustes de la PL quebrada. Las columnas de la seis a la diez son los coeficientes del polinomio de bajo grado. Las columnas 11,12 y 13 son los parámetros para las Nubes Reflectantes (NR), el Disco y su cociente. Columna 14 es el factor de corrección para escalar la SED de Lawrence (2012).

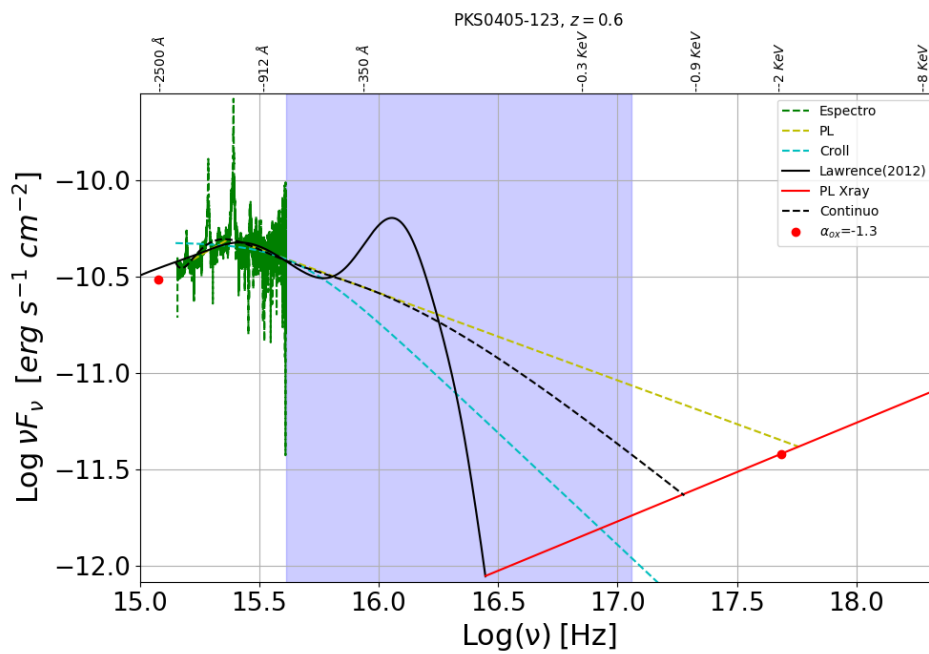


Figura 5.6: Esquema de la SED del AGN PKS 0405-123, superpuesta a su espectro UV y a sus mejores ajustes con los Rayos X modelados de manera fenomenológica. El área sombreada representa el intervalo donde no se tienen datos.

CAPÍTULO 6

Conclusiones

“Cuando estés estudiando cualquier tema o considerando cualquier filosofía. Pregúntate a ti mismo únicamente: ¿Cuáles son los hechos? y ¿Cuál es la verdad que los hechos revelan?”

Nunca te dejes desviar, ya sea por lo que deseas creer... O por lo que creas que te traería beneficios si así fuera creído.

Observa única e indudablemente sobre cuáles son los hechos”

- Bertrand Russell.

Varios tipos de AGNs, como por ejemplo los quásares y galaxias Seyfert, presentan una serie de propiedades espectrales en el segmento del UV que no pueden ser ajustadas adecuadamente con los modelos estándar de discos de acreción. Por ejemplo el problema del quiebre en el continuo ionizante (Binette et al., 2005; Haro-Corzo et al., 2006), la forma y la temperatura asociada a la Gran Joroba Azul (BBB) (Lawrence, 2012), la densidad de los fotones ionizantes suficiente para fotoionizar el gas de las regiones externas del AGN y reproducir la intensidad de las líneas de alta ionización observadas (Binette and Krongold, 2007; Binette et al., 2005; Koratkar and Blaes, 1999; Korista et al., 1997), entre otras. Para investigar más de estas problemáticas, en este trabajo hemos analizado las propiedades espectrales, en el UV y Rayos X, para Quásares con corrimientos al rojo entre $z = 0.55$ hasta $z = 0.7$. A continuación los detalles de los quásares investigados en este trabajo:

-
- Se inició con una muestra de 12 espectros de quásares en el UV, los cuales fueron observados por el telescopio espacial Hubble (HST-FOS). A cada espectro del UV se le ajustó 4 modelos diferentes para representar el continuo (ver Capítulo 3.2), de los cuales 2 modelos son fenomenológicos y 2 son modelos teóricos. Respecto a los modelos fenomenológicos se utilizó: 1) polinomio de bajo grado y 2) ley de potencia quebrada. Los modelos teóricos son: 3) modelo de disco de acreción Comptonizado y 4) el modelo de disco de acreción más una componente de nubes reflectantes propuesto por Lawrence (2012).
 - Se discriminó la muestra inicial a aquellos Quásares con corrimiento al rojo con $z < 0.6$. Por lo que estos tres Quásares constituyen la denominada muestra final: 3C 334 ($z \simeq 0.556$), PKS 1136-13 ($z \simeq 0.556$) y PKS 0405-123 ($z \simeq 0.573$).
 - El modelo de Lawrence (2012) funcionó muy bien para describir el espectro UV de la fuente 3C 273 y en este trabajo se probó esta misma hipótesis para los 3 Quásares de la muestra final tanto en la región UV, así como analizar sus espectros en los Rayos X.
 - Los índices espectrales en el NUV de la muestra inicial tienden a estar contenidos entre $\alpha_{NUV} = -0.2$ y $\alpha_{NUV} = -1.35$, pero el índice espectral promedio es $\alpha_{NUV} = -0.8 \pm 0.09$.
 - Los índices espectrales en el FUV de la muestra final tienden a estar contenidos entre $\alpha_{FUV} = -1.4$ y $\alpha_{FUV} = -2.9$ y un índice espectral promedio de $\alpha_{FUV} = -2.21 \pm 0.19$.
 - Los índices espectrales promedios para el NUV y FUV concuerdan con los obtenidos en Zheng et al. (1997) para quásares con $z > 0.33$.
 - Se encontró que las fuentes de la muestra final tienen un quiebre característico alrededor de 1100 Å. Este quiebre es mostrado tanto por el modelo polinomial así como el modelo de nubes reflectantes.
 - Para la muestra final se obtuvieron las observaciones en los Rayos X, con observaciones del telescopio espacial *Chandra*. En este segmento el continuo

fue ajustado de manera fenomenológica por una ley de potencias más una componente de absorción por gas neutro.

- Los espectros Rayos X de la muestra final modelados como leyes de potencia tienen índices de fotones entre $\Gamma_X = 1.49$ y $\Gamma_X = 1.65$. El índice promedio es de $\Gamma_X = 1.55$.
- Al poner juntos los mejores ajustes para la región UV y Rayos X, se construyó las SEDs para los quásares de la muestra final e investigar su comportamiento en el Extremos UV (EUV).
- **SEDs de leyes de potencia:** El continuo modelado como leyes de potencia muestra una insuficiencia de fotones ionizantes para reproducir las líneas de alta ionización concordante con lo expuesto por Binette and Krongold (2007); Binette et al. (2005); Haro-Corzo et al. (2006); Korista et al. (1997); Lawrence (2012). Estas SEDs también muestran problemas al reproducir el cambio de pendiente de la SED en el NUV-FUV debido a la BBB, ya que no reproduce el cambio cercano a 1100 Å. Aunque los índices de las leyes de potencia concuerdan con los reportados en Zheng et al. (1997), en este trabajo se encontró que no es posible generalizar el método de leyes de potencia para construir la SED de cualquier fuente. Esto es debido a que como se observa en la Figura 5.6 para la fuente PKS 0405-123, una ley de potencia en el FUV ajustada a los datos predice un flujo en los Rayos X mayor con respecto al flujo observado por *Chandra*. La unión de los modelos en el EUV varía según los índices espectrales. Para los modelos plausibles en el UV se encontró que la conexión ocurre entre $\nu \sim 10^{16.70}$ Hz y $\nu \sim 10^{16.80}$ Hz (entre 20.7 eV y 261 eV).
- **Modelo polinomial:** Se encontró que al interpolar el continuo del UV representado por un polinomio de bajo grado, el modelo es capaz de reproducir adecuadamente el continuo en el UV. También puede reproducir adecuadamente el cambio de pendiente en el UV situándolo alrededor de 1100 Å. Sin embargo en este trabajo se concluye que no es posible generalizar el uso de un polinomio para modelar la SED en el dominio de extrapolación de la SED (EUV-Rayos X), debido a que su comportamiento en la extrapolación es errático teniendo resultados distintos para cada fuente, tal como se observa en la Figura 5.2. La

extrapolación cae suavemente en el EUV-Rayos X y es congruente con el modelo de los Rayos X por lo que es un buen candidato para reproducir las líneas de alta ionización dada la gran cantidad de fotones ionizantes que predice. Por otro lado, como se muestra en la Figura 5.4, la extrapolación del polinomio cae de manera muy empinada, a pesar de que es congruente con los datos en los Rayos X es claro que esta SED no cuenta con los fotones ionizante necesarios para reproducir la líneas de alta ionización, ya que en todo el intervalo de la extrapolación el flujo predicho por este modelo se encuentra por debajo del flujo predicho por la extrapolación de la ley de potencia. Finalmente como se muestra en la Figura 5.6, la extrapolación del polinomio no es plausible debido a que no concuerda con los datos observado en los Rayos X. Para los modelos plausibles el intervalo de frecuencias donde puede ocurrir la conexión entre la extrapolación polinomio y la del modelo de los Rayos X es demasiado grande desde $\nu \sim 10^{16.00}$ Hz y $\nu \sim 10^{17.02}$ Hz. Por lo anterior se concluye que el modelado de la SED como un polinomio no es una extrapolación confiable del continuo, el uso de este modelo es confiable sólo en el intervalo de interpolación y debe ser usado (al igual que en este trabajo) Sólo como una herramienta para ver tendencias generales de los datos en el intervalo de interpolación así como comparar con otros modelos para verificar el grado de ajuste a los datos.

- **Modelo de un disco Comptonizado por medio de dos leyes de potencia y la función C_{roll} :** El continuo modelado como un disco Comptonizado cae suavemente en el EUV para posteriormente caer de una manera empinada hacia los Rayos X suaves. Con este modelo es posible observar (cualitativamente) una gran cantidad de fotones ionizantes en el EUV para reproducir las líneas de alta ionización. En este trabajo se encontró que la extrapolación de este modelo hacia al EUV-Rayos X es congruente con los datos observados por *Chandra*, esto es para todas las fuentes de la muestra final, como se observa en las Figuras 5.2, 5.4, 5.6. Se encontró que el flujo predicho en los Rayos X no contradice las observaciones. La unión de los modelos varía según los índices espectrales de las leyes de potencia usadas para generar el modelo, pero para la muestra final se encontró que la conexión ocurre entre $\nu \sim 10^{16.35}$ Hz y $\nu \sim 10^{16.85}$ Hz. Sin embargo estas SEDs muestran problemas al reproducir el cambio de pendiente en el NUV-FUV ya que no reproducen el cambio cercano

a 1100 Å, esto es debido a que en el intervalo del NUV estas SEDs no son capaces de reproducir adecuadamente los datos, en las Figuras 5.1, 5.3, 5.5, se observa que en el intervalo del NUV los datos no ajustan adecuadamente. Para que este modelo pueda reproducir el espectro observado es necesario considerar una componente extra de polvo (intrínseco al Quásar) que es opaco al continuo en el NUV y dependiendo de las condiciones del polvo, como se hace en Haro-Corzo et al. (2006), pero que no fue considerado en este trabajo.

- **Modelo de disco de acreción estándar con Nubes Reflectantes (NR):** Este modelo tiene cualitativamente una cantidad de fotones ionizantes que dependen de la contribución de las NR, es decir, mientras mayor sea el valor del cociente l (ver Tabla 5.3) mayor será la cantidad de fotones ionizantes con los que contará la SED. Para la muestra final se observa que, al menos en el intervalo de frecuencias (diferente para cada fuente) donde tiene lugar el segundo pico de la SED, la extrapolación del modelo en EUV predice una mayor cantidad de fotones ionizantes que el modelo de leyes de potencia y el de disco Comptonizado. También se observa que después de este segundo pico el modelo se empina y cae rápidamente en el EUV-Rayos X. La frecuencia central de este segundo pico varía muy poco de una fuente a otra. Para todas las fuentes de la muestra final el pico de este segundo pico se encuentra dentro del intervalo de $\nu = 10^{16.055}$ Hz y $\nu = 10^{16.065}$ Hz.
- En este trabajo se observó que hay una correlación cualitativa entre la intensidad de las líneas de emisión y la contribución de las NR, por ejemplo: 3C 334 tiene las líneas de emisión menos intensas (ver Figura 4.3a) y a su vez la menor contribución de las NR (ver Tabla 5.3), mientras que PKS 0405 tiene las líneas de emisión más intensas (ver Tabla 4.3c) y también la más alta contribución de NR (ver Tabla 5.3). Por lo anterior, sí se observa una relación cualitativa entre la intensidad de las líneas de emisión y la contribución de las NR.
- El modelo de NR es capaz de reproducir adecuadamente el cambio de pendiente del espectro en el NUV-FUV situado alrededor de 1100 Å. En cuanto a la interpolación de este modelo en el NUV-FUV se obtuvo que para todas las fuentes de la muestra final este modelo tiene la menor desviación estándar respecto al modelo polinomial (esta desviación se calculó únicamente en in-

tervalo del NUV-FUV donde el modelo polinomial reproduce adecuadamente el continuo), a su vez se observó que para 3C 334 y para PKS 0405-123 las interpolaciones en el NUV-FUV del modelo de leyes de potencia y el modelo polinomial, convergen con el modelo de NR. La unión de los modelos en el UV y los Rayos X varía según la contribución de las NR, pero para la muestra final se encontró que la conexión muestra pequeñas variaciones ya que estas ocurren en el intervalo entre $\nu = 10^{16.36}$ y $\nu = 10^{16.42}$. Sin embargo para el quásar PKS 1136 el ajuste es claramente menos satisfactorio que para el resto de las fuentes de la muestra final (ver Figura 5.4) esto es debido a que el modelo de Lawrence (2012) es menos sensible cuando el continuo está muy empinado, como se puede observar en la Tabla 5.3. PKS 1136 cuenta con los índices espectrales más empinados, para estos casos no se observa la convergencia entre los modelos fenomenológicos y el modelo de NR que sí se observa en 3C 334 y PKS 0405. Lo anterior es debido a que en este trabajo se considera que la componente del Disco oculto (ver sección 3.2.3) tiene la misma distribución de velocidades y de temperaturas en cada fuente, por lo que al considerar un mismo modelo dinámico para cada fuente, el disco oculto conserva su ancho en todas las fuentes. Esta premisa no necesariamente es cierta y, como se observa para el caso del quásar PKS 0405, constituye una limitación del modelo. En este trabajo se concluye que el modelo de Lawrence (2012) presenta claras ventajas sobre los otros 3 modelos probados en este trabajo para resolver el problema de la temperatura y la ionización, al contrastar con la muestra final presenta resultados cualitativos que se ajustan de manera adecuada a los datos. Sin embargo el modelo NR presenta limitaciones dadas las consideraciones hechas para el modelo de la dinámica del disco y la capacidad de reproducir las líneas de alta ionización depende fuertemente de la contribución de las NR.

- Potencial del modelo** Los problemas con la interpretación de la BBB como emisión térmica proveniente de un disco de acreción, la aparentemente universal caída del flujo en el FUV y la paradoja de la ionización, pueden ser potencialmente explicados si se considera que la emisión de EUV del disco es re-procesada por nubes densas situadas a unas decenas de R_G . Si estas nubes tienen los parámetros, mencionados en este trabajo, serán opacas y reflejarán la mayoría del continuo incidente, convirtiendo una fracción substancial de la

energía del EUV en líneas de emisión. Ensanchar esta emisión produce un falso pico localizado a 1100 \AA , seguido de una recuperación del flujo en el FUV. La producción de tales nubes requiere Sólo una pequeña fracción de la masa disponible en el disco de acreción, por lo que no representa una perturbación importante en el modelo de disco de acreción. Es probable que las nubes se originen a unas pocas decenas de R_G . Tales nubes estarían sometidas a una fuerte fuerza de radiación hacia afuera, pero pueden formarse y desgastarse en una escala de tiempo más rápida que la que son expulsadas, de modo que no habrá necesariamente un viento continuo, sino más bien una atmósfera nubosa inestable y variable.

Trabajo a futuro:

Los resultados aquí planteados deben ser seguidos por las siguientes actividades:

- Analizar las líneas de emisión de la muestra de AGNs y utilizar el código de fotoionización Mappings para verificar cuantitativamente si la SED propuesta por Lawrence (2012) para cada uno de las fuentes analizadas aquí es capaz de reproducir las líneas de emisión de alta ionización, algunas líneas podrían ser $He II \lambda 1640$ y $C IV \lambda 1549$.
- Utilizar el código CLOUDY para mejorar los modelos con distintos parámetros dinámicos del disco y comprobar que el modelo también es capaz de reproducir el continuo ionizante de fuentes con leyes de potencia empinadas.
- Explorar los AGNs que quedaron fuera de la muestra final con los nuevos modelos generados.
- Explorar con el modelo de Lawrence (2012) si se pueden generar mejores ajustes al usar un disco de acreción de temperatura mayor a $10^5 K$ (temperatura que el adoptó).

APÉNDICE A

A.1. Espacios espectrales de la SED

Dependiendo del autor, se define la SED en el marco de referencia del observador o del AGN en reposo (en la sección 4.1 se muestran las expresiones que permiten pasar de un marco de referencia a otro). También se define la SED en diferentes unidades, estas dependen de las unidades en las cuales se trabaje el espectro de la fuente. Típicamente el flujo de una fuente puede expresarse en términos de la frecuencia o longitud de onda específica con las siguientes unidades F_ν [$erg\ cm^{-2}\ s^{-1}\ Hz^{-1}$] o en F_λ [$erg\ cm^{-2}\ s^{-1}\ \text{\AA}^{-1}$]. Para visualizar la diferencia entre los flujos en diversas unidades, en la Figura A.1 se compara el mismo espectro del AGN 3C 334 en la región del UV, con el flujo en tres distintas unidades. Es notable que el mismo espectro cambia sólo al ponerlo en unidades distintas, por ejemplo F_λ tiene una pendiente positiva, es decir, crece al aumentar la frecuencia, F_ν decrece con una pendiente negativa y νF_ν tiene un cambio de pendiente (o break) alrededor de $10^{15.4}$.

Dado que el flujo total se debe conservar, por lo que es posible establecer que

$$\begin{aligned} \int_0^{+\infty} F_\nu d\nu &= \int_0^{+\infty} F_\lambda d\lambda \\ \rightarrow |F_\nu d\nu| &= |F_\lambda d\lambda| \rightarrow F_\nu = F_\lambda \left| \frac{d\lambda}{d\nu} \right| \end{aligned} \tag{A.1}$$

Usando la ecuación 2.4 para obtener λ en términos de ν y derivando se tiene que

$$F_\nu = \frac{c}{\nu^2} F_\lambda \tag{A.2}$$

Si se multiplica el flujo por la frecuencia ν correspondiente a ese flujo se tiene entonces que

$$\nu F_\nu = \frac{c}{\nu} F_\lambda \quad (\text{A.3})$$

Usando nuevamente la ecuación 2.4 se tiene que

$$\nu F_\nu = \lambda F_\lambda \quad (\text{A.4})$$

Con esta igualdad es posible convertir del dominio de ν al dominio de λ de una manera directa y además el expresar la SED en ν vs νF_ν es especialmente útil y el eje vertical es totalmente equivalente en λ . Por otra parte el eje horizontal sólo cambia de unidades.

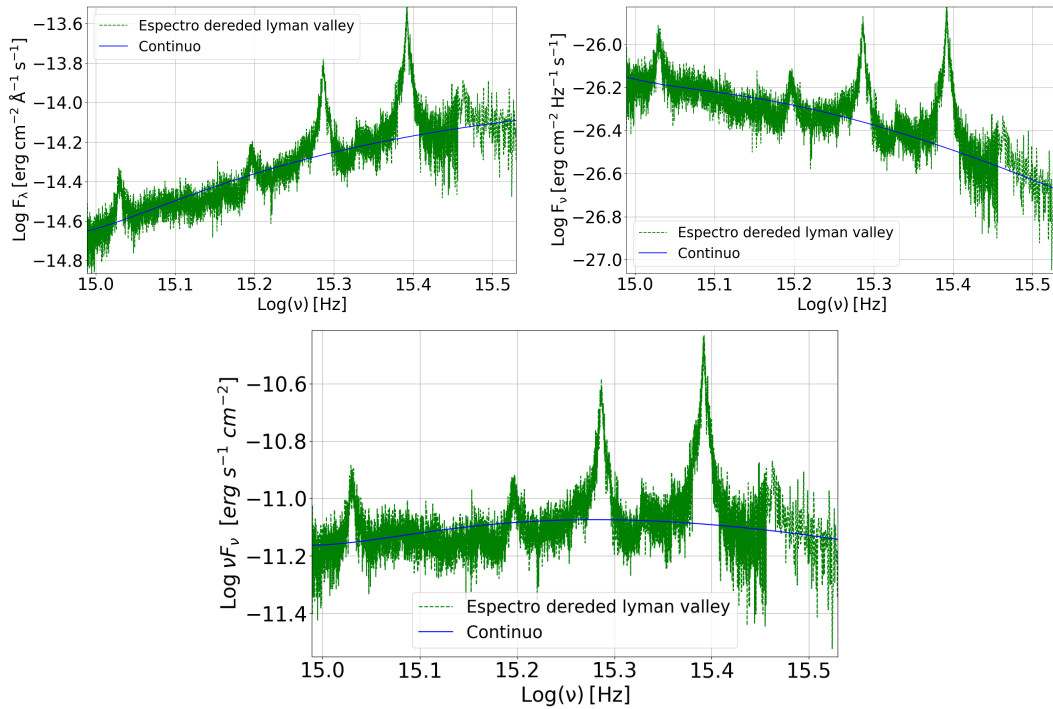


Figura A.1: En esta Figura se aprecia el flujo del AGN 3C 334 en distintas unidades. En las tres gráficas se muestran los mismos datos, en el mismo segmento del espectro electromagnético, se gráfica el flujo en distinta unidades F_λ , F_ν y νF_ν de arriba hacia abajo, respectivamente.

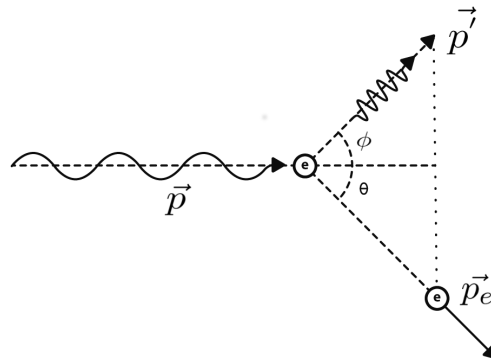


Figura A.2: Esquema de la interacción entre un fotón de alta energía y un electrón en reposo, considerando al fotón y el electrón como partículas. Al modelar de esta manera la interacción, es posible considerar que el momento y la energía se conservan.

A.2. Deducción de la dispersión Compton

Tratando a la luz como fotón se puede entender el fenómeno de dispersión como una colisión elástica entre dos partículas (lo que significa que durante esta colisión tanto el momento lineal así como la energía mecánica se conservan). La colisión es modelada con un fotón incidente y un electrón que se encuentra inicialmente en reposo (ver Figura A.2).

El fotón incidente cede parte de su energía y de su momento al electrón (inicialmente en reposo), en consecuencia el electrón adquiere movimiento. El fotón dispersado puede viajar en una variedad de ángulos respecto a la dirección de incidencia. Pero después de la colisión el fotón tendrá menos energía, menos momento y por consiguiente su longitud de onda se verá afectada.

Se establece la conservación de energía, la cual exige que las energías antes y después de la colisión sean iguales. Entonces la suma de la energía inicial del fotón incidente ($E = pc$) más la energía del electrón en reposo ($E = m_e c^2$), debe ser igual a la suma de la energía final del fotón dispersados ($E = p'c$) más la energía del

electrón en movimiento ($E = \sqrt{m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2}$). Se tiene entonces que:

$$\begin{aligned} E_i &= E_f \\ pc + m_e c^2 &= p' c + \sqrt{m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2} \\ \rightarrow (p - p' + m_e c)^2 &= m_e^2 c^2 + p_e^2 \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Estableciendo la conservación de momento

$$\begin{aligned} \vec{p} &= \vec{p}' + \vec{p}_e \\ \rightarrow \vec{p}_e &= \vec{p} - \vec{p}' \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Esta relación vectorial permite establecer el triángulo de la Figura A.2, con el cual se puede establecer una relación entre las magnitudes de los vectores utilizando la ley de cosenos

$$p_e^2 = p^2 + p'^2 - 2pp' \cos \phi \quad (\text{A.7})$$

Desarrollando la parte izquierda de la ecuación A.5 y sustituyendo la ecuación A.7 en la ecuación A.5, eliminando términos semejantes y dividiendo entre $2m_e c p p'$ se tiene que

$$\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = \frac{1}{m_e c} (1 - \cos \phi) \quad (\text{A.8})$$

Por último usando la ecuación de Planck (Ecuación 2.44) y la ecuación 1.16 para el caso de la energía de un fotón se tiene que

$$\begin{aligned} pc &= h\nu \\ \rightarrow p &= \frac{h\nu}{c} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Sustituyendo la ecuación A.9 en la ecuación A.8 y usando la relación $\lambda\nu = c$ y multiplicando por h se tiene que

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \phi) \quad (\text{A.10})$$

Entonces es posible definir la longitud de onda de Compton del electrón λ_C como

$$\lambda_C = \frac{h}{m_e c} \quad (\text{A.11})$$

Utilizando esta definición en la ecuación A.10 y utilizando la identidad de ángulos dobles se tiene que

$$\lambda' - \lambda = 2\lambda_C \sin^2 \frac{\phi}{2} \quad (\text{A.12})$$

A.3. Compton Inverso

La radiación Compton Inverso se produce cuando un fotón colisiona con un electrón de alta energía cinética y el fotón gana energía en este proceso. Esta colisión puede hacer cambiar la frecuencia de los fotones dispersados haciéndola pasar de frecuencias en radio e infrarrojo a frecuencias en rayos X y rayos γ respectivamente. En el sistema de referencia del observador el fotón gana energía proporcionalmente al cuadrado del factor de Lorentz (γ) del electrón

$$E' \simeq \gamma^2 E = \frac{E}{1 - (v/c)^2} \quad (\text{A.13})$$

Siendo $E = h\nu$ la energía inicial del fotón, la potencia promedio radiada por dispersión Compton inverso de una distribución isotrópica de fotones por una distribución isotrópica de electrones viene dada por:

$$P_{Compton} = \frac{4}{3} \sigma_T c (\gamma\beta)^2 U_{ph}, \quad (\text{A.14})$$

(Rybicki and Lightman, 1986) donde U_{ph} es la densidad de energía del campo de fotones y σ_T la sección eficaz de Thompson (en la colisión de un electrón y un fotón a bajas energías), β es la velocidad de los electrones en unidades de la velocidad de la luz y γ es el factor de Lorentz.

A.4. Deducción clásica del radio gravitacional

El radio gravitacional establece el tamaño de una de las regiones de los agujeros negros. Este concepto es útil porque es la unidad con la que se escalan las estructuras cercanas al agujero negro en los AGNs. Por ejemplo, las dimensiones del disco y sus componentes están típicamente dadas en unidades del radio gravitacional.

Dada una masa M es posible concebir una esfera en la cual esa masa deba estar contenida, de tal manera que la velocidad de escape necesaria para salir del campo gravitacional de esta esfera sea igual a la velocidad de la luz. El radio de esta esfera se le conoce como radio gravitacional. Esta esfera constituye una región importante de los agujeros negros conocida como el **Horizonte de eventos**: la superficie donde la fuerza gravitacional iguala la velocidad de la luz, la deducción clásica del radio de esta superficie se muestra a continuación.

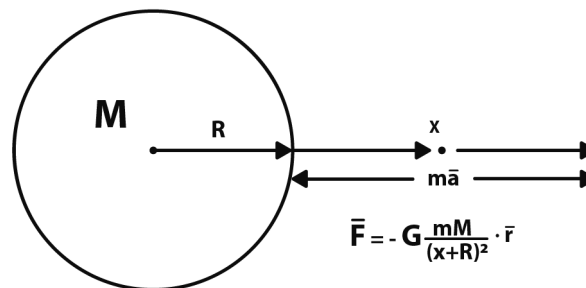


Figura A.3: Diagrama de fuerzas de una partícula puntual de masa m sometida al campo gravitacional generado por un cuerpo de radio R y masa M . La partícula se encuentra en una posición en equilibrio, por lo que debe haber una fuerza de magnitud F ($F = ma$) igual a la magnitud de la fuerza gravitacional a la que esta sometida la partícula ($F_G = -G \frac{Mm}{r^2}$).

Al analizar la fuerza a la que esta sometido un objeto con masa m en equilibrio dinámico, se encuentra que la masa m está sujeta a la fuerza gravitacional, al establecerse un giro la conservación del momento lineal ocasiona que este objeto este

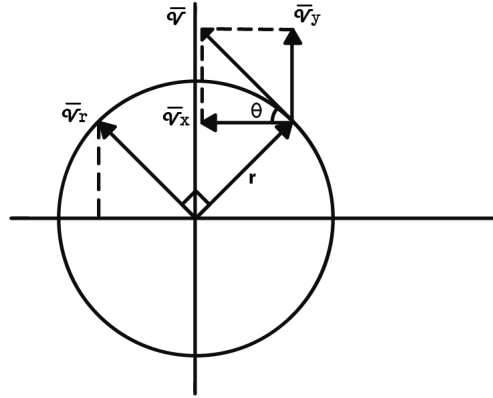


Figura A.4: Diagrama de velocidades de una partícula puntual de masa m que se encuentra en un órbita circular de radio r alrededor de un cuerpo puntual de masa M . La partícula se encuentra en una órbita estable, por lo que debe haber un equilibrio entre las fuerzas debidas a la atracción gravitacional y a la conservación del momento lineal.

sometido a una fuerza ficticia (llamada centrífuga) en dirección opuesta como se muestra en la Figura A.3.

Del diagrama de fuerzas y haciendo uso de la segunda ley de Newton para encontrar la expresión matemática de la fuerza tenemos que

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -G \frac{Mm}{r^2} \vec{r} \quad (\text{A.15})$$

Debido a que la fuerza gravitacional solamente tiene componentes distintas de cero en la dirección radial, es posible reducir la ecuación diferencial vectorial (A.15) a una ecuación diferencial escalar, al resolver solo en la dirección radial, se obtiene

$$\frac{dp}{dt} = -G \frac{Mm}{r^2} \quad (\text{A.16})$$

Suponiendo que la masa es constante diferente de cero, tomando $r = x + R$ y que de la definición de aceleración, entonces se reescribe la ecuación

$$\begin{aligned} ma &= -G \frac{mM}{(x+R)^2} \\ \rightarrow \frac{dv}{dt} &= -G \frac{M}{(x+R)^2} \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

Suponiendo que v es una función de x y que a su vez x es una función de t . Utilizando la regla de la cadena se puede expresar la derivada temporal de la velocidad en términos de x , se obtiene entonces

$$\frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dx} \frac{dx}{dt} = v \frac{dv}{dx} \quad (\text{A.18})$$

Sustituyendo en la ecuación A.17 se obtiene

$$v \frac{dv}{dx} = -G \frac{M}{(x+R)^2} \quad (\text{A.19})$$

Dando como resultado una ecuación diferencia ordinaria no lineal de primer orden, la cual es separable y tiene una solución de la forma

$$v^2 = 2G \frac{M}{(x+R)} + K \quad (\text{A.20})$$

Para determinar la constante K se usan las siguientes condiciones iniciales y de frontera

$$\text{cuando } t = 0 \rightarrow x = 0 \text{ y } v = v_0 \quad (\text{A.21})$$

Al calcular la constante K en estas condiciones se obtiene

$$K = v_0^2 - 2G \frac{M}{R} \quad (\text{A.22})$$

Sustituyendo entonces la ecuación A.22 en A.20 se obtiene la solución particular

$$v^2 = 2G \frac{M}{(x+R)} + v_0^2 - 2G \frac{M}{R} \quad (\text{A.23})$$

Ahora bien, al considerar que el máximo desplazamiento tiene lugar cuando la rapidez es igual a cero se obtiene

$$v_0^2 = 2GM \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{(x+R)} \right) \quad (\text{A.24})$$

Posteriormente considerando que el desplazamiento máximo es infinito se utiliza el límite

$$\lim_{x \rightarrow +\infty} \left(2GM \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{(x+R)} \right] \right) = \frac{2GM}{R} \quad (\text{A.25})$$

Entonces despejando el radio R en términos de la velocidad de escape para obtener

$$R = \frac{2GM}{v_0^2} \quad (\text{A.26})$$

Por último, tal como la definición del radio gravitacional lo exige, es cuando la velocidad de escape es igual a la rapidez de la luz, por lo que $v_0 = c$. Entonces la expresión para el radio gravitacional es

$$R_G = 2 \frac{GM}{c^2} \quad (\text{A.27})$$

Este resultando puede ser deducido con mayor formalidad usando la teoría de la relatividad general en lugar de la gravitación universal. Al resolver las ecuaciones de campo (ecuación 1.10) para el caso de un cuerpo esférico que no rota, sin carga, en el espacio vacío. Entonces se obtiene la métrica de Schwarzschild (ecuación 1.12), con la cual se deduce el radio gravitacional de Schwarzschild al notar una singularidad coordenada en la métrica ($R_{sh} = 2 \frac{GM}{c^2}$). La expresión de la singularidad coincide con la deducción hecha aquí.

Este radio también es conocido como HE para agujeros negros que no rotan. En los AGN se utiliza para poder escalar el radio del disco, de esta manera poder

ubicar las distintas componentes de este y también ofrece un buen indicador de la importancia de los efectos gravitacionales en las inmediaciones del AGN.

A.5. Cálculo clásico de la masa (M) de un agujero negro

Con el objetivo de estimar la masa de un agujero negro se considera el caso de dos cuerpos en el espacio vacío. Cuando dos cuerpos de masa constante establecen un sistema de órbita, donde la masa de uno de ellos es mucho más grande que la del otro ($M \gg m$) se establece una órbita y si la distancia r entre estos cuerpos es lo suficientemente grande, es decir que

$$r > 2L^2/R_G \quad (\text{A.28})$$

donde L es el momento angular específico del cuerpo de masa m (la ecuación A.28 esta expresada en el sistema de unidades donde $c = 1$), entonces la órbita además será estable y casi circular, donde el objeto de menor masa (m) órbita al de mayor (M). Por lo tanto esta órbita se encuentra dentro del límite Newtoniano y las leyes de la mecánica clásica son válidas (Schutz, 2009). Considerando el caso especial en donde el objeto de menor masa se mantiene en caída libre descrito por un movimiento circular uniforme debido a la atracción gravitacional, entonces por la segunda ley de Newton se tiene

$$\begin{aligned} ma &= G \frac{Mm}{r^2} \\ \rightarrow a &= G \frac{M}{r^2} \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

De la Figura A.4 se observa las componentes horizontal y vertical del vector de velocidad

$$\begin{aligned} \vec{v} &= v_x \hat{i} + v_y \hat{j} \\ \vec{v} &= \|\vec{v}\| \left(\cos \theta \hat{i} + \sin \theta \hat{j} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

Al derivar la Ecuación A.30 y obtener la magnitud del vector aceleración

$$\begin{aligned}\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{a} &= \|\vec{v}\| \left(-\sin\theta \frac{d\theta}{dt} \hat{i} + \cos\theta \frac{d\theta}{dt} \hat{j} \right) \\ \rightarrow \|\vec{a}\| &= \|\vec{v}\| \frac{d\theta}{dt}\end{aligned}\quad (\text{A.31})$$

Donde $\omega = \frac{d\theta}{dt}$ es la rapidez angular y para calcular su valor se utiliza la definición de longitud de arco (dl) de un círculo con radio constante (r) que barre un ángulo ($d\theta$) en coordenadas polares

$$l = \oint_0^\theta r d\theta' = r\theta \quad (\text{A.32})$$

$$\rightarrow \frac{dl}{dt} = r \frac{d\theta}{dt} \quad (\text{A.33})$$

Al combinar las ecuaciones (A.31) y (A.33) resulta

$$\|\vec{a}\| = \frac{\|\vec{v}\|}{r} \frac{dl}{dt} \quad (\text{A.34})$$

La velocidad ($\frac{dl}{dt}$) con la que recorre la circunferencia debe ser igual a la velocidad tangencial, por lo que se reescribe la ecuación (A.34) como sigue

$$\|\vec{a}\| = a = \frac{\|\vec{v}\|^2}{r} \quad (\text{A.35})$$

Sustituyendo este resultado en la ecuación (A.29) y despejando M se obtiene

$$\begin{aligned}\frac{\|\vec{v}\|^2}{r} &= G \frac{M}{r^2} \\ \rightarrow M &= \frac{\|\vec{v}\|^2 r}{G} = \frac{v^2 r}{G}\end{aligned}\quad (\text{A.36})$$

donde la rapidez v es equivalente a la norma de la velocidad. Combinando la ecuación A.36 con la ecuación 1.5 se tiene que

$$M = \frac{c\tau v^2}{G} \quad (\text{A.37})$$

recordando que τ es el tiempo de retardo de la línea con respecto al continuo, v es la magnitud de la velocidad, para el caso de los AGNs se calcula mediante la medición del FWHM de ciertas líneas de emisión (ver Peterson (1997)).

APÉNDICE B

B.1. Constantes fundamentales

Nombre	Símbolo	Valor
(1)	(2)	(3)
Velocidad de la luz	c	$2.99792 \times 10^{10} \text{ cm/s}$
Masa del electrón	m_e	$9.10939 \times 10^{-28} \text{ g}$
Carga del electrón	e	$-4.803 \times 10^{-10} \text{ Fr}$
Masa del protón	m_p	$1.67262 \times 10^{-24} \text{ g}$
Carga del protón	$-e$	$4.803 \times 10^{-10} \text{ Fr}$
Permitividad eléctrica del vacío	ϵ_0	$8.8541878 \times 10^{-12} \text{ F/m}$
Permeabilidad magnética del vacío	μ_0	$1.256637 \times 10^{-6} \text{ H/m}$
Constante de Boltzmann	k_B	$1.38066 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
Constante de Planck	h	$6.626 \times 10^{-27} \text{ erg s}$
Límite de Eddington	L_{EDD}	Según la fuente
Constante de gravitación universal	G	$6.6742 \times 10^{-8} \text{ dyn cm}^2 \text{ g}^{-2}$
Año luz	ly	$9.45424 \times 10^{17} \text{ cm}$
Constante de Hubble	H_0	$69.6 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$
Ángstrom	Å	$1 \times 10^{-8} \text{ cm}$
Masa solar	M_\odot	$1.98900 \times 10^{33} \text{ g}$
Luminosidad solar	L_\odot	$3.82800 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$
Unidad Astronómica	UA	$1.49598 \times 10^{13} \text{ cm}$
Parsec	Pc	$3.08570 \times 10^{18} \text{ cm}$
Ergio	erg	$\text{g cm}^2 \text{ s}^{-2}$
Ridberg	R_∞	$3.28984 \times 10^{15} \text{ Hz}$
Masa del agujero negro	M_{BH}	Según la fuente

Tabla B.1: *Constantes fundamentales frecuentemente utilizadas en el texto*

Bibliografía

- Andika, I. (2016). *On the Nature of Type 1 AGN: Emission Properties and Correlations*. PhD thesis, Institut Teknologi Bandung.
- Antonucci, R. (1993). Unified models for active galactic nuclei and quasars. *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics*, 31:473–521.
- Aschwanden, M. J. (2004). *Physics of the Solar Corona An Introduction*. Springer.
- Bennett, C. L., Larson, D., Weiland, J. L., and Hinshaw, G. (2014). The 1% Concordance Hubble Constant. *The Astrophysical Journal*, 794(2):135.
- Binette, L. and Krongold, Y. (2007). The unusual UV continuum of quasar Ton34 and the possibility of crystalline dust absorption. *Astronomy & Astrophysics*.
- Binette, L., Magris, G., Krongold, Y., Morisset, C., Haro-Corzo, S., de Diego, J. A., Mutschke, H., and Andersen, A. C. (2005). Nanodiamond dust and the far-ultraviolet quasar break. *The Astrophysical Journal*, 631(2):661–677.
- Blandford, R. D. and Rees, M. J. (1992). The standard model and some new directions. In Holt, S. S., Neff, S. G., and Urry, C. M., editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 254 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 3–19.
- Bonning, E. W., Cheng, L., Shields, G. A., Salviander, S., and Gebhardt, K. (2007). Accretion Disk Temperatures and Continuum Colors in QSOs. *The Astrophysical Journal*, 659(1):211–217.
- Campbell, B., Christian, C., Pritchett, C., and Hickson, P. (1985). Detection of a supernova in the host galaxy of the QSO 1059+730. *Astrophysical Journal*, 291:L37–L39.
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., and Mathis, J. S. (1989). THE RELATIONSHIP BETWEEN INFRARED, OPTICAL, AND ULTRAVIOLET EXTINCTION. *The Astrophysical Journal*, 345(1):245–256.

- Carilli, C. L., Perley, R. A., Dhawan, V., and Perley, D. A. (2019). Imaging the active galactic nucleus torus in cygnus a. *The Astrophysical Journal*, 874(2):L32.
- Carroll, B. W. and Ostlie, D. A. (1996). *An Introduction to Modern Astrophysics*. Cambridge University Press.
- Collier, S. and Peterson, B. M. (2001). Characteristic Ultraviolet/Optical Timescales in Active Galactic Nuclei. *The Astrophysical Journal*, 555(2):775–785.
- Collinson, J. S., Ward, M. J., Landt, H., Done, C., Elvis, M., and McDowell, J. C. (2017). Reaching the peak of the quasar spectral energy distribution - II. Exploring the accretion disc, dusty torus and host galaxy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 465(1):358–382.
- C.Simoes (2019). Abundance of the chemical elements. [Web; accedido el 02-01-2020].
- Dexter, J. and Agol, E. (2011). Quasar Accretion Disks are Strongly Inhomogeneous. *The Astrophysical Journal Letters*, 727(1):L24.
- Done, C., Davis, S. W., Jin, C., Blaes, O., and Ward, M. (2012). Intrinsic disc emission and the soft X-ray excess in active galactic nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 420(3):1848–1860.
- Dultzin, D. (2011). *Cuásares*. fondo de cultura económica.
- Dultzin, D. and Hacyan (1984). LOS AGUJEROS NEGROS EN LA ASTROFÍSICA. *The Publications of the Revista Mexicana de Física, Volume 30, Issue 3, pp.483–511.*, 30:483–511.
- Fabian, A. C., Iwasawa, K., Reynolds, C. S., and Young, A. J. (2000). Broad Iron Lines in Active Galactic Nuclei. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 112(775):1145–1161.
- Ferland, G. J., Done, C., Jin, C., Landt, H., and Ward, M. J. (2020). State-of-the-art AGN SEDs for Photoionization Models: BLR Predictions Confront the Observations. *mnras*.

- George, I. M., Nandra, K., and Fabian, A. C. (1990). X-ray illuminated accretion discs : a model for the iron line in NGC 3227. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 242:28P–31.
- Ghosh, P. (1995). Accretion Disks in Quasars and Active Galactic Nuclei. *Journal of Astrophysics and Astronomy Supplement*, 16:171.
- Guilbert, P. W. and Rees, M. J. (1988). 'Cold' material in non-thermal sources. *mnras*, 233:475–484.
- Haro-Corzo, S. A. R., Benitez, E. A. N., and Rodriguez-Martinez, M. (2006). Ionizing spectral energy distribution of 11 quasars. *The Astrophysical Journal*, 631(2):661–677.
- Haro-Corzo, S. A. R., Binette, L., Krongold, Y., Benitez, E., Humphrey, A., Nicastro, F., and Rodriguez-Martinez, M. (2007). Energy distribution of individual quasars from far-ultraviolet to x-rays. i. intrinsic ultraviolet hardness and dust opacities. *The Astrophysical Journal*, 662(1):145–165.
- Holt, S. S., Neff, S. G., and Urry, C. M. (1992). Book-Review - Testing the AGN Paradigm. *Science*, 257:1779.
- Irwin, M. J., Webster, R. L., Hewett, P. C., Corrigan, R. T., and Jedrzejewski, R. I. (1989). Photometric Variations in the Q2237+0305 System: First Detection of a Microlensing Event. *The Astronomical Journal*, 98:1989.
- Jackson, J. D. (1975). *Classical electrodynamics*. Wiley.
- Jarvis, M. J. and McLure, R. J. (2006). Orientation dependency of broad-line widths in quasars and consequences for black hole mass estimation. *mnras*, 369(1):182–188.
- Kembhavi, A. K. and Narlikar, J. V. (1999). *Quasars and active galactic nuclei : an introduction*. Cambridge University Press.
- Kishimoto, M., Antonucci, R., and Blaes, O. (2003). A first close look at the Balmer-edge behaviour of the quasar big blue bump. *mnras*, 345(1):253–260.

- Koratkar, A. and Blaes, O. (1999). Invited Review: The Ultraviolet and Optical Continuum Emission in Active Galactic Nuclei: The Status of Accretion Disks. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 111(755):1–30.
- Korista, K., Baldwin, J., Ferland, G., and Verner, D. (1997). An Atlas of Computed Equivalent Widths of Quasar Broad Emission Lines. *apjs*, 108(2):401–415.
- Korista, K., Ferland, G., and Baldwin, J. (1997). Do the broad emission line clouds see the same continuum that we see? *The Astrophysical Journal*, 487(2):555–559.
- Kriss, G. A., Davidsen, A. F., Zheng, W., and Lee, G. (1999). The Ultraviolet Peak of the Energy Distribution in 3C 273: Evidence for an Accretion Disk and Hot Corona around a Massive Black Hole. *apj*, 527(2):683–695.
- Krolik, J. H., Horne, K., Kallman, T. R., Malkan, M. A., Edelson, R. A., and Kriss, G. A. (1991). Ultraviolet Variability of NGC 5548: Dynamics of the Continuum Production Region and Geometry of the Broad-Line Region. *The Astrophysical Journal*, 371:541.
- Krongold, Y. (2003). Tesis doctorado Entorno circungalactico de nucleos activos y actividad inducida.
- Krongold, Y., Binette, L., and Hernández-Ibarra, F. (2010). The Transition from “Normal” to “Broad Absorption Line Quasar” of Ton 34. *The Astrophysical Journal*, 724(2):L203–L206.
- Kubota, A. and Done, C. (2018). A physical model of the broad-band continuum of AGN and its implications for the UV/X relation and optical variability. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 480(1):1247–1262.
- Lawrence, A. (2005). Blue, green and red bumps in active galactic nuclei. *mnras*, 363(1):57–63.
- Lawrence, A. (2012). The UV peak in active galactic nuclei: A false continuum from blurred reflection? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 423(1):451–463.

- Lee, G. (1995). *Theory and Observational Tests for Accretion Disks in Active Galactic Nuclei*. PhD thesis, THE JOHNS HOPKINS UNIVERSITY.
- Lee, G., Kriss, G. A., and Davidsen, A. F. (1992). Modeling of Lyman edge features in accretion disk spectra. In Holt, S. S., Neff, S. G., and Urry, C. M., editors, *Testing the AGN paradigm*, volume 254 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 159–162.
- Malkan, M. A. (1983). The ultraviolet excess of luminous quasars. ii. evidence for massive accretion disks. *The Astrophysical Journal*, 268(15):582–590.
- Malkan, M. A. and Sargent, W. L. W. (1982). The ultraviolet excess of Seyfert 1 galaxies and quasars. *apj*, 254:22–37.
- Mathews, W. G. and Ferland, G. J. (1987). What Heats the Hot Phase in Active Nuclei? *apj*, 323:456.
- Møller, P. and Jakobsen, P. (1990). The Lyman continuum opacity at high redshifts - Through the Lyman forest and beyond the Lyman valley. *Astronomy & Astrophysics*, 228(2):299–309.
- Morgan, C. W., Kochanek, C. S., Morgan, N. D., and Falco, E. E. (2010). The Quasar Accretion Disk Size-Black Hole Mass Relation. *The Astrophysical Journal*, 712(2):1129–1136.
- Nicastro, F., Kaastra, J., Krongold, Y., Borgani, S., Branchini, E., Cen, R., Dadina, M., Danforth, C. W., Elvis, M., Fiore, F., Gupta, A., Mathur, S., Mayya, D., Paerels, F., Piro, L., Rosa-Gonzalez, D., Schaye, J., Shull, J. M., Torres-Zafra, J., Wijers, N., and Zappacosta, L. (2018). Observations of the missing baryons in the warm-hot intergalactic medium. *Nature*, 558(7710):406–409.
- Pasan, H. and Gamalath, K. (2018). Simulation of rotating black holes. *World Scientific News*, 114:106–125.
- Peterson, B. M. (1997). *An Introduction to Active Galactic Nuclei*. Cambridge University Press.

- Peterson, B. M., Ferrarese, L., Gilbert, K. M., Kaspi, S., Malkan, M. A., Maoz, D., Merritt, D., Netzer, H., Onken, C. A., Pogge, R. W., Vestergaard, M., and Wandel, A. (2004). Central Masses and Broad-Line Region Sizes of Active Galactic Nuclei. II. A Homogeneous Analysis of a Large Reverberation-Mapping Database. *apj*, 613(2):682–699.
- Pooley, D., Blackburne, J. A., Rappaport, S., and Schechter, P. L. (2007). X-Ray and Optical Flux Ratio Anomalies in Quadruply Lensed Quasars. I. Zooming in on Quasar Emission Regions. *The Astrophysical Journal*, 661(1):19–29.
- Pounds, K. A., Nandra, K., Stewart, G. C., George, I. M., and Fabian, A. C. (1990). X-ray reflection from cold matter in the nuclei of active galaxies. *Nature*, 344(6262):132–133.
- Proga, D. (2005). How Much X-Ray and UV Radiation Processes Are Coupled in Accretion Disks? The Active Galactic Nucleus Case. *The Astrophysical Journal Letters*, 630(1):L9–L12.
- Rees, M. J., Silk, J. I., Werner, M. W., and Wickramasinghe, N. C. (1969). Infrared Radiation from Dust in Seyfert Galaxies. *Nature*, 223(5208):788–791.
- Rincón, P. I. D. (2005). Las primeras etapas en la formación de una galaxia. *Ingeniería*, 10(1):16–22.
- Risaliti, G. and Elvis, M. (2004). *A Panchromatic View of AGN*, volume 308, page 187. Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics.
- Rybicki, G. B. and Lightman, A. P. (1986). *Radiative Processes in Astrophysics*. Die Deutsche Bibliothek.
- SCHLEGEL, D. J., FINKBEINER, D. P. F., and DAVIS, M. (1998). Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds. *The Astrophysical Journal*, 500(2):525–553.
- Schutz, B. (2009). *A First Course in General Relativity*. Cambridge University.
- Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A. (1973). Reprint of 1973A&A....24..337S. Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astronomy and Astrophysics*, 500:33–51.

- Shapley, H. (1928). The centre of the galaxy. *Nature*, 122(3074):482–484.
- Shields, G. A. (1978). Thermal continuum from accretion disks in quasars. *Nature*, 272(5655):706–708.
- Tananbaum, H., Avni, Y., Branduardi, G., Elvis, M., Fabbiano, G., Feigelson, E., Giacconi, R., Henry, J. P., Pye, J. P., Soltan, A., and Zamorani, G. (1979). X-ray studies of quasars with the Einstein Observatory. *apjl*, 234:L9–L13.
- Telfer, R. C., Zheng, W., Kriss, G. A., and Davidsen, A. F. (2002). The Rest-Frame Extreme-Ultraviolet Spectral Properties of Quasi-stellar Objects. *The Astrophysical Journal*, 565(2):773–785.
- Urry, C. M. and Padovani, P. (1995a). Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107:803.
- Urry, C. M. and Padovani, P. (1995b). Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107:803.
- Zheng, W., Kriss, G., Telfer, R., Grimes, J., and Davidsen, A. (1997). A Composite HST Spectrum of Quasars. *apj*, 475:469.