



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO
POSGRADO EN ASTROFÍSICA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

ESTUDIO ESPECTROSCÓPICO ÓPTICO E INFRARROJO DE CUÁSARES
BAJO EL CONTEXTO DEL *EIGENVECTOR 1*

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

PRESENTA:
José Carlos Reyes Jaramillo

TUTORAS:
Dra. Castalia Alenka Negrete Peñaloza
Instituto de Astronomía
Dra. Mary Loli Martínez Aldama
Facultad de Ciencias

CIUDAD UNIVERSITARIA, CIUDAD DE MÉXICO, JUNIO 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.

*“...I’m not afraid of anything
I just let it go
Now I take on everything
To get out from the hole...”
I’m not afraid-Emigrate.*

Agradecimientos

Advertencia: La siguiente sección contiene contenido que puede ser tedioso o polémico para algunos. Si no deseas leer parte de mis vivencias, te recomiendo que saltes esta sección.

La parte de mi vida que conformó la maestría estuvo compuesta de grandes cambios, excelentes vivencias, buenas rachas y grandes pérdidas. A lo largo de mi camino en el posgrado de Astronomía me di cuenta de las capacidades que poseo hasta de las carencias que me limitan. Sin embargo considero que el desarrollo de este trabajo plasma el cenit de mis habilidades en el campo científico.

En mi camino tuve grandes experiencias y gratos recuerdos, como las veces que fui a comer con algunos de mis camaradas de la maestría y aquellas ocasiones donde trabajaba los fines de semana con ellos en las materias del posgrado. Por un tiempo la maestría fue mi pequeño escape de mis problemas personales y familiares.

La pandemia producto del COVID-19 provocó un giro radical en mi estilo de vida y en el desempeño general de mis actividades. Apoyado por muchos y criticado por otros tuve que salir adelante como fuera posible, en un camino lleno de incertidumbre y altibajos. Producto de esto desarrollé enfermedades que no tenía antes, sin embargo, gracias a esas personas que estuvieron conmigo estoy saliendo adelante, y por supuesto, me encuentro en la fase final de esta tesis.

En la comunidad estudiantil le doy gracias a mis amigos Silvia Almada, Iván Castorena y Mabel Osorio por brindarme su confianza y darme ánimos durante el posgrado. A Martín Nava por ayudarme en algunas cuestiones de Dinámica Galáctica que no me quedaban claras, a Luis Garma por brindarme consejos en *Python*, los cuales me sirvieron en el desarrollo de esta tesis, a Sonia Cornejo por su buena vibra para salir adelante en mis asignaturas y a Edgar Cortés por instruirme en lo básico en el uso de *Starlight*, herramienta vital para el desarrollo de este trabajo.

Con los investigadores en la comunidad astronómica le doy gracias a los doc-

tores Alan Watson, William Lee, Erika Benitez, Frédéric Masset, Yair Krongold y Deborah Dultzin quienes fueron mis profesores de asignatura a lo largo de mi carrera. Hago una mención especial al doctor José Antonio De Diego por enseñarme un nuevo horizonte en el área de la informática y la cual, espero en un futuro no muy lejano emprender mi camino hacia ese mundo: el *Machine Learning*.

De mi círculo cercano le doy gracias a mi mesa de rol de Vampiro la mascarada: Mishel Romero, Quinantzy Jardines, Arturo Lemus, Oscar Zárate y Jesús Ortega por pasar ratos de mucha diversión los cuales, aunque muchos les parecía una pérdida de tiempo, para mi me dieron un momento de desahogo y relajación en situaciones de estrés. También agradezco a Axel Olaf, mi amigo de la vocacional con el cual llevo más de 10 años de amistad. A mi mejor amiga, novia y actualmente prometida Carolina Patiño, la cual me ha impulsado a seguir adelante en mis momentos más oscuros, asimismo a toda su familia por su hospitalidad, cortesía y optimismo. A mis amigos de la universidad que pese el tiempo y nuestros nuevos estilos de vida aun mantenemos contacto, gracias a Aurora Otero, Omar Velasco, Emmanuel de los Santos, Karen Urdanivia y a Ximena Monroy.

En mi familia le agradezco a mis padres Rodriga Jaramillo y Victor Manuel Reyes por apoyarme y pese tener muchos problemas, hemos logrado restablecer nuestros lazos. A mi hermana Ana Paola Reyes a la cual espero su pronta recuperación de su enfermedad neuronal. A mis gatitos Jin, Jiang, Pinolillo, Pachis, Salem, César, Napoléon, Lince y Nena los cuales me brindaron amor y mucho cariño mientras estuve en la casa de mi madre; también agradezco a las mascotas ya cruzaron el final del arcoiris, mi gatito Gatolfo y mis perritas Camila y Duba.

Finalmente le agradezco a mis asesoras la doctora Alenka Negrete y la doctora Mary Loli Martínez-Aldama, por brindarme sus enseñanzas en el trayecto de la maestría. Así como el programa de becas CONACYT “Becas Nacionales de Posgrado”, el cual me apoyó en gran parte de mis gastos en mi inicio de vida independiente, también le doy una mención honorífica a la página Sci-hub ya que con esta se pudieron obtener artículos que eran caros de conseguir, el conocimiento tiene y debe ser libre para el mundo si se quiere evitar el colapso.

Y a ti, el que está leyendo esto te doy las gracias, porque te diste un tiempo de leer todo lo que se hizo, no es un trabajo que llegue a su completo potencial, pero fue uno honesto y hecho con esfuerzo. Esta tesis también sirve como una carta de despedida al mundo académico, ya que deseo continuar mi camino por otros destinos, quizá en un tiempo esto no sea una despedida, sino un “hasta pronto”.

GRACIAS.

Índice general

Resumen	1
1. Introducción	5
1.1. Tipos de <i>AGN</i>	7
1.2. Las principales componentes de un <i>AGN</i>	8
1.3. El modelo unificado	12
1.4. Mecanismos de radiación y procesos físicos en un <i>AGN</i>	14
1.5. Procesos de fotoionización	17
1.5.1. Transporte radiativo	17
1.5.2. Absorción y emisión en términos de los coeficientes de Einstein	19
1.5.3. Mecanismos de emisión de líneas dentro de la BLR	20
1.6. La física de los agujeros negros	21
2. Espectros óptico y del cercano infrarrojo de los <i>AGN</i>	25
2.1. Espectro óptico	25
2.1.1. El multiplete de FeII	26
2.2. Espectro del cercano infrarrojo	30
2.2.1. Relación entre CaII y FeII	33
3. El <i>Eigenvector 1</i>	35
3.1. El PCA y el <i>Eigenvector 1</i>	35
3.2. Plano óptico del <i>Eigenvector 1</i>	37
3.3. Objetivos de la Tesis	42
4. Presentación de la muestra y análisis multicomponente	45
4.1. Descripción de la muestra	45
4.1.1. El índice de Kellerman	46

4.2.	Determinación del corrimiento al rojo	53
4.3.	Ajustes ópticos	54
4.3.1.	<i>Starlight</i>	57
4.3.2.	Resultados obtenidos con <i>specfit</i>	58
4.3.3.	Estimación de errores	70
4.4.	Ajustes en el Cercano Infrarrojo	73
4.4.1.	Corrección por galaxia anfitriona	76
4.4.2.	Resultados obtenidos con <i>specfit</i>	78
4.4.3.	Estimación de errores	82
5.	Resultados y Análisis	91
5.1.	Comportamiento general de la muestra	91
5.2.	Plano óptico del <i>4DE1</i>	96
5.3.	Correlaciones y parámetros observables	98
5.3.1.	Correlaciones con la luminosidad del óptico y cercano in- frarrojo	100
5.3.2.	Correlaciones en los anchos totales a media altura	100
5.3.3.	Correlaciones con los anchos equivalentes.	103
5.3.4.	Correlaciones entre R_{FeII} y R_{CaT}	103
5.3.5.	Los flujos del FeII en el óptico y NIR	105
5.3.6.	Correlaciones con el índice de Kellerman	106
5.4.	Correlaciones con M_{BH} y la tasa de Eddington	108
5.4.1.	Correlaciones con R_{FeII} y R_{CaT}	108
5.4.2.	Anchos equivalentes vs condiciones físicas	112
6.	Discusión	117
6.1.	Implicaciones dentro del contexto del <i>Eigenvector 1</i>	117
6.2.	El efecto Baldwin y la tasa de Eddington	120
6.3.	FeII/CaT como indicador de abundancia de metales	122
6.4.	La relación con el radio y los parámetros físicos	124
7.	Conclusiones	127
7.1.	Trabajo futuro	128
A.	Mediciones automáticas con <i>Splot</i>	129
B.	<i>Starlight</i>	133
C.	Tablas de líneas espectrales adicionales	137

D. Siglas y algunas nomenclaturas	143
E. Longitudes de Onda definidas en este trabajo	145
Bibliografía	147

Resumen

Los núcleos activos de galaxias (AGN) son objetos astrofísicos de gran interés debido a sus altas luminosidades ($10^{41} < L_{bol} < 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$), su distribución de energía espectral la cual abarca todo el espectro electromagnético y su reciente uso en Cosmología. La energía es producida en el disco de acreción, el cual se encuentra alrededor de un agujero negro supermasivo ($10^6 < M_{BH} < 10^{10} M_{\odot}$) y se localizan en el interior de una galaxia activa. Existen diversas clasificaciones de AGN considerando las observaciones en distintas longitudes de onda, no obstante, éstas no abarcan todos los objetos del “zoológico AGN” debido a que uno solo de estos puede poseer características que lo cataloguen en dos tipos distintos.

Por este motivo, para catalogar los AGN de tipo I se definió un esquema el cual considera cuatro parámetros observacionales presentes en todos estos objetos: el denominado *Eigenvector 1*. Éste permite reducir todas las variedades de AGN de tipo I en sólo dos grupos: las poblaciones A y B, los cuales poseen características que las distinguen entre sí. Para la distinción de dichos cuasares se utilizan cuatro observables: $FWHM(H\beta_{BC})$, el cociente de las intensidades de FeII entre $H\beta$ (R_{FeII}), el índice de rayos-X suaves Γ_{soft} y la asimetría/desplazamiento al azul de CIV λ 1549.

De los parámetros del *4DE1*, hay dos observables que forman parte del plano óptico de dicho esquema: el $FWHM(H\beta)$ y R_{FeII} . La emisión de FeII es difícil de analizar en todos los cuasares debido a su complejidad atómica y por los mecanismos de emisión que involucran al ion.

Se han probado alternativas para modelar el multiplete de FeII: desde estudios de fotoionización, plantillas de emisión de las líneas a partir de cuasares “patrón”, hasta modelos complejos en los que se consideran más mecanismos de ionización; todas éstas no han dado resultados del todo satisfactorios hasta ahora. Una posible alternativa consiste en estudiar un ion el cual se considera que se emite en la misma región que el FeII, el cual es el triplete de Calcio o CaT (CaII $\lambda\lambda$ 84498, 8542, 8662), esto debido a que comparten propiedades físicas de

emisión como densidad y temperatura.

La principal ventaja es que CaT es un átomo más sencillo de analizar con programas de fotoionización dado que posee menos transiciones que FeII, por lo que estudiar el medio gaseoso donde se emite esta transición podría permitir determinar las condiciones de emisión de FeII. Esto fue probado en investigaciones como Persson 1988 y Martínez-Aldama et al. 2015 en donde se observó que CaT puede servir como discriminante para analizar la región de la BLR donde se emite el continuo subyacente de FeII.

Los objetivos de esta tesis son:

- Estudiar una muestra compuesta de ocho cuasares seleccionados por tener emisión en radio. Los espectros del cercano infrarrojo fueron observados con el espectrógrafo ISAAC del *Very Large Telescope* de la *ESO*. Estos fueron analizados de forma conjunta con datos del óptico obtenidos del SDSS DR12 cuyo índice de Kellerman va en el rango de $0.82 < \log(R_K) < 2.34$.
- Realizar un análisis multicomponente de los ocho cuasares en el óptico y el cercano infrarrojo para describir las propiedades de la región de líneas anchas. Con los resultados del óptico, catalogar la muestra en el esquema del *Eigenvector 1*.
- Realizar un análisis estadístico de la muestra de esta tesis junto con los datos del trabajo de Martínez-Aldama et al. 2021, la cual está compuesta de 58 objetos. Esto permitirá ampliar el rango de la z y de la luminosidad. Dicho estudio permitirá determinar la relación entre el triplete del Calcio y el multiplete de FeII, así como con otros parámetros como la masa de agujero negro y la razón de Eddington y determinar si existe una relación de estas observables con las propiedades del radio mediante el índice de Kellerman.
- Indagar si el cociente FeII/CaT puede brindar información de la evolución química en los *AGN* en un rango de z de $0 < z \leq 1.7$.

Los resultados del análisis de la muestra de esta tesis es que está compuesta de cinco objetos de Pob. A y tres de Pob. B, de los cuales solo 2 tenían una acreción tipo super-Eddington ($L/L_{Edd} > 1$). En cuanto el análisis estadístico de las observables físicas de la BLR se determinó que si bien R_{FeII} y R_{CaT} (el cociente de intensidades entre CaT y $H\beta$) se encuentran relacionadas entre sí, al estudiar únicamente los anchos equivalentes con la tasa de Eddington se determinó que FeII no se encuentra correlacionado con L/L_{Edd} . Esto quiere decir

que las condiciones físicas de emisión son diferentes, tanto en mecanismos de ionización como en las regiones donde se crean. No obstante, este resultado puede encontrarse sesgado por la muestra estudiada en esta tesis no es estadísticamente homogénea y solo posee 66 cuasares en total.

Sólo se encontraron correlaciones con los parámetros de $\text{FWHM}(\text{CaII}\lambda 8662)$ y L_{NIR} con el índice de Kellerman. Finalmente, se estima que el cociente FeII/CaT puede dar una estimación de la evolución química de los cuasares en $z \leq 1.7$.

Capítulo 1

Introducción

Los núcleos activos de galaxias (*Active Galactic Nuclei*–AGN) son objetos extragalácticos que se reconocen principalmente por su emisión en todo el espectro electromagnético. En una galaxia “no activa”, la distribución espectral de energía (*Spectral Energy Distribution*–*SED*) corresponde a la superposición de todas las estrellas que se encuentran en ella, siendo una distribución de cuerpo negro en el rango del ultravioleta hasta el infrarrojo. Sin embargo, en un *AGN* la *SED* puede mostrar contribuciones en todo el espectro electromagnético, desde el radio hasta los rayos- γ , tal y como se muestra en la figura 1.1.

La *SED* de un *AGN* presenta contribuciones que corresponden a mecanismos físicos y regiones distintas dentro del mismo, siendo el principal proceso físico en el radio la radiación sincrotrónica (creada generalmente por un jet), en el infrarrojo se genera el oscurecimiento producido por el toro de polvo, en el óptico-UV generalmente es producida por el disco de acreción, en rayos-X debido al Bremsstrahlung (por la corona que rodea al disco de acreción) y finalmente la radiación γ es producto de la emisión de electrones relativistas en el jet (figura 1.1). Los procesos físicos y “anatomía” de los núcleos activos serán abordados en este capítulo.

En varias regiones la *SED* puede ser modelada por una ley de potencias, como es el caso de la banda de los rayos-X o la región entre 1200-10000Å (Vanden Berk et al. 2001; Netzer 2013; Landt et al. 2011).

Otras características de los AGN se describen a continuación:

1. Luminosidad bolométrica: abarca un rango amplio entre $10^{41} - 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$ (Beckmann and Shradler 2012), siendo los objetos más luminosos en el Universo. Dicha emisión puede opacar incluso a la luminosidad de la galaxia anfitriona.

2. Variabilidad: se observan cambios en el flujo ya sea en las líneas de emisión o en el continuo ionizante en periodos de tiempo de días hasta de años (un ejemplo de núcleos activos con variaciones del flujo en escalas de tiempo de días son los Blazares, Schneider 2006). Esto es causado por cambios en la fuente que ioniza al medio gaseoso circundante o por las nubes que se interponen entre el observador y la fuente central (Peterson 2001).
3. Líneas de emisión: producto de la fotoionización del continuo central. Presentan perfiles fáciles de diferenciar a los generados por una galaxia “no activa”; esto debido a que las condiciones físicas donde se emiten tienen un origen diferente por lo que las componentes de la línea y sus anchos son distintos. Estas emisiones se dividen en dos tipos: (1) los perfiles anchos, cuyos anchos totales a media altura (*full width at half maximum*–FWHM) son mayores a los 1000 km s^{-1} . (2) los perfiles angostos tienen un $\text{FWHM} < 1000 \text{ km s}^{-1}$. El ancho, desplazamiento y asimetría/simetría brindan información cinemática de la región donde se emiten (Netzer 2013).

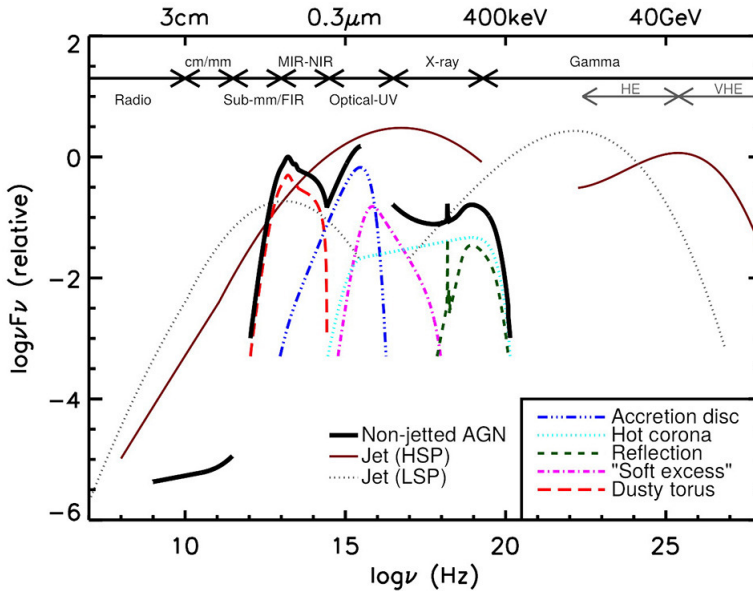


Figura 1.1: SED de los AGN, cada componente corresponde a un mecanismo de emisión o una región emisora en específico de acuerdo con el modelo unificado (Padovani et al. 2017).

1.1. Tipos de AGN

Los núcleos activos pueden clasificarse dependiendo de sus características espectrales, luminosidad, variabilidad o incluso por su *SED*. Estos esquemas no son rigurosos ya que existen cuasares con características que se relacionan con más de un tipo. A continuación se presentan algunos ejemplos:

- Cuasares: Encontrados en los años 60's gracias al objeto denominado 3C48 (Matthews and Sandage 1963). Generalmente se encuentran lejos del Universo local, por lo que puede dar indicios de una etapa más temprana del Universo. Se caracterizan por su índice de color $U-B < 0$ y por ser de los objetos más luminosos, al grado de ser miles de veces más brillantes que la galaxia anfitriona (Schneider 2006).
- Galaxias Seyfert: Descritas en el año 1940 por Carl Seyfert (Netzer 2013), son galaxias espirales con actividad nuclear intensa, las cuales se encuentran en el Universo cercano (Beckmann and Shrader 2012). Generalmente se clasifican de la siguiente forma:
 - Galaxias Seyfert 1 (*Sy1*): presentan líneas de emisión anchas y angostas.
 - Galaxias Seyfert 2 (*Sy2*): galaxias que únicamente presentan líneas de emisión angostas.
 - Galaxias Seyfert de líneas angostas (*Narrow Line Seyfert 1*–NLSy1): poseen líneas de emisión angostas y anchas, aunque el FWHM de las líneas anchas es menor a 2000 km s^{-1} . Además de tener un cociente de flujos $[\text{OIII}]\lambda 5007 / H\beta > 3$ (Schmidt et al. 2016).
- Radiogalaxias: Son generalmente galaxias elípticas gigantes caracterizadas por poseer intensa emisión en radio que se muestra en eyecciones de material colimados (jets) que terminan en lóbulos. De igual manera que las galaxias Seyfert, en el óptico se pueden clasificar en dos tipos:
 - Radiogalaxias de líneas anchas (*Broad Line Radiogalaxies*–BLRGs).
 - Radiogalaxias de líneas angostas (*Narrow Line Radiogalaxies*–NLRGs)

Considerando la emisión en radio, se pueden catalogar dependiendo de la forma e intensidad de los jets y de las luminosidades nucleares y de los

lóbulos en el radio mediante el cociente R_{FR} ¹ (Fanaroff and Riley 1974, Beckmann and Shrader 2012, Netzer 2013):

- Objetos *Fanaroff-Riley I* (FR I): presentan alta luminosidad nuclear en radio que decrece conforme aumenta la distancia del núcleo. Poseen jets colimados y un cociente $R_{FR} < 0.5$.
 - Objetos *Fanaroff-Riley II* (FR II): la luminosidad en el radio aumenta conforme incrementa la distancia con respecto al núcleo, se observan lóbulos en lugar de jets colimados (o también denominados *hotspots*). Tienen un $R_{FR} > 0.5$.
- LINERs (*Low-Ionization Narrow-Line Region*): Son los núcleos activos de galaxias menos brillantes de todo el “zoológico AGN” siendo de 1 a 5 órdenes de magnitud menos luminosos en comparación con los AGN de alta ionización (Netzer 2013). Los LINERs pueden clasificarse como de tipo 1 como de tipo 2. Los primeros presentan líneas de emisión anchas emitidas en la región de líneas anchas (sección 1.2), mientras que los de tipo 2 presentan contribuciones de estrellas evolucionadas y sistema binarios en rayos-X debido a su baja luminosidad (Márquez et al. 2017). Generalmente se encuentran en galaxias elípticas.
 - Blazares: Presentan variaciones en el flujo desde el radio hasta altas energías en escalas de tiempo de días (Schneider 2006), se observan jets, presentan una alta emisión en rayos- γ y un alto grado de polarización en continuo y de la líneas. También se distinguen por su alta emisión en el radio producto de la radiación sincrotrónica, mientras que en el óptico no se detectan líneas de emisión considerables, siendo éstos un subtipo de Blazares denominados como objetos BL-Lac (ver figura 1.2).

1.2. Las principales componentes de un AGN

Como se muestra en la figura 1.1, la *SED* se compone de varias contribuciones a lo largo del espectro electromagnético, reflejando la física involucrada en las regiones emisoras. A continuación se describen las componentes de un cuasar (Padovani et al. 2017, Netzer 2013):

¹Definido como el cociente del diámetro de la región con mayor luminosidad a 1.4GHz o 5GHz entre el diámetro de la región menos luminosa

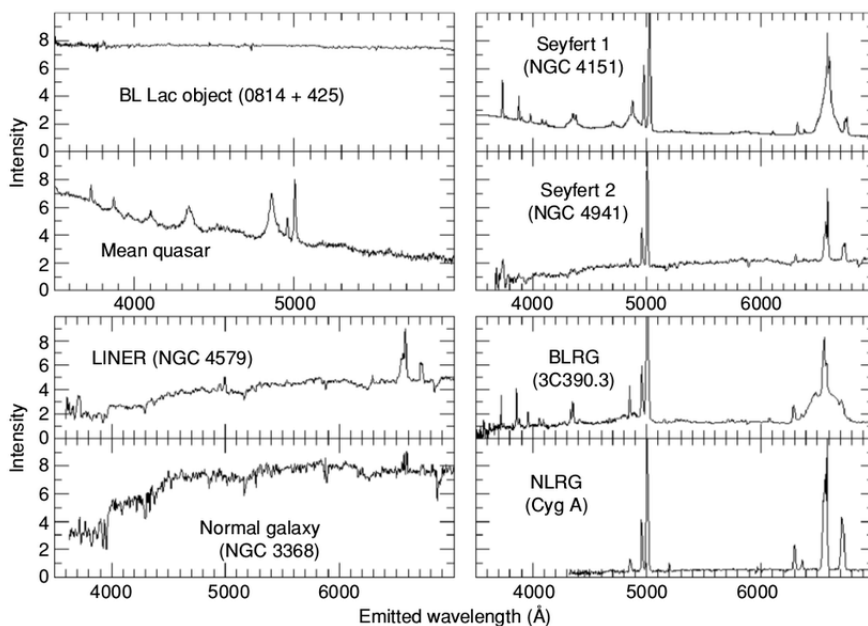


Figura 1.2: Ejemplos de espectros ópticos del zoológico *AGN* (Keel 2002, Schneider 2006, figura 5.11)

- Agujero negro supermasivo (masas de hoyos negros en el rango $M_{BH} \approx 10^6 - 10^{10} M_{\odot}$; Sulentic et al. 2006):

De acuerdo con la relatividad general, un agujero negro (*Black Hole*–BH) es un cuerpo astrofísico de enorme densidad, el cual genera una singularidad en el espacio-tiempo de tal forma que nada, ni siquiera la luz puede escapar a la fuerza gravitacional que ésta ejerce dentro del horizonte de eventos.

En el estudio de los *AGN*, los agujeros negros estimados son del tipo supermasivos (sección 1.6); para que se considere un núcleo como activo, éste debe tener una tasa de acreción mayor a 1 masa solar por año (Dultzin 2011).

Los agujeros negros supermasivos generan un pozo de potencial lo suficientemente fuerte para crear un disco de acreción con el material circundante. Las nubes parcialmente ionizadas alrededor de dicho disco poseen una geometría coplanar con una distribución virializada, es decir, la energía interna gravitacional ($V = G \frac{Mm}{r}$) es el doble de la energía cinética ($T = \frac{1}{2}mv^2$), expresando como $2T + V = 0$. Por lo que la cinemática está descrita por la

siguiente manera:

$$v^2 = \frac{GM}{Rf} \quad (1.1)$$

donde v es la velocidad virial, M la masa del hoyo negro, G la constante de gravitación universal, R es la distancia del objeto masivo al cuerpo rotante y f es un factor que depende de la geometría, cinemática y el ángulo de observación del núcleo activo (Binney and Tremaine 2008, Netzer 2013).

- Disco de acreción (con un radio promedio de $10^{-3} - 10^2$ pc, Gaskell 2008):

Los discos de acreción residen en protogalaxias, sistemas binarios y en *AGN*. Estos arrastran la materia de los alrededores del núcleo activo y es dirigida hacia el agujero negro central, siendo la viscosidad del disco lo que disminuye el momento angular del gas, el cual pierde energía de origen gravitacional y finalmente se emite en radiación térmica ocasionada por la fricción viscosa en un medio con rotación diferencial. Dicha radiación generalmente se ajusta con una *SED* de cuerpo negro en el óptico-ultravioleta (Schneider 2006).

- Región de líneas anchas (*Broad Line Region*–BLR, posee radios típicos de $0.1 - 1$ pc):

Es la región gaseosa y densa que cubre el disco de acreción con una geometría coplanar. Al estar en interacción con ésta se puede obtener información sobre la cinemática y las condiciones físicas de los núcleos activos de galaxia. De ella emergen líneas de emisión anchas de alta emisión (*High-Ionization Lines*–*HIL*) como $\text{Ly}\alpha\lambda 1215$ y $\text{CIV}\lambda 1549$, y las de baja ionización (*Low-Ionization Lines*–*LIL*) tales como $\text{H}\beta$ y $\text{OI}\lambda 8446$, por mencionar unos ejemplos². Esta zona es altamente densa, en un rango de $n_H \approx 10^{10} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (Netzer 2013, Martínez-Aldama et al. 2015). También se considera que la BLR se encuentra estratificada en los objetos de la Población B.³ (es decir que no es homogénea, figura 1.3), por lo que las secciones más internas se encuentran más cercanas a la fuente de ionización, al ser una región de alta densidad, no permiten el paso de todos los fotones ionizantes a las regiones más alejadas de la fuente, justificando el porqué se encuentran líneas de transición permitidas, pero con FWHM distintos y de diferentes potenciales de ionización (Marziani et al. 2010).

²Las líneas de alta ionización se caracterizan por tener un potencial de ionización $\geq 20\text{eV}$, mientras que las de baja ionización es inferior a este límite (Dietrich et al. 2002).

³La clasificación del Eigenvector 1 se realiza en el capítulo 3.

Existen esquemas cualitativos para justificar la estratificación de la BLR mediante la geometría del disco de acreción. En algunos cuasares se presenta un ensanchamiento del disco en el centro del mismo, esto genera la presencia de vientos los cuales expulsan las nubes cercanas a esa región (figura 1.3).

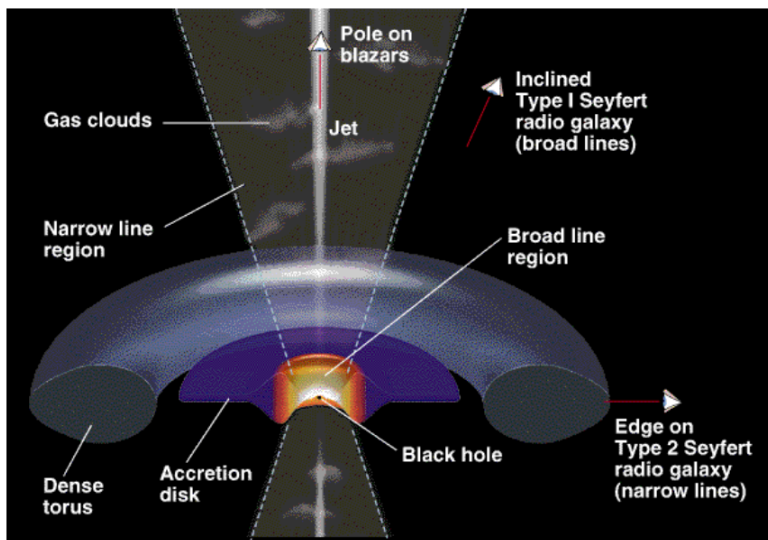


Figura 1.3: Esquema cualitativo de las partes de un AGN, en particular se observa una región más ancha de la BLR cercana al centro del disco de acreción, <https://sites.ualberta.ca/~pogosyan/teaching/ASTRO122/lect27/lecture27.html>

La estratificación está presente incluso en el interior de cada nube de forma separada (Sigut and Pradhan 2003). Se considera que el principal mecanismo de ionización es la fotoionización (Sulentic et al. 2000, Zamfir et al. 2010, Marziani et al. 2013, Netzer 2013).

- Toro de polvo (radio típico de 1-10 pc):

En algunos AGN, esta componente rodea a la BLR. Se conforma principalmente de gas, grafito y silicatos, por lo que es un medio ópticamente grueso, esto quiere decir que de encontrarse en la línea de visión del observador, los fotones provenientes de la BLR no serían detectados. La densidad de este toro es de alrededor de 10^4 a 10^7 cm^{-3} (Padovani et al. 2017) y su *SED* característica es emitida en bajas frecuencias, esto significa que el toro de polvo absorbe los fotones ionizantes y los reemite en el infrarrojo. Nenkova et al. 2008 especuló que el toro tiene morfología grumosa, por lo que se

tienen ciertas regiones más densas que otras.

- Región de líneas angostas (*Narrow-Line Region*–NLR, se extiende hasta 3 kpc desde el hoyo negro):

Se encuentra alejada del plano del disco de acreción, alineada con el eje de rotación del hoyo negro y posee una forma bicónica (Netzer 2013). En la NLR se producen las líneas de transición semiprohibidas y prohibidas desde el ultravioleta hasta el infrarrojo, tales como [SiII] λ 1892 o [OIII] $\lambda\lambda$ 4959, 5007, ya que esta zona tiene una densidad inferior a los 10^4 cm^{-3} (Netzer 2013). Al encontrarse distante del sistema virializado ejercido por el SMBH, ésta tiene una cinemática parecida al de una eyección (Netzer 2013). Existe una sección de la NLR la cual presenta líneas de emisión con FWHM superiores a los 1500 km s^{-1} , por lo que se considera que es una extensión de dicha zona, ésta es denominada como región extendida de líneas angostas (*Extended Narrow-Line Region*–ENLR, Netzer 2013).

- Jet (abarca longitudes de $10^{-7} - 10^6$ pc desde la fuente central del *AGN*):

Aproximadamente, el 10% de los AGN muestran chorros de material colimado mejor conocidos como jets. Éstos son eyecciones de energía con electrones de altas energías⁴. De acuerdo a la clasificación Fanaroff-Riley, los FRI presentan jets medianamente relativistas debido a que el campo magnético de éste no está alineado con el eje del jet. Por lo cual dichas eyecciones son menos luminosas en comparación con el núcleo. Por otro lado, los FRII presentan jets relativistas por lo tanto el campo magnético está alineados con eje de rotación del BH. Además, el ángulo de apertura es menor a los 4° produciendo el movimiento superlumínico. Por lo tanto, las eyecciones de energía en el radio son más intensas en los radiolóbulos que en el centro del *AGN*.

La emisión característica del jet es la suma de todas las pendientes y ésta es descrita por una ley de potencias, abarcando frecuencias desde los rayos-X hasta los rayos- γ .

1.3. El modelo unificado

El modelo unificado es un esquema el cual trata de explicar los distintos tipos de *AGN* observados dependiendo de la orientación del disco de acreción

⁴Se generan energías superiores a 10^{19} eV (Beckmann and Shrader 2012.)

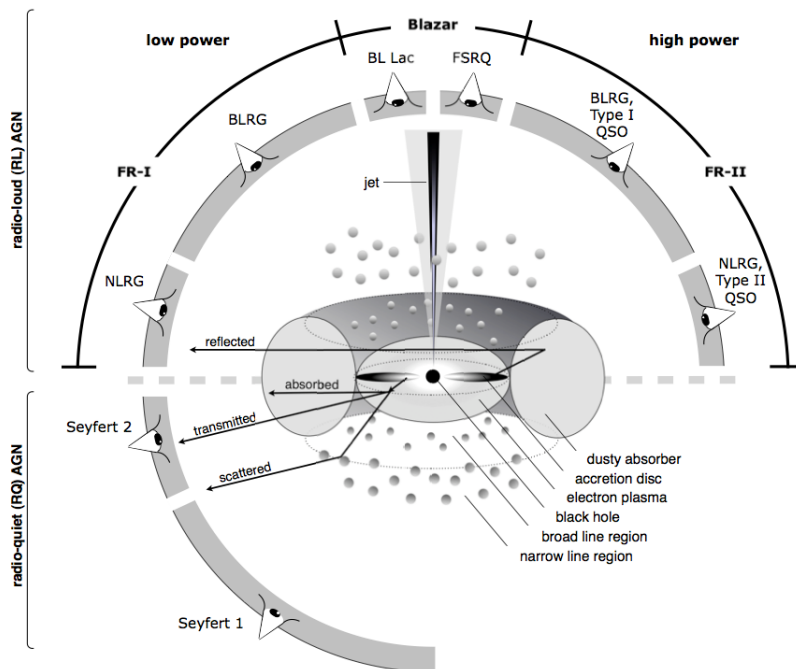


Figura 1.4: Morfología del AGN de acuerdo al esquema unificado. Beckmann and Shrader 2012

respecto a la línea de visión (como se ilustra en la figura 1.4). Con esto se intenta explicar porqué en algunos objetos se detectan las líneas de emisión anchas en el óptico-UV y en otros no.

Un ejemplo de esto es comparando las líneas de emisión en el óptico de una galaxia Sy1 contra un objeto BL-Lac. Como se aprecia en la figura 1.2, el primer tipo presenta tanto líneas de emisión anchas y angostas, por otro lado el segundo *AGN* no muestra ninguna línea de emisión. Con el modelo unificado, se concluye que en Sy1 se observa parte de la región interna del núcleo activo, mientras que para los Blazares el jet relativista deslumbra al observador.

Otro caso relevante es en la clasificación de objetos radiocallados (*radio-quiet*-RQ) y radiofuertes (*radio-loud*-RL). Como se observa en la figura 1.4, los objetos RL muestran la presencia de un jet y una alta emisión en el radio, mientras que los RQ no. Esto queda justificado por una cuestión de orientación del objeto de acuerdo con el modelo unificado⁵.

⁵La división de objetos radiocallados y radiofuertes se establece a partir del índice de Ke-

Con esto se puede realizar otra clasificación de núcleos activos de galaxias a partir de la orientación del mismo.

- AGN de Tipo I (*Type-I AGN*): Núcleos activos cuyos anchos totales a media altura de sus líneas de transición permitida y semiprohibidas más intensas son superiores a los 1000 km s^{-1} . Con respecto a su orientación, estos no presentan oscurecimiento de la fuente central del continuo ionizante.
- AGN de Tipo II (*Type-II AGN*): estos objetos sólo tienen líneas de emisión inferiores a 1000 km s^{-1} , generalmente son líneas prohibidas. Presentan oscurecimiento de la fuente central del continuo ionizante debido a la orientación (Netzer 2013).

Ejemplos de *AGN* de Tipo I son las galaxias Sy1 o los cuasares, mientras que en *AGN* de Tipo II son los Sy2 o LINERs (Netzer 2013). Sin embargo, este esquema no es válido en todos los casos, pues existen *AGN* que intrínsecamente no poseen líneas anchas.

Urry and Padovani 1995 consideró esta subdivisión de los núcleos activos, incorporando los denominados *AGN* de Tipo 0 (*Type-0 AGN*). Estos se caracterizan por no poseer ninguna línea de emisión en el continuo, pero presentan una alta emisión de rayos- γ , como son los objetos BL-Lac.

1.4. Mecanismos de radiación y procesos físicos en un *AGN*

Como se mencionó previamente, un núcleo activo se caracteriza principalmente por tener una *SED* conformada por distintos mecanismos de radiación (ver figura 1.1). A continuación se presentarán algunos ejemplos de tipos de radiación, tanto de tipo térmica como no térmica:

- Radiación térmica:
 - Radiación de cuerpo negro: en termodinámica, se define como cuerpo negro aquél cuya radiación exterior interactúa con el objeto de estudio y éste absorbe la energía en su totalidad. En la realidad no ocurre de esta forma del todo, sin embargo es una buena aproximación para el estudio de cuerpos astrofísicos tales como las estrellas o incluso discos

llerman, esto se define a detalle en el capítulo 4.

de acreción de *AGN* (Schneider 2006). Su *SED* sigue una distribución de Planck, la cual se describe a continuación:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} [e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1]^{-1} \quad (1.2)$$

donde $B_\nu(T)$ está en términos de la frecuencia ν , h es la constante de Planck, c la velocidad de la luz, T la temperatura y k_B es la constante de Boltzmann (Rybicki and Lightman 1986).

- Radiación por Bremsstrahlung: también es denominada como radiación libre-libre o radiación de frenado. Ésta se genera por la interacción de un núcleo atómico el cual frena a un electrón en estado libre y posteriormente es desviado, perdiendo energía cinética pero manteniendo su estado libre. La radiación emitida por este fenómeno es de origen térmico. La diferencia fundamental entre ésta y la de cuerpo negro es que el Bremsstrahlung no describe una distribución de energía de tipo “Planckiana” como el caso anterior, sino una ley de potencias cuyo índice espectral es pequeño, generalmente de -0.1 para frecuencias cercanas a los rayos-X (Netzer 2013). La emisividad producto de esta radiación en términos de la frecuencia ν (**en unidades de $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$**) se describe de la siguiente forma:

$$j_\nu = \frac{6.8 \times 10^{-38}}{4\pi} Z^2 T_e^{-1/2} N_e N_i g_{ff}(\nu, T_e, Z) e^{\frac{-h\nu}{k_B T}} \quad (1.3)$$

donde Z e i son la carga y el nombre del ion que se está describiendo respectivamente, T_e la temperatura electrónica, N_e y N_i son la densidad electrónica y la del ion respectivamente y g_{ff} es el factor de Gaunt, el cual engloba los efectos cuánticos. La emisión por Bremsstrahlung se teoriza que es producida en la corona de gas ionizado que rodea a la fuente central de energía del *AGN*, y por tanto, cubre a toda la región interna de la *BLR* (Cao 2009, Netzer 2013).

- Radiación no-térmica:
 - Radiación sincrotrónica: esta radiación se genera debido a los electrones acelerados por un campo magnético, alcanzando velocidades ultrarrelativistas. La energía despreñada de esta forma generalmente se emite en bajas frecuencias, como el radio en el caso de los *AGN* (figura 1.1, Netzer 2013), además de que su distribución es de tipo ley de potencias.

La potencia emitida debido por un electrón en el sincrotrón es:

$$P = 2\sigma_T c \gamma^2 \beta^2 u_B \sin^2 \theta \quad (1.4)$$

Donde σ_T es la sección eficaz de Thomson, γ el factor de Lorentz de la forma $\gamma = \frac{E}{mc^2}$, en la cual E es la energía cinética, m la masa del electrón y c la velocidad de la luz, $\beta = \frac{v}{c}$, v es la velocidad del electrón y u_B es la densidad de energía debido a un campo magnético ($u_B = \frac{B^2}{8\pi}$, donde B es el campo magnético). La ecuación 1.4 describe una sola trayectoria debido al término $\sin^2 \theta$. Si se generaliza la emisión bajo la hipótesis de isotropía y se integra sobre una distribución de energía, se obtiene la emisión del sincrotrón:

$$j_\nu = \frac{1}{6\pi} \sigma_T n_0 u_B \nu_L^{-1} \left(\frac{\nu}{\nu_L} \right)^{-\frac{p-1}{2}} \quad (1.5)$$

en la ecuación anterior se utiliza la frecuencia de Larmor de la forma ν_L (esta frecuencia es producto del movimiento de precesión que realiza una partícula cargada al alinearse en un campo magnético), n_0 es la distribución de energía inicial y el valor de p varía dependiendo de la banda que se desee estudiar. La radiación sincrotrónica puede provenir de dos fuentes principales: (1) de la magnetósfera del SMBH o (2) de los jets relativistas.

- Dispersión Compton y Compton inverso: la dispersión Compton puede analizarse desde un punto de vista clásico, considerando a un fotón con energía E_γ que colisiona elásticamente con un electrón de energía menor. El resultado posterior a esta interacción es que el electrón gane energía, en cambio el fotón, al perderla, emite en frecuencias más bajas y por lo tanto de energía menor (E'_γ) en comparación con la que disponía previo a la colisión.

Para el caso de Compton inverso, el electrón tiene más energía que el fotón (es decir, son electrones relativistas), por lo que en la colisión elástica el fotón gana energía, desplazándose a mayores frecuencias y alcanzando incluso la banda de los rayos- γ . La fuente de estas dispersiones es incierta, sin embargo, se cree que se origina por dos principales fenómenos físicos: (1) mediante las eyecciones de los jets en los *AGN* más energéticos, o (2) por dispersión de electrones en la corona y los fotones de rayos-X provenientes del disco de acreción (Schneider 2006, Netzer 2013).

1.5. Procesos de fotoionización

Parte crucial para comprender cómo se generan las líneas de emisión de un *AGN* en la región de líneas anchas tiene que ver con entender los procesos radiativos y el mecanismo de ionización responsable del mismo. Suponiendo una fuente central de fotones isotrópica y homogénea que fotoioniza toda la vecindad de la BLR, ésta afecta primero a las nubes más cercanas (generando así las Líneas de Alta Ionización) y posteriormente a las más alejadas del centro del disco de acreción (creándose así las Líneas de Baja Ionización).

En la interacción de los fotones con el medio gaseoso, una parte ionizará los átomos que se encuentren en la BLR, mientras que la otra, o bien puede ser absorbida por los mismos o reflejada fuera de la nube. En el interior de la nube también existe estratificación, por lo que pueden emitirse iones de baja ionización y finalmente, el resto escapa de esta zona, generando el continuo observado en los espectros del óptico-NIR (Sulentic et al. 2006, Panda et al. 2020).

A continuación se describe el transporte radiativo y sus procesos, utilizando la definición de los coeficientes de Einstein.

1.5.1. Transporte radiativo

La ecuación de transporte radiativo describe la interacción de la energía con el gas alrededor del continuo ionizante. Está conformada por un término que representa la absorción del medio y otra la emisión que logra salir del mismo:

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial s} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} = j_\nu - \chi I_\nu \quad (1.6)$$

donde ∂s es el elemento de longitud, c la velocidad de la luz, ∂t es el cambio en el tiempo, j_ν es la emisividad, χ la opacidad e I_ν es la intensidad de flujo de la fuente de energía, todo esto en términos de la frecuencia ν . Si se considera un cambio estacionario, es decir, que I_ν no dependa del tiempo, la ecuación 1.6 se simplifica quedando de la forma:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu - \chi I_\nu \quad (1.7)$$

definiendo el cambio de la profundidad óptica de la forma $d\tau = \chi ds$ y la función fuente⁶ como $S_\nu = \frac{j_\nu}{\chi}$ se puede reescribir 1.7 de una forma más simple.

⁶También denominado como emisividad sobre el camino libre medio, esto quiere decir que es la distancia que recorre la energía sin interactuar con algún medio.

$$\frac{dI_\nu}{d\tau} = S_\nu - I_\nu \quad (1.8)$$

Resolviendo esta ecuación diferencial se obtiene el siguiente resultado:

$$I_\nu(\tau) = I_\nu(\tau_0)e^{(\tau_0-\tau)} + \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' e^{(\tau'-\tau)} S_\nu(\tau') \quad (1.9)$$

donde el primer elemento posterior al signo de igualdad corresponde a las condiciones iniciales por un factor disipativo $e^{(\tau_0-\tau)}$, mientras que el segundo elemento es la integral de la emisión la cual considera la extinción desde el instante antes de que el flujo incida al medio gaseoso hasta el punto donde lo atraviesa por completo.

Se puede simplificar este problema considerando una simetría plano-paralelo (o de una sola dimensión) en la cual S_ν es constante, por lo que la ecuación 1.9 queda expresada de la forma siguiente:

$$I_\nu = I_\nu(0)e^{-\tau} + S_\nu(1 - e^{-\tau}) \quad (1.10)$$

Si se tiene a $\tau_0 = 0$, existen dos casos particulares que ayuda a entender regiones III:

- Caso 1: un entorno ópticamente delgado ($\tau \ll 1$). Esto significa que el medio o bien es muy tenue o simplemente no existe. La ecuación 1.10 se simplifica dado que el término exponencial tiene un exponente cercano a cero, por lo que se puede expandir con una serie de Taylor de la forma:

$$I_\nu(\tau) \approx I_\nu(0)(1 - \tau) + S_\nu(\tau) \longrightarrow I_\nu = I_\nu(0) + j_\nu L \quad (1.11)$$

donde L es la profundidad del medio que interactúa con la energía en la simetría plano-paralelo.

- Caso 2: un medio ópticamente grueso ($\tau \gg 1$). Esto ocurre en **regiones** como puede ser en el medio interestelar, o en lo que respecta a esta tesis, al disco de acreción o el toro de polvo de un *AGN*. El término exponencial, al tener un exponente grande converge a cero, por lo que la ecuación 1.10 se expresa de la siguiente manera:

$$I_\nu \approx S_\nu \quad (1.12)$$

Simplificando la ecuación 1.12 mediante la aproximación Eddington-Barbier, la cual establece que si una función fuente es de la siguiente forma:

$$I_\nu = a_\nu + b_\nu \tau \quad (1.13)$$

la intensidad emergente es $S_\nu(\tau)$, la cual depende de la profundidad óptica del medio.

Suponiendo equilibrio termodinámico local se puede expresar la función S_ν como la radiación de cuerpo negro (ecuación 1.2; Mihalas 1978). En el estudio de los núcleos activos, este resultado ayuda en el entendimiento de las condiciones físicas del disco de acreción⁷ (Schneider 2006).

1.5.2. Absorción y emisión en términos de los coeficientes de Einstein

Las ecuaciones de transporte radiativo permiten conocer la emisividad de la fuente central, no obstante, hay que considerar que las mismas transiciones debido a emisión y absorción en los iones también contribuyen en el continuo emitido por la fuente central. A nivel atómico, tomando en cuenta la transición superior j y una inferior i , los coeficientes de Einstein representan tres posibles interacciones:

- Emisión espontánea: $A_{ji} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{ji}$
- Emisión estimulada: B_{ji}
- Absorción: B_{ij} , tanto la emisión estimulada como la absorción están relacionadas de la forma $g_i B_{ji} = g_j B_{ij}$, donde g_i y g_j son los pesos estadísticos del estado i y j respectivamente.

En cualquiera de los tres casos descritos se genera un fotón, si es debido a una emisión es de frecuencia ν_{ji} , en cambio, si es producto de la absorción es ν_{ij} .

A partir de lo anterior se pueden estimar dos términos, el coeficiente de emisión el cual es la contribución de la línea y su coeficiente de absorción. Para el primer caso, también denotado como j_ν^L , está descrito en la ecuación siguiente:

$$j_\nu^L = \frac{h\nu}{4\pi} n_j A_{ji} \psi(\nu) \quad (1.14)$$

donde $\psi(\nu)$ es la función de probabilidad del perfil de línea normalizado, en este aspecto se considera que es el mismo tanto en emisión como en absorción, n_j es la densidad de partículas en el estado j y el denominador 4π representa todas las

⁷Ver figura 1.1.

direcciones de un ángulo sólido. Para el coeficiente de absorción, el cual relaciona tanto la emisión estimulada como la absorción, se representa a continuación:

$$\kappa_{\nu}^L = \frac{h\nu}{4\pi} (n_j B_{ij} - n_i B_{ji}) \psi(\nu) \quad (1.15)$$

Otra forma de definir la función fuente S_{ν} es a partir del cociente de los coeficientes de emisión y absorción, sustituyendo esto con los resultados de 1.14 y 1.15 se estima la siguiente ecuación.

$$S_{\nu} = \frac{j_{\nu}}{\kappa_{\nu}} = \frac{A_{ji} n_j}{n_j B_{ij} - n_i B_{ji}} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\left(\frac{n_i g_j}{n_j g_i} - 1\right)} \quad (1.16)$$

La ecuación 1.16 proporciona información para cualquier tipo de función fuente, si se consideran un sistema en equilibrio se recupera la radiación de cuerpo negro⁸ (Mihalas 1978, Rybicki and Lightman 1986).

1.5.3. Mecanismos de emisión de líneas dentro de la BLR

Existen diversos mecanismos que intervienen en la formación de las líneas de emisión, los cuales se presentan a continuación:

- Fotoionización: Se genera a partir de una fuente de fotones, como puede ser una estrella. Mediante su radiación, ioniza el gas nebuloso de sus alrededores, provocando interacciones entre electrones y iones en las fases de ionización (el electrón escapa de la energía de amarre del átomo) y recombinación (el electrón, una vez más, es capturado por el ion, pasando así a un estado de mínima energía). Para cuantificar el efecto de este proceso se define el parámetro de ionización U de la siguiente manera:

$$U = \frac{\int_0^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu}{4\pi r^2 n_H c} \quad (1.17)$$

donde L_{ν} es la luminosidad monocromática a frecuencia ν que incide sobre el gas, h la constante de Planck, c la velocidad de la luz, r es la distancia de la fuente ionizante a la región donde se generan las líneas de emisión y n_H es la densidad del gas considerando que está mayormente compuesto de hidrógeno. El parámetro U es utilizado para conocer qué ocurre cuando una

⁸Esto quiere decir que se cumple la función de Boltzmann de la forma $\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{-\frac{h\nu}{kT}}$.

fuentes de radiación incide sobre un volumen de gas a densidad n_H (Negrete et al. 2012, Netzer 2013).

En el caso de los AGN, los fotones ionizantes provienen del disco de acreción y la corona. Estos son los responsables de la emisión de líneas como el $CIV\lambda 1549$ hasta la serie de Balmer.

- Ionización mecánica por colisiones:

Ocurre cuando un electrón colisiona de forma elástica con un átomo del gas de la BLR, provocando que éste desprenda uno de sus electrones de su estado superior, y la partícula colisionada sale sin ser atrapada por el átomo que ahora es convertido en ion. La ecuación de interacción química se describe de la siguiente manera:



Este tipo de reacciones generalmente no tiene relevancia en medios cuya temperatura electrónica sea menor a los $10^5 K$, sin embargo en regiones de alta ionización, altas temperaturas, de una profundidad óptica considerable y con metales en el gas puede ser relevante este fenómeno.

- Fluorescencia por Lyman α : La fluorescencia ocurre cuando un átomo (en este caso de hidrógeno) absorbe un fotón de altas energías (como puede ser los rayos-X, Netzer 2013) y el electrón al recibir dicha energía sube un nivel orbital. Posteriormente, el leptón excitado vuelve a descender a su estado base, generando así un fotón con frecuencia en el ultravioleta. Dicho fotón es responsable en excitar otros iones que se encuentren en la región de líneas anchas. Este fenómeno es responsable en la emisión de $OI\lambda 1026$ y se estima que es uno de los responsables de la creación de FeII.

Particularmente, en el caso de FeII, el fotón puede excitar niveles altos de dicho ion, y conforme éste descienda a los niveles de menor energía, se producen líneas de emisión en cascada. (Joly 1989, Sigut and Pradhan 2003, Netzer 2013).

1.6. La física de los agujeros negros

Como se describió en la sección 1.2, el agujero negro es el motor central de los AGN responsable de generar el disco de acreción, por lo que gran parte del estudio de los cuasares se centra en analizar los parámetros afines al BH del núcleo activo.

Existen varios tipos de hoyos negros, dependiendo de su masa se pueden clasificar en tres tipos:

- Agujeros negros de tipo estelar: comprenden una masa de entre 5 a $100 M_{\odot}$. Son originados en la etapa final de la vida de una estrella masiva (se estima que ocurre en estrellas de masas iniciales de 20 a $30 M_{\odot}$), colapsando parte de su estructura hacia el núcleo debido a que la fuerza gravitacional vence a la presión de radiación.
- Agujeros negros intermedios: tienen una masa alrededor de 10^4 a $10^6 M_{\odot}$. Hasta el momento no se ha confirmado su existencia y sólo existen candidatos.
- Agujero negro supermasivo (*Supermassive Black Hole*–SMBH): comprenden masas de 10^7 hasta $10^{10} M_{\odot}$ (Netzer 2013). Tampoco se sabe el origen de estos, sin embargo, se encuentran alojados en el centro de casi todas las galaxias, ya sean elípticas o espirales, demostrando en aquellas que presentan un bulbo definido.

En el estudio de los SMBH es necesario conocer su eficiencia de acreción (η), esto quiere decir, qué tan óptima es la transformación de materia en energía de acuerdo con la ecuación de Einstein $E = mc^2$, siendo m la masa del material acretado y c la velocidad de la luz. El valor de η depende de la métrica considerada, para un hoyo negro de Schwarzschild, el SMBH no rota (la rotación está definida por el *spin*) por lo que su eficiencia no es superior al 0.1. Por otro lado, si es un hoyo negro de Kerr, la rotación es de la forma $S \sim I\Omega$, donde S es el momento angular, I el momento de inercia y Ω la velocidad angular. En este caso tiene una eficiencia $\eta > 0.4$ (Schneider 2006, Netzer 2013).

La masa de hoyo negro se puede determinar a partir del teorema del virial (sección 1.2), asimismo, para determinar la relación $r - L$ de Kaspi et al. 2005 se utiliza el mapeo de reverberación. Estas conclusiones en conjunto son empleadas por Vestergaard and Peterson 2006 para determinar M_{BH} con la siguiente ecuación

$$\log(M_{BH}) = \log \left[\left(\frac{FWHM(H\beta_{BC})}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{\lambda L_{\lambda}}{10^{44} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{0.5} \right] + 6.91 \quad (1.19)$$

con $FWHM(H\beta_{BC})$ el ancho total a media altura de la componente ancha de $H\beta_{BC}$, y λL_{λ} la luminosidad en el continuo a 5100 \AA , ésta última se define más adelante en esta sección.

La distancia comóvil corresponde a la distancia de cierto objeto de observación bajo un tiempo cosmológico con respecto al corrimiento al rojo z , ésta puede aproximarse en la forma de la ecuación 1.20 a bajo *redshift*:

$$d_c \approx \frac{c}{H_0} \left\{ 1.5 \left[1 - \exp \left(\frac{-z}{6.107} \right) \right] + 0.99 \left[1 - \exp \left(\frac{-z}{1.266} \right) \right] \right\} \quad (1.20)$$

donde H_0 es la constante de Hubble a día de hoy y c la velocidad de la luz. Para conocer la distancia lumínica, la cual es la distancia con la que se observa un objeto con flujo F_λ en un universo en expansión se emplea la siguiente ecuación:

$$d_L = d_c(1 + z) \quad (1.21)$$

tanto la ecuación 1.20 como 1.21 se encuentran en unidades de Megaparsecs (Sulentic et al. 2006).

Para estimar la luminosidad en el óptico, se toma en cuenta el resultado de la distancia lumínica.

$$\lambda L_\lambda = 4\pi d_L^2 \lambda F_\lambda \quad (1.22)$$

donde F_λ es el flujo del continuo del AGN. En el óptico λ se toma a 5100\AA pues es considerada una ventana del continuo donde la emisión de líneas espectrales es baja. Las unidades de flujo son $erg\ s^{-1}\ cm^{-2}\ \text{\AA}^{-1}$, por lo que la luminosidad está en unidades de $erg\ s^{-1}$.

Con el resultado de la ecuación 1.22 se puede estimar la luminosidad bolométrica, la cual representa la emisión de todo el espectro electromagnético. En el rango óptico a 5100\AA la corrección bolométrica está definida a continuación (Netzer 2019):

$$L_{bol} \approx 10\lambda L_\lambda \quad (1.23)$$

Dentro del mecanismo de acreción de material hacia el agujero negro, existen dos fuerzas que se encuentran en equilibrio, la fuerza gravitacional y la fuerza por presión de radiación, representadas a continuación:

$$f_{grav} = \frac{GM\mu m_p n_e}{r^2}, \quad (1.24)$$

$$f_{rad} = \frac{n_e \sigma_T}{4\pi r^2 c} \int_0^\infty L_\nu d\nu \quad (1.25)$$

donde M es la masa del hoyo negro, m_p la masa del protón, n_e la densidad electrónica, r la distancia a esa región, μ es el peso molecular medio, L_ν la

luminosidad monocromática debido a la presión de radiación y σ_T como la sección eficaz de Tomson (Netzer 2013).

En condiciones de equilibrio, igualando las dos fuerzas se puede estimar la luminosidad máxima de un *AGN* debido a una acreción estable, la denominada Luminosidad de Eddington

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GM\mu m_p}{\sigma_T} \quad (1.26)$$

Considerando un gas compuesto principalmente de hidrógeno y helio, se obtiene que

$$L_{Edd} \approx 1.5 \times 10^{38} \left(\frac{M_{BH}}{M_\odot} \right) \quad (1.27)$$

en unidades de $erg\ s^{-1}$

Conociendo la luminosidad bolométrica y la de Eddington se puede estimar el cociente de Eddington, el cual es la división de éstas (L_{bol}/L_{Edd}). Este parámetro permite saber si la fuerza de radiación domina (mayor a 1) o si la fuerza gravitacional es mayor (menor a 1), además de que es un valor que se usa para comprender la estructura del disco de acreción y las condiciones físicas de la BLR.

Con la luminosidad bolométrica también se puede estimar la tasa de acreción (\dot{m}). Ésta se refiere a cuánta masa es convertida en energía por año, sus unidades son masas solares por año (Netzer 2013). Para los cálculos que se se realizarán en el capítulo 5 se definirá a $\eta = 0.1$.

$$\dot{m} = \frac{L_{bol}}{\eta c^2} \quad (1.28)$$

Capítulo 2

Espectros óptico y del cercano infrarrojo de los *AGN*

Parte importante de entender la naturaleza física de los núcleos activos tiene relación con analizar sus espectros electromagnéticos. Como se mencionó en el capítulo 1, las líneas de emisión pueden brindar información sobre la cinemática de las regiones donde se emiten.

El continuo ultravioleta (UV) - cercano infrarrojo (*Near Infrared* - NIR) es generado en su mayoría en el disco de acreción y puede modelarse como una ley de potencias ¹ (Martínez-Aldama et al. 2015). La fotoionización de las nubes de la BLR da como resultado la emisión de las líneas de alta y baja ionización. Dentro de las nubes de gas ocurre una estratificación de los iones, dando como resultado que las *HIL*'s se generen en secciones del gas más cercanas del flujo del continuo ionizante en comparación con las *LIL*'s que se emiten en una región más externas (Marziani et al. 2010).

2.1. Espectro óptico

En esta región se detectan las líneas de emisión provenientes de la región de líneas anchas y de la región de líneas angostas (figura 1.4).

El espectro óptico corresponde a la banda de 4000-8000Å, como se observa en la figura 1.2 se emiten en dicha región líneas desde $H\epsilon$ hasta $H\alpha$, siendo ésta última la más intensa del espectro. Particularmente, en esta tesis se estudian las transiciones de $H\beta$, [OIII] λ 4364, λ 4959, λ 5007, el continuo subyacente de FeII y

¹Para el caso del NIR, esto es válido hasta 1 μm

$H\gamma$ (ocasionalmente se observa $HeII\lambda 4687$), tal y como se muestra en la figura 2.1.

El principal mecanismo de ionización para generar estos iones es la fotoionización, como se mencionó previamente en el capítulo 1 (Osterbrock and Ferland 2006, Sulentic et al. 2006, Marziani et al. 2009, Netzer 2013).

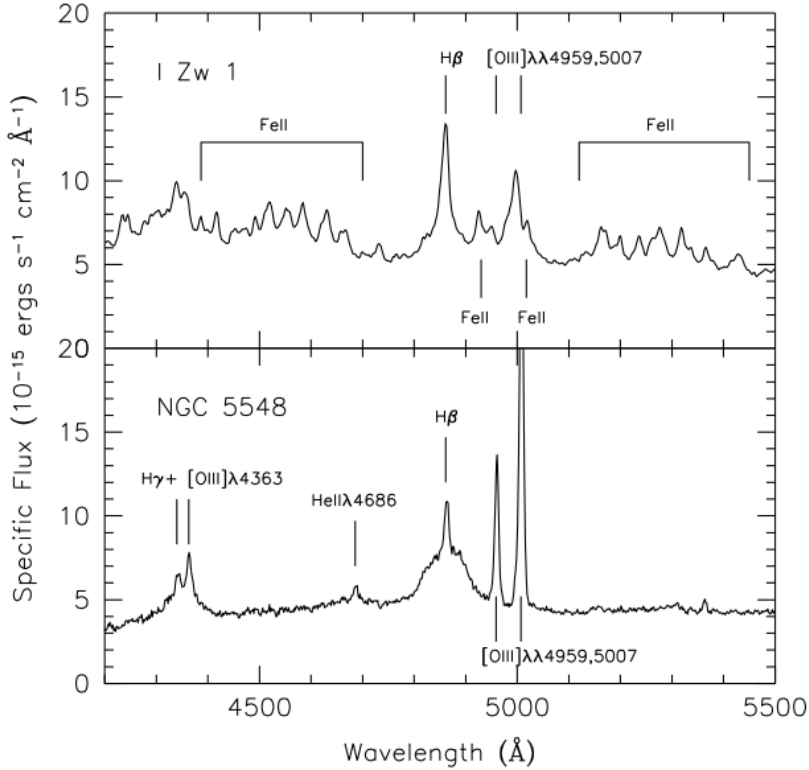


Figura 2.1: Ejemplo de espectros ópticos de dos AGN de Tipo I. Se observan diferencias importantes en la emisión y la intensidad de las líneas, principalmente de FeII descrito en la sección 2.1.1, así como en sus perfiles. Sulentic et al. 2000, figura 2

2.1.1. El multiplete de FeII

Uno de los grandes desafíos en el estudio de los núcleos activos es el análisis de la emisión de FeII, ya que éste no es generado únicamente por fotoionización. Su emisión se observa desde el ultravioleta hasta el cercano infrarrojo como un continuo subyacente (también llamado pseudocontinuo; Sulentic et al. 2006, Ko-

vačević-Dojčinović et al. 2010, Panda et al. 2020). En el óptico, alrededor de $H\beta$ la emisión de FeII es intensa tal y como se observa en la figura 2.1, en el ala azul de $H\beta$ se distinguen 3 transiciones de FeII que corresponden al multiplete 38 de dicho ion de acuerdo con Phillips 1978, siendo éstas las líneas $FeII\lambda 4522, \lambda 4549, \lambda 4583$ (Kovačević-Dojčinović et al. 2010).

Se han realizado diversos estudios de la emisión del multiplete de FeII. Wills et al. 1985 consideró la fotoionización como principal mecanismo de emisión para la BLR y comparó los flujos totales del pseudocontinuo de FeII en el rango 1800-5500Å con el de $Ly\alpha$. Se encontró una sobreestimación del flujo total de FeII con respecto a $Ly\alpha$, implicando la presencia de otro fenómeno físico que contribuye en la emisión de FeII; este descubrimiento se le denominó “el problema de FeII/ $Ly\alpha$ ”. En dicha investigación se consideró un total de 3000 transiciones de FeII.

Otras investigaciones sobre la emisión de FeII fueron realizadas con la finalidad de comprender los mecanismos de emisión y precisar las condiciones físicas de la región emisora. Collin-Souffrin et al. 1986 desarrolló un modelo de la BLR compuesto por dos tipos de nubes: (1) cercana a la fuente del continuo ionizante cuya densidad columnar N_H permitía la emisión de *HIL*'s ($N_H < 10^{23} \text{ cm}^{-2}$); (2) una sección más alejada de la fuente cuya densidad columnar era mayor de 10^{-23} cm^{-2} y la temperatura electrónica era ≤ 8000 K, en esta nube se estimó que se crean las *LIL*'s como el FeII. Las conclusiones de dicho estudio fueron las siguientes:

- En las nubes de la BLR más alejadas de la fuente central, existen otros mecanismos de ionización como las colisiones mecánicas, esto reflejado en la temperatura electrónica del medio, la cual es inferior a 8000 K.
- A pesar de esta construcción, no se lograron explicar todas las transiciones de FeII.

Por otro lado, Joly 1987 estableció las condiciones físicas de la región de la BLR donde se emite FeII, las cuales son: $T \sim 8000$ K, $n_H > 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ y $N_H = 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. Asimismo, explicó que los mecanismos de ionización de la región de líneas anchas responsable de la emisión del pseudocontinuo de FeII, además de la fotoionización, son la fluorescencia de $Ly\alpha$ y las colisiones mecánicas. Investigaciones posteriores confirmaron los procesos físicos previamente mencionados (Persson 1988, Sigut and Pradhan 2003, Marinello et al. 2020).

La complejidad de este ion también se refleja en su diagrama de Grotrian (figura 2.2), ya que, si bien algunas líneas de emisión son reconocibles en el espectro óptico-NIR, otras se encuentran mezcladas, en la actualidad se estiman que existe al menos 344,000 transiciones (Marinello et al. 2020).

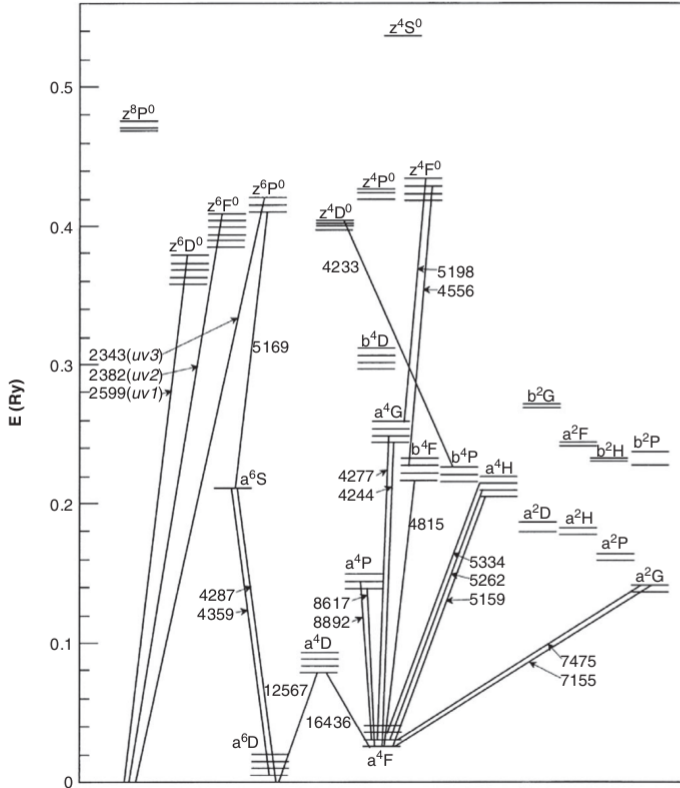


Figura 2.2: Diagrama de Grotrian simplificado de FeII, Netzer 1978, figura 5.7

Para el análisis multicomponente en la región en el óptico donde FeII puede llegar a ser muy intenso, se utiliza una plantilla de su emisión a partir de la NLSy1 “I Zw 1” construida como muestra la figura 2.3, para posteriormente usarse en el análisis espectral de otros AGN (Sulentic et al. 2006, Marziani et al. 2009, Kovačević-Dojčinović et al. 2010, Zamfir et al. 2010). La ventaja que proporciona el espectro de este cuasar es que las transiciones de FeII son angostas e intensas y por lo tanto se observan con claridad. Sin embargo, no todos los núcleos activos muestran ni la misma intensidad ni el mismo ancho de los multipletes de FeII, lo que ocasiona que se entremezclen o incluso sean subestimados por la confusión con otros iones con un flujo mayor, como puede ser el caso de $H\beta$ o el doblete de $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$.

Kovačević-Dojčinović et al. 2010 realizó un estudio de FeII con una muestra de 300 AGN en el rango $4400\text{-}5500\text{\AA}$; para ello construyeron su propia plantilla

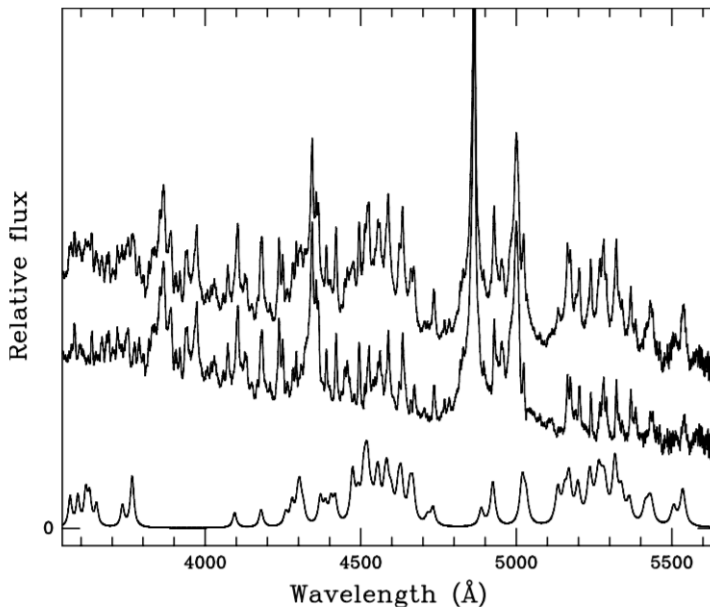


Figura 2.3: Descomposición de la contribución de FeII (perfil inferior) del espectro óptico total de I Zw 1 (perfil superior), de esto se obtiene un espectro sin la emisión de FeII (perfil central). Véron-Cetty, M. P. et al. (2004), figura 6.

dividiéndola en tres regiones espectrales tomando en cuenta la transición más intensa y representativa de cada agrupación (figura 2.4).

- Región azul (grupo F por el estado $3d^6(^2F_2)4s^4F$): Abarca las emisiones al azul de $H\beta$. Transición representativa: 4549.47Å.
- Región central (grupo S por el estado $3d^54s^2\ ^6S$): Corresponde a las líneas de emisión entre $H\beta$ y $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$. Transición representativa: 5018.44Å.
- Región roja (grupo G por el estado $3d^6(^3G)4s^3G$): Contiene las transiciones al rojo de $[OIII]\lambda 5007$. Transición representativa: 5316.6Å.

En esa investigación se determinó que no sólo los mecanismos de ionización de FeII son distintos en comparación con las demás *LILs*, sino que estos subgrupos se emiten en zonas de la BLR² diferentes. Ejemplo de esto es que los grupos F y S son emitidos en las regiones externas de la BLR, mientras que el grupo G corresponde a las nubes más cercanas a la fuente central del continuo ionizante.

²En este artículo, el término BLR es reemplazado por ILR (*Intermediate-Line Region*).

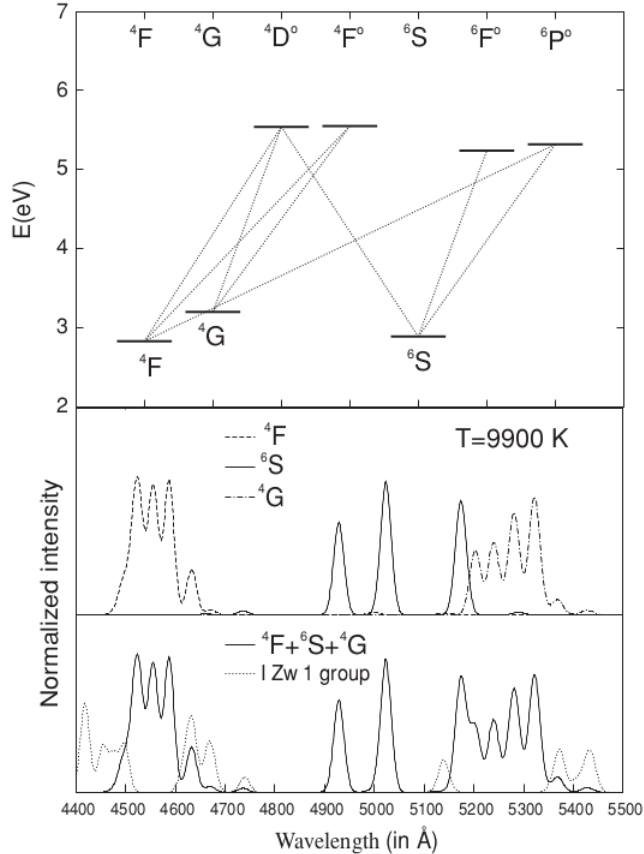


Figura 2.4: Panel superior, diagrama de Grotrian simplificado de FeII considerando las tres transiciones relevantes, el grupo F, S y G. Panel central, transiciones de FeII a partir de la agrupación de tres regiones en el óptico. Panel inferior, las líneas de emisión de FeII distinguidas a partir de las agrupaciones previamente mencionadas comparándolas con el cuasar I Zw 1. Kovačević-Dojčinović et al. 2010, figura 1.

2.2. Espectro del cercano infrarrojo

El origen del continuo en esta región puede ser por tres fuentes: (1) la contribución del disco de acreción, (2) el espectro resultante de la galaxia anfitriona y (3) la reflexión de las nubes del toro de polvo a longitudes de onda mayores a $1 \mu m$, generando un continuo de origen térmico (cuerpo negro). Esto último se refleja en el índice espectral, siendo distinto en comparación con su contraparte óptica (Landt et al. (2011)).

En el análisis del espectro en el cercano infrarrojo se deben considerar otras contribuciones o contaminaciones a la emisión nuclear, tales como:

- Galaxia anfitriona: en los *AGN*, la luminosidad de la galaxia anfitriona puede ser mayor que la ley de potencias proveniente del núcleo activo, disminuyendo a su vez la intensidad de líneas de baja ionización como el triplete de CaII debido a las líneas estelares en absorción (Martínez-Aldama et al. 2015).
- Bandas telúricas: producidas por las partículas de agua y nitrógeno de la atmósfera terrestre que absorben gran parte de los fotones en esta banda. Se observan en todo el espectro óptico-IR a partir de 7000Å, sin embargo, la más intensa profunda en el NIR se encuentra a 13500-19000Å (figura 2.5).

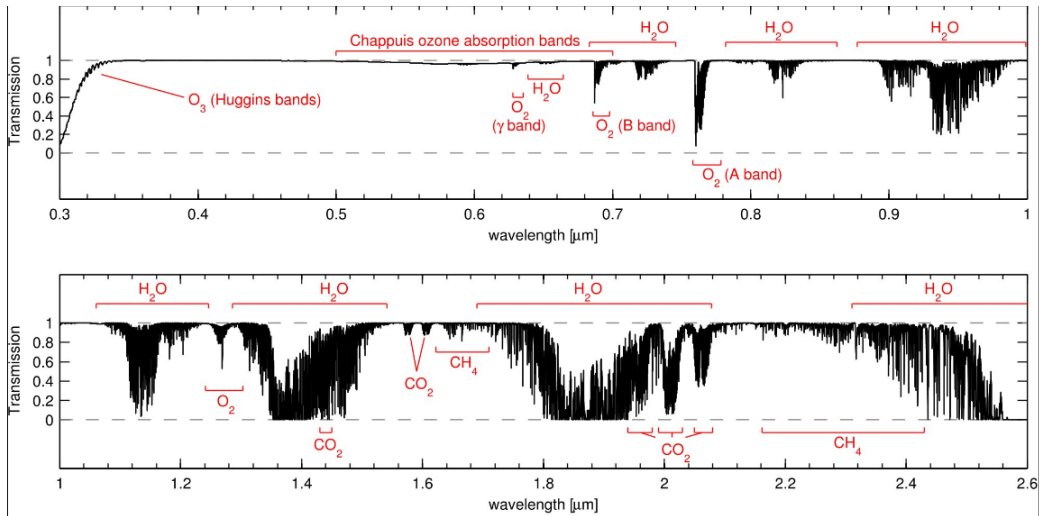


Figura 2.5: Líneas de absorción producidas por la atmósfera terrestre en la contribución óptico-NIR (Smette et al. 2015 figura 1).

En el NIR también se observa la emisión del continuo subyacente de FeII. Estas transiciones no están relacionadas del todo con la contribución en el óptico, ya que los mecanismos de emisión pueden ser distintos (fluorescencia por *Lya* o autofluorescencia; Rodríguez-Ardila et al. 2002, Sigut and Pradhan 2003) e incluso generarse en regiones externas de la BLR (como es en la NLR; García-Rissmann et al. 2012, Marinello et al. 2016). Alrededor de 9200Å las líneas de

FeII como FeII λ 9122, FeII λ 9196 y FeII λ 9210 se entremezclan con Pa9 λ 9229, a esta característica se conoce como “9200Å *bump*” (figura 2.6). El potencial de esas y otras transiciones de FeII es de 11 eV. aproximadamente (Marinello et al. 2020).

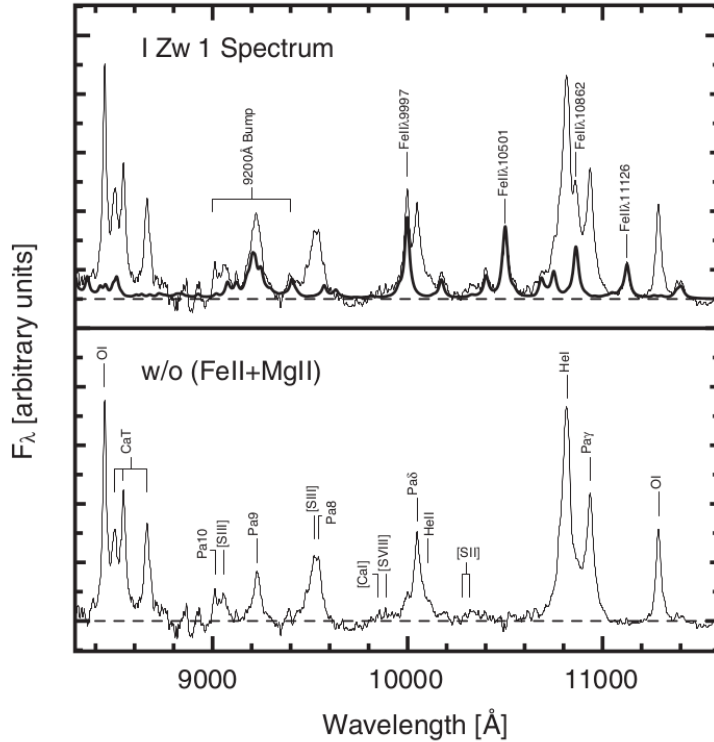


Figura 2.6: Espectro infrarrojo del cuasar I Zw 1 en el rango de 8100-11600Å. En el panel superior se observa el espectro original en línea continua delgada, la línea gruesa es la contribución de FeII. En el panel inferior se muestran las líneas de emisión sin la contribución del hierro (García-Rissmann et al. 2012, figura 10).

Al igual que en el óptico, para las emisiones de FeII se desarrollaron diferentes plantillas, su ajuste a los espectros se describen en la sección 4.4. Además de estas transiciones, en el NIR se observan líneas de baja ionización como son el triplete de Calcio una vez ionizado ($CaII\lambda\lambda 8498, 8542, 8662$), $OI\lambda 8446^3$ y la serie de Paschen (las cuales abarcan desde Pa8 λ 9546 hasta Pa24 λ 8333).

³Los potenciales de ionización del triplete de Calcio y de $OI\lambda 8446$ son de 11.9 y 13.6 eV respectivamente, tabla 5.4.

2.2.1. Relación entre CaII y FeII

Como se describió en las secciones anteriores, el estudio del pseudocontinuo de FeII es más complejo en comparación con las otras líneas de baja ionización en el óptico-NIR. Este ion es relevante en el estudio de la tasa de acreción (Dietrich et al. 2003) o incluso en la clasificación de los *AGN* de tipo I (capítulo 3). Por lo tanto, es necesario perfeccionar las metodologías del análisis de FeII o considerar el estudio alternativo de otros átomos cuyas condiciones físicas de emisión sean semejantes.

Joly 1987 llevó a cabo un estudio de fotoionización considerando el cociente de flujos de FeII/ $H\beta$ y CaT/ $H\beta$ ⁴. En este análisis se propuso que las condiciones físicas en las cuales se emiten el triplete de Calcio y FeII pueden ser las mismas, las cuales son regiones de alta densidad ($n_H > 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) y bajas temperaturas ($T < 8000 \text{ K}$).

Persson 1988 consideró el resultado previamente mencionado y realizó el primer análisis multicomponente en el NIR con el CaT. Después se hizo una correlación por pares de R_{FeII} (el cociente de flujos FeII/ $H\beta$) y R_{CaT} (el cociente de flujos de CaT/ $H\beta$), donde se concluyó que comparten las mismas condiciones físicas de emisión en la región de líneas anchas. Tanto R_{FeII} como R_{CaT} incrementan de valor a mayores densidades ($n_H \cong 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) y a bajas temperaturas ($T \leq 8000 \text{ K}$). Posteriormente, Joly 1989 hizo modelos de fotoionización con el triplete de Calcio, los cuales tienen la ventaja de que se requieren menos transiciones de emisión con respecto a FeII, como se muestra en su diagrama de Grotrian (figura 2.7), el cual puede modelarse como un átomo de cinco niveles (Ferland and Persson 1989).

Collin-Souffrin et al. 1986 y Joly 1987 propusieron que la región de la BLR donde se emite CaT es la misma para FeII, siendo ésta la zona más externa de las nubes de gas. Es decir, si se logra delimitar las condiciones físicas de la emisión de CaT, pueden acotarse las de FeII.

⁴CaT es la forma coloquial de nombrar triplete de Calcio Persson 1988, Martínez-Aldama et al. 2015.

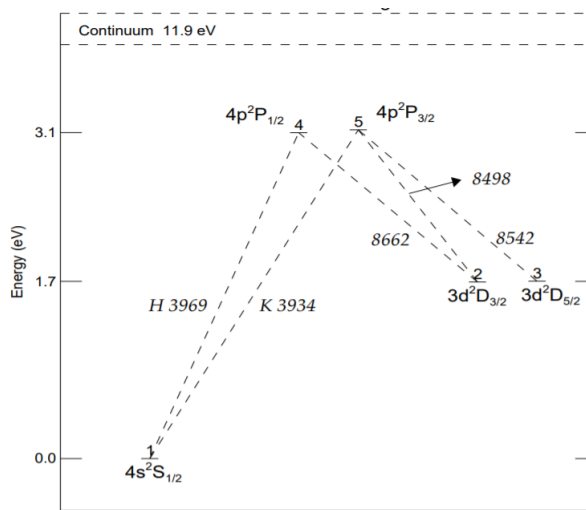


Figura 2.7: Diagrama de Grotrian del triplete de Calcio. Azevedo et al. 2006, figura 1.

Capítulo 3

El *Eigenvector 1*

En el estudio de los núcleos activos de galaxias, y en general en cualquier objeto astrofísico, es necesario definir qué propiedades son las que se tomarán en consideración para clasificar dichos objetos. No obstante, en el caso de los cuasares se pueden cometer errores u omisiones en la selección de estos criterios, esto debido a que no todos presentan las mismas características, como puede ser la misma intensidad de las líneas de emisión, o incluso pueden estar subestimadas por la contribución de algún otro ion. Por este motivo se usó el Análisis de Componente Principales (*Principal Component Analysis-PCA*) para definir los parámetros relevantes que describen de mejor manera las características de una muestra de *AGN*.

3.1. El PCA y el *Eigenvector 1*

La función de esta herramienta es la de diagonalizar una matriz simétrica, la cual contiene información de los objetos estudiados (en este caso, de *AGN* de Tipo I). Posteriormente se reduce la dimensión de la misma, y finalmente se obtienen los valores y vectores propios (o *eigenvectores*) que proporcionen la información relevante de la muestra estudiada de forma jerárquica, es decir, que el primer valor y vector propio contiene los primeros datos más relevantes de todos los *AGN* de Tipo I (al cual se le denomina *Eigenvector 1*), el segundo valor y vector propio está compuesto de los datos de segundo orden de importancia (*Eigenvector 2*) y así sucesivamente.

Boroson and Green 1992 usaron este método en 87 cuasares a $z < 0.5$ del catálogo Palomar & Green, encontrando una posible relación entre el flujo de FeII y el FWHM($H\beta$). En dicha investigación se determinó que el flujo de FeII

aumenta conforme se tiene una mayor asimetría en el perfil de $H\beta$, además de esto, propuso el primer esquema clasificatorio de los núcleos activos (denominado posteriormente como plano óptico, sección 3.2). Posteriormente, Sulentic et al. 2000 realizaron un análisis de componente principales con una muestra compuesta de *AGN* radiofuertes y radiocalladas, así como altas y bajas luminosidades con la finalidad de encontrar los parámetros observacionales que permitieran describir la cinemática y la estructura del interior de los núcleos activos de galaxias de tipo I, además de brindar un contexto evolutivo a éstas. Las observables fueron las siguientes:

- El ancho total a media altura de la componente ancha de la línea de Balmer $H\beta$, o también denominada $FWHM(H\beta_{BC})$.
- El cociente de los anchos equivalentes del multiplete de FeII (alrededor de $FeII\lambda 4570 \text{ \AA}$) y $H\beta_{BC}$ (R_{FeII}).
- Índice espectral de fotones de rayos-X suaves, o también conocido como Γ_{soft} , los cuales cubren un rango de 0.5-2 keV (Bensch et al., 2015).

Estas observables fueron utilizadas también en trabajos posteriores (Sulentic et al. 2002, Marziani et al. 2003, Negrete et al. 2012, entre otros).

Por otro lado, $CIV\lambda 1549$ al ser una línea de alta ionización, puede ser emitida tanto en la BLR como en vientos salientes que emergen de las regiones más internas. Por lo tanto la emisión espectral nos proporciona información cinemática de ambas regiones con una componente central proveniente de la región virializada y una segunda componente desplazada al azul relacionada con el flujo saliente. En Sulentic et al. 2007a se incorporó el ancho equivalente y desplazamiento al azul de $CIV\lambda 1549$; formando así el denominado *Eigenvector 1* en 4 dimensiones (*4DE1*).

Estos parámetros permiten obtener información de las condiciones físicas presentes en la BLR. Por ejemplo, con $FWHM(H\beta_{BC})$ se puede determinar la masa del hoyo negro mediante el teorema del virial o la ecuación 1.19 definidas en la sección 1.6 y mediante la relación $r - L$ se puede calcular el radio de la BLR (Kaspi et al. 2005). Con R_{FeII} y Γ_{soft} se puede estimar las tendencias en la acreción existente en el disco de acreción y finalmente, $CIV\lambda 1549$ da información de la cinemática de una parte de la región de las líneas anchas y cómo ésta puede ser afectada por fuerzas de radiación.

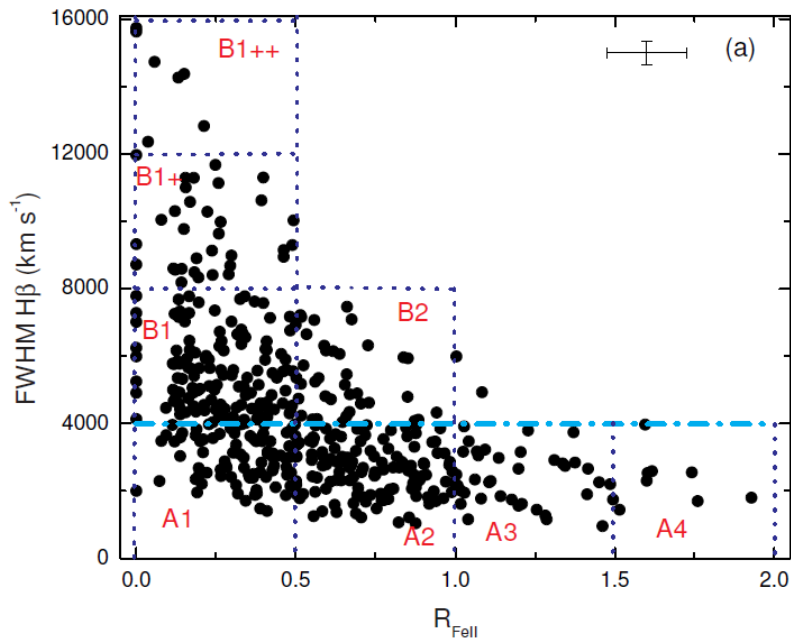


Figura 3.1: Ejemplo del plano óptico del $\lambda DE1$ realizado en el trabajo de Zamfir et al. 2010, figura 1a

3.2. Plano óptico del *Eigenvector 1*

Los espectros ópticos son los más comunes de estudiar debido a que son fácilmente observados con telescopios terrestres, en particular, la región alrededor de $H\beta$. El plano óptico del *Eigenvector 1* (originalmente denominado así por Boroson and Green 1992), involucran las primeras dos componentes del $\lambda DE1$: $FWHM(H\beta_{BC})$ vs R_{FeII} . En este diagrama, los AGN de tipo I se agrupan en un esquema denominado “secuencia principal de AGN” (figura 3.1), la cual se propuso dividirla en dos grupos: las poblaciones A y B; que a su vez se dividen en subpoblaciones denominados “bins”, las cuales poseen propiedades similares conforme se explora cada sección de dicho esquema. En las ordenadas del plano, las subagrupaciones se dividen de la forma $\Delta R_{FeII} = 0.5$, en cuanto a la abscisa, presenta una separación de $\Delta FWHM(H\beta_{BC}) = 4000 \text{ km s}^{-1}$.

De forma general, las poblaciones se pueden distinguir de la siguiente manera:

- Población A:
 - Bins: A1, A2, A3, A4.

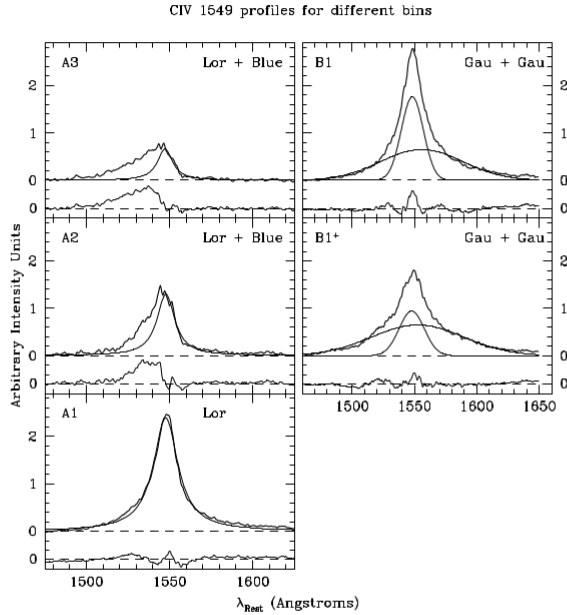


Figura 3.2: Ejemplos del perfil CIV λ 15649 en distintos tipos poblacionales en el *Eigenvector 1*. En las de Pob. A se observa corrida hacia el azul, mientras que las de Pob. B se encuentra centrada en el sistema de referencia en reposo con una doble gaussiana (Bachev et al. 2004, figura 4)

- $FWHM(H\beta_{BC}) \leq 4000 \text{ km s}^{-1}$.
- El perfil de $H\beta_{BC}$ se modela mejor con un perfil lorentziano (Sulentic et al. 2002, Sulentic et al. 2006).
- La intensidad de flujo de las componentes angostas de $[OIII]\lambda 4959, \lambda 5007$ son menores en comparación con las de la Pob. B
- En su mayoría son objetos radiocallados (Zamfir et al. 2008).
- Presenta una alta emisión de FeII en comparación con su contraparte de la población B (Zamfir et al. 2010).
- Las líneas de alta ionización, como el caso de CIV λ 1549, presentan asimetría hacia el azul, la cual indica que existen fuerzas de radiación en el interior del disco de acreción (Bachev et al. 2004), tal y como muestran los *bins* de la Pob. A en la figura 3.2.
- La *SED* de un objeto de este tipo en rayos-X está dominado por rayos-X suaves. Presentan un índice espectral de altas energías del rango de

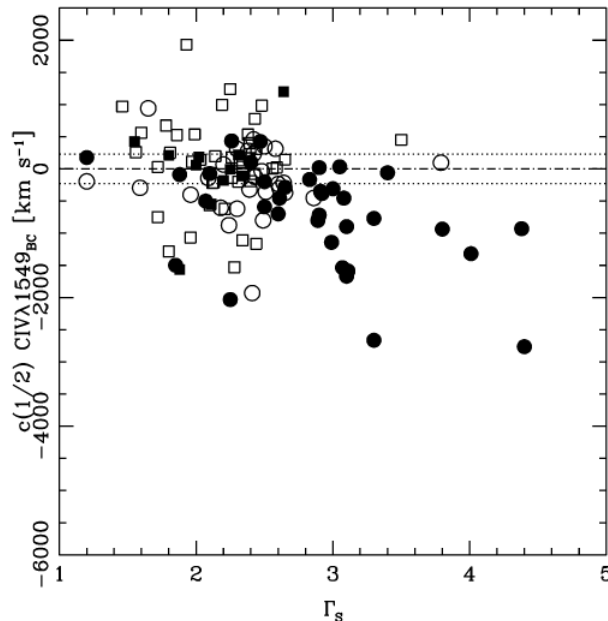


Figura 3.3: Correlación entre Γ_{soft} y $c(1/2) CIV\lambda 1549$. Los objetos de Pob. A son representados con puntos de color negro, mientras que los de Pob. B son los de color blanco. Los objetos radiofuertes son definidos con cuadrados, en cambio los radiocallados con círculos. Sulentic et al. 2007b, figura 2.

$\Gamma_{soft} \geq 2$ (Bensch et al. 2015). La figura 3.3 muestra la correlación de este parámetro vs la asimetría de $CIV\lambda 1549$ (símbolos llenos).

- $H\beta$ puede estar conformada por tres componentes, cada uno describe una condición física de la región donde se emite:
 1. Componente ancha (*Broad Component*–BC): Es la componente más relevante en cualquier objeto en el contexto del *Eigenvector 1*, describe la cinemática de la región de líneas anchas, la cual es de tipo virial (sección 1.2). Esta componente es usada para determinar la masa del hoyo negro. La BC suele ser la más prominente de las observables en los objetos de subpoblaciones extremos de la secuencia principal, como son los *bins* A3 y A4; asimismo, en estos subgrupos se tiene una inflexión de la BC con respecto a la componente angosta poco notoria.
 2. Componente azul (*Blue Component*–BLUE): Se encuentra corrida hacia el ala azul con respecto al sistema de referencia en reposo de

$H\beta$. Este perfil puede brindar información sobre la existencia de una fuente externa que está alterando la cinemática de la *BLR*, tal es el caso de un viento generado en el disco de acreción. Por lo general se encuentra en los *bins* A3, A4 (Negrete et al. 2018).

3. Componente angosta (*Narrow Component-NC*): Es la componente cuyo *FWHM* es menor en comparación con las previamente mencionadas ($FWHM \leq 600 \text{ km s}^{-1}$, Negrete et al. 2018). Usualmente se presenta centrada en el continuo de la línea de emisión y tiene ancho equivalente de $\langle EW \rangle \approx 3 \text{ \AA}$ (Bachev et al. 2004). El origen de ésta, como todas las líneas angostas, se encuentra en la *NLR*.

- En el caso de $[\text{OIII}]\lambda 4959, \lambda 5007$ la componente semiancha domina sobre la *NC* (el origen de la componente semiancha se describe en la sección 1.2; Zamfir et al. 2010).

■ Población B:

- *Bins*: B1, B2, B1+, B1++
- El $FWHM(H\beta_{BC}) > 4000 \text{ km s}^{-1}$.
- El perfil de $H\beta_{BC}$ se modela mejor con un perfil gaussiano (Sulentic et al. 2002, Sulentic et al. 2006).
- Gran parte de estos objetos son radiofuertes (Zamfir et al. 2008).
- Poca emisión del multiplete de Hierro ($R_{FeII} \leq 0.5$, Zamfir et al. 2010).
- Líneas de alta ionización, como son el caso de $CIV\lambda 1549$, presentan perfiles simétricos con índices de asimetría $c(1/2) < 1000 \text{ km s}^{-1}$ (Sulentic et al. 2017).
- La *SED* en rayos-X está dominada por una ley de potencias de rayos-X duros, reflejado en el índice espectral $\Gamma_{soft} < 2$ (Bensch et al. 2015). La figura 3.3 muestra una correlación de la asimetría de $CIV\lambda 1549$ vs este parámetro (símbolos abiertos).
- $H\beta$ puede estar conformada por tres componentes:
 1. Componente ancha: Para este caso, la inflexión de los anchos entre esta componente y las *VBC-NC* es más evidente en comparación con los objetos extremos de la población A (A3 y A4). También describe el movimiento virial en la *BLR*.

2. Componente muy ancha (*Very Broad Component*– VBC): Tiene FWHM superiores a los 10000 km s^{-1} . Se encuentra corrida hacia el rojo con respecto al sistema de referencia en reposo de $H\beta$ y su origen es aún desconocido. Se teoriza que puede tratarse de una sección de la *BLR* más cercana al disco de acreción (Punsly et al. 2020).
3. También presenta una componente angosta al igual que en la Pob. A. Ésta muestra un ancho equivalente del orden de $\langle EW \rangle \approx 5 - 6 \text{ \AA}$ (Bachev et al. 2004).

Cabe destacar que las subpoblaciones o *bins* presentan características más acentuadas conforme se analizan objetos en los extremos de la secuencia principal. Como es la alta tasa de acreción en las Pob. A3 o A4, las cuales son mayores con respecto al resto de los cuasares del plano óptico; o las masas de hoyo negro, siendo los de Pob. B1++ más masivas con respecto al resto del *Eigenvector 1*. No obstante, los *bins* intermedios (*AGN* de los subgrupos A1 o B1) presentan características similares entre sí (Sulentic et al. 2006.). La figura 3.4 muestra cómo son los perfiles de línea previamente descritas en la dicotomía poblacional, siendo I Zw 1 un ejemplo de Pob. A y 3C 249.1 de Pob. B.

Con el objetivo de realizar un análisis más detallado de alguna subpoblación de la secuencia principal, los *bins* pueden a su vez ser subdivididos. Por ejemplo, en Negrete et al. 2018 se estudiaron objetos con altas tasas de acreción, los cuales pertenecen a los *bins* A3 y A4, por lo que se realizó una nueva organización de estos grupos en cuatro tipos (figura 3.5):

- *Narrow*, o simplemente “n” para los cuasares cuyo $FWHM(H\beta_{BC}) \leq 2000 \text{ km s}^{-1}$.
- *Broad*, o “b” para aquellos objetos cuyo $FWHM(H\beta_{BC})$ se encuentre entre $2000-4000 \text{ km s}^{-1}$.
- “0” para los objetos cuya intensidad de flujo de $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$ sea menor a $H\beta$.
- “1” para los núcleos activos cuya intensidad de flujo de $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$ sea mayor a $H\beta$.

Marziani et al. 2015 describe que el perfil $[OIII]\lambda 4959, \lambda 5007$ puede dar información de la evolución de los cuasares a través de la secuencia principal de los *AGN*. Siendo los casos donde la NC domine más que la componente semiancha son

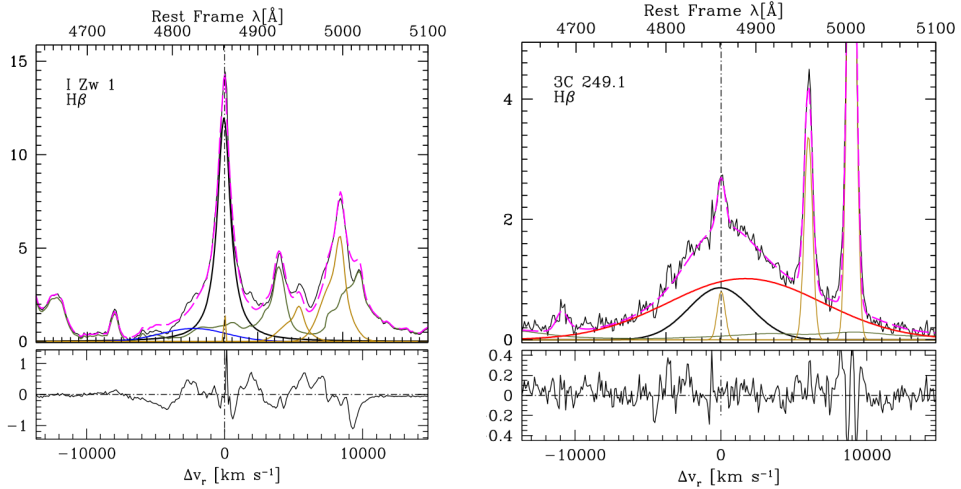


Figura 3.4: Ejemplos de la región de emisión alrededor de $H\beta$ en I Zw 1 (panel izquierdo) representativo de un objeto de población A, y 3C 249.1 (panel derecho) representativo de la población B, obtenidos de Marziani et al. 2010, figura 2. El eje y es el flujo en unidades de $1 \times 10^{-15} \text{ ergs}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$. En los paneles superiores se muestra el análisis multicomponente de $H\beta$ y el doblete de $[\text{OIII}]\lambda 4959, \lambda 5007$. Las líneas de color verde representan el multiplete de FeII, las de color amarillo las componentes angostas de $[\text{OIII}]\lambda 4959, \lambda 5007$, las de color negro la componente ancha de $H\beta$, la de color rojo la componente muy ancha y la azul la componente corrida hacia el azul, ambas de $H\beta$. El espectro del AGN se encuentra de color negro y el modelo ajustado de color rosa con líneas punteadas. En el panel inferior presentan los residuos del ajuste.

también aquellos objetos con baja tasa de acreción y M_{BH} grandes (usuales en Pob. B extremas como B1+ o B1++) mientras que en situaciones donde la componente semiancha domina sobre la componente central de $[\text{OIII}]\lambda 4959, \lambda 5007$ son típicos en objetos con alta tasa de acreción y M_{BH} pequeños en comparación con la población B (generalmente en los extremos de la Pob. A tales como A3 y A4).

3.3. Objetivos de la Tesis

Como se describió en el capítulo 2, el multiplete de FeII es un ion difícil de modelar y de analizar con métodos convencionales, desde estudios de fotoionización hasta *templates*, por lo que es necesario buscar alternativas que permitan analizar la región donde se emite FeII de una forma más sencilla, siendo un posible

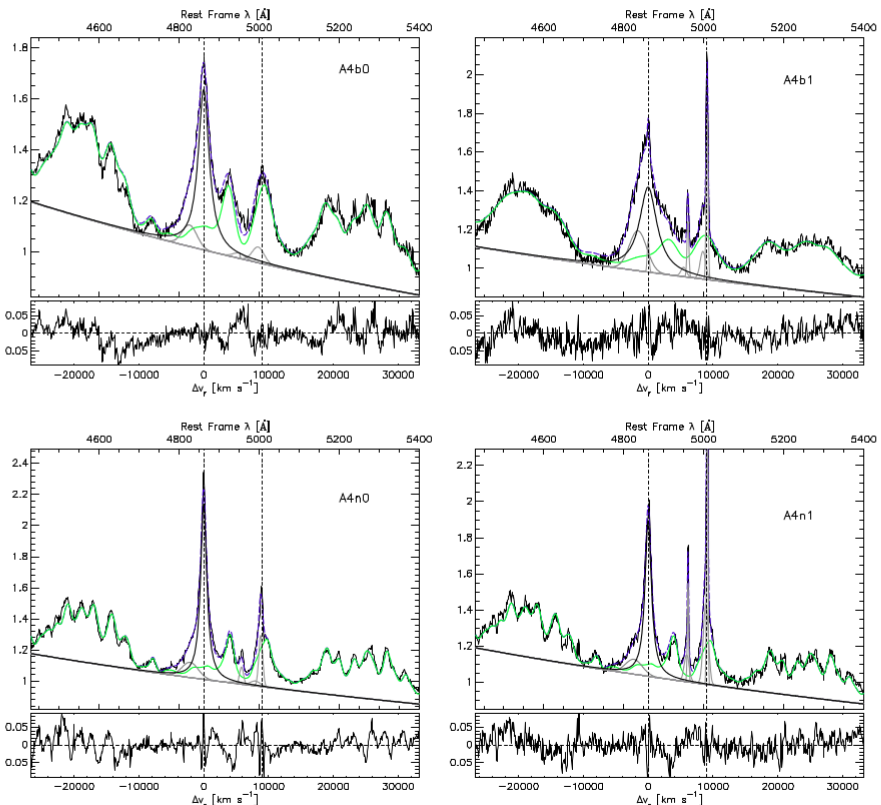


Figura 3.5: Ejemplos de Objetos de pop A4 con la nueva clasificación de Negrete et al. 2018, figura 6. Las líneas verdes representan el continuo subyacente de FeII, las líneas grises indican las componentes angostas y semianchas de $[OIII]\lambda 4959, \lambda 5007$ y la componente azul de $H\beta$, la línea negra es la BC de $H\beta$. El espectro del AGN esta representado por una línea negra, así como las líneas punteadas verticales denotan las lambdas centrales de $H\beta$ y $[OIII]\lambda 5007$. En el panel inferior se presentan los residuos del ajuste.

candidato el triplete de Calcio.

Antes de realizar algún estudio con el cual permita determinar si CaT comparte las mismas propiedades físicas que FeII, es necesario delimitar los objetivos que cubrirá esta tesis; los cuales son los siguientes:

- Estudiar una muestra compuesta por ocho cuasares radiofuertes (de acuerdo con Schneider et al. 2010) realizando un análisis multicomponente en el óptico y cercano infrarrojo. Las observaciones en el NIR fueron obtenidas con el VLT-ISAAC de la *ESO*. En cuanto a los espectros del óptico pte-

necen al catálogo SDSS-DR12. La muestra posee un $z \sim 0.4$ y se catalogará bajo el contexto del *Eigenvector 1*.

- Realizar un análisis estadístico con los resultados de los ocho cuasares previamente mencionados, a los cuales se les incorporarán los objetos estudiados por Martínez-Aldama et al. 2021 con la finalidad de brindar contexto a dichos parámetros. Con esto se determinarán las relación entre FeII y CaT. También este estudio permitirá estimar correlaciones entre los parámetros físicos como son los anchos equivalentes y el FWHM con la tasa de Eddington, z , la luminosidad en el óptico-NIR, entre otros valores estimados en el capítulo 4 y 5. Así como otras correlaciones como el efecto Baldwin.
- Determinar si los parámetros físicos estimados tienen relación con la emisión en radio, definida por el índice de Kellerman ($\log R_K$) definido por Ganci et al. 2019.
- Estimar si el cociente FeII/CaT puede dar información sobre la evolución química en el interior de los núcleos activos, esto siguiendo la metodología planteada en trabajos previos como Dong et al. 2011, Sameshima et al. 2020 o Panda et al. 2020.

Capítulo 4

Presentación de la muestra y análisis multicomponente

En este capítulo se describe la muestra usada en esta tesis, los criterios de selección, las observaciones espectroscópicas en el óptico y cercano infrarrojo y un breve resumen de la información bibliográfica encontrada en SIMBAD¹ de cada uno de los objetos en la muestra (Sección 4.1). En el bloque 4.2 se establecen los pasos realizados para corregir el espectro del cuasar a partir del z y cómo éste se obtuvo. En las secciones 4.3 y 4.4 se presentan los ajustes multicomponentes realizados en el óptico y cercano infrarrojo respectivamente.

4.1. Descripción de la muestra

La muestra consiste en ocho cuasares radiofuertes (Schneider et al. 2010) con un corrimiento al rojo de $z \sim 0.4$. Se seleccionó este *redshift* para evitar la contribución de las bandas telúricas de la atmósfera entre 7000Å y 13500Å, con respecto al sistema de referencia del observador (figura 2.5). Debido a que las líneas de baja ionización suelen presentar una alta emisión en objetos radiocallados, el objetivo de la muestra fue seleccionar objetos radio fuertes para estudiar el comportamiento de estas líneas de emisión.

Las observaciones del cercano infrarrojo fueron realizadas usando el espectrógrafo *ISAAC* (*Infrared Spectrometer And Array Camera*²) del VLT (*Very Large Telescope* de la *European Southern Observatory*–ESO), los objetos fueron obser-

¹<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

²Este instrumento fue retirado en el año 2013.

vados en la banda J (1.1-1.4 μm) a una resolución espectral de 300 km s^{-1} . El VLT consta de cuatro telescopios de 8.2 metros de diámetro cada uno, ubicado en el Cerro Paranal, Chile; las observaciones se realizaron con solamente uno de ellos³.

El tiempo de observación para cada uno de los objetos fue de aproximadamente 140-150 segundos en el año 2013, siendo de los últimos en ser observados por ISAAC antes de ser retirado de los instrumentos en el VLT. Se realizó la reducción de datos con ayuda de *IRAF*, con el cual se eliminaron las líneas del cielo, se calibró la longitud de onda con ayuda de lámparas de Ar-Xe y se corrigieron los efectos de la banda telúrica con la función *telluric* de *IRAF*. Los objetos fueron normalizados en flujo de acuerdo a la magnitud en la banda J del catálogo 2MASS reportadas por Krawczyk et al. (2013). Una descripción detallada de la reducción se encuentra en Martínez-Aldama et al. (2015).

Los espectros ópticos fueron obtenidos de la base de datos del *Sloan Digital Sky Survey Data Release 12* (SDSS-DR12)⁴. Siete objetos fueron observados con una fibra de 3 arco segundos de diámetro apuntando al centro del objeto. Sólo el núcleo activo J123820.19+175039.1 fue observado con el *Baryon Oscillation Spectroscopic Survey-BOSS* que posee una fibra de 2 arco segundos. La resolución espectral es de alrededor de 100 km s^{-1} . El rango espectral va de 3551Å a 8931Å (bandas *u* a la *z*), con magnitudes M_B menores a -22.1 y luminosidades bolométricas en el rango de $10^{45.6} \leq L_{bol} \leq 10^{46.7} \text{ erg s}^{-1}$. La escala en flujo fue la reportada por el mismo catálogo. En la tabla 4.1 así como en las siguientes secciones, se describen las propiedades generales de la muestra.

4.1.1. El índice de Kellerman

Para corroborar si los objetos de la muestra eran de tipo RL, se estimó el índice de Kellerman (R_K , el cociente entre las densidades de flujos en el radio y el óptico) siguiendo la metodología de Ganci et al. 2019 mediante la siguiente ecuación:

$$R_K = \frac{f_{1.4GHz}}{f_g} \quad (4.1)$$

donde f_{20cm} es la densidad de flujo obtenida en 1.4GHz y f_g es la densidad de flujo en el óptico en la banda *g*, ambos parámetros en unidades de milijansky (mJy).

³<https://www.eso.org/public/teles-instr/paranal-observatory/vlt/vlt-instr/isaac/>

⁴<https://www.sdss.org/dr12/>

Densidad de flujo en el óptico

La magnitud aparente en la banda g reportado por el SDSS-DR12 fue obtenida de Vizier⁵. Se corrigió por extinción galáctica (A_V) usando los resultados de Schlafly and Finkbeiner 2011. Posteriormente se utilizó la ley de extinción definida por Cardelli et al. 1989, con el cual se calculó la absorción en la banda g .

Conociendo la absorción en la banda g , ésta se suma con el valor de la magnitud aparente m_g con el cual se estima su valor real. Después se aplicó la ley de Pogson definida como:

$$m_g = -2.5 \log \left(\frac{f_g}{f_g(m_g = 0)} \right) \quad (4.2)$$

donde $f_g(m_g = 0)$ es la densidad de flujo en el punto cero de dicho filtro en unidades de Jansky (Jy) y f_g es la densidad de flujo considerando la magnitud aparente m_g . Posteriormente se realiza la corrección K , tal y como se muestra a continuación:

$$f_0 = f_e [1 + z]^{\alpha-1} \quad (4.3)$$

donde f_0 es la densidad de flujo original emitido desde el sistema de referencia en reposo, f_e es la medida desde el sistema de referencia del observador y α el índice espectral. Para este trabajo, se consideró el índice $\alpha = 0.3$ siguiendo las hipótesis de Ganci et al. 2019.

Densidad de flujo en el radio

Las mediciones en radio se obtuvieron de la base de datos de FIRST⁶. Parte importante de este análisis es definir si las fuentes tienen radiolóbulos (FR II) o si son cuerpos dominados por el núcleo (*Core Dominance*–CD), como se muestra en la figura 4.1; esto con el objetivo de determinar cual densidad se utilizará para calcular $\log R_K$, siendo la densidad del flujo integrado (f_{int}) la que mejor representa el núcleo y radiolóbulos de una FR II y la densidad del flujo en el pico (f_{peak}) para un núcleo emisor⁷. Para realizar esta distinción, se extrajeron las imágenes en un radio de observación r de $2.5'' \leq r \leq 120''$, en este intervalo

⁵<http://vizier.unistra.fr/>

⁶*Faint Images of the Radio Sky at Twenty-Centimeters*, es una base de datos obtenido del *Very Large Array*, un arreglo de radiotelescopios ubicado en Nuevo México, Estados Unidos, el cual se especializa en observar objetos en las longitudes de onda del radio (White 2014).

⁷En los estudios de Ganci et al. 2019 se estimó que $f_{peak} \geq f_{int}$.

si se detectaban radiolóbulos o eyecciones se utilizó el flujo integrado (FR II), de lo contrario se considera la emisión puntual (CD). Después se usó la ecuación 4.3 para determinar la corrección K .

Conociendo tanto $f_{1.4GHz}$ y f_g de todos los núcleos activos, finalmente se determina el índice de Kellerman con la ecuación 4.1. Para discriminarlos se consideran los siguientes criterios:

1. Si $LogR_K < 1.0$, se cataloga como un cuasar radio detectado o radiocallado (RD, RQ).
2. Si $1.0 \leq LogR_K \leq 1.8$, se denomina como fuente radio intermedia (RI).
3. Si $LogR_K > 1.8$, se establece como *AGN* radiofuerte (RL).

La potencia a 1.4GHz fue calculada con la ecuación 7 de Ganci et al. 2019, la cual se muestra a continuación:

$$\log(P_{1.4GHz}) = 20.08 + 2 * \log(d_L) + \log(f_{1.4GHz}) \quad (4.4)$$

donde d_L es la distancia lumínica en unidades de Megaparsecs (Mpc) y $f_{1.4GHz}$ es la densidad del flujo a 1.4GHz en unidades de mJy. La potencia $P_{1.4GHz}$ se encuentra en la columna 9 de la tabla 4.1, mientras que el índice de Kellerman se muestra en la columna 9 de la tabla 4.2. Los índices S/N medidos en el continuo óptico (a 5100Å) y el cercano infrarrojo (a 8800Å) se presentan en las columnas 10 y 11 de la tabla 4.1.

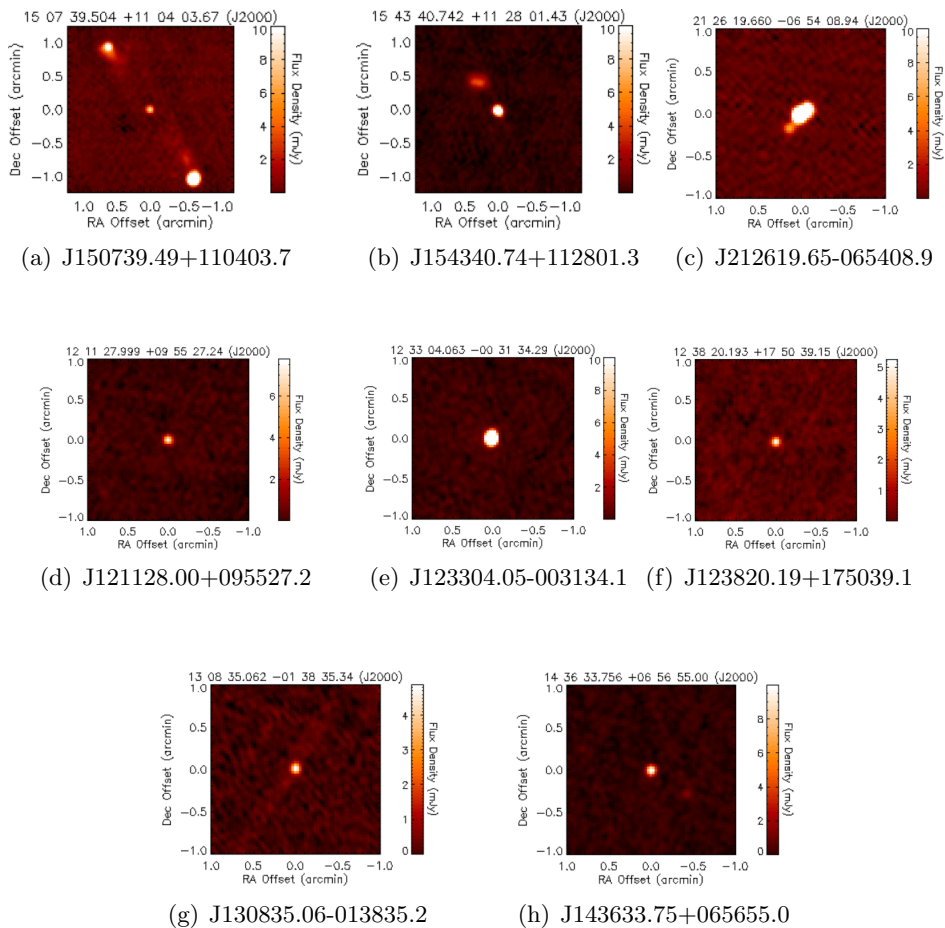


Figura 4.1: Imágenes en el radio de los objetos estudiados en el capítulo 4: los del inciso (a) a la (c) son definidos como FR II, y los de la (d) a la (h) como CD.

Tabla 4.1: Propiedades observacionales de la muestra

Nombre (SDSS)	z	Δz	$LIL's$	m_v	M_B	$g-r$	Clase en el Radio	$\log P_{1.4GHz}$	S/N_{opt}	S/N_{NIR}	Pop. $4DE1$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
J121128.00+095527.2	0.464349	0.00006	II, III	18.67	-22.2	1.03	RL	27.70±0.03	41	34	A2
J123304.05-003134.1	0.471367	0.00056	I	17.87	-23.7	-0.04	RL	28.66±0.09	28	26	A3
J123820.19+175039.1	0.453605	0.00084	I	17.2	-24.7	0.18	RD	27.54±0.03	60	53	A3
J130835.06-013835.2	0.490429	0.00189	II	19.34	-22.1	0.48	RL	27.58±0.09	4	8	B1+
J143633.75+065654.9	0.402110	0.00122	I	17.81	-23.4	-2.76	RI	27.75±0.02	37	28	A3
J150739.49+110403.7	0.475705	0.00059	II, III	18.33	-23.3	0.01	RI	27.76±0.01	54	13	B1
J154340.74+112801.3	0.421849	0.00005	II, III	16.96	-24.3	0.01	RI	28.31±0.09	30	21	B1
J212619.65-065408.9	0.417216	0.00035	II	16.96	-24.3	0.09	RL	28.80±0.10	30	29	A3

NOTAS. (1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12. (2) Corrimiento al rojo. (3) Incertidumbres en el corrimiento al rojo. (4) Líneas de emisión utilizada en la estimación de z : I: $H\beta$, II: $[OIII]\lambda 5007$, III: $[OIII]\lambda 4959$, (5) y (6) Magnitudes aparente en la banda V y absoluta en la banda B reportadas por Veron-Cetty and Veron, P. 2010. (7) Índice de color $g-r$. (8) Identificador de emisor de radio a partir del índice de Kellerman (9) P_r Potencia a 1.4 GHz en unidades de $\text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$. (10) Señal a Ruido en el continuo alrededor de 5100Å (banda óptica). (11) Señal a Ruido en el continuo alrededor de 8800 Å (banda NIR) (12) Clasificación del cuasar de acuerdo con el *Eigenvector 1*.

Tabla 4.2: Magnitudes y flujos en el óptico-radio de los objetos de la muestra.

Nombre SDSS (1)	Tipo (2)	f_{20cm} [mJy] (3)	$f_{20cm,fix}$ [mJy] (4)	m_g (5)	$m_{g,fix}$ (6)	f_g [mJy] (7)	$f_{g,fix}$ [mJy] (8)	$\log R_K$ (9)
J121128.00+095527.2	CD	8.1±0.5	6.2±0.4	18.88	18.81	0.11±0.001	0.08±0.001	1.87±0.03
J123304.05-003134.1	CD	70.3±15.3	53.6±11.7	17.69	17.63	0.32±0.003	0.25±0.002	2.34±0.09
J123820.19+175039.1	CD	5.8±0.4	4.5±0.3	16.60	16.53	0.88±0.008	0.68±0.006	0.82±0.03
J130835.06-013835.2	CD	5.4±1.1	4.1±0.8	19.20	19.13	0.08±0.008	0.06±0.006	1.83±0.10
J143633.75+065655.0	CD	12.3±0.5	9.7±0.4	17.46	17.36	0.41±0.003	0.33±0.002	1.47±0.02
J150739.49+110403.7	FRII	8.8±0.0	6.7±0	18.02	17.92	0.25±0.005	0.19±0.003	1.55±0.01
J154340.74+112801.3	FRII	40.5±8.1	31.6±6.3	16.66	16.54	0.88±0.009	0.69±0.007	1.66±0.09
J212619.65-065408.9	FRII	126.3±28.0	98.9±21.9	16.91	16.70	0.76±0.011	0.60±0.008	2.22±0.10

NOTAS. (1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12. (2) Tipo de radiofuente a partir de las estructuras observadas en el catálogo FIRST. (3) Densidad de flujo a 20cm considerando el punto (2). (4) Flujo a 20cm realizando la corrección K (ecuación 4.3)(5) Magnitud aparente en la banda g reportada por el SDSS-DR12 (6) m_g corregida por extinción debido al polvo (7) Densidad de flujo en la banda g considerando la ecuación 4.2(8) Densidad de flujo en la banda g con la corrección K (9) Índice de Kellerman en escala logarítmica.

Como se muestra en la tabla 4.2, cuatro objetos son considerados radiofuentes (dos de Pob. A3, uno de A2 y uno de B1+), tres son radio intermedios (uno de Pob. A3 y dos de B1.) y uno radiocallado (A3) (los tipos poblacionales están incluidos en la tabla 4.1)⁸. A continuación se describen los objetos de la muestra, junto con la información encontrada en la bibliografía:

- J121128.00+095527.2: Reportado como cuasar radiofuerte por Véron-Cetty and Véron, P. 2010. Kimball et al. 2011 lo clasifican como CD y estiman un flujo a 20cm de 8.36 mJy, esto confirmado en la tabla 4.2. En el espectro óptico se puede apreciar que tiene un índice espectral negativo, esto quiere decir que existe enrojecimiento por polvo.
- J123304.05-003134.1: Reportado como cuasar por Véron-Cetty and Véron, P. 2010 y como FSRQ (*Flat Spectrum Radio-Quasars*) por Xiong et al. 2015, debido a que su radiación por sincrotrón es superior a los $10^{45} \text{erg s}^{-1}$ (Sambruna 1997).
- J123820.19+175039.1: Se trata de un *Low-Broad Absorption Quasar (Low-BALQSOs* ⁹), de acuerdo con Yi et al. 2019; el perfil P-Cygni característico en estas líneas da información de las eyecciones provenientes del disco de acreción, las cuales se han considerado que frenan el crecimiento del agujero negro.
- J130835.06-013835.2: De acuerdo con Véron-Cetty and Véron, P. 2010 es una galaxia Seyfert 1, el cual muestra contribución de la galaxia anfitriona en el óptico-NIR. Es el objeto con la más baja S/N (~ 4) de la muestra. Young et al. 2009 lo reportó como un objeto radiofuerte, esto fue confirmado con el análisis del índice de Kellerman en la tabla 4.2.
- J143633.75+065655.0: clasificado como una galaxia Seyfert 1 por (Antonucci 1993 y Rakshit et al. 2017). Es catalogado como un NLSy1 de acuerdo a los criterios de Schmidt et al. 2016 (sección 1.1).
- J150739.49+110403.7: Clasificado como cuasar por Schneider et al. 2010 usando el criterio de que estos objetos poseen magnitudes $m_i < -22.0$, siendo su $m_i \sim -24.32$. Es el objeto con menor emisión de FeII de toda la muestra.

⁸Los detalles del *Eigenvector 1* se presentan en los capítulos 5 y 6

⁹Se reconocen porque las líneas de emisión poseen una línea de absorción ancha corrida al azul, ejemplos de este fenómeno son MgII λ 2800 y CIV λ 1549 (Netzer 2013)

- J154340.74+112801.3: Considerado como un cuasar BL-Lac por D’Abrusco et al. 2014. Runnoe et al. 2017 consideró a este objeto como candidato a sistema binario de agujeros negros debido a que presenta una doble componente angosta en emisión de $H\beta$.
- J212619.65-065408.9: Allen et al. 2010 lo clasifica como cuasar. Zhang and Feng 2016 lo consideran como candidato a sistema de agujero negro binario debido a que $H\beta$ tiene el ala azul menos extendida en comparación su ala roja (figura 4.4).

4.2. Determinación del corrimiento al rojo

Una vez realizada la selección de la muestra, se hizo la corrección por corrimiento al rojo (*redshift*) usando las líneas del espectro óptico. Se utilizó la rutina *splot* de *IRAF*¹⁰ para medir la longitud de onda central de las líneas. Esta rutina también permite medir anchos equivalentes, la S/N entre otros parámetros espectrales.

Las líneas de emisión seleccionadas fueron $H\beta$ y $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$. También se consideraron otras opciones tales como $MgII\lambda 2800$ o $[OII]\lambda 3728$, incluso para el caso de J130835.06-013835.2 se tomaron en cuenta las líneas de absorción de Fraunhofer K (3933\AA) y H (3969\AA). El motivo de esto es porque son presentes en la contribución de la galaxia anfitriona de dicho objeto. Para estimar el corrimiento al rojo se usó la ecuación del efecto Doppler:

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{teo}}{\lambda_{teo}} \quad (4.5)$$

donde λ_{obs} es la longitud de onda de la línea de emisión medida en el sistema de referencia del observador y λ_{teo} es la longitud de onda en el sistema de referencia en reposo (también denominado como *restframe*), se utilizaron los valores de λ_{teo} reportadas por Vanden Berk et al. 2001 (también definidos en el apéndice E).

Se consideraron dos casos para establecer el *redshift*: (1) El promedio de los corrimientos al rojo medidos en las líneas previamente mencionadas, cuyos valores fueran compatibles hasta 3 cifras decimales a los reportados en el catálogo SDSS DR12. Para determinar los errores de z se usó la desviación estándar de esas estimaciones. (2) El valor del *redshift* a partir de una sola línea, ya sea $H\beta$ o $[OIII]\lambda 4959, \lambda 5007$ (tabla 4.1). Se seleccionó el *redshift* que mantuviese lo mejor

¹⁰*Image Reduction and Analysis Facility*), el cual fue desarrollado por la *National Optical Astronomy Facility (NOAO)*

posible tanto $H\beta$ o $[OIII]\lambda 4959, \lambda 5007$ en el *restframe*. Una vez determinado z , se hizo la corrección por corrimiento al rojo considerando también la corrección por flujo usando la rutina *dopcor*¹¹.

Posteriormente, con *dispcor* se estableció que por cada pixel del espectro correspondiera a 1\AA . Finalmente se normalizó el espectro óptico a 5100\AA mediante *imarith*; se selecciona esta longitud de onda porque esta región no presenta contribuciones de líneas en emisión, salvo algunas ocasiones el pseudocontinuo de FeII.

4.3. Ajustes ópticos

La subrutina usada en el análisis multicomponente fue *specfit* (Kriss 1994), de *IRAF*. Por medio de una minimización no lineal de la χ^2 , este algoritmo ajusta al mismo tiempo el continuo subyacente del *AGN*, las líneas de emisión con perfiles Gaussiano o Lorentziano, la plantilla de FeII y de ser necesario líneas de absorciones, generando así un modelo teórico. De este modo, para cada línea de emisión se puede obtener información de la longitud de onda central, el ancho total a media altura, la intensidad de flujo, así como también brinda información del continuo y la emisión de FeII.

A continuación se presentan las componentes ajustadas en el óptico de forma detallada en el rango de $4260\text{-}5400\text{\AA}$.

Ajuste del continuo

Se ajustó una ley de potencias de la forma

$$F_\lambda = K \left(\frac{\lambda}{1000} \right)^{-\alpha} \quad (4.6)$$

para cada uno de los objetos de la muestra (donde λ es la longitud de onda en \AA , K un factor de escala y α el índice espectral, estos últimos son los parámetros de entrada en la función *powerlaw* de *specfit*). Para ajustar la ley de potencias se tomaron en cuenta dos ventanas del continuo óptico, alrededor de 4600\AA y en 5100\AA , se eligieron estas longitudes de onda por su ausencia de líneas de emisión, excepto por el continuo subyacente de FeII.

El objetivo en este paso es que *powerlaw* ajustada pase por la parte inferior de ambas ventanas de continuo. En algunos casos debido a la contaminación del

¹¹También forma parte de *IRAF*.

pseudocontinuo de FeII el continuo se ajustó de acuerdo a la emisión de este multiplete.

Emisión de FeII

Una vez definido el continuo, se ajustaron varias plantillas de FeII, las cuales presentan diferentes ensanchamientos y dependiendo del objeto estudiado, éstas se escalan al flujo de las transiciones de FeII. Dichos *templates* están basados en las observaciones de I Zw 1 y en modelos de fotoionización con CLOUDY (Marziani et al. 2009). Para estimar las propiedades de FeII tales como el ancho equivalente y el flujo se hicieron estas mediciones en la región de 4434-4684Å.

Perfiles de $H\beta$

El ajuste de esta línea de Balmer es primordial en el estudio de esta tesis, gracias a ésta se pueden clasificar los cuasares bajo el contexto de *4DE1*, estimar la tasa de Eddington, la masa del hoyo negro y además acotar las condiciones que deben cumplir las *LILs* en la ventana del cercano infrarrojo, en especial la serie de Paschen emitida en el NIR. De forma general, primero se modeló la componente ancha, posteriormente la componente angosta y en caso de requerirlo, componentes al azul o muy ancha al rojo.

- Componente ancha: Como análisis preliminar se realizaron ajustes de una sola componente con *splot*, con ella se determinó en una primera instancia si la BC correspondía a un perfil lorentziano (Pob. A) o a uno gaussiano (Pob. B; los detalles se encuentran en el apéndice A).

Para los objetos de Pob. A, se encontró que en los ajustes con *specfit*, la longitud de onda central corresponde a la del sistema de referencia en reposo, con corrimientos al azul o rojo menores a 3Å ($\sim 180 \text{ km s}^{-1}$). Para el caso de los objetos de Pob. B el corrimiento al azul con respecto al *restframe* de $H\beta_{BC}$ era mayor a 3Å, excepto para J154340.74+112801.3, el cual se encontraba corrido al rojo (columna 6 de la tabla 4.4).

- Componente angosta: Se ajustó con el mismo FWHM que la componente central de las líneas de $[OIII]\lambda 5007$. La NC se encontró centrada en el *restframe* de la línea de Balmer.
- Componente corrida al azul (o BLUE): Solo para los objetos J123820.19+175039.1 y J143633.75+065655.0 se observó un exceso de flujo en el ala azul de $H\beta$, el cual la BC no podía ajustar. El desplazamiento de la componente

BLUE con respecto al perfil central es de -3826 km s^{-1} y -2083 km s^{-1} respectivamente (tabla 4.5, columna 5).

- Componente muy ancha: Esta componente fue estimada en los objetos de Pob. B de la muestra analizada en este capítulo. Posee FWHM superiores a los 10000 km s^{-1} y suele mostrarse corrida al rojo con respecto al sistema de referencia en reposo.

Doblete de [OIII] $\lambda\lambda$ 4959, 5007

En todas las fuentes estudiadas en este trabajo se encontraron este par de líneas de emisión, Osterbrock and Ferland 2006 asumen una relación de intensidades 3:1 de [OIII] λ 5007 respecto a [OIII] λ 4959. Por este motivo, la tabla 4.6 sólo presenta datos de la primera transición ya que se establece que las condiciones de [OIII] λ 4959 estén ancladas a [OIII] λ 5007 en *specfit*. En la mayoría de estos cuasares se detectó la presencia de una segunda componente, éstas fueron denominadas como componentes semianchas (*semibroad*-SB; Zamfir et al. 2010), cuyas características principales son:

- $FWHM([OIII]_{SB})$: El valor característico de esta componente no excede a los 2300 km s^{-1} . Este ancho es considerablemente superior a la componente central o NC (Zamfir et al. 2010).
- Corrimiento al azul: En estos perfiles se observó que mostraban un corrimiento al azul con respecto al sistema de referencia en reposo con un mínimo de -0.3 km s^{-1} y un máximo de -1689 km s^{-1} (tabla 4.6, columna 9).

Líneas de emisión adicionales

En el espectro óptico también se emiten otras transiciones, las cuales son importantes para el ajuste de la región espectral alrededor de $H\beta$. Éstas se describirán a continuación y sus mediciones se encuentran en el apéndice C.

- HeII λ 4687: Se detectó esta línea en todas los cuasares de la Pob. B y en J121128.00+095527.2 (de Pob. A). En J130835.06-013835.2 y J150739.49+110403.7 se definió una VBC centrada en el sistema de referencia en reposo de HeII λ 4687; el ancho de la misma es equiparable al medido en la componente muy ancha de $H\beta$ ya que se consideró que se originan en la misma región (Marziani and Sulentic 1993).

- $H\gamma$: Esta línea se observó en casi toda la muestra¹². La razón por la cual se decidió ajustar esta LIL pese a encontrarse lejos de $H\beta$ es que con ella se pudo comprobar si las componentes ajustadas en $H\beta$ eran las idóneas y porque pertenece al mismo elemento. Se usó el mismo cociente de flujos, el mismo FWHM y desplazamiento con respecto al *restframe* (también denominado *shift*).
- Línea [OIII] λ 4364: Se encuentra en la misma región que $H\gamma$, para ajustarla se usaron los mismos criterios del doblete [OIII] λ 4959, λ 5007 incluyendo las componentes semianchas.
- Línea [FeVI] λ 5177: Esta línea sólo fue determinada en el cuasar J123820.19+175039.1, presentó un FWHM de $1341 \pm 95 \text{ km s}^{-1}$ y un *shift* de 2535 km s^{-1} (tabla C.5).

4.3.1. *Starlight*

Sólo para el objeto J130835.06-013835.2 se detectó contribución de la galaxia anfitriona. Para modelar su contribución así como para estimar la emisión de ley de potencias del núcleo activo se usó “*Starlight*” (Cid Fernandes et al. 2004). El procedimiento realizado se describe a continuación¹³.

El espectro observado del núcleo activo, después de corregirlo por z , es sometido a varios ajustes donde se comparan con datos de poblaciones estelares (Bruzual and Charlot 2003) y leyes de potencias. Para representar la galaxia anfitriona, *Starlight* considera 150 poblaciones estelares de 6 metalicidades entre $0.0001 \leq Z_{\odot} \leq 0.05$, 25 edades estelares en un rango de $1 \times 10^6 \leq t_{star} \leq 18 \times 10^9$ años y la corrección por enrojecimiento propuesta por Cardelli et al. 1989.

Con respecto a la componente del *AGN*, se añadieron 9 modelos de leyes de potencias definidas por el usuario como $F_{\lambda} = 1 \times 10^{20} \left(\frac{\lambda}{4000}\right)^{-\alpha}$ con un rango en el índice espectral de $0.3 \leq \alpha \leq 3.0$ y se **enmascararon** los rangos de las líneas de emisión del *AGN* (las cuales son las conformadas en la ventana del óptico seleccionado).

En el archivo de salida de *Starlight* se obtiene información relevante para representar la galaxia anfitriona y al núcleo activo, las cuales son:

1. Porcentaje de las contribuciones de las poblaciones estelares ajustadas.
2. Porcentaje de las contribuciones de las leyes de potencias utilizadas.

¹²El único caso donde no se observó $H\gamma$ fue en J130835.06-013835.2

¹³Algunos pasos intermedios y detalles del algoritmo se presentarán en el apéndice B

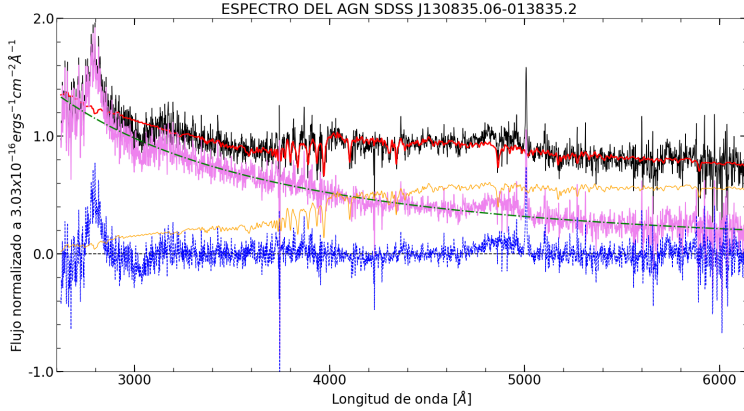


Figura 4.2: Espectro observado de J130835.06-013835.2 (negro), líneas de absorción generadas por *Starlight* (rojo). Las líneas de emisión se estiman mediante la resta del espectro observado menos las líneas de absorción (azul), modelo de la galaxia anfitriona (amarillo), ley de potencias (verde punteada). La contribución del *AGN* se determina mediante la suma de la ley de potencias y las líneas de emisión (rosa).

3. Flujos que corresponden tanto al espectro original como al modelo teórico el cual representa a la galaxia anfitriona.

De este análisis se estimó la masa de la galaxia anfitriona en $3.15 \times 10^{11} M_{\odot}$ mediante la siguiente ecuación (ecuación 2; Cid Fernandes 2007).

$$M_{\star} = M_{core} \times 10^{-17} (4\pi d_L^2) (3.826 \times 10^{33})^{-1} \quad (4.7)$$

donde M_{core} es la masa del núcleo determinada con *Starlight* y d_L la distancia lumínica. Se restó la contribución de la galaxia anfitriona con el del espectro original, y utilizando las leyes de potencias encontradas en el archivo de salida, se reconstruyó la emisión del cuasar (espectro rosa de la figura 4.2).

Cabe mencionar, que al ser un espectro con un bajo S/N=4, el ajuste puede estar sobreestimado y no se hizo un análisis adicional para corregir esto, no obstante, el objetivo principal de este procedimiento es el de aprender de las virtudes que proporciona *Starlight* en el análisis multicomponente de *AGN*.

4.3.2. Resultados obtenidos con *specfit*

La figura 4.3 muestra las regiones espectrales de todos los cuasares en el óptico (paneles derechos) y NIR (paneles izquierdos). Cabe destacar que el óptico

presenta un flujo más intenso en comparación con las líneas emitidas del cercano infrarrojo, esto implica que no existe otra contribución de emisión además de la proporcionada por el disco de acreción.

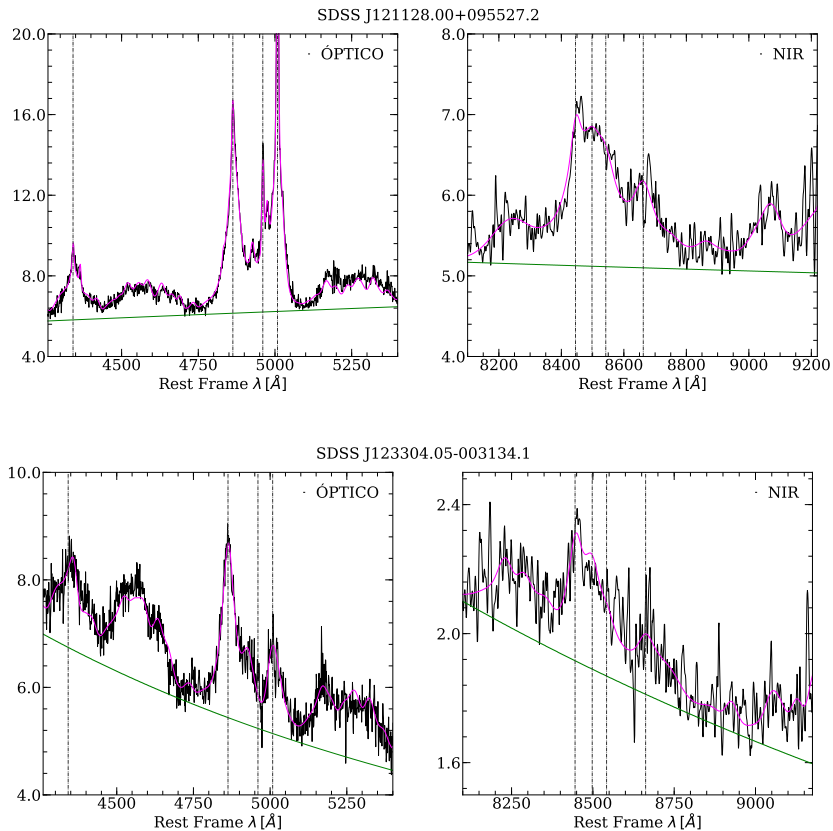


Figura 4.3: Espectro óptico (derecha) y cercano infrarrojo (izquierda) de los objetos de la muestra. La ordenada es la longitud de onda en \AA , la abscisa es el flujo $\times 10^{-16} \text{ ergs}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$. La ley de potencias se representa con una línea verde, el espectro correspondiente a la emisión del AGN se encuentra de color negro y de color magenta se denota el modelo teórico ajustado con *specfit*. Las líneas negras verticales punteadas indican las LIL's más representativas del óptico-NIR. Para el óptico estas líneas son $H\gamma$, $H\beta$ y $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$. En cuanto al NIR son $OI\lambda 8446$, CaT, $Pa9\lambda 9226$ y $Pa8\lambda 9546$.

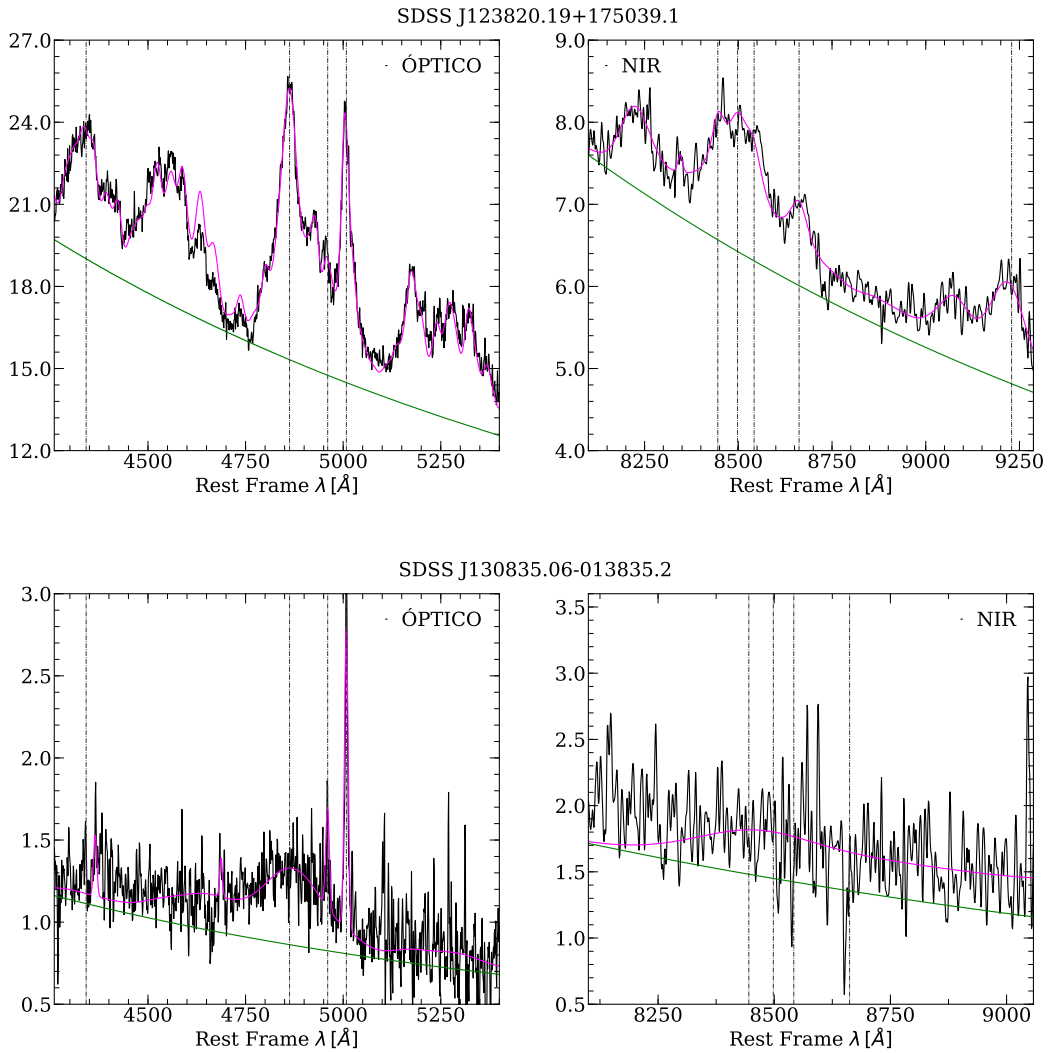


FIGURA 4.3, (CONTINUACIÓN)

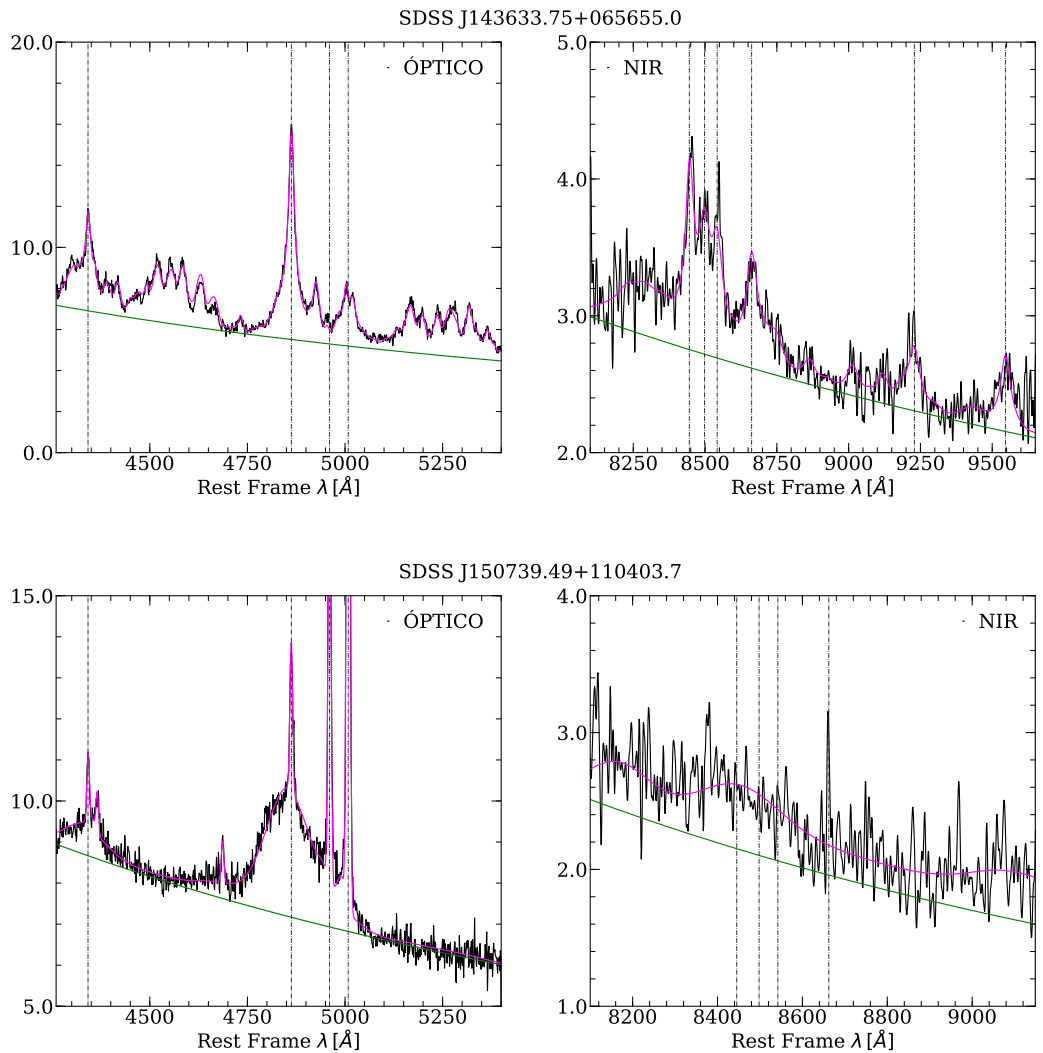


FIGURA 4.3, (CONTINUACIÓN)

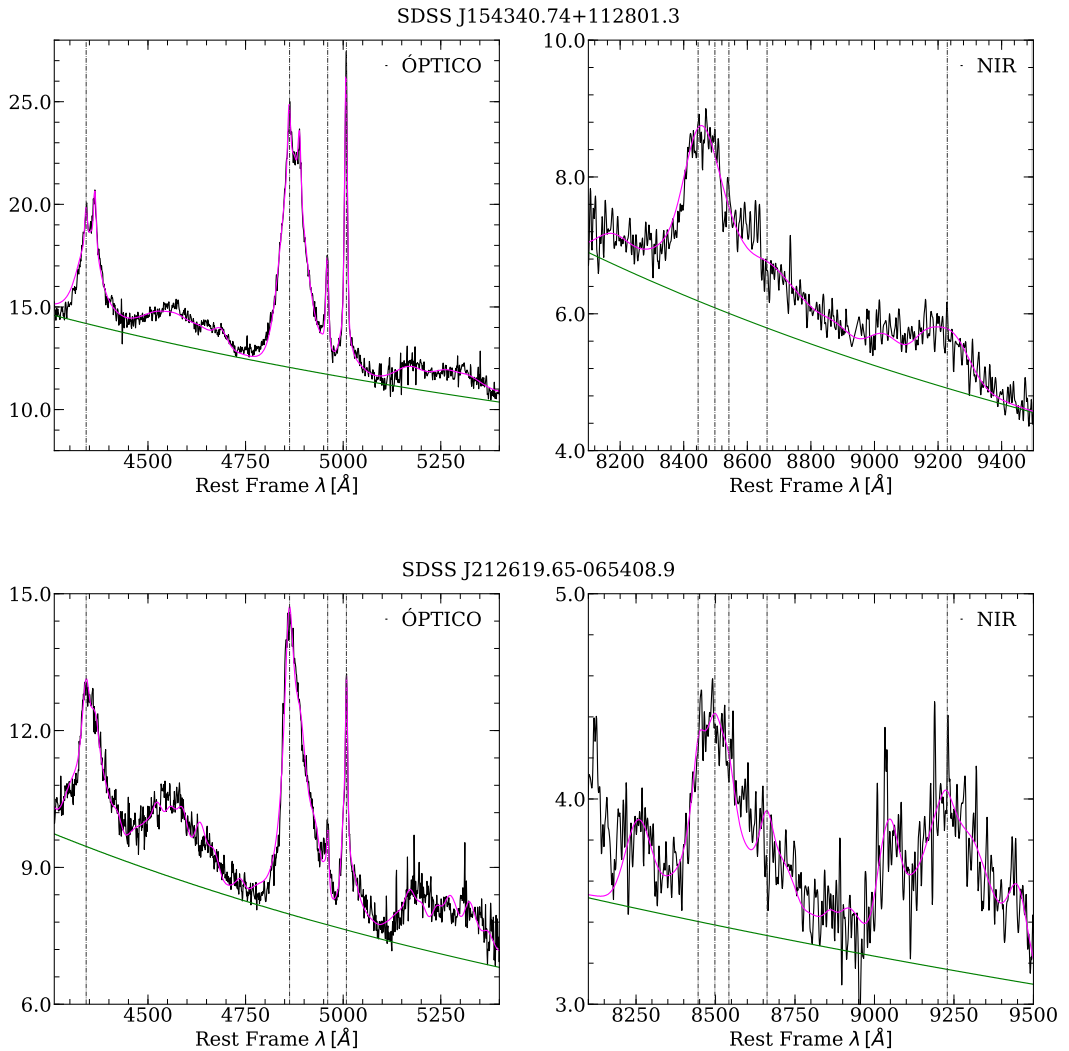


FIGURA 4.3, (CONTINUACIÓN)

La figura 4.4 muestra los ajustes del análisis multicomponente sin el continuo. En la rutina de *specfit* se realizaron 25 minimizaciones usando el algoritmo *Numrecipes* y se consideraron los parámetros de entrada de las líneas emitidas como son el flujo, la longitud de onda central, el FWHM y el tipo de perfil (lorentziana o gaussiana). Posteriormente se realizó una segunda ronda de minimizaciones para disminuir el valor de la χ^2 . Los resultados se presentarán en las tablas 4.3, 4.4 y

4.5 para las componentes de $H\beta$ (NC, BC y VBC/BBLUE/RED respectivamente) y la tabla 4.6 para los resultados de $[OIII]\lambda 5007$. El tipo poblacional de acuerdo con el *4DE1* se describe en cada objeto y el perfil utilizado en $H\beta_{BC}$. Algunas líneas de baja ionización encontradas en el óptico y no pertenecen al *Eigenvector 1* (sección 4.3) se agregaron en la tabla C.5 del apéndice C.

J121128.00+095527.2:

El continuo posee un índice espectral $\alpha \simeq -0.49$, lo cual da como resultado una pendiente positiva (ecuación 4.6). El índice de color $g - r$ en este objeto es de 1.03, lo cual indicaría que se encuentra enrojecida por el polvo.

Se catalogó este *AGN* como uno de población A2 ($FWHM(H\beta_{BC}) \approx 2894 \text{ km s}^{-1}$, $R_{FeII} \approx 0.51$), $H\beta$ está compuesta por un perfil lorentziano (BC) y una gaussiana (NC). Para el doblete de $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$, además de la NC, se ajustaron las SB, éstas poseían los FWHM más grandes de toda la muestra (2300 km s^{-1} , tabla 4.6, columna 8). Adicionalmente, fue necesario ajustar una segunda componente angosta con un *shift* de $\approx -2000 \text{ km s}^{-1}$ (tabla C.5). No se encontró información del origen de esta componente en la literatura, no obstante esta característica podría considerarse como producto de una eyección de la región extendida de la región de líneas angostas. Por este motivo, se añadió la misma segunda componente angosta a $H\beta$ con el mismo corrimiento y cociente de flujos similar que las dos componentes angostas de $[OIII]\lambda 5007$ ($H\beta_{NC2}$ tiene ancho equivalente y flujo de 0.62\AA y $3.8 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ respectivamente, tabla C.5, mientras que $H\beta_{NC}$ posee un $EW=3.4\text{\AA}$ y $F = 20.8 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, tabla 4.3).

J123304.05-003134.1:

Presenta una gran contribución de FeII, catalogando este *AGN* como uno de población A3 ($FWHM(H\beta_{BC}) \approx 2893 \text{ km s}^{-1}$, $R_{FeII} \approx 1.30$). Debido a FeII, hace difícil determinar otras componentes en $[OIII]\lambda 4959, \lambda 5007$ además de la NC. Con respecto a $H\beta$, el ajuste de una única componente de perfil Lorentziano fue suficiente para modelar la BC.

J123820.19+175039.1:

Las componentes ajustadas en $H\beta$ fueron una ancha con perfil lorentziano y una BLUE. La emisión de hierro es intensa (catalogándolo como un *AGN* de la Pob. A3 por $FWHM(H\beta_{BC}) \approx 3488 \text{ km s}^{-1}$ y $R_{FeII} \approx 1.06$). Sin embargo, se observó que la plantilla de FeII no sigue la emisión espectral alrededor de $4500\text{-}4600\text{\AA}$. Hazard et al. 1987 encontró que algunos BAL-QSO presentan líneas de absorción cerca de las *LILs*, en particular en el multiplete de hierro.

J130835.06-013835.2 :

Este espectro es el más ruidoso de toda la muestra ($S/N=4$, tabla 4.1), por lo que es difícil hacer una descomposición de la contribución de las líneas de emisión y del continuo subyacente de FeII. Utilizando la ecuación 1 de Rosales-Ortega, F. F. et al. 2012 (el cual es $S/N \approx \mu/\sigma$, donde μ es el pico de emisión de la línea y σ la desviación estándar a 5100\AA) se estimó el S/N de $H\beta \sim 2$. Este valor implica que pueden existir sesgos en las estimaciones de las componentes en dicha línea. Cabe destacar que este cuasar presentó problemas en la calibración del continuo óptico, debido a que la contribución del NIR se mostraba sobreestimado con respecto a la ventana previamente mencionada.

El perfil ajustado en $H\beta$ es de una doble gaussiana, una correspondiente a la BC y la segunda a la VBC, por lo que bajo el esquema del *4DE1* este objeto es catalogado como uno de población B1+ ($FWHM(H\beta_{BC}) \approx 10050 \text{ km s}^{-1}$, $R_{FeII} \approx 0.44$). Asimismo, sólo se aprecian componentes angostas en el doblete de [OIII] $\lambda\lambda 4959, 5007$.

Se detectó la presencia de HeII $\lambda 4867$, se ajustó considerando el perfil $H\beta$. En objetos de este tipo es frecuente la presencia de esta línea (Zamfir et al. 2010). Por la baja señal a ruido no se identificó a $H\gamma$ ni alguna componente angosta en los perfiles de la serie de Balmer, como se aprecia en la figura 4.4.

J143633.75+065655.0:

El perfil de $H\beta$ está compuesto por una BC de perfil lorentziano y dos gaussianas para la NC y la BLUE. Este cuasar es el que mejor ajusta a la plantilla de FeII de toda a muestra, siendo de las más intensas, por lo que se cataloga como un objeto de Pob. A3 ($FWHM(H\beta_{BC}) \approx 1583 \text{ km s}^{-1}$, $R_{FeII} \approx 1.44$).

J150739.49+110403.7:

$H\beta$ está compuesto por tres gaussianas, para la BC, la VBC y la NC. La emisión de hierro para este caso es casi nula, por lo que, junto con el ancho de la componente ancha de $H\beta$ se determinó que es un objeto de tipo B1 ($FWHM(H\beta_{BC}) \approx 7763 \text{ km s}^{-1}$, $R_{FeII} \approx 0.06$). También se modeló HeII $\lambda 4687$ con dos componentes, una correspondiente a la componente ancha y otra a la muy ancha.

El S/N de $H\beta$ es de 36 (Rosales-Ortega, F. F. et al. 2012), esto implica que la línea de emisión puede distinguirse con claridad, por lo que las propiedades de la BLR y la clasificación del objeto en el *Eigenvector 1* están menos sesgados.

J154340.74+112801.3:

El perfil de $H\beta$ está conformado por perfiles gaussianos para la BC, la VBC corrida al rojo y un doble perfil angosto (uno en el sistema de referencia en reposo con un $shift \approx -88 \text{ km s}^{-1}$ y otro corrido al rojo con un desplazamiento

de $\approx 1577 \text{ km s}^{-1}$ con respecto al *restframe*).

Como en todos los objetos de Pob. B de esta tesis, se observó emisión de $HeII\lambda 4687$, no obstante, no se determinó la presencia de una VBC. La emisión de FeII es considerable en comparación a los otros cuasares de la población B de la muestra, esto debido a que, al pertenecer a un grupo transitorio entre Pob. A y B (Pob. B1, $FWHM(H\beta_{BC}) \approx 4119 \text{ km s}^{-1}$ y $R_{FeII} \approx 0.42$) comparte características con los objetos de A1 (Marziani et al. 2009).

J212619.65-065408.9:

Éste es el *AGN* más inusual de todos los estudiados en este capítulo dado que el perfil de $H\beta$ presenta una doble componente lorentziana, una correspondiente a la BC, centrada en el *restframe* (-90 km s^{-1}) y otra desplazada hacia el rojo (3409 km s^{-1} , ésta fue denominada en la tabla 4.5 como componente RED). Se probaron con otras configuraciones para justificar el perfil de $H\beta$ tales como una gaussiana, un sistema gaussiana+gaussiana o una gaussiana+lorentziana; no obstante, el ala azul de dicha línea de Balmer se encontraba menos extendida en comparación con el ala roja y al analizar los residuos alrededor de dicha *LIL* se determinó que estas pruebas no ajustaban a $H\beta$.

El hierro emitido en toda esta ventana del óptico permite clasificar este cuasar como uno de tipo A3 ($FWHM(H\beta_{BC}) \approx 1938 \text{ km s}^{-1}$, $R_{FeII} \approx 1.04$).

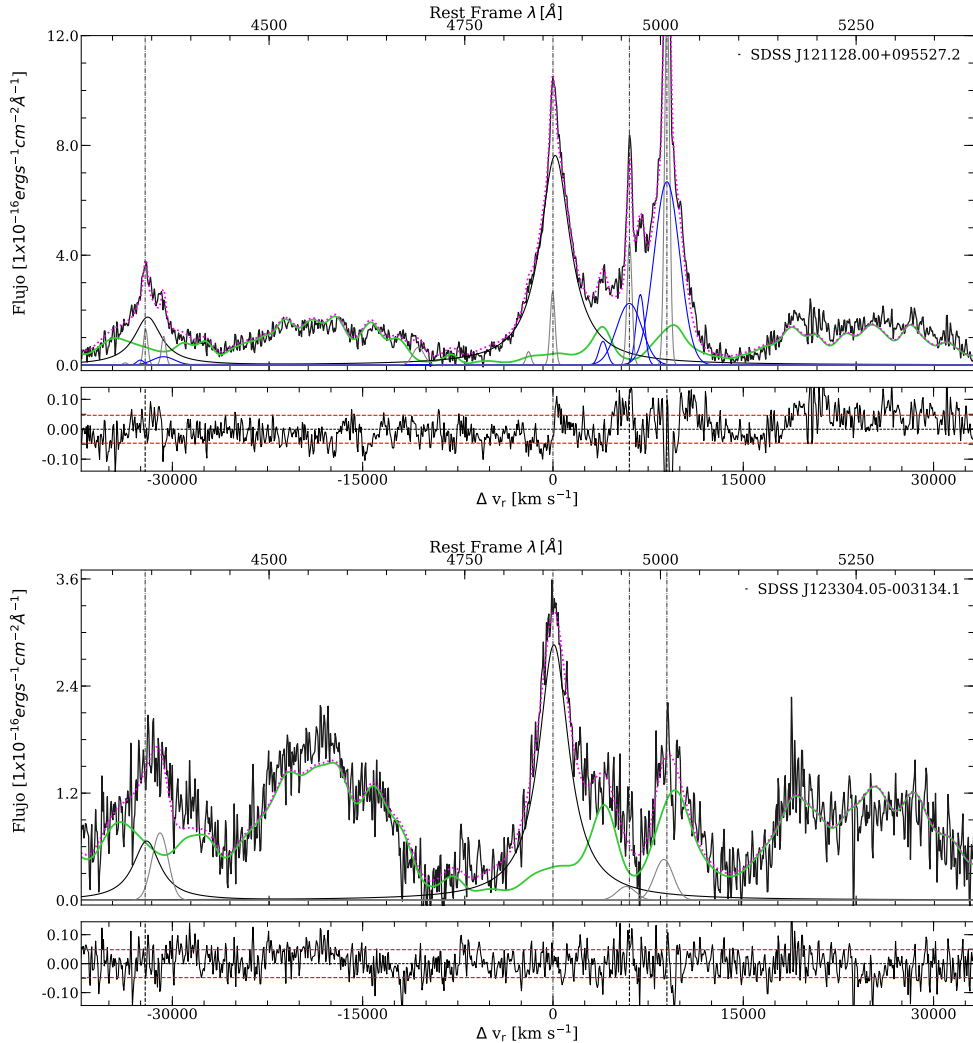


Figura 4.4: Espectros ópticos sin el continuo. El panel superior contiene el espectro del cuasar sin el continuo con la contribución de las líneas de emisión del óptico, el eje x describe las longitudes de onda del óptico en Å y en el y el flujo en unidades de $1 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$. El código de color corresponde a lo siguiente: negro de línea gruesa: espectro original, magenta con línea punteada: modelo ajustado con *spectfit*, verde limón: multiplete de FeII, negro: componente ancha, gris: componente semiancha, azul: componente al azul, rojo: componente muy ancha o componente anómala. Las líneas verticales representan las LIL's de H γ , H β , y el doblete [OIII] $\lambda\lambda$ 4959, 5007. El panel inferior muestra los residuos del ajuste definidos como la resta entre el modelo y el espectro de emisión original. Se utilizó como incertidumbre la raíz cuadrática media (rms) medida con ayuda de *splot*, de *IRAF* en cada uno de los cuasares (líneas punteadas rojas) en la ventana del continuo a 5100Å (tabla 4.13).

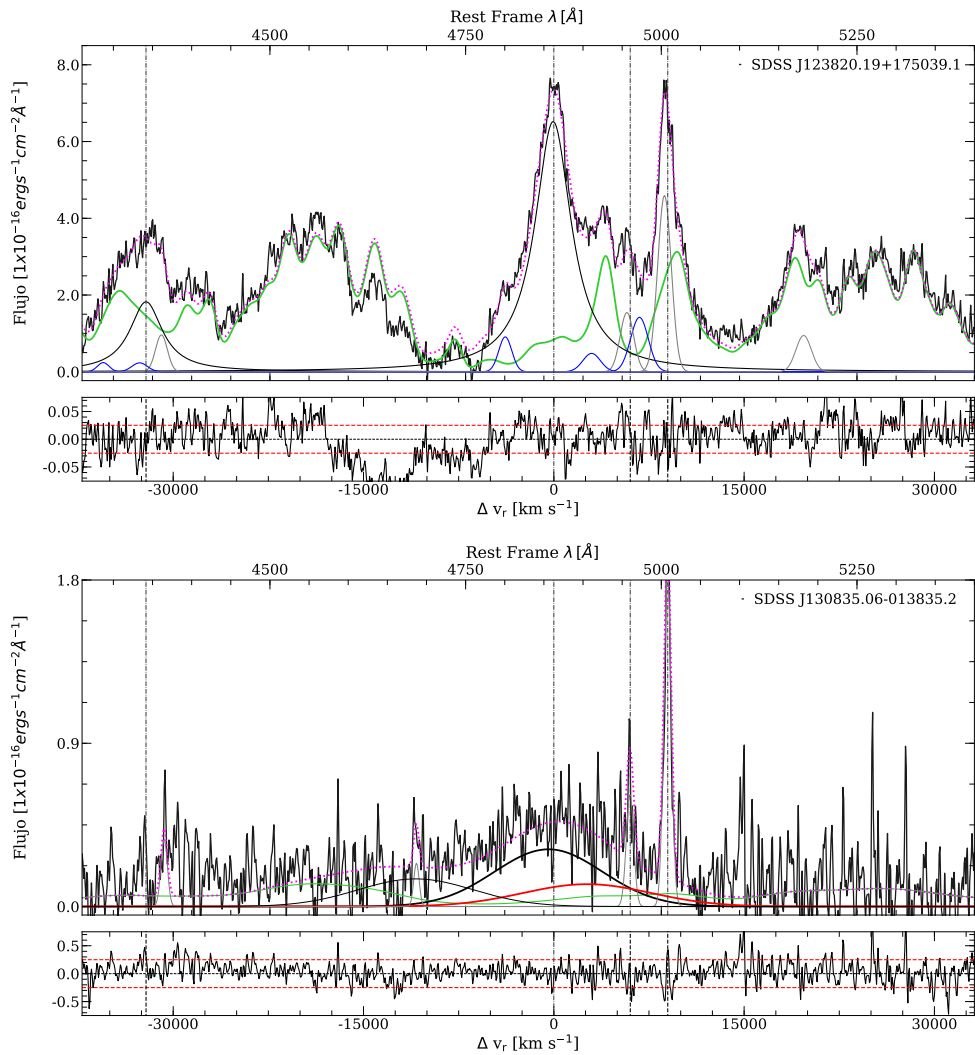


FIGURA 4.4, (CONTINUACIÓN)

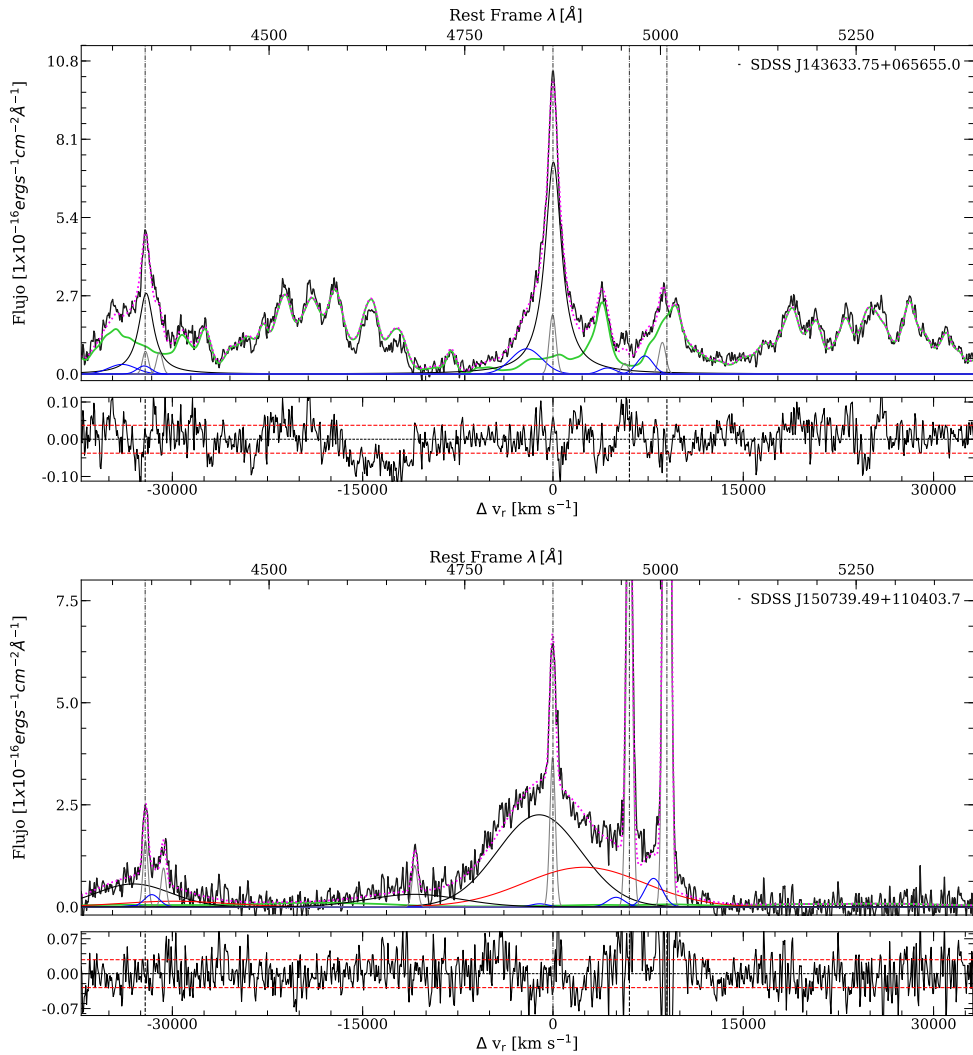


FIGURA 4.4, (CONTINUACIÓN)

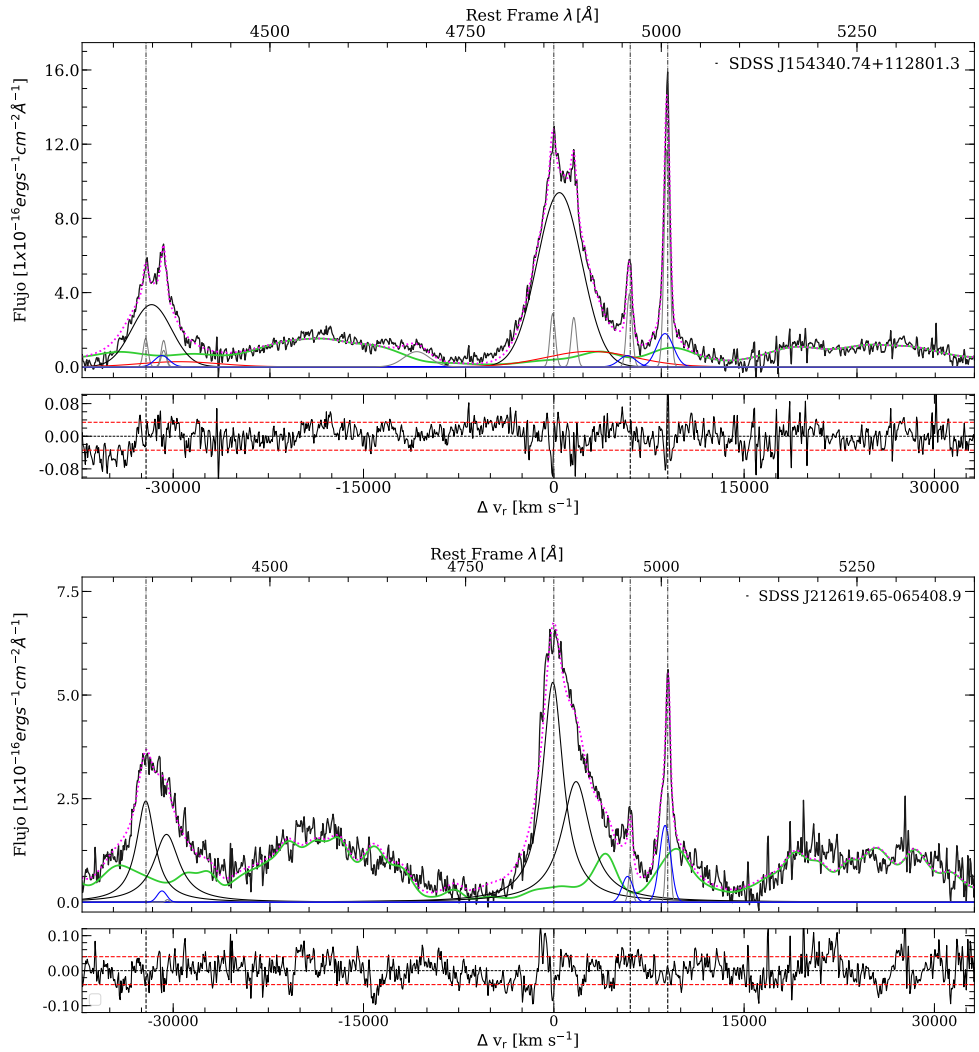


FIGURA 4.4, (CONTINUACIÓN)

4.3.3. Estimación de errores

Una vez definidos los perfiles de línea en el análisis multicomponente y calculados los anchos equivalentes (W), los flujos, los FWHM y el *shift*¹⁴ se determinaron las incertidumbres a partir del siguiente método:

Se subió y bajó el continuo del modelo teórico en un valor de $2 \times rms$, donde el rms es la raíz cuadrática media medida en la ventana de 5100\AA (tabla 4.13). Con esta variación se realizó de nuevo el ajuste con *specfit* con los valores previamente mencionados y después se hizo la siguiente resta:

$$error = |Valor_{f_1} - Valor_{f_0}| \quad (4.8)$$

donde $Valor_{f_1}$ corresponde el parámetro observado en un continuo $\pm 2 \times rms$ y $Valor_{f_0}$ es el mismo tipo de dato pero en el ajuste original. Finalmente se hace un promedio de los errores en cada parámetro y en cada fuente estudiada.

Este método se utilizó en todas las líneas del óptico salvo para $H\beta_{BC}$ y $FeII$, para ellas se consideraron las plantillas modelo desarrolladas en el trabajo de Martínez-Aldama et al. 2015, el cual contempla las incertidumbres del ancho equivalente, FWHM y flujo; en cuanto al error del *shift*, este fue estimado con la ecuación 4.8. Las plantillas determinadas por Martínez-Aldama et al. 2015 se describirán en la sección 4.4.3.

Tabla 4.3: Mediciones de $H\beta_{NC}$

Nombre (SDSS)	W [\AA]	F [$\text{ergs}^{-1}\text{cm}^{-2}$]	FWHM [kms^{-1}]	shift [kms^{-1}]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
J121128.00+095527.2	3.4 ± 0.4	20.8 ± 2.6	451 ± 50	-25 ± 4
J123304.05-003134.1	-	-	-	-
J123820.19+175039.1	-	-	-	-
J130835.06-013835.2	-	-	-	-
J143633.75+065654.0	4.0 ± 0.2	22.0 ± 0.9	620 ± 68	-25 ± 5
J150739.49+110403.7	4.5 ± 0.2	32.4 ± 1.3	510 ± 56	-25 ± 1
J154340.74+112801.3	2.1 ± 0.1	24.8 ± 2.7	501 ± 56	-88 ± 1
J212619.65-065408.9	-	-	-	-

NOTAS. (1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12. (2) Ancho equivalente. (3) Flujo de la componente en unidades $1 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. (4) Ancho total a media altura. (5) *Shift*.

¹⁴Para calcular esto se usó la ecuación 5.1 usando el equivalente

Tabla 4.4: Mediciones de $H\beta_{BC}$

Nombre (SDSS)	$F_\lambda(5100\text{\AA})$ [$ergs^{-1}cm^{-2}\text{\AA}^{-1}$]	$H\beta$ BC			
		W [\AA]	F [$ergs^{-1}cm^{-2}$]	FWHM [kms^{-1}]	shift [kms^{-1}]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
J121128.00+095527.2	6.79±0.05	90.8 ± 5.5	562.6±38.0	2894 ± 234	175 ± 76
J123304.05-003134.1	5.5±0.05	38.6 ± 4.0	212.0±46.1	2893 ± 171	76 ± 17
J123820.19+175039.1	15.5±0.02	50.4 ± 2.3	781.5±121.2	3488 ± 139	-51 ± 11
J130835.06-013835.2	0.9±0.22	64.0 ± 1.1	54.6±1.0	10216 ± 919	-2017 ± 154
J143633.75+065654.0	5.7±0.04	53.5 ± 2.6	295.7±33.5	1583 ± 63	35 ± 5
J150739.49+110403.7	6.7±0.03	41.8 ± 1.0	301.1±20.0	7763 ± 310	-1090 ± 24
J154340.74+112801.3	11.6±0.03	55.6 ± 1.3	668.7±156.4	4119 ± 165	442 ± 40
J212619.65-065408.9	7.8±0.04	32.7 ± 1.4	262.4±82.4	1938 ± 77	-90 ± 24

NOTAS.(1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12. (2) Flujo del continuo medido en 5100 \AA en unidades de $1 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$. (3) Ancho equivalente. (4) Flujo de la componente en unidades de $1 \times 10^{-16} \text{ erg}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. (5) Ancho total a media altura. (6) *Shift*.

Tabla 4.5: Mediciones de $H\beta_{VBC/BLUE/RED}$

Nombre (SDSS)	$H\beta$ VBC/BLUE/RED				Perfil completo
	W [\AA]	F [$ergs^{-1}cm^{-2}$]	FWHM [kms^{-1}]	shift [kms^{-1}]	FWHM [kms^{-1}]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
J121128.00+095527.2	-	-	-	-	2894 ± 234
J123304.05-003134.1	-	-	-	-	2893 ± 171
J123820.19+175039.1 \diamond	11.6 ± 0.2	25.6±3.1	1223 ± 048.9	-3826 ± 77	3491±89
J130835.06-013835.2 \dagger	29.8 ± 8.8	25.2±2.5	11732 ± 939	2621 ± 235	10872 ± 31
J143633.75+065654.0 \diamond	7.7 ± 0.4	43.1±2.1	2876 ± 115	-2083 ± 237	1675±50
J150739.49+110403.7 \dagger	26.3 ± 0.6	185.7±14.6	11002 ± 770	2458 ± 17	8857±50
J154340.74+112801.3 \dagger	10.0 ± 1.3	119.2±15.0	8201 ± 1394	2882 ± 45	4302±29
J212619.65-065408.9*	25.8 ± 1.2	205.4±26.7	2700 ± 864	1732 ± 20	3409±30

NOTAS.(1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12, en esta columna se agregó un símbolo el cual define qué componente se está evaluando en la tabla: diamante (\diamond) BLUE, daga (\dagger) VBC y asterisco (*) componente roja. (2) Ancho equivalente. (3) Flujo de la componente en unidades de $1 \times 10^{-16} \text{ erg}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. (4) Ancho total a media altura. (5) *Shift*. (6) Ancho total a media altura del perfil completo considerando la BC y la componente BLUE/VBC/RED.

Tabla 4.6: Mediciones de [OIII] λ 5007

Nombre (SDSS)	[OIII] NC					[OIII] SBC					Perfil completo FWHM [kms^{-1}] (10)
	W [Å] (2)	F [$ergs^{-1}cm^{-2}$] (3)	FWHM [kms^{-1}] (4)	shift [kms^{-1}] (5)	W [Å] (6)	F [$ergs^{-1}cm^{-2}$] (7)	FWHM [kms^{-1}] (8)	shift [kms^{-1}] (9)			
J121128.00+095527.2	17.1 ± 1.6	106.6 ± 8.3	451 ± 26	17 ± 34	43.7 ± 1.4	272.7 ± 12.0	2300 ± 20	-0.3 ± 13.3	620 ± 26		
J123304.05-003134.1	2.7 ± 0.03	13.8 ± 0.2	1693 ± 6	-231 ± 45	-	-	-	-	1693 ± 6		
J123820.19+175039.1	9.3 ± 0.02	134.4 ± 1.3	1221 ± 19	-252 ± 11	3.1 ± 0.2	54.4 ± 5.4	1481 ± 4	-1689 ± 102	1268 ± 11		
J130835.06-013835.2	26.7 ± 0.6	21.9 ± 0.7	666 ± 4	-16 ± 2	-	-	-	-	666 ± 4		
J143633.75+065654.0	2.3 ± 0.1	12.1 ± 0.2	620 ± 8	-347 ± 5	3.1 ± 0.4	16.4 ± 2.1	1481 ± 4	-1689 ± 51	485 ± 6		
J150739.49+110403.7	46.1 ± 0.2	314.3 ± 0.5	510 ± 1	4 ± 1	2.8 ± 0.1	19.4 ± 0.7	1570 ± 42	-1025 ± 43	517 ± 21		
J154340.74+112801.3	9.0 ± 0.1	104.4 ± 0.6	501 ± 3	-59 ± 1	4.2 ± 0.1	48.1 ± 1.3	1514 ± 22	-211 ± 13	549 ± 12		
J212619.65-065408.9	2.2 ± 0.02	16.8 ± 0.2	359 ± 5	29 ± 3	4.2 ± 0.1	32.3 ± 0.5	1004 ± 28	-201 ± 17	521 ± 16		

NOTAS. (1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12. (2) y (6) ancho equivalente en Å, (3) y (7) el flujo en unidades de $1 \times 10^{-16} ergs^{-1} cm^{-2}$, (4) y (8) Ancho total a media altura. (5) y (9) *shift*. (10) FWHM del perfil total de [OIII] λ 5007, éste conforma los valores de la NC y SB.

4.4. Ajustes en el Cercano Infrarrojo

De forma análoga al óptico, se realizó un análisis multicomponente de las líneas de baja ionización en el NIR con *specfit* en un rango de 8300Å hasta 13500Å, que es la longitud de onda de la banda telúrica, en el sistema de referencia del observador. Los espectros en el NIR se corrigieron por z utilizando los resultados de la sección 4.2 (tabla 4.1). El desarrollo del análisis multicomponente es semejante a su contraparte óptica, comenzando con el establecimiento del continuo por una ley de potencias, posteriormente se definió la emisión de FeII con una plantilla, después se ajustaron las líneas de baja ionización de Pa9λ9226, OIλ8446 y CaT y finalmente las líneas de Paschen de alto orden las cuales forman un continuo subyacente en esta región (éstas abarcan transiciones desde Pa10λ9014 hasta Pa24λ8333). En caso de ser necesario, se incluyeron componentes correspondientes a transiciones de FeII no identificadas en la *template* o que el flujo ajustado en la plantilla no correspondía a las observaciones. De acuerdo con Martínez-Aldama et al. 2015, no hay evidencia espectroscópica para ajustar una BLUE en OIλ8446 ni perfiles extra en CaII. En cuanto a las líneas de Paschen tampoco se incorporo dicha componente por encontrarse mezclada con las otras *LIL*'s.

Ajuste del continuo

Primero se intentó usar el índice espectral estimado en el óptico para ajustar el continuo de esta banda, el cual debía pasar por alguna de las siguientes tres ventanas del NIR: 8100Å, 8800Å y 9400Å¹⁵. Desafortunadamente este método fue insuficiente para ajustar el continuo en toda la muestra, por lo que se consideró un continuo local para los valores del cercano infrarrojo.

Pseudocontinuo de FeII

Para representar la contribución del hierro, se utilizaron dos plantillas denominadas como modelo teórico (Sigut and Pradhan 2003) y semiteórico (Garcia-Rissmann et al. 2012).

El modelo teórico fue desarrollado por Sigut and Pradhan 2003, el cual considera la densidad electrónica ($n_H \sim 10^{9.6} \text{ cm}^{-3}$) y el parámetro de ionización ($U \sim 10^{-3}$) de I Zw 1 y también varios mecanismos de ionización además de la fotoionización, tales como la autofluorescencia y las colisiones. El resultado de

¹⁵Esta ventana no era visible en todos los casos, debido a que la banda telúrica aparece a 13500Å en el sistema de referencia del observador.

este análisis es una plantilla del pseudocontinuo de FeII que abarca desde el UV hasta el NIR.

En cuanto al modelo semiteórico fue desarrollado por Garcia-Rissmann et al. 2012. En éste se tomó como referencia una vez más I Zw 1, y con ayuda de CLOUDY, se probaron con varios parámetros de fotoionización y densidades electrónicas. De las pruebas realizadas se eligió la plantilla con menor *rms* alrededor de 8300-116600Å para definir el continuo subyacente de FeII. Las condiciones físicas de esta plantilla son $\log(n_H) = 12.6$ y $\log(U) = -2.0$.

La principal diferencia entre estas plantillas es que el modelo semiteórico presenta mayor flujo de FeII alrededor de 8600-8800Å, en cuanto al modelo teórico reproduce de mejor manera la contribución del “9200Å *bump*”. Por otro lado, el modelo semiteórico brinda la ventaja de que representa algunas transiciones alrededor de 8300Å, como es el caso de FeII λ 8357. Se realizaron los ajustes con ambas plantillas (junto con las demás líneas de emisión) y dependiendo de cuál arrojaba un menor χ^2 era la que se tomaba en cuenta. Un discriminante que sirvió para esta tarea fue el espectro que corresponde a la mezcla de Pa9 λ 9226+FeII alrededor de 9200Å. En cuanto al ancho de las líneas de hierro se consideraron equivalentes a los ajustados en el *FeII_{opt}* o como cota superior el *FWHM(H β _{BC})*. Se agregaron componentes gaussianas adicionales para representar las contribuciones extras de FeII, ya fuera porque no estaban contempladas o porque el flujo de estas transiciones no corresponde a las observaciones; dichas transiciones corresponden a FeII8357Å (Sigut and Pradhan 2003, Garcia-Rissmann et al. 2012), FeII8722Å (Sigut and Pradhan 2003) y FeII9377-9406Å (Garcia-Rissmann et al. 2012, Marinello et al. 2020). Se estableció el rango de 8400-9200Å para estimar las propiedades físicas de la FeII como son el ancho equivalente y el flujo (Martínez-Aldama et al. 2015).

Componentes anchas

Se estableció que las líneas CaT, OI λ 8446_{BC}, Pa9_{BC} y el resto de la serie de Paschen tuvieran un perfil semejante al de H β (perfil lorentziano o gaussiano). La justificación de esto es de que son emitidas en zonas con cinemática semejante pero en regiones distintas espacialmente (Persson 1988, Joly 1989, Martínez-Aldama et al. 2015). En cuanto a las líneas de Paschen, es porque se trata del mismo elemento generado en la misma región estratificada de la BLR.

1. Pa9 λ 9229 y Pa8 λ 9546: Se modelaron con un FWHM similar al de H β permitiéndole una variación de $\pm 100 \text{ km s}^{-1}$, esto porque, al ser esta línea producida por el mismo elemento que H β , se estima que se producen en la

misma región de la BLR. Se estableció el mismo desplazamiento de línea estimado en $H\beta$; por lo que el único parámetro libre fue el flujo.

2. $OI\lambda 8446$: El flujo y el FWHM se mantuvieron como parámetros libres, con la reserva de que éste último fuera cercano al encontrado en $H\beta$ (una variación menor a $800 km s^{-1}$ debido a que se considera que se emite en una región de la BLR con dinámica semejante a $H\beta$, Rodríguez-Ardila et al. 2002, Landt et al. 2011). Esta LIL se ancló al *restframe*, de considerarse un *shift*, el ala azul de esta línea presentaba inconsistencias con el espectro observado, reflejándose en el residuo del ajuste. Ejemplo de esto es en J150739.49+110403.7, en el cual si se le agregaba un corrimiento al azul presentaba una χ^2 de 19.2, mientras que en el *restframe* era de 18.1. En cuanto a J130835.06-013835.2, al tener un bajo S/N=8, no se puede determinar si existe o no este desplazamiento.

3. Triplete de CaII: Se considero el mismo flujo para las tres líneas, ajustando primero a $CaII\lambda 8662$ ya que al encontrarse relativamente aislada puede ser usada para determinar los datos del flujo y FWHM. Las propiedades de las otras dos líneas de emisión son las mismas a las de $CaII\lambda 8662$.

El desplazamiento del triplete se mantuvo fijo al *restframe*, similar a $OI\lambda 8446$, esto porque al encontrarse entremezcladas con las otras líneas de emisión y el continuo subyacente de FeII es difícil determinarlo. (Martínez-Aldama et al. 2015).

Componentes angostas

- $Pa9\lambda 9229$ y $Pa8\lambda 9546$: Se establecieron los cocientes de flujo determinados en el óptico entre la componente ancha y la angosta de $H\beta$. El FWHM se mantuvo acotado alrededor del valor estimado en el óptico, con una variación de $\pm 100 km s^{-1}$, debido a que se trata del mismo elemento.
- $OI\lambda 8446$: Las condiciones iniciales del FWHM fueron cercanas a $H\beta_{NC}$, permitiendo una variación de a lo más $800 km s^{-1}$. Debido a que no hay muchas observaciones de la NC de $OI\lambda 8446$ (Martínez-Aldama et al. 2015), el flujo se mantuvo como parámetro libre en el ajuste con *specfit* (esta componente únicamente fue considerada en J121128.00+095527.2 y J143633.75+065654.0).

No se utilizaron componentes angostas en CaT debido a que este triplete se encuentra entremezclado, por lo que dificulta realizar una descomposición de

perfiles más allá de la BC. De acuerdo July 1987, este ion se emite en regiones con densidad mayores a $n_H > 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, condición que no satisface la NLR.

Componentes muy anchas

Si el cuasar estudiado se trataba de un objeto de Pob. B, se ajustó una componente muy ancha en Pa9 λ 9226 (excepto en J130835.06-013835.2). Al igual que con la componente angosta, se consideró el cociente de flujos entre la componente ancha y muy ancha utilizadas en $H\beta$; también se contempló el *shift* de la línea con respecto al sistema de referencia en reposo. Para el caso de los anchos a media altura se usó el $FWHM(H\beta_{VBC})$ con una variación de $\pm 100 \text{ km s}^{-1}$. No se contempló una VBC en OI λ 8446 debido a que se muestra entremezclado con las líneas de baja ionización del cercano infrarrojo.

Pseudocontinuo de Paschen (Pa10 λ 9014-Pa24 λ 8333)

El continuo subyacente de líneas de Paschen tiene los mismos valores que Pa9 λ 9226 en FWHM y *shift*. No en todas los objetos se detecta la presencia de dicho ion, por lo que en esos casos Pa10 λ 9014 tomó su lugar como línea patrón para definir el pseudocontinuo de Paschen. Se utilizaron los resultados de estudios de fotoionización de Martínez-Aldama et al. 2015, los cuales fueron estimados con el código CLOUDY (Ferland et al. 1998) considerando un potencial de ionización $\log U \approx -2.5$ y una densidad electrónica $\log(n_H) = 12$; en estas transiciones no se consideraron parámetro libre. Al igual que las componentes anchas, se estableció el mismo perfil de la componente ancha de $H\beta$.

No se ajustaron más perfiles auxiliares en el continuo de Paschen, salvo en el caso del objeto J212619.65-065408.9, el cual se discutirá más adelante.

4.4.1. Corrección por galaxia anfitriona

El único objeto que mostró una evidente contaminación debido a la galaxia anfitriona fue J130835.06-13835.2, esto reflejado en las líneas de absorción del triplete de Calcio. En el óptico se realizó un análisis adicional con ayuda de *Starlight*, sin embargo, el programa no cubre longitudes de onda del cercano infrarrojo; por lo que se siguió la metodología desarrollada por Martínez-Aldama et al. 2015 para determinar la contribución de la galaxia anfitriona.

Se calculó la edad de la galaxia anfitriona considerando el corrimiento al rojo de la tabla 4.1 con apoyo de un calculador de edades cosmológicas que se

encuentra en línea¹⁶(Wright 2006). Se tomaron en cuenta los parámetros de la constante de Hubble ($H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$), la densidad de la materia bariónica ($\Omega_M = 0.3$) y la densidad de la energía oscura ($\Omega_\Lambda = 0.7$). La edad estimada de la galaxia huésped fue de 5.1 Gyr.

El siguiente paso fue determinar la masa del bulbo galáctico (M_{bulbo}), para esto se recurrieron a dos artículos, los cuales relacionan la masa del hoyo negro (siendo para este caso de $\log M_{BH} = 9.19$, tabla 5.1) con la del bulbo de la siguiente forma:

- Magorrian et al. 1998

$$\log \left(\frac{M_{BH}}{M_\odot} \right) = -1.82 + 0.96 \log \left(\frac{M_{bulbo}}{M_\odot} \right) \quad (4.9)$$

- Kormendy and Ho 2013

$$\frac{M_{BH}}{10^9 M_\odot} = 0.49 \left(\frac{M_{bulbo}}{10^{11} M_\odot} \right)^{1.16} \quad (4.10)$$

La masa del bulbo estimada es de $(3.01 \pm 0.14) \times 10^{11} M_\odot$, en ambas ecuaciones se obtuvo un valor con el mismo orden de magnitud.

Se usaron modelos de síntesis de población estelar con distintas metalicidades (Bressan et al. 2012), para esta investigación se consideró $Z = 2Z_\odot$; éstas fueron creadas a partir de la función de masa inicial de Salpeter (Salpeter 1955).

Una vez seleccionado el modelo de acuerdo a la edad de la galaxia anfitriona (figura 4.5) se calculó la luminosidad a 9000 \AA (L_{host}), asimismo se obtuvo este valor en el espectro observado mediante *specfit* (L_{QSO}).

Se divide la luminosidad del modelo de galaxia anfitriona entre la del espectro del cuasar, con el fin de determinar si es necesario realizar una corrección al espectro del NIR debido a la galaxia anfitriona. Si dicha contaminación era menor del 10% ($L_{host}/L_{QSO} < 0.1$) significaba que la contribución del AGN es mucho mayor a la de la galaxia *host*, por lo cual la contribución de ésta última puede despreciarse y no amerita un ajuste. En el caso de h130835.06-13835.2 se encontró una contribución cercana al 25% de la galaxia *host* respecto al AGN.

Posteriormente, se estimó la dispersión de velocidades en el bulbo de la galaxia huésped. Para ello se tomó en cuenta el trabajo de Kormendy and Ho 2013 (ecuación 7):

$$\frac{M_{BH}}{10^9 M_\odot} = (0.309) \left(\frac{\sigma}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^{4.38} \quad (4.11)$$

¹⁶<http://www.astro.ucla.edu/wright/CosmoCalc.html>

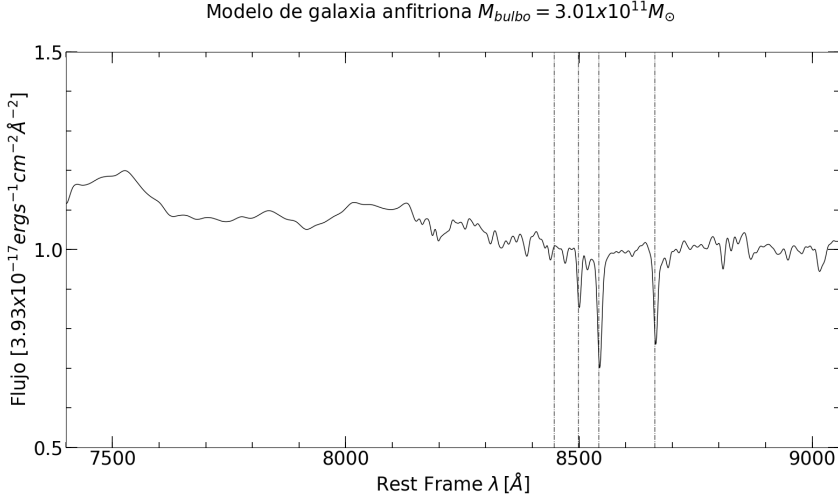


Figura 4.5: Plantilla de galaxia anfitriona considerando la masa del bulbo estimada con las ecuaciones 4.9 y 4.10 y ensanchada con la dispersión de velocidades de la ecuación 7 de Kormendy and Ho 2013. Las líneas punteadas negras corresponden a OI λ 8446 y CaT.

donde σ representa la dispersión del bulbo galáctico. Con el resultado de la ecuación 4.11, el cual fue $\sigma = 291 \pm 11 \text{ km s}^{-1}$ y utilizando la línea de absorción de CaII λ 8662 se ensancharon las líneas de absorción hasta que su FWHM fuera cercana a σ . Restando finalmente estas contaminaciones se obtiene el espectro del AGN (figura 4.6). En cuanto a los valores de la masa del bulbo y la velocidad de dispersión, ambas están de acuerdo a las incertidumbres ya que dicho error representa menos del 10 % con respecto a los datos estimados.

4.4.2. Resultados obtenidos con *specfit*

A continuación se dará una breve descripción de los resultados del análisis multicomponente en el NIR.

J121128.00+095527.2:

Los cocientes R_{FeII} y R_{CaT} poseen valores similares, 0.51 y 0.48 respectivamente (tablas 4.7 y 4.12).

El índice espectral ajustado en el NIR fue de $\alpha \approx 0.2$, es decir, casi plano. Esto quiere decir que el enrojecimiento por polvo sigue siendo importante en esta región.

El FWHM de CaII λ 8662 es similar al de OI λ 8446_{BC}, con una diferencia de 100 km s^{-1} . De igual modo, los FWHM de Pa9 λ 9226, OI y CaT presentan valores

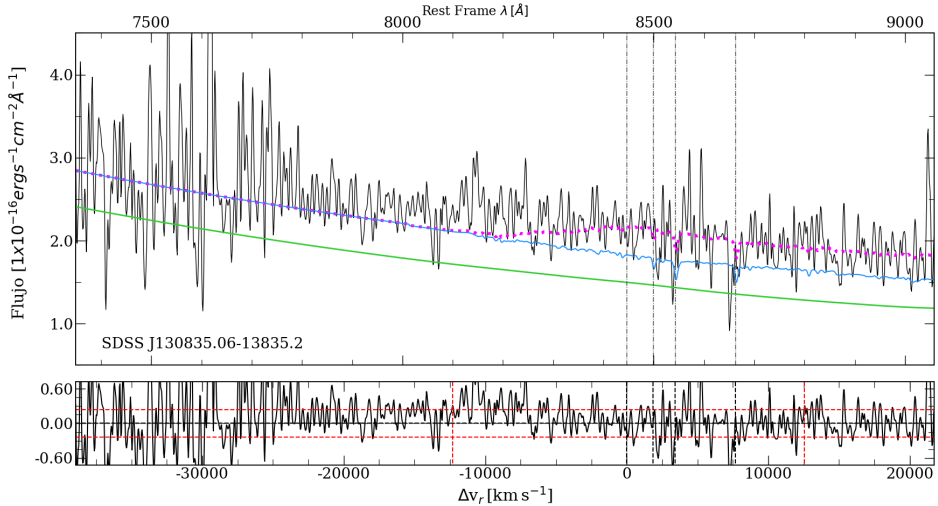


Figura 4.6: Panel superior: análisis del espectro de emisión (negro) de J130835.06-13835.2 considerando la ley de potencias del AGN (verde), la contribución total del cuasar+galaxia anfitriona (azul) y el ajuste multicomponente realizado con *specfit* (rosa con línea punteada). Las líneas verticales de color negro y punteadas representan al triplete de calcio y a $OI\lambda 8446$. La ordenada x es la longitud de onda medida en \AA mientras que en la abscisa es el flujo medido en unidades de $1 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$. Panel inferior: el residuo de la comparación del espectro de emisión y el modelo teórico, las líneas punteadas rojas representan las incertidumbres asociadas a partir del rms medido a 8800 \AA .

semejantes.

J123304.05-003134.1:

En este cuasar se aprecia una emisión de $FeII_{opt}$ considerable, incluso mayor a la estimada en $H\beta_{BC}$ ($R_{FeII} = 1.3$), sin embargo CaT es 7 veces inferior con respecto a $H\beta_{BC}$ ($R_{CaT}=0.18$).

El FWHM de $OI\lambda 8446_{BC}$ es menor (FWHM= 1891 km s^{-1}) en comparación con las calculadas en tanto Pa $9\lambda 9226$ (FWHM= 2993 km s^{-1}) como en CaII $\lambda 8662$ (FWHM= 2482 km s^{-1}).

J123820.19+175039.1

En el óptico, FeII mostró una intensidad considerable, catalogándolo como objeto de Pob. A ($R_{FeII} = 1.06$), esto mismo se observó en el NIR. Se detectó una línea de absorción alrededor de 8750\AA correspondiente a CaII $\lambda 8662$, que no genera una subestimación del triplete de calcio. Se identificó una emisión de FeII en 8357\AA (reportado también en Garcia-Rissmann et al. 2012) casi aislada. $OI\lambda 8446_{BC}$ posee un FWHM menor al medido en Ca $\lambda 8662$ y en Pa $9\lambda 9226$, por

otro lado $FWHM(CaII\lambda 8662) < FWHM(Pa9)$, patrón encontrado tanto en J123304.05-003134.1 como en los cuasares estudiados en Martínez-Aldama et al. 2015 (tabla 4.11). Este espectro fue el único donde el modelo semiteórico de FeII ajustó de mejor manera en comparación con el modelo teórico, esto porque el “9200Å bump” posee una mayor contribución por el FeII que por $Pa9\lambda 9229$.

En cuanto al triplete de Calcio, éste se mostró menos intenso en comparación con $FeII_{opt}$ ($R_{CaT} = 0.25$).

J130835.06-013835.2

La contribución del continuo subyacente de FeII en el NIR es casi despreciable, por lo que es difícil discernir cual plantilla es la indicada para representarlo. En el óptico, se encontró que $R_{FeII} = 0.44$. Al tratarse de un objeto de pop B1+ se especuló que presentara una intensidad baja en el triplete de Calcio y de $FeII_{NIR}$ (Martínez-Aldama et al. 2015), cuestión que ocurre con un $R_{CaT} = 0.05$. La aparente ausencia de CaT puede ser producto de que, al estar tan cerca de $OI\lambda 8446$, el cual tiene un FWHM grande (9300 km s^{-1} , tabla 4.11), el flujo del triplete de calcio puede estar subestimado.

Cabe destacar que este objeto es el que posee el menor índice señal a ruido $S/N=8$ de toda la muestra en el infrarrojo, por lo que el ajuste teórico realizado con *specfit* presentará deficiencias, como es el caso de algunos “bumps” en las regiones de 8700Å y 9000Å. Además de esto, la S/N de $OI\lambda 8446$ es $S/N=1$ (siguiendo la metodología de Rosales-Ortega, F. F. et al. 2012 descrita en la sección anterior), por lo que no se puede distinguir esta línea sobre el continuo.

J143633.75+065654.0

Este NLSy1 es el que posee el cociente de R_{FeII} ($=1.44$) mayor de toda la muestra, por lo que se esperaba que tuviera un R_{CaT} superior con respecto a todos los objetos en el NIR, esto es parcialmente cierto, ya que junto con J121128.00+095527.2 tiene el valor más grande de dicho cociente ($R_{CaT} = 0.48$).

Debido al z de este objeto, la banda telúrica cae más allá de los 9600Å, permitiendo observar incluso $Pa8\lambda 9546$. Los FWHM de las líneas de $OI\lambda 8446$, $CaII\lambda 8662$ y $Pa9\lambda 9226$ son equivalentes.

El “9200Å bump” presenta una mayor contribución de $Pa9\lambda 9229$ con respecto a la transición de FeII, el cual cubre parcialmente el ala roja de esta línea.

J150739.49+110403.7

Este objeto de Pob. B1 es el que menos contribución del continuo subyacente de FeII posee en el óptico ($R_{FeII} = 0.06$), este patrón también se presenta en el NIR. No se observa con claridad el triplete de Calcio, teniendo un valor de $R_{CaT} = 0.02$, esto puede ser por la naturaleza del cuasar (el cual es de Pob. B1) o porque $OI\lambda 8446$ es tan ancha que se entremezcla con el triplete de Calcio.

Al presentar una baja contribución de FeII en el NIR fue difícil discriminar cuál plantilla de este continuo subyacente era el idóneo para el ajuste, tampoco se logra observar con claridad la contribución de “9200Å bump”.

La señal a ruido del continuo a 8800Å fue S/N=13, mientras que para $OI\lambda 8446$ fue de S/N=2 (se usó la misma metodología que en J130835.06-013835.2 en el óptico-NIR), por lo que las estimaciones alrededor de esta línea estarán sesgadas. Se observó que los objetos de extrema Pob. B (éste y J130835.06-013835.2) son los que presenta una calidad inferior del espectro en comparación con el resto de la muestra, siendo esta la principal razón por la cual *specfit* no logra ajustar las regiones de 8700Å y 9000Å.

J154340.74+112801.3

Presenta emisiones de $FeII_{opt}$ y de CaT semejantes ($R_{FeII} = 0.42$ y $R_{CaT} = 0.32$). Este resultado no era esperado, ya que el FWHM de CaT era considerable (tabla 4.12) y su contribución estaba mezclada con el flujo de $OI\lambda 8446$.

A diferencia de $H\beta$, no se observó una doble componente angosta en Pa9 λ 9226. Se estimó que el $FWHM(CaII\lambda 8662) > FWHM(Pa9) > FWHM(OI\lambda 8446)$; aunque la diferencia no es mayor a $600km\ s^{-1}$ entre CaII λ 8662 y Pa9 λ 9226, y de $100km\ s^{-1}$ entre $OI\lambda 8446$ y CaT. En la línea de $CaII\lambda 8542$ existe una contribución de origen desconocido, provocando que ésta fuese más intensa en comparación con las otras dos transiciones de CaT.

El “9200Å bump” mostró una mayor contribución de Pa9 λ 9229 que de FeII, esto se determinó considerando el ajuste de el pseudocontinuo de Paschen y los cocientes de flujo que presentan con respecto a Pa9 λ 9229.

J212619.65-065408.9

En el óptico se determinó una gran contribución de FeII, catalogándola como un objeto de Pob. A3 ($R_{FeII} = 1.04$), rasgo que también comparte el triplete de Calcio y su intensidad en el flujo ($R_{CaT} = 0.32$). El “9200Å bump” presentó una gran contribución producto del continuo subyacente de FeII, de hecho, incluso el modelo teórico fue insuficiente para modelar todas las transiciones del FeII, sobre todo en la región de 9200-9400Å, por lo que se ajustaron perfiles gaussianos extras que representaran dichas emisiones.

En el óptico, este cuasar mostró una segunda componente lorentziana corrida hacia el rojo en $H\beta$, la cual también fue considerada en las líneas de Pa9 λ 9226, Pa10 λ 9014, Pa11 λ 8862 y Pa12 λ 8750, debido a que no se encuentran entremezcladas con el triplete de calcio o con $OI\lambda 8446$. Al igual que en J154340.74+112801.3, se determinó un exceso de flujo en $CaII\lambda 8542$ que no puede ser modelada bajo las hipótesis hechas en la emisión de CaT.

4.4.3. Estimación de errores

En el cercano infrarrojo se usaron los errores estimados por Martínez-Aldama et al. 2015, los cuales fueron desarrollados a partir del modelaje de esta región considerando gaussianas con distintos anchos equivalentes, FWHM y S/N. De este desarrollo se crearon varias plantillas patrón para $OI\lambda 8446$, $Pa9\lambda 9226$, CaT, FeII (óptico e infrarrojo) y $H\beta$ para estimar las incertidumbres del flujo y el FWHM con la iteración Monte Carlo. Estos esquemas abarcan gran parte de los casos de anchos equivalentes y S/N. La S/N más baja considerada en estos modelos es de 10, siendo éste el valor más cercano para el caso de J130835.06-013835.2 (S/N=8 en el óptico y S/N=4 en el NIR), trayendo consigo sesgos en la determinación de los errores en los perfiles de dicho cuasar.

A continuación se mostrará la figura 4.7 con el resultado del análisis multicomponente en el NIR sin el continuo. Los datos obtenidos mediante *specfit* para $FeII$ (óptico e infrarrojo), $Pa9\lambda 9226$ y sus componentes, $OI\lambda 8446$ y CaT se muestran en las tablas 4.7, 4.8, 4.9, 4.10, 4.11 y 4.12. El rms estimado en el continuo tanto del óptico como del NIR está en la tabla 4.13.

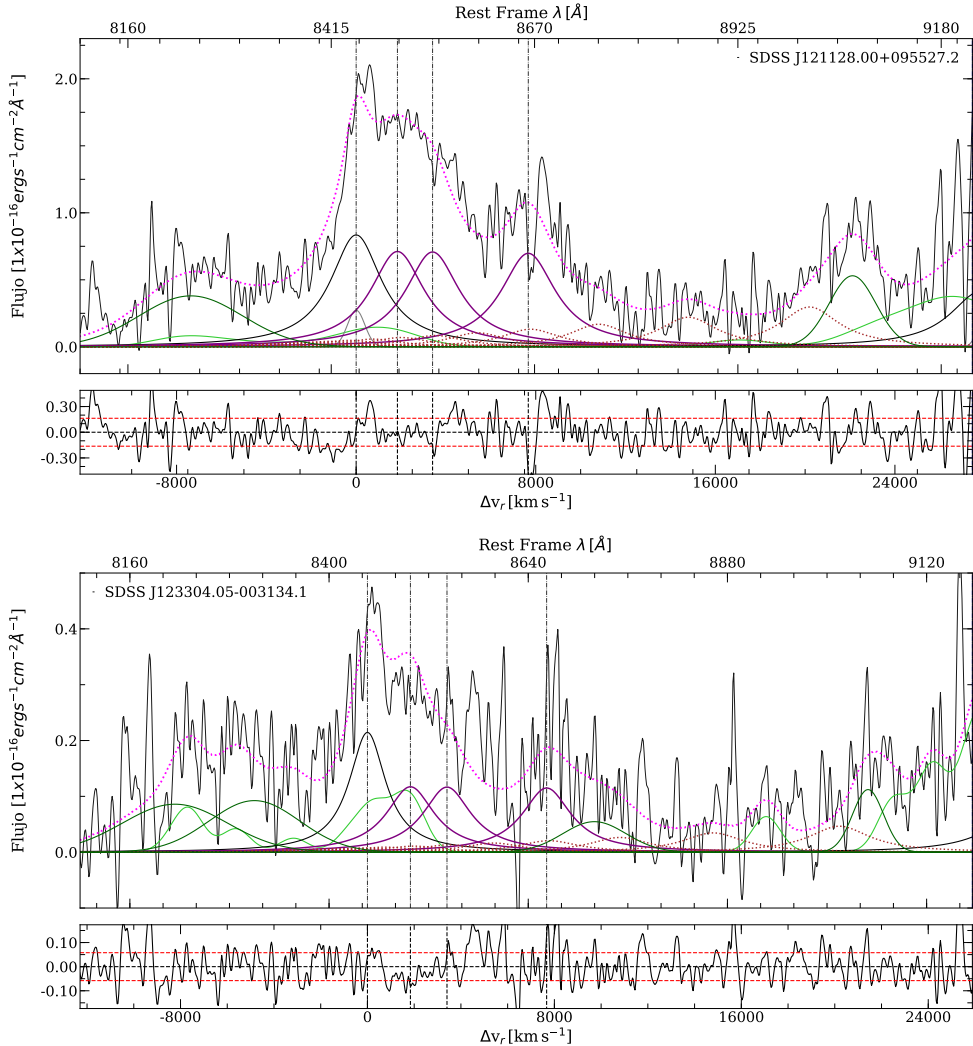


Figura 4.7: El panel superior representa el espectro del cercano infrarrojo sin la contribución del continuo, la ordenada indica la longitud de onda en \AA y la abscisa el flujo en unidades de $\times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$. Cada color indica lo siguiente: verde limón es la contribución del pseudocontinuo de FeII, negro las componentes anchas (Pa9 λ 9229 y OI λ 8446), gris corresponde a la componente angosta, rojo a la componente muy ancha o la componente RED, café con línea punteada corresponde al pseudocontinuo de Paschen, los tres perfiles morados corresponden a CaT, verde oscuro son las componentes auxiliares de FeII y magenta punteada indica el modelo teórico ajustado con *spectfit*. El panel inferior de cada una de estas figuras representa el residuo del modelo teórico menos el espectro original, las líneas punteadas rojas es la incertidumbre definida por $\pm rms$ calculado con *splot* a 8800 \AA (tabla 4.13).

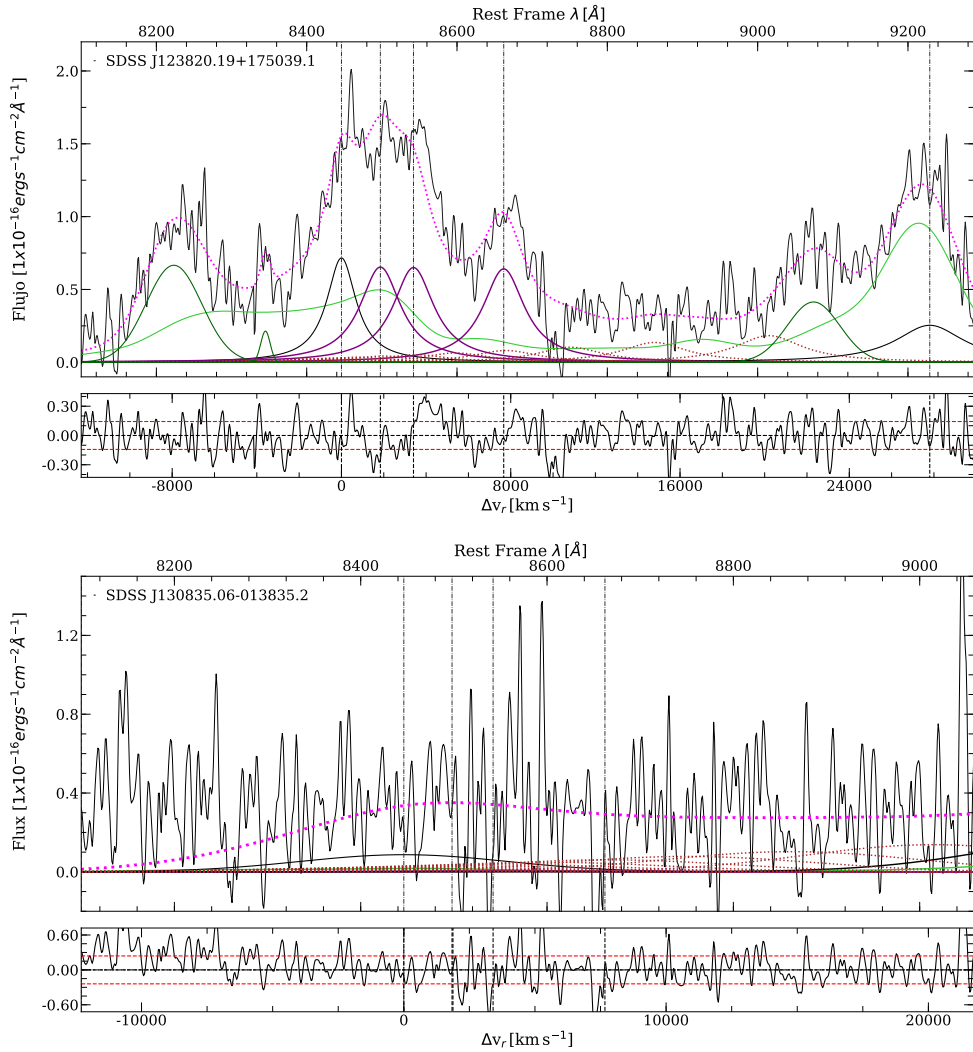


FIGURA 4.7, (CONTINUACIÓN)

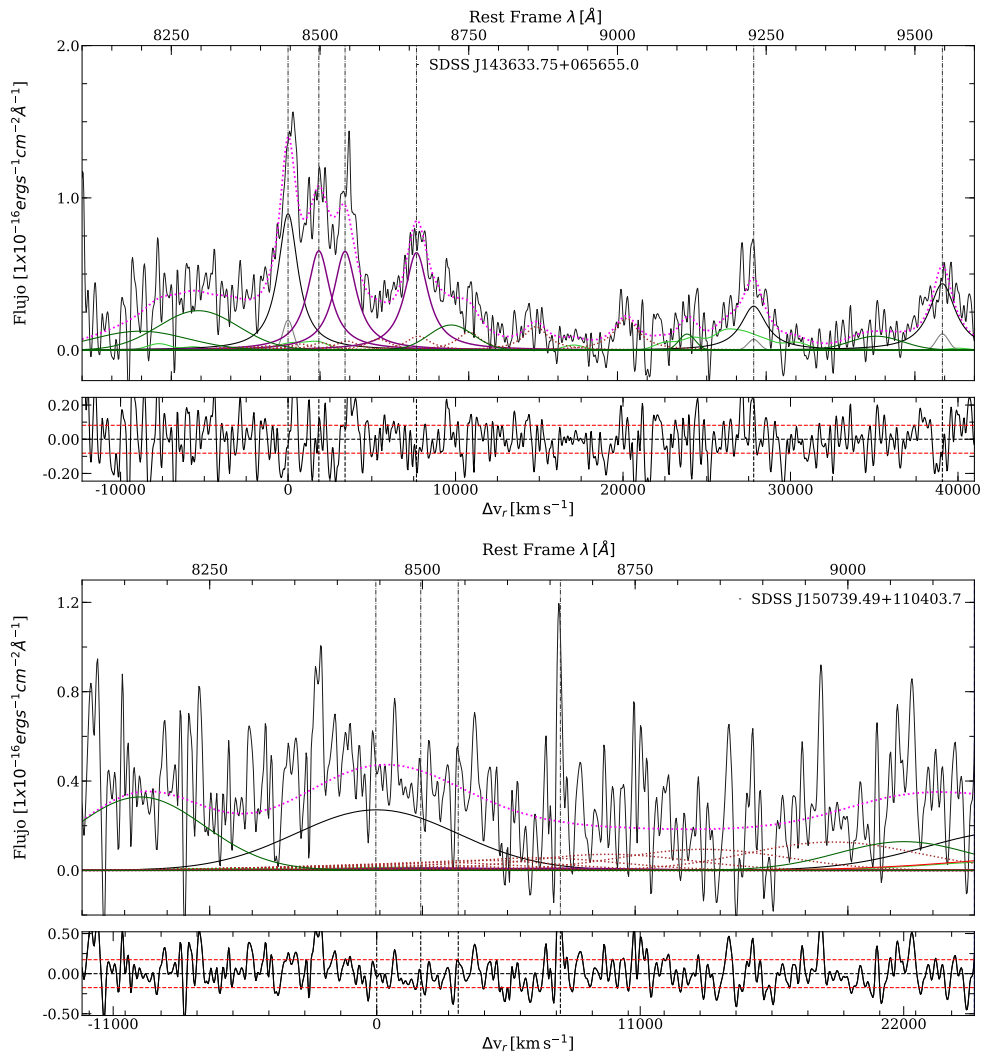


FIGURA 4.7, (CONTINUACIÓN)

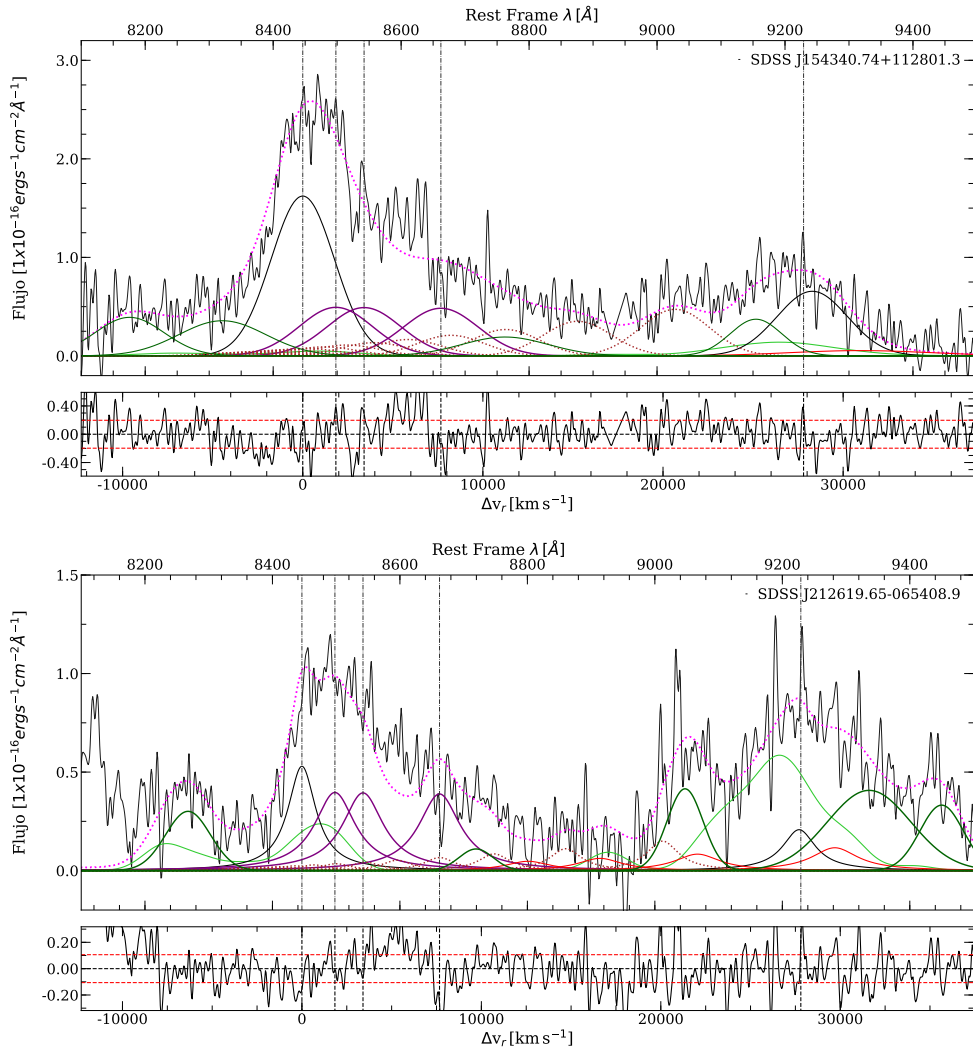


FIGURA 4.7, (CONTINUACIÓN)

Tabla 4.7: Flujos y anchos equivalentes en la contribución de FeII

Nombre (SDSS)	FeII _{opt}			FeII _{NIR}			R_{FeII}
	W [Å] (2)	F [$ergs^{-1}cm^{-2}$] (3)	W [Å] (4)	F [$ergs^{-1}cm^{-2}$] (5)	templete en el NIR (6)	(7)	
J121128.00+095527.2	48.4 ± 8.3	288.8±2.9	12.1±1.0	61.4±4.3	teórica	0.51±0.02	
J123304.05-003134.1	44.9 ± 7.9	275.1±11.0	21.0±6.5	35.4±8.9	teórica	1.30±0.10	
J123820.19+175039.1	48.0 ± 3.4	829.2±8.3	35.0±5.8	197.2±32.3	semiteórica	1.06±0.03	
J130835.06-013835.2	23.5 ± 0.4	24.0±0.5	13.9±4.3	12.0±3.3	teórica	0.44±0.10	
J143633.75+065654.0	68.3 ± 6.2	426.9±8.5	7.6±1.8	18.9±4.2	teórica	1.44±0.07	
J150739.49+110403.7	2.4 ± 1.7	18.9±0.2	4.4±1.5	7.7±0.9	teórica	0.06±0.01	
J154340.74+112801.3	21.2 ± 4.7	280.8±5.6	4.7±0.4	25.2±1.8	teórica	0.42±0.02	
J212619.65-065408.9	30.9 ± 6.4	272.0±10.9	23.2±6.2	89.5±22.5	teórica	1.04±0.07	

NOTAS. (1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12. (2) y (4) ancho equivalente en el óptico y en el infrarrojo cercano respectivamente. (3) y (5) flujo de FeII en los rangos 4434-4684Å y 8400-9200Å respectivamente en unidades de $1 \times 10^{-16} ergs^{-1} cm^{-2}$. (6) modelo usado para la emisión de FeII en el NIR. (7) Cociente de R_{FeII} .

Tabla 4.8: Mediciones de Pa9

Nombre (SDSS)	$F_\lambda(8542\text{\AA})$ [$\text{ergs}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}$]	Pa9 BC			
		W [\AA]	F [$\text{ergs}^{-1}\text{cm}^{-2}$]	FWHM [kms^{-1}]	shift [kms^{-1}]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
J121128.00+095527.2	5.11±0.03	11.4±1.3	59.7±6.7	2994±674	-
J123304.05-003134.1	1.87±0.03	5.7±5.8	9.3±6.70	2993±1733	-
J123820.19+175039.1	6.31±0.02	8.7±1.5	44.1±9.5	3588±1380	-
J130835.06-013835.2	1.42±0.12	62.42±11.4	68.2±7.7	10872±1631	-
J143633.75+065654.0	2.691±0.02	10±1.8	23.5±10.1	1683±949	-
J150739.49+110403.7	2.06±0.06	28.7±5.7	45.1±4.3	7854±1178	-1090±24
J154340.74+112801.3	6.01±0.02	18.6±2.1	90.8±8.7	4219±633	442±40
J212619.65-065408.9	4.08±0.02	5.2±0.1	20.5±11.9	2038±1164	-90±24

NOTAS. (1) Nombre en el catálogo SDSS-DR12. (2) el flujo en el continuo a 8542 \AA en unidades de $1 \times 10^{-16}\text{ergs}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}$. (3) Ancho equivalente. (4) Flujo en la componente en unidades de $1 \times 10^{-16}\text{ergs}^{-1}\text{cm}^{-2}$. (5) Ancho total a media altura. (6) *Shift*.

Tabla 4.9: Mediciones de Pa9_{VBC/BLUE/RED}

Nombre (SDSS)	Pa9 VBC/RED				Perfil completo
	W [\AA]	F [$\text{ergs}^{-1}\text{cm}^{-2}$]	FWHM [kms^{-1}]	shift [kms^{-1}]	FWHM [kms^{-1}]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
J121128.00+095527.2	-	-	-	-	2994±674
J123304.05-003134.1	-	-	-	-	2993±1733
J123820.19+175039.1	-	-	-	-	3588±1380
J130835.06-013835.2	-	-	-	-	10872±1631
J143633.75+065654.0	-	-	-	-	1683±949
J150739.49+110403.7 †	18.4±0.1	27.8±6.4	11130±2347	2458±17	9099±1755
J154340.74+112801.3 †	3.1±0.5	15±3.4	8400±3088	2882±45	4393±3721
J212619.65-065408.9 *	4.2±0.1	16.0±9.3	2839±1621	1732±20	2786±1392

NOTAS. (1) Nombres en el catálogo del SDSS-DR12, en esta columna se representa con un símbolo qué componente se utiliza en el ajuste: daga (†) VBC y asterísco (*) componente roja. (2) Ancho equivalente. (3) Flujo en la componente en unidades de $1 \times 10^{-16}\text{ergs}^{-1}\text{cm}^{-2}$. (4) Ancho total a media altura. (5) *Shift*. (6) Ancho total a media altura del perfil completo de Pa9 considerando la BC y la VBC/BLUE/RED.

Tabla 4.10: Mediciones de $Pa9_{NC}$

Nombre (SDSS)	W	F	FWHM	shift
(1)	[Å] (2)	[$ergs^{-1}cm^{-2}$] (3)	[kms^{-1}] (4)	[kms^{-1}] (5)
J121128.00+095527.2	0.4±0.1	2.1±0.2	551±124	-
J123304.05-003134.1	-	-	-	-
J123820.19+175039.1	-	-	-	-
J130835.06-013835.2	-	-	-	-
J143633.75+065654.0	0.8±0.4	1.7±0.7	758±428	-
J150739.49+110403.7	-	-	-	-
J154340.74+112801.3	-	-	-	-
J212619.65-065408.9	-	-	-	-

NOTAS. (1) Nombre en el catálogo SDSS-DR12. (2) Ancho equivalente. (3) Flujo de la componente en unidades de $1 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. (4) Ancho total a media altura. (5) *Shift*.

Tabla 4.11: Mediciones de $OI\lambda 8446$

Nombre (SDSS)	BC			NC		
	W	F	FWHM	W	F	FWHM
(1)	[Å] (2)	[$ergs^{-1}cm^{-2}$] (3)	[kms^{-1}] (4)	[Å] (5)	[$ergs^{-1}cm^{-2}$] (6)	[kms^{-1}] (7)
J121128.00+095527.2	19.4±1.4	101.9±7.1	2759±149	0.423±0.1	7.4±0.5	907±49
J123304.05-003134.1	9.2±2.3	17.9±4.1	1891±77	-	-	-
J123820.19+175039.1	8.0±1.3	53.4±8.7	1684±125	-	-	-
J130835.06-013835.2	16.4±4.7	24.3±6.6	9300±2176	-	-	-
J143633.75+065654.0	20.6±4.5	57.4±12.6	1447±216	1.5±0.3	4.2±0.9	710±106
J150739.49+110403.7	30.2±3.7	64.9±7.8	7984±160	-	-	-
J154340.74+112801.3	32.5±2.3	201.1±14.1	4133±223	-	-	-
J212619.65-065408.9	10.6±2.7	33.7±11.1	1883±77	-	-	-

NOTAS. (1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12. (2) y (5) ancho equivalente. (3) y (6) flujo en unidades de 1×10^{-16} en $ergs^{-1}cm^{-2}$. (4) y (7) ancho total a media altura.

Tabla 4.12: Mediciones de $CaII\lambda 8498, \lambda 8542, \lambda 8662$

Nombre (SDSS)	W [Å]	F [$ergs^{-1}cm^{-2}$]	FWHM [kms^{-1}]	R_{CaT}
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
J121128.00+095527.2	52.6±34.1	268.9±174.5	2898±1348	0.48±0.31
J123304.05-003134.1	20.5±1.4	38.1±2.6	2482±94	0.18±0.01
J123820.19+175039.1	32.0±6.6	199.7±41.3	2330±361	0.25±0.05
J130835.06-013835.2	2.7±1.5	3.0±1.7	8186±1899	0.05±0.03
J143633.75+065654.0	52.7±15.0	140.8±34.0	1639±339	0.48±0.14
J150739.49+110403.7	3.4±1.9	7.0±3.9	7941±1842	0.02±0.01
J154340.74+112801.3	35.6±19.7	212.0±117.6	4751±1102	0.32±0.18
J212619.65-065408.9	35.5±3.5	110.0±10.7	2733±243	0.42±0.04

NOTAS. (1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12. (2) Ancho equivalente. (3) Flujo en unidades $1 \times 10^{-16} ergs^{-1}cm^{-2}$ (4) Ancho total a media altura. (5) Cociente de flujos de CaT y $H\beta$.

Tabla 4.13: RMS de la muestra en el óptico-NIR

Nombre (SDSS)	rms (óptico)	rms (NIR)
(1)	(2)	(3)
J121128.00+095527.2	0.0466	0.0256
J123304.05-003134.1	0.0482	0.0299
J123820.19+175039.1	0.0251	0.0175
J130835.06-013835.2	0.2500	0.1161
J143633.75+065654.0	0.0375	0.0236
J150739.49+110403.7	0.0280	0.0579
J154340.74+112801.3	0.0342	0.0183
J212619.65-065408.9	0.0399	0.0259

NOTAS. (1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12. (2) RMS en la ventana del óptico a 5100Å. (3) RMS en la ventana del cercano infrarrojo a 8800Å.

Capítulo 5

Resultados y Análisis

En este capítulo se usarán los resultados del análisis multicomponente en el óptico-NIR para estimar las propiedades de la BLR y del agujero negro. Con la finalidad de brindar un contexto a los cuasares estudiados en esta tesis (denominará como ET), la muestra se complementará con datos del trabajo de Martínez-Aldama et al. 2021 (denominada como MA21) para los siguientes objetivos:

- Construir el plano óptico del *Eigenvector 1*, mediante el $FWHM(H\beta_{BC})$ y el R_{FeII} .
- Realizar un análisis estadístico con los anchos equivalentes, luminosidades en el continuo del óptico-NIR, FWHM y los cocientes de R_{FeII} y R_{CaT} , con la finalidad de buscar correlaciones de las propiedades de la BLR.
- Comprobar si los parámetros observacionales en el rango óptico y en el cercano infrarrojo están relacionados con las propiedades en el radio, utilizando para ello el índice de Kellerman.
- Determinar si el cociente de FeII/CaT puede brindar información de la evolución química de los núcleos activos.

5.1. Comportamiento general de la muestra

En la figura 5.1 se muestran las distribuciones de luminosidades con respecto al *redshift*. En ella se incluyeron los objetos analizados en esta tesis y los de MA21. En los histogramas lateral derecho y superior se muestran las distribuciones de la luminosidad a 5100\AA (λL_λ) y z respectivamente.

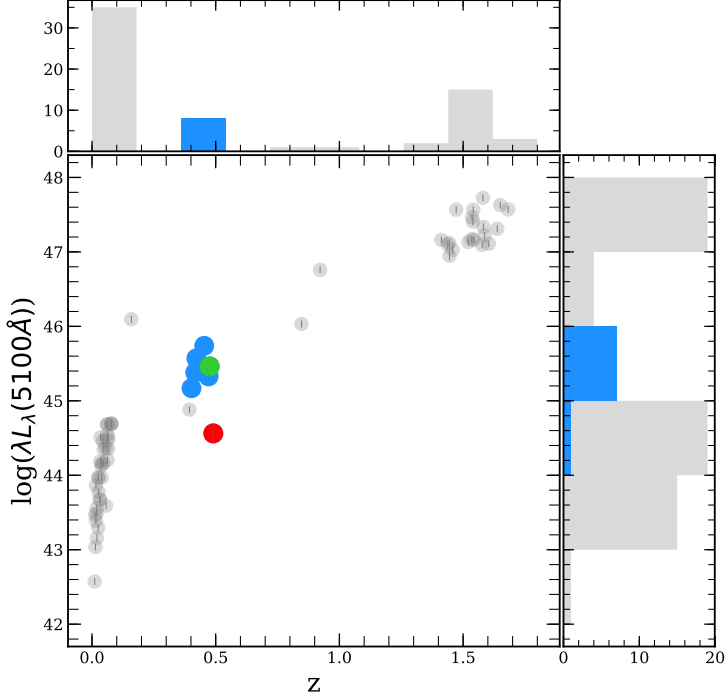


Figura 5.1: Distribución de luminosidades y corrimientos al rojo. Los puntos de color azul corresponden a los objetos estudiados en esta tesis. Se remarcaron de color rojo al AGN J130835.06-013835.2 debido a su baja S/N y su contribución de la galaxia anfitriona y a J150739.49+110403.7 por su poca contribución de FeII con color verde.

La muestra de MA21 corresponde a los círculos de color gris.

La muestra de MA21 se compone de 58 cuasares, la cual incluye los objetos con las mediciones de $H\beta$, el FeII en el rango de 4434-4684Å y el Triplete de CaII reportados hasta ahora en la literatura. La muestra presenta un rango en redshift de $0.01 < z < 1.68$ y una luminosidad a 5100Å de $42.5 < \log(\lambda L_\lambda) < 47.7$. Cerca del 58% tienen $z < 0.1$ y $\log(\lambda L_\lambda) \sim 45$, mientras que el resto se ubica en $z \sim 1.6$ con $\log(\lambda L_\lambda) \sim 47.4$. Un estudio detallado de la muestra, así como su análisis basado en códigos de fotoionización se encuentran reportados en Panda et al. (2020) y Martínez-Aldama et al. (2021).

Incluyendo la muestra de MA21 y los 8 núcleos activos estudiados en este trabajo se observa que los cuasares están distribuidos principalmente en tres rangos de $z < 0.1$, $z \sim 0.4$, y $1.5 < z < 1.68$. En cuanto a la luminosidad

en el óptico se observa que la muestra total (la suma de la muestra ET más MA21) tiene un comportamiento bimodal, donde la mayoría de los objetos están centrados en $\log \lambda L_\lambda \sim 44$ y $\log \lambda L_\lambda \sim 47.5$. Existen únicamente 4 cuasares con luminosidades $46 < \log(\lambda L_\lambda) < 47$. La muestra ET es relevante ya que cubre un rango en luminosidad y en *redshift* que no contempla la muestra MA21, por lo que son complementarios. No obstante, aún se presenta un sesgo observacional, por lo que se requieren de más objetos principalmente en $0.5 \leq z \leq 1.5$ para mejorar este análisis. Este sesgo existe debido a que se observan únicamente objetos altamente luminosos a alto z , lo cual se conoce como “sesgo de Malmquist”. La figura 5.2 muestra el histograma de comparación de las luminosidades bolométricas de ET y de MA21, el cual es proporcional al mostrado por λL_λ de la figura 5.1 en el histograma del eje vertical.

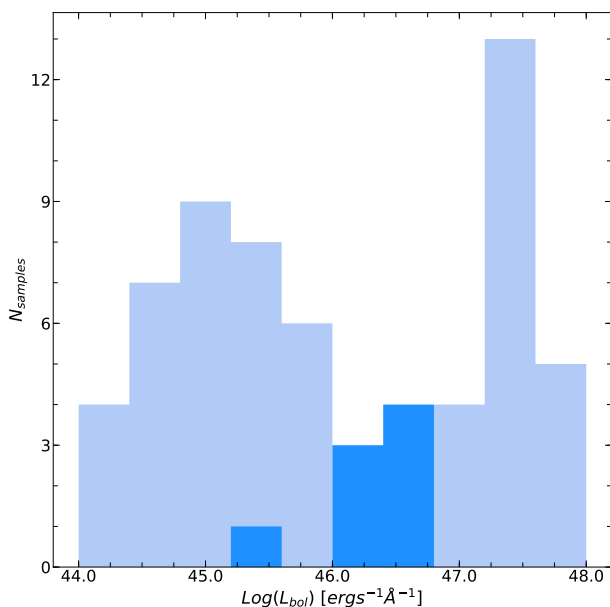


Figura 5.2: Luminosidades bolométricas calculadas en este trabajo (azul oscuro) comparándolas con MA21 (azul claro).

Haciendo un comparación de las luminosidades en el óptico a 5100\AA y en cercano infrarroja a 8542\AA se encuentra que la mayoría de los objetos de la

muestra total presentan una L_{opt} ligeramente mayor que en L_{NIR} , lo cual es esperado debido a que el disco de acreción es la principal fuente de continuo (ver figura 5.3 y columnas (3) y (4) de la tabla 5.1). Existen dos objetos de la muestra ET que no siguen esta tendencia, sin embargo se tiene una justificación para ello. Para J121128.00+095527.2 se determinó un enrojecimiento en el continuo óptico, mientras que para J130835.06-013835.2 se presentó un problema en la calibración del continuo en el cercano infrarrojo. Comparando las luminosidades en el óptico y NIR de MA21 se observa que las luminosidades en ambas bandas son equivalentes de acuerdo con la figura 5.3 (b).

El promedio de la distancia lumínica de la muestra ET es de 251Mpc, similar a I Zw 1, el cual es de 234 Mpc. Las masas de hoyo de esta muestra son del rango de $8.2 \leq \log(M_{BH}) \leq 9.4$, en donde J130835.06-013835.2, J150739.49+110403.7 y J154340.74+112801.3 presentan las mayores masas de toda la muestra ($\log M_{BH} = 9.19, 9.42$ y 8.92 respectivamente). Esto tiene relación con el *Eigenvector 1*, en donde los cuasares de Pob. B poseen agujeros negros más masivos en comparación con los de la Pob. A. En cuanto a la muestra MA21 el rango que abarca los M_{BH} es de $6.71 \leq \log(M_{BH}) \leq 9.86$, de acuerdo con la figura 5.3 (a), los núcleos activos de la muestra ET están en el rango de los más masivos si se compara con la muestra MA21.

Se define como acreción de super-Eddington aquella que cumpla con $L/L_{Edd} \geq 1$, esto quiere decir que la fuerza de radiación en el interior del núcleo activo de galaxia es superior a la fuerza gravitacional. En la muestra ET los objetos J143633.75+065654.0 y J212619.65-065408.9 presentan esta condición, siendo ambos de Pob. A3 (1.26 y 1.07 respectivamente, tabla 5.1), mientras que la muestra MA21 la mayoría de los cuasares con $L/L_{Edd} > 1$ se encuentran presentes en los *bins* B1 y B2 (siendo estos del rango de $2.0 \leq L/L_{Edd} \leq 14.59$ en objetos de Pob. B). Por otro lado, Marziani and Sulentic (2014) establecen una razón de Eddington de $L/L_{Edd} > 0.2$ como el límite inferior para que un cuasar sea un alto acretor. Esto ocurre en casi toda la muestra ET salvo para J130835.06-013835.2, el cual posee una tasa de Eddington de 0.01. Este resultado también confirma lo predicho por *Eigenvector 1*, donde los objetos de población B tiene una tasa de acreción menor en comparación con los objetos de población A (Tabla 5.1). La muestra MA21 presentó 18 *AGN* de Pob. A y tan sólo 4 en la Pob. B con $L/L_{Edd} < 0.2$, sin embargo, esto tiene justificación debido a que MA21 presenta un sesgo a favor de los núcleos activos de Pob. A a una relación 2:1 contra los de Pob. B.

En cuanto a la tasa de acreción, Dultzin 2011 define que un núcleo de galaxia es activo si éste acreta más de $1 M_{\odot} yr^{-1}$. Dicha situación ocurre en casi todas

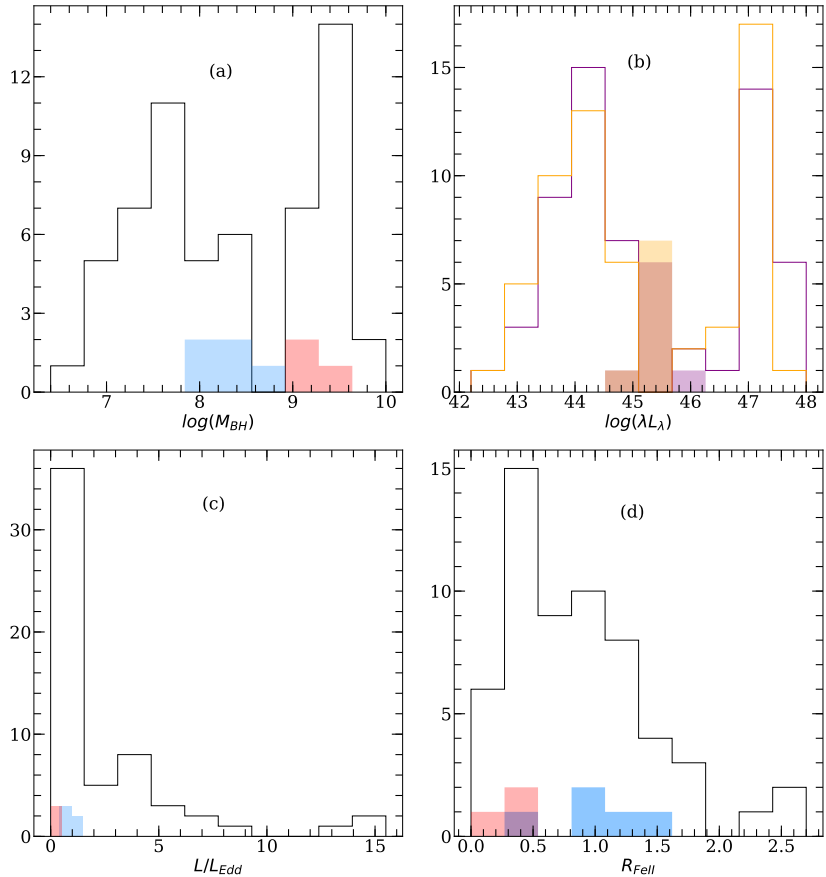


Figura 5.3: Histogramas comparativos de: (a) masa de $\log(M_{BH})$, (b) $\lambda L_\lambda(5100\text{\AA})$ y $\lambda L_\lambda(8542\text{\AA})$, (c) L/L_{Edd} , y (d) R_{FeII} . Las barras de color azul representan los objetos de Pob. A, las rojas aquellas de Pob. B de la muestra ET y las barras de contorno negro representan a la muestra de MA21. El histograma (b) indica la distribución de las luminosidades del óptico (barras moradas) y del NIR (barras naranjas) de la muestra ET, y las barras de contorno morado y naranja representan las luminosidades del óptico y NIR de la muestra MA21.

las fuentes salvo en J130835.06-013835.2 (el cual tiene un \dot{m} de $0.6 M_\odot yr^{-1}$). No obstante, dicho cuasar es el que presentó una contribución de la galaxia anfitriona, problemas de calibración y una baja $S/N=4$, por lo que este valor y los previamente estimados pueden tener una incertidumbre alta, por otro lado, al ser un objeto de Pob. B extremo se espera que también sea un bajo acretor (Marziani

Tabla 5.1: Propiedades determinadas en la muestra de esta tesis

Nombre (SDSS)	d_L	$\log(L_{opt})$	$\log(L_{NIR})$	$\log(M_{BH})$	L_{bol}/L_{Edd}	\dot{m}	Pob. <i>4DE1</i>
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
J121128.00+095527.2	260.0±0.002	45.41±0.01	45.55±0.01	8.54±0.03	0.50±0.04	4.6±0.1	A2
J123304.05-003134.1	265.0±0.006	45.33±0.02	45.13±0.01	8.50±0.13	0.45±0.15	3.7±0.1	A3
J123820.19+175039.1	253.0±0.018	45.74±0.01	45.62±0.03	8.86±0.03	0.50±0.05	9.6±0.2	A3
J143633.75+065654.0	220.0±0.006	45.17±0.01	45.12±0.01	7.89±0.03	1.26±0.11	2.7±0.1	A3
J212619.65-065408.9	230.0±0.002	45.38±0.01	45.34±0.01	8.17±0.06	1.07±0.17	4.2±0.1	A3
J130835.06-013835.2	278.0±0.006	44.56±0.11	45.05±0.01	9.19±0.08	0.01±0.01	0.6±0.2	B1+
J150739.49+110403.7	268.0±0.005	45.46±0.01	45.18±0.01	9.42±0.04	0.07±0.01	5.1±0.1	B1
J154340.74+112801.3	233.0±0.003	45.57±0.01	45.52±0.01	8.92±0.02	0.29±0.02	6.5±0.2	B1

NOTAS. (1) Nombres en el catálogo SDSS DR12. (2) Distancia lumínica en Megaparsecs. (3) y (4) son las luminosidades en el continuo del óptico y NIR respectivamente en escala logarítmica con unidades de $erg\ s^{-1}$. (5) Masa del hoyo negro en escala logarítmica en unidades de M_\odot . (6) Cociente de Eddington. (7) Tasa de acreción en unidades de masas solares por año ($M_\odot\ yr^{-1}$). (8) Clasificación del objeto de acuerdo con el *Eigenvector 1*, se separaron los núcleos activos en Pob. A y Pob. B.

et al. 2001). Para el caso de la muestra MA21 se encontró que 8 cuasares de Pob. B y 9 de Pob A presentan una tasa de acreción inferior a $1M_\odot\ yr^{-1}$.

Las distancias lumínicas, luminosidad en el óptico-NIR y los parámetros de acreción de la muestra ET se encuentran en la tabla 5.1 en las columnas (2), (3)-(4) y (5)-(7) respectivamente; el tipo poblacional de acuerdo al *Eigenvector 1* está especificado en la columna (8).

5.2. Plano óptico del *4DE1*

Se realizó el plano óptico del *4DE1* con los datos del FWHM($H\beta_{BC}$) y el R_{FeII} de la muestra de esta tesis en la figura 5.4, además se incorporaron los cuasares estudiados en Negrete et al. 2018 en azul¹ y de MA21 en púrpura para marcar con claridad la secuencia principal del *Eigenvector 1*.

Como se observa en la figura 5.4, en la muestra ET hay cinco cuasares catalogados como Pob. A y tres de Pob. B, aunque uno de ellos se encuentra en la zona de transición de una población a otra (J154340.74+112801.3). Con estos objetos se concluye que la mayoría de las características descritas en el capítulo 3 se cumplen (como es la tasa de Eddington y la masa del hoyo negro). En el

¹Esta muestra no se incluye en análisis posteriores debido a que no posee información del NIR.

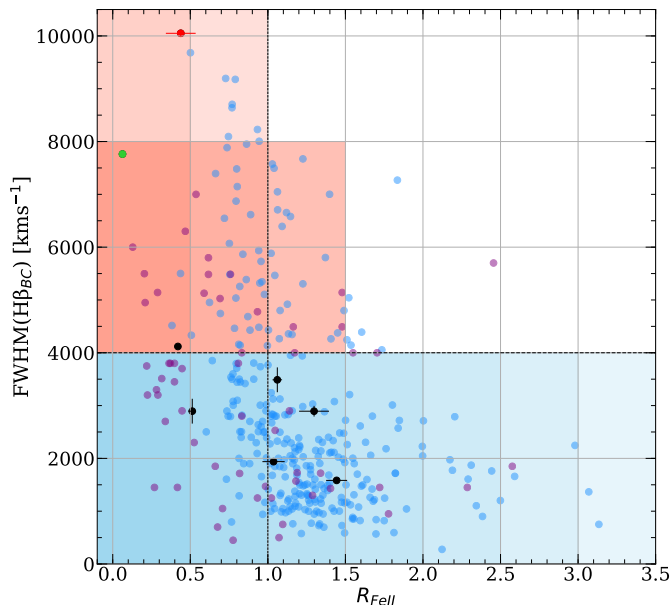


Figura 5.4: Plano óptico del 4DE1. Los puntos de color púrpura son de la muestra de MA21; los de color azul pertenecen a Negrete et al. 2018; los de color negro son los objetos de esta tesis. Se remarcaron los cuasares J130835.06-013835.2 y J150739.49+110403.7 de color rojo y verde respectivamente por las razones descritas en la figura 5.1. Los *bins* de la Pob. A están representados de color azul, mientras que los de la Pob. B de color rojo; el degradado de color indica los *bins* separados en $\Delta FWHM(H\beta) = 4000 \text{ km s}^{-1}$ y $\Delta R_{FeII} = 0.5$.

caso de M_{BH} , la ecuación 1.19 está relacionada con la luminosidad en el continuo a 5100\AA y con $FWHM(H\beta_{BC})$ de tal manera que a mayor $\lambda L_{\lambda}(5100\text{\AA})$ y $FWHM(H\beta_{BC})$ mayor masa de hoyo negro, por este motivo los objetos de la Pob. B presentan SMBH's más masivos en comparación con los de la Pob. A.

Se observa también que el R_{FeII} decrece a $FWHM(H\beta_{BC})$ mayores, al menos en la mayoría de los objetos contemplados en el trazado de la secuencia principal. Esto quiere decir que los objetos de Pob. A presentan anchos menores de $H\beta_{BC}$ y R_{FeII} mayores, mientras que en los de Pob. B se presenta el caso inverso. En particular con los objetos de la muestra ET esta tendencia también se encuentra presente (figura 5.3 (d)). En comparación con los objetos de MA21, los objetos de esta tesis presentan perfiles más delgados y R_{FeII} mayores, esta característica

permite que el CaT se observe con relativa facilidad.

Para la tasa de Eddington, Sulentic et al. 2006 argumenta que los cuasares de población A tienen un L/L_{Edd} mayor en comparación a los de la población B, dicho comportamiento también ocurre en la muestra de esta tesis (figura 5.3 (c)). Otro resultado de la secuencia principal del $4DE1$ es que a mayor tasa de Eddington, se presentan R_{FeII} mayores (Marziani et al. 2003, Zamfir et al. 2010), no obstante, la muestra no es estadísticamente significativa para determinar si sigue esta tendencia, por lo que es necesario una muestra más grande. En los capítulos posteriores se estimará esta relación.

5.3. Correlaciones y parámetros observables

Se hizo un análisis estadístico con los datos de los cuasares de esta tesis y los objetos de MA21. Los parámetros estimados que se utilizaron en este estudio son:

- FWHM: $H\beta_{BC}$, $OI\lambda 8446_{BC}$, $CaII\lambda 8662$.
- Anchos equivalentes: $H\beta_{BC}$, $OI\lambda 8446_{BC}$, CaT , $FeII_{opt}$.
- R_{FeII} y R_{CaT} .
- Luminosidades en el continuo óptico (L_{opt}) y cercano infrarrojo (L_{NIR}).
- Índice de Kellerman $\log(R_K)$.

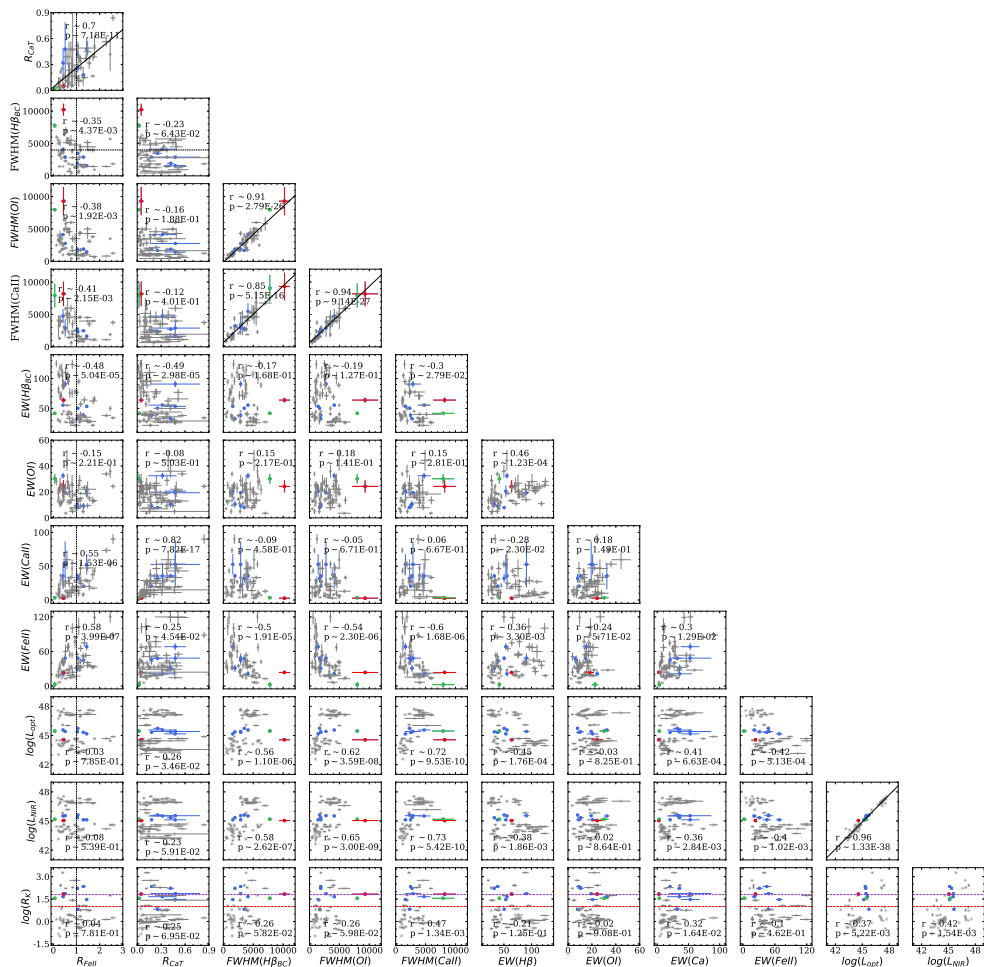


Figura 5.5: Correlaciones entre las observables obtenidas para los cuasares de MA21 (puntos grises) como los de esta tesis (puntos azules). En esta última muestra se señalaron con otro color a J130835.06-013835.2 (rojo) y J150739.49+110403 (verde) por las razones descritas en la figura 5.1. La línea vertical de la primera columna a $R_{FeII} = 1$ separa los altos y bajos acretores (Negrete et al. 2018). Las rectas con pendientes representan correlaciones con un $r \geq 0.7$ y $p < 10^{-3}$. En la última fila, las líneas horizontales punteadas dividen la muestra en objetos radiodetectados ($\log R_K \leq 0.8$, color rojo) y radiofuertes ($\log R_K \geq 1.7$, color morado).

En las correlaciones se consideró el coeficiente de Spearman (r), el cual ofrece la ventaja de que no requiere de una muestra que sea representada por una función normal, además de que ésta no es sensible a valores extremos en la muestra total. También se estimó el valor p para verificar o descartar la correlación.

Para estimar la existencia de una correlación se pone como condición que el coeficiente de Spearman sea mayor a 0.4 o menor a -0.4 ($r \geq 0.4$ o $r \leq -0.4$) y que el valor p sea menor a 10^{-3} , esto quiere decir que se busca tener una certeza de al menos un 99.9% en las relaciones estimadas. Las correlaciones mostradas en la figura 5.5 fueron organizadas de forma matricial, para facilitar la visualización de los valores asociados a cada renglón y columna. Más adelante se muestran algunos paneles de esta figura de forma ampliada. Estas correlaciones serán descritas en las siguientes secciones remarcando las asociaciones importantes que pueden brindar información sobre las propiedades de la región de líneas anchas.

5.3.1. Correlaciones con la luminosidad del óptico y cercano infrarrojo

En la novena fila y de la tercera a quinta columna de la figura 5.5 se observan correlaciones de la luminosidad en el óptico con respecto a los FWHM de todas las líneas de emisión consideradas en este capítulo, las cuales tienen valores de $r \geq 0.56$ y $p < 10^{-8}$. Trabajos como Kaspi et al. 2005 usan la luminosidad del continuo como parámetro para calcular el radio o la distancia a la región de líneas anchas, r_{BLR} . A su vez, la r_{BLR} está relacionada proporcionalmente a la velocidad virial de la BLR (Netzer 2013), el cual se vincula con el FWHM.

De forma análoga a la luminosidad en el óptico, la L_{NIR} presenta una correlación con los FWHM de las líneas de emisión estudiadas en este capítulo ($r \geq 0.58$, $p < 10^{-7}$). También se estimó una correlación entre L_{opt} y L_{NIR} mostrado en la figura 5.6 y con coeficientes de Spearman de $r \sim 0.96$ y valor p de $p \sim 1.33 \times 10^{-38}$. Esto puede tener relación con la emisión del disco de acreción, debido a que se presume que abarca desde el UV hasta el NIR. La ecuación que describe lo previamente descrito es la siguiente:

$$\log(L_{NIR}) \approx (0.93 \pm 0.02) [\log(L_{Opt})] + (2.93 \pm 0.89) \quad (5.1)$$

5.3.2. Correlaciones en los anchos totales a media altura

En las filas dos, tres y cuatro de la figura 5.5 se relacionan los $FWHM$ de $H\beta_{BC}$, $OI\lambda 8446$ y $CaII\lambda 8662$ con algunas propiedades de la BLR. Los valores r y p de las correlaciones encontradas son: para $FWHM(H\beta)$ vs $FWHM(OI\lambda 8446)$

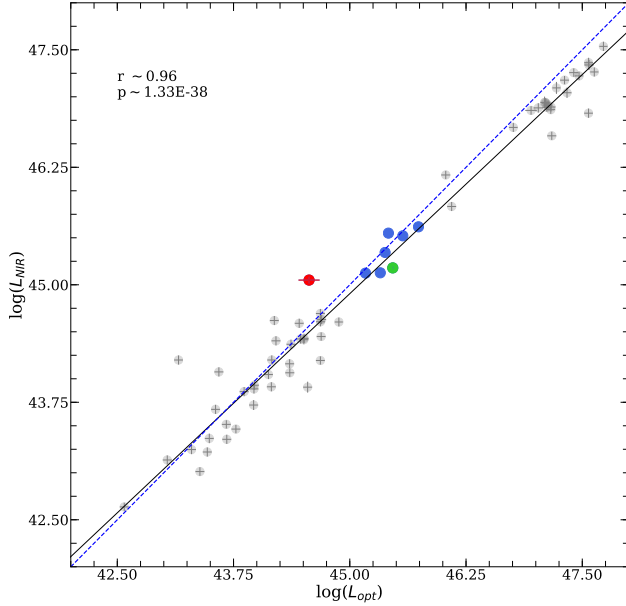


Figura 5.6: Correlación de las luminosidades del continuo en el óptico y en el infrarrojo cercano. La línea punteada azul representa una relación 1:1 mientras que la de color gris es la regresión lineal de los datos, el código de colores se preserva al resto de las figuras previas.

de $r \sim 0.91$, $p \sim 2.79 \times 10^{-26}$, para $FWHM(OI\lambda 8446)$ vs $FWHM(CaII)$ de $r \sim 0.94$ y $p \sim 9.14 \times 10^{-27}$, y para $FWHM(H\beta)$ vs $FWHM(CaII)$ de $r \sim 0.85$, $p \sim 5.15 \times 10^{-16}$ respectivamente (figura 5.7). Estas correlaciones también fueron determinadas por Persson 1988 y Martínez-Aldama et al. 2015. Esto quiere decir que las tres líneas de emisión son sometidas al movimiento virial de la BLR, sin embargo, esto no necesariamente implica que la región de la BLR que las emite sea la misma. Las ecuaciones de las correlaciones encontradas son:

$$FWHM(OI\lambda 8447) \approx (0.86 \pm 0.05) [FWHM(H\beta)] - (144 \pm 177) \quad (5.2)$$

$$FWHM(CaII) \approx (0.78 \pm 0.06) [FWHM(H\beta)] + (449 \pm 224) \quad (5.3)$$

$$FWHM(CaII) \approx (0.87 \pm 0.04) [FWHM(OI\lambda 8446)] + (601 \pm 126) \quad (5.4)$$

En estas ecuaciones se observa que los valores de la pendiente son cercanos a 1, confirmando la hipótesis de que $H\beta$, CaT y $OI\lambda 8446$ se emiten en regiones con dinámica semejante al de la BLR (ecuaciones 5.2, 5.3 y 5.4). Para determinar en qué regiones se emiten las *LIL*'s previamente mencionadas es necesario realizar

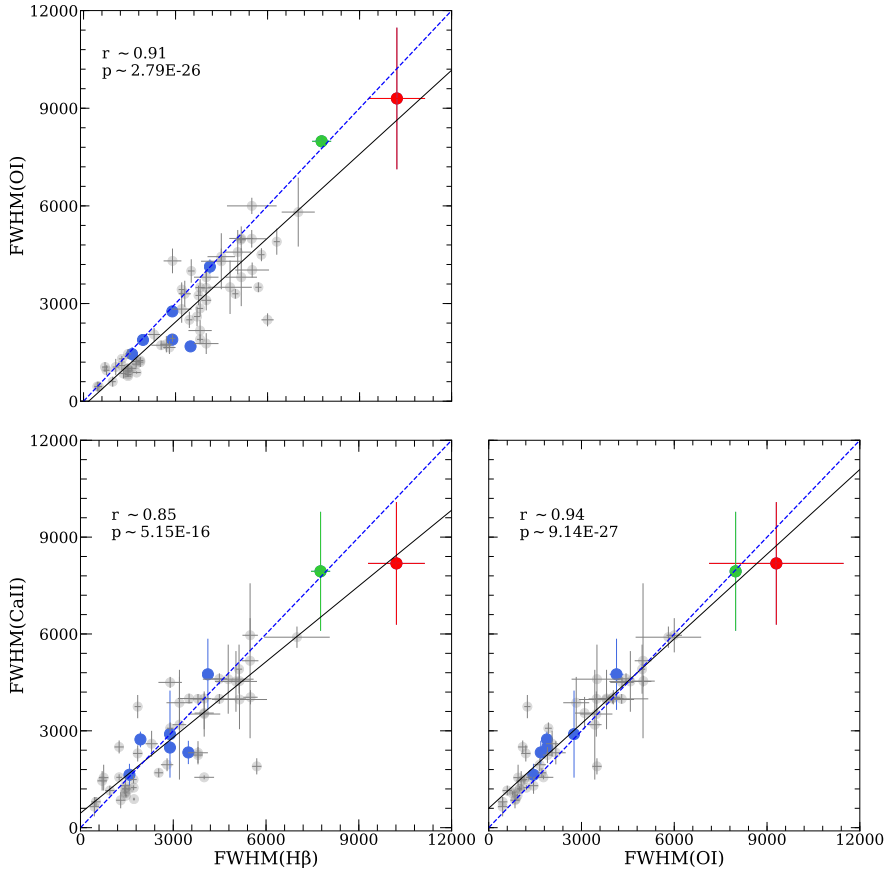


Figura 5.7: Correlaciones entre $FWHM(H\beta)$, $FWHM(CaII\lambda 8662)$ y $FWHM(OI\lambda 8446)$ en $[km\ s^{-1}]$. La recta con pendiente de color gris representa la línea de tendencias de las correlaciones, mientras que la línea punteada de color azul indica la relación 1:1. El código de color de los puntos de la gráfica se preserva.

modelos de fotoionización, no obstante, el que los FWHM de CaT sean $\sim 12\%$ mayores que $OI\lambda 8446$ podría indicar que CaT se encuentra más alejada de la fuente ionizante central que $OI\lambda 8446$.

Existen otras correlaciones que pueden ser producto de las relaciones entre los FWHM descritas arriba. En las filas dos y tres de la columna 1 de la figura 5.5 se tienen las relaciones entre los FWHM de $OI\lambda 8446$ y $CaII\lambda 8662$ vs R_{FeII} , en donde se aprecia una tendencia (curva) semejante a la secuencia principal del

4DE1. Esto tiene relación con lo encontrado en la figura 5.7 y las ecuaciones previamente mencionadas. Con respecto a la correlación de las $FWHM's$ vs R_{CaT} ocurre un cambio de pendiente de esta tendencia alrededor de $R_{CaT} \approx 0.2$ (estudiado también en Martínez-Aldama et al. 2021).

5.3.3. Correlaciones con los anchos equivalentes.

En esta sección se describen las filas de la cinco hasta la ocho de la figura 5.5, las cuales abarcan anchos equivalentes de $H\beta_{BC}$, $OI\lambda 8446$, CaT y $FeII_{opt}$. Algunas correlaciones son consecuencia “natural” de cómo se determinan algunos valores, específicamente los cociente R_{FeII} y R_{CaT} vs $EW(H\beta)$ ya que ambos son inversamente proporcionales a este parámetro. Otras correlaciones esperadas son R_{CaT} vs $EW(CaII)$ (séptima fila, segunda columna) y R_{FeII} vs $EW(FeII)$ (octava fila, primera columna) ya que son directamente proporcionales los cocientes previamente mencionados con los anchos equivalentes de FeII y el triplete de calcio.

La correlación entre el ancho equivalente de CaT con R_{FeII} ($r \sim 0.55$, $p \sim 10^{-6}$) podría ser un indicio de que los iones de Calcio y Hierro comparten las mismas condiciones físicas, sin embargo, no se encontró evidencia de una correlación entre R_{CaT} con $EW(FeII_{opt})$ ($r \sim 0.24$, $p \sim 10^{-2}$), esto implica que los iones de forma individual no presentan el mismo comportamiento.

Con respecto a los FWHM de $H\beta_{BC}$, $OI\lambda 8446$ y $CaII\lambda 8662$ vs $EW(FeII_{opt})$ se tiene una anticorrelación, la cual está justificada en el *Eigenvector 1*. A lo largo de la secuencia principal las fuentes de población A poseen mayor emisión en FeII y $FWHM's < 4000 km s^{-1}$ en comparación con las fuentes de Pob. B. No obstante, esto no ocurre con el ancho equivalente de CaT (valores de $r \leq 0.1$ y $p \leq 0.1$), lo que podría implicar nuevamente, que de forma individual FeII y CaT no se comportan igual.

5.3.4. Correlaciones entre R_{FeII} y R_{CaT}

La figura 5.8 es una ampliación del primer panel de la figura 5.5 (primera fila, primera columna). Se estimó un coeficiente de Spearman y valor p de $r \sim 0.7$ y $p \sim 7.18 \times 10^{-11}$ respectivamente.

La ecuación que representa la línea de tendencias de R_{FeII} vs R_{CaT} es la siguiente:

$$\log(R_{CaT}) \approx (0.93 \pm 0.11) [\log(R_{FeII})] - (0.64 \pm 0.04) \quad (5.5)$$

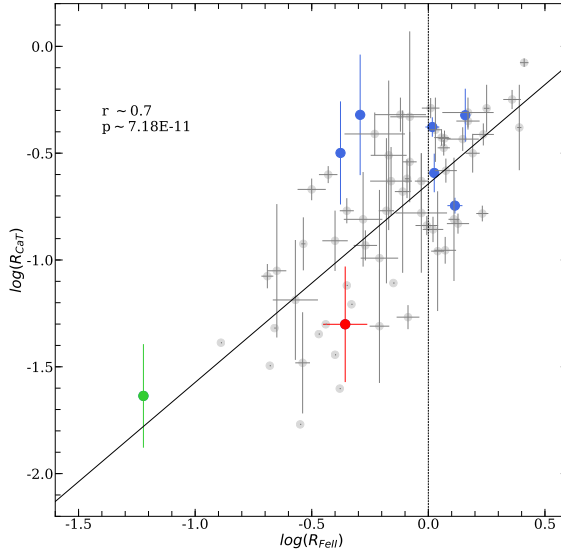


Figura 5.8: Correlación en los cocientes de R_{FeII} y R_{CaT} . La línea sólida representa la tendencia descrita en la ecuación 5.5. mientras que la línea vertical punteada acota la condición de cuasares de alta acreción $\log R_{FeII} = 0$. El código de color de los puntos se preserva con respecto a la figura 5.5.

Panda et al. 2020 realizó el mismo análisis considerando únicamente la muestra de MA21, de éste se obtiene que la siguiente ecuación:

$$\log(R_{CaT}) \approx (0.97 \pm 0.12)\log(R_{FeII}) - (0.66 \pm 0.04) \quad (5.6)$$

La inclusión de la muestra de esta tesis, si bien cambia los valores de la ecuación 5.5, éstos son aproximados a los obtenidos en la ecuación 5.6, por lo que describen el mismo comportamiento. Con esto se puede asegurar que R_{FeII} se relaciona con R_{CaT} y que la inclusión de los 8 objetos de esta tesis alrededor de $z \sim 0.4$ es de gran importancia para el estudio de la relación entre ambos parámetros. Otra ventaja que brinda la muestra ET es que se incorporan objetos con valores de R_{FeII} y R_{CaT} bajos y de Pob. B. Estos cuasares son J130835.06-013835.2 y J150739.49+110403.7, los cuales, pese a tener inconvenientes en el análisis multicomponente (sección 4.4.3) y presentar un bajo índice S/N (tabla 4.1) siguen la tendencia estimada por este trabajo y por Martínez-Aldama et al. 2021.

Para determinar si las propiedades físicas de la BLR son semejantes tanto para FeII como CaT se realizaron más análisis estadísticos relacionando sus anchos

equivalentes con otros parámetros, como son la luminosidad, la masa del hoyo negro y la tasa de Eddington, los cuales se describirán más adelante en este capítulo.

5.3.5. Los flujos del FeII en el óptico y NIR

Para saber si el flujo de FeII en el cercano infrarrojo podría mostrar un comportamiento similar al descrito en la gráfica 5.8 se definió R_{FeII}^{NIR} como el cociente entre el flujo de FeII en el NIR entre el flujo de la componente ancha de $H\beta$. Dado que la muestra ET era la única que poseía información de $FeII_{NIR}$, al ser de sólo ocho datos se realizó el análisis estadístico con el coeficiente τ de Kendall y se contemplaron las condiciones de correlación establecidas al inicio de este tema ($r > 0.4$ y $p < 10^{-3}$).

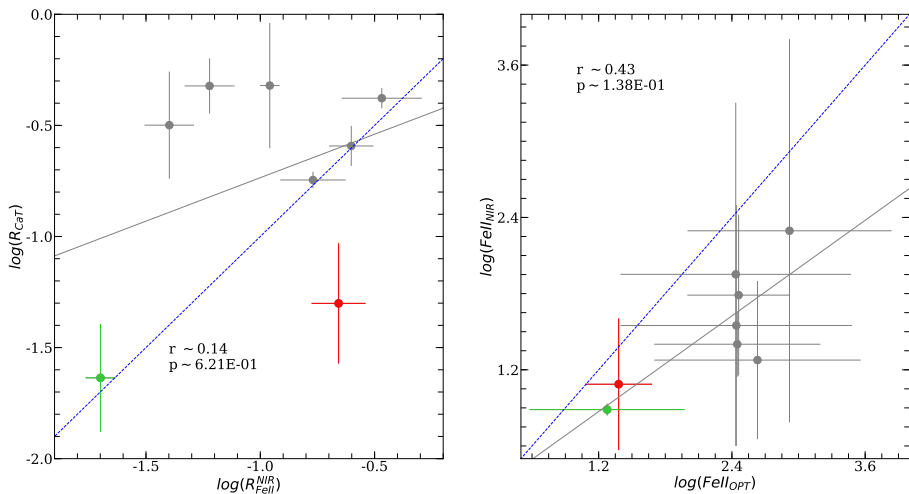


Figura 5.9: Correlaciones de parámetros relacionados con el FeII de los objetos estudiados en esta tesis. Panel izquierdo: R_{FeII}^{NIR} vs R_{CaT} , panel derecho: Flujos de $FeII_{opt}$ vs $FeII_{NIR}$ en unidades $\times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$; ambas gráficas en escala logarítmica. La recta gris representa la regresión lineal de los datos, mientras que la punteada azul es la relación 1:1. El objeto J130835.06-013835.2 se indica con el punto de color rojo mientras que el de color verde representa a J150739.49+110403.7.

La figura 5.9 muestra que el flujo de FeII en el NIR no está correlacionado con el triplete de Calcio. De igual manera, se hizo una correlación con los flujos de dichas bandas del FeII utilizando los mismos criterios del coeficiente de Kendall. El resultado de esto es $r \sim 0.43$ y $p \sim 10^{-1}$, por lo que tampoco se puede deter-

minar una relación estadísticamente significativa entre las transiciones de FeII en el óptico y en el cercano infrarrojo. Estas conclusiones tienen dos sesgos importantes: (1) la muestra es pequeña, (2) los errores en el análisis multicomponente en la línea de FeII.

5.3.6. Correlaciones con el índice de Kellerman

Para calcular R_K de la muestra de MA21 se realizó el mismo procedimiento descrito en la sección 4.1.1. De los 58 cuasares de la muestra de MA21, 11 no cuentan con observaciones a $f_{1.4GHz}$, por lo cual se estimó el índice de Kellerman en 47 objetos. De acuerdo con los criterios de Ganci et al. 2019 y agregando los 8 cuasares de la muestra ET, se tiene un total de 36 objetos RD (radiocallados), 10 RI (radio intermedios) y 9 RL (radiofuertes).

De acuerdo con los criterios establecidos al inicio de esta sección, no se determinó ninguna correlación entre las propiedades físicas de la BLR con el índice de Kellerman (figura 5.5).

Se realizó una prueba Kolmogorov-Smirnov con los parámetros de R_{FeII} , R_{CaT} , $FWHM(H\beta)$, $FWHM(Ca\lambda 8662)$, $FWHM(OI\lambda 8446)$, L_{opt} , L_{NIR} y los anchos equivalentes de $H\beta$, $OI\lambda 8446$ y CaT , separando previamente la muestra en $\log(R_K) = 1$ (se eligió esta división debido a los pocos objetos RL o RI). La finalidad de este análisis fue determinar si estos parámetros siguen un comportamiento diferente considerando el índice de Kellerman.

El resultado de las pruebas K-S con los parámetros de L_{opt} , $FWHM(H\beta_{BC})$, $FWHM(OI\lambda 8446)$, los anchos equivalentes de las LIL 's, R_{FeII} y R_{CaT} fueron que los estadísticos² D tuvieron valores entre 0.1 a 0.32 y un valor $p > 10^{-1}$. Eso implica que no existen diferencias en dichos parámetros a partir de objetos con $\log R_K < 1$ y aquellos con $\log R_K \geq 1$. En los casos más relevantes para fines de esta tesis se realizaron estimaciones de las medianas en cada submuestra y en la muestra total (figura 5.10).

Para R_{CaT} , se estimaron las medianas (m) de la muestra total, para los objetos con $\log R_K < 1$ y con $\log R_K \geq 1$. De este análisis se concluyó que la muestra total y las submuestras presentan medianas similares ($m_{total}=0.17$, $m_{\log R_K < 1} = 0.17$ y $m_{\log R_K \geq 1} = 0.20$ respectivamente), tal y como se muestra en la figura 5.10. Esta característica también se observó en R_{FeII} , donde se determinaron medianas con valores cercanos a $m_{total} = 0.83$ tanto para objetos $\log R_K < 1$ como aquellos con $\log R_K \geq 1$ (figura 5.10).

²El estadístico D es la distancia máxima que existe en dos funciones de distribución probabilística, en este caso, son producto de los objetos separados a partir de $\log R_K = 1$.

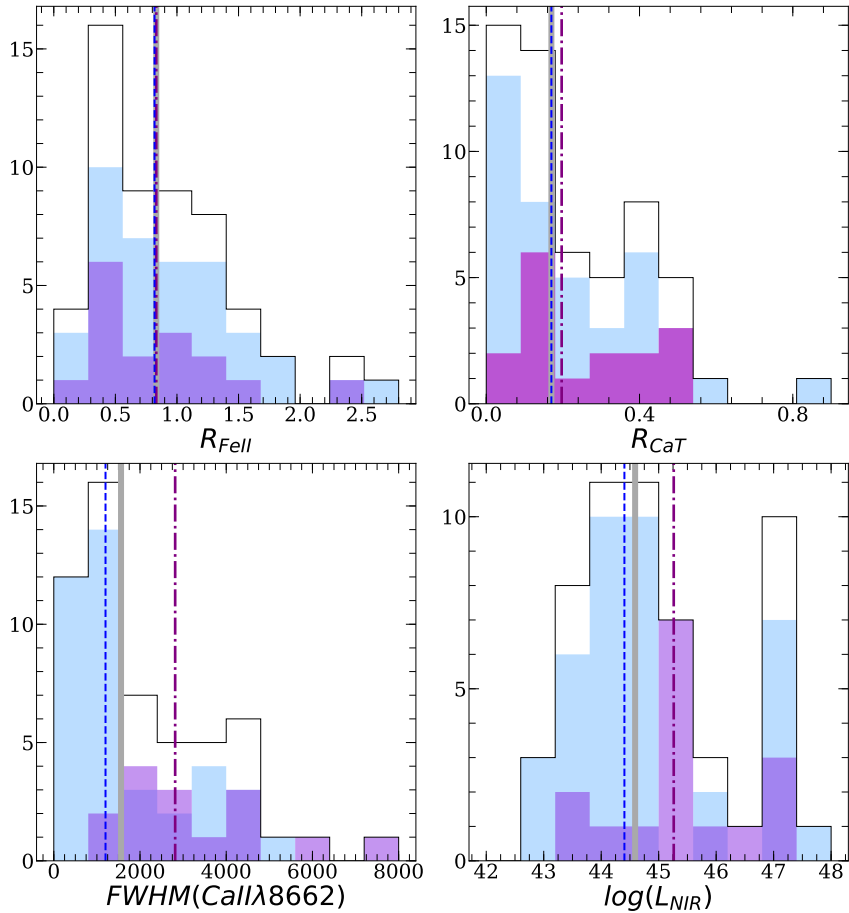


Figura 5.10: Histogramas de los parámetros observacionales más relevantes en el análisis del índice de Kellerman separando aquellos objetos con $\log R_K < 1$ (barras de color azul) a los de $\log R_K \geq 1$ (barras de color morado) de la muestra total (barra de contorno negro); el eje y de todas las figuras son el número de objetos. En la primera fila se representan los valores de R_{FeII} y R_{CaT} , los cuales no se aprecia una distinción a partir de la emisión de radio. En la segunda fila se presentan aquellos donde si existe una diferencia de estos parámetros a partir del índice de Kellerman, los cuales son $FWHM(CaII\lambda 8662)$ y $\log(L_{NIR})$. Las medianas para cada distribución de la muestra están representados con rectas de la siguiente manera: para la muestra total de color gris, para los objetos con $\log R_K < 1$ de color azul punteada y para aquellos con $\log R_K \geq 1$ de color morado punteada.

Un resultado interesante es que podrían indicar posibles distinciones entre las propiedades físicas de la BLR a partir de la emisión de radio con el $FWHM(CaII\lambda 8662)$ y L_{NIR} . En la prueba K-S con $FWHM(CaII\lambda 8662)$ (figura 5.10) se estimó un $D \approx 0.55$ y $p \sim 10^{-3}$ con medianas de la muestra total, y los objetos con $\log R_K < 1$ y de $\log R_K \geq 1$ de 1560, 1200 y 2815 respectivamente. Este comportamiento también la comparte la luminosidad en el NIR (figura 5.10) con $D \approx 0.49$, $p \sim 10^{-3}$ y medianas de las distintas muestras de $m_{total} = 44.59$, $m_{\log R_K < 1} = 44.40$ y $m_{\log R_K > 1} = 45.26$.

También se hizo la prueba K-S con la muestra total considerando los criterios de Ganci et al. 2019, con los mismos parámetros físicos de la BLR y separando el análisis en los siguientes pares: RL con RQ, RQ con RI y RI con RL. De esto sólo se determinaron distinciones de las observables con los siguientes emisiones de radio:

- $FWHM(CaII\lambda 8662)$ con las muestras RL y RQ, $D = 0.72$ y $p \sim 10^{-4}$.
- L_{NIR} con la muestra RL y RQ, $D = 0.78$ y $p \sim 10^{-4}$

Estas conclusiones corroboran el análisis previo separando a los cuasares en $\log R_K = 1$. A pesar de que existe diferencias en las propiedades físicas entre objetos radiocallados y radiofuertes, la muestra está estadísticamente sesgada a favor de los objetos con $\log R_K < 1$ y en particular con aquellos con $\log R_K < 0.8$ (RQ).

5.4. Correlaciones con M_{BH} y la tasa de Eddington

Se realizó otro análisis estadístico con los anchos equivalentes de las líneas de baja ionización previamente descritas y los cocientes de R_{FeII} y R_{CaT} , comparándolas con la masa del agujero negro, el corrimiento al rojo, las luminosidades del óptico y NIR, así como la tasa de Eddington, esto con la finalidad de estudiar el denominado efecto Baldwin (Baldwin 1977). Los detalles de dicho fenómeno, así como los resultados anteriores se describen en el capítulo 6.

5.4.1. Correlaciones con R_{FeII} y R_{CaT}

Se realizó un análisis estadístico mediante el coeficiente de Spearman con R_{FeII} , R_{CaT} y el cociente de $FeII/CaT$ contra el corrimiento al rojo, las luminosidades del óptico e infrarrojo, la masa del hoyo negro y la tasa de Eddington en escala logarítmica (salvo z), esto se muestra en la figura 5.11 y los valores de

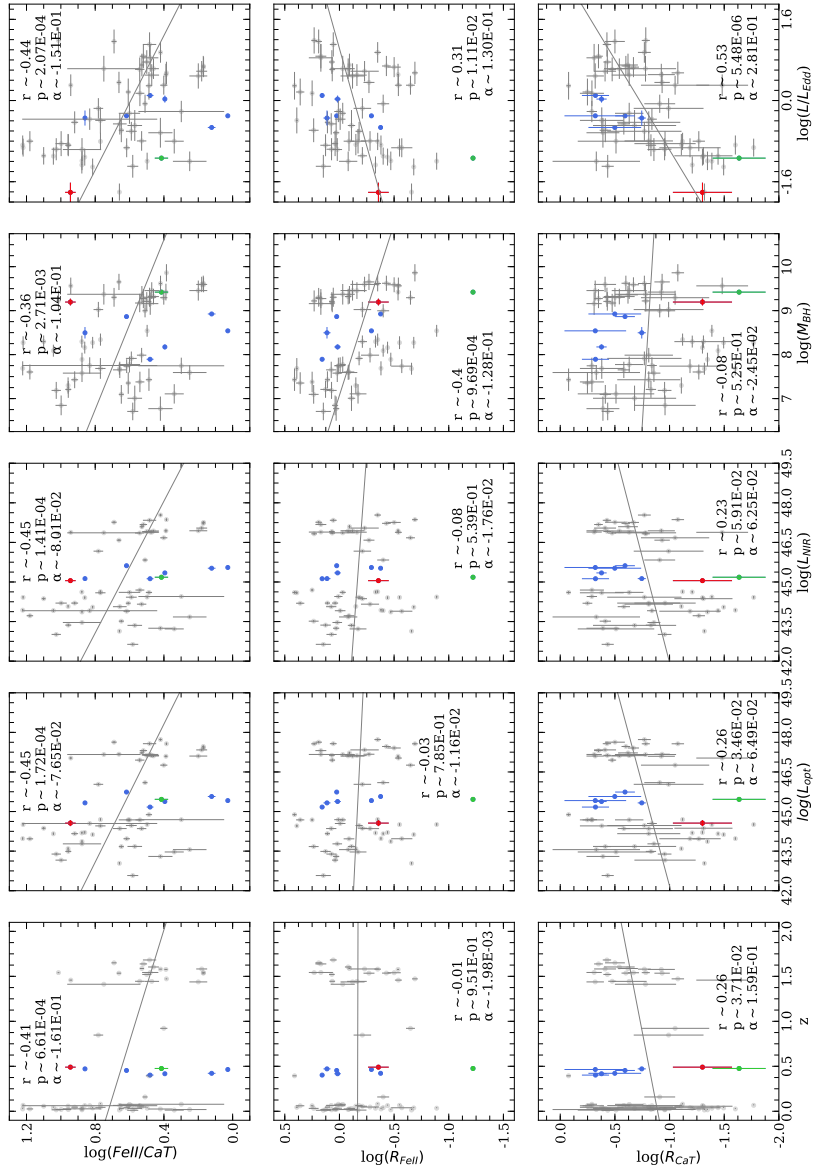


Figura 5.11: Gráficas de correlación de R_{FeII} y R_{CaT} . Los puntos de color rojo y verde representan a los objetos J130835.06-013835.2 y J150739.49+110403.7 respectivamente. Las rectas con pendiente de color gris representan las regresiones lineales de las relaciones.

las líneas de tendencias en la tabla 5.2; los criterios son los mismos a los descritos en la sección 5.3.

En el caso de las relaciones con el corrimiento al rojo, a pesar del sesgo observacional que la muestra MA21 presenta en z , los objetos de ET cubren una región no analizada previamente alrededor de $r \sim 0.4$. El único parámetro que presenta una anticorrelación es el coeficiente $FeII/CaT$, cuyos valores r y p son de -0.41 y 6.61×10^{-4} respectivamente. Esto puede ser indicativo de una evolución estelar en el interior del *AGN* si se considera dicho cociente de líneas de baja ionización como un parámetro de abundancia. Los detalles de esto se desarrollan en la sección 6.3.

Tabla 5.2: Correlaciones por pares con R_{FeII} y R_{CaT}

$\log(\text{Rate})$ (1)	Correlación [log] (2)	Valor de pendiente (3)	Ordenada al origen (4)
$FeII/CaT$	z	-0.161 ± 0.049	0.725 ± 0.043
	L_{opt}	-0.077 ± 0.021	4.094 ± 0.952
	L_{NIR}	-0.080 ± 0.022	4.248 ± 1.005
	M_{BH}	-0.104 ± 0.037	1.500 ± 0.307
	L/L_{Edd}	-0.152 ± 0.041	0.590 ± 0.034
R_{FeII}	z	-0.002 ± 0.060	-0.166 ± 0.053
	L_{opt}	-0.012 ± 0.026	0.358 ± 1.196
	L_{NIR}	-0.018 ± 0.028	0.628 ± 1.259
	M_{BH}	-0.128 ± 0.041	0.907 ± 0.348
	L/L_{Edd}	0.132 ± 0.049	-0.130 ± 0.040
R_{CaT}	z	0.159 ± 0.074	-0.891 ± 0.065
	L_{opt}	0.065 ± 0.033	-3.736 ± 1.480
	L_{NIR}	0.063 ± 0.035	-3.621 ± 1.568
	M_{BH}	-0.025 ± 0.056	-0.593 ± 0.475
	L/L_{Edd}	0.281 ± 0.056	-0.726 ± 0.045

NOTAS. (1) Cocientes de los flujos $FeII/CaT$, R_{FeII} y R_{CaT} en escala logarítmica. (2) Parámetros físicos con los que se correlacionan las tasas previamente denominadas en escala logarítmica (salvo z). (3) Pendiente de la regresión lineal (α). (4) Ordenada al origen de la ecuación de recta (b).

En la luminosidad del óptico se encontró una anticorrelación con el cociente $\log(FeII/CaT)$ con una $r \sim -0.45$ y $p \sim 10^{-4}$. No obstante, los coeficientes de Spearman y valores p que relacionan por separado a R_{FeII} y R_{CaT} no son semejantes ($r \sim 0.03$, $p \sim 10^{-1}$ para FeII y $r \sim 0.26$, $p \sim 10^{-2}$ para CaT).

Este resultado puede estar sesgado debido al análisis multicomponente con que se estima el flujo de FeII alrededor de 4560\AA y el tamaño de la muestra total.

En la relación con L_{NIR} , los valores de r y p para el cociente FeII/CaT siguen siendo los mismos al estimado en la luminosidad en el óptico ($r \sim -0.45$ y $p \sim 10^{-4}$). Asimismo, tampoco se muestra una correlación entre este parámetro observacional con R_{FeII} y R_{CaT} .

Para la masa del hoyo negro, se observó la única relación significativa es con el cociente R_{FeII} (análogo a la figura 5.12 y a las tablas 5.3 y 5.2) con valores $r \sim -0.4$ y $p \sim 10^{-4}$. Una vez más, esto tiene una estrecha relación con el *Eigenvector 1* y cómo este parámetro es menor conforme se analizan objetos con M_{BH} mayores (Pob. B).

Finalmente, las correlaciones de R_{FeII} y R_{CaT} con la tasa de Eddington muestran comportamientos distintos. Mientras que en R_{FeII} la relación no es significativa dado que el coeficiente de Spearman y el valor p tienen valores de 0.31 y 1.11×10^{-2} respectivamente, en el R_{CaT} son de $r \sim 0.53$ y $p \sim 10^{-6}$. La correlación de R_{FeII} vs L/L_{Edd} esta verificada en investigaciones previas (Zamfir et al. 2010, Dong et al. 2011), sin embargo, en ellos se utilizaron muestras más grandes³ que la empleada en esta tesis, además de los sesgos observacionales y la complejidad atómica del ion de Hierro. No obstante, al estimarse una correlación de R_{CaT} con la tasa de Eddington se concluye que este parámetro, y en general el ion del triplete de Calcio, es mejor parámetro de acreción para muestras pequeñas que el FeII. También se estimó una anticorrelación con el cociente FeII/CaT ($r \sim -0.44$ y $p \sim 10^{-4}$).

A lo largo de este capítulo se resaltaron dos cuasares de la muestra ET con rasgos particulares, uno por su baja señal a ruido, por sus problemas de calibración y contaminación por la galaxia anfitriona (J130835.06-013835.2) mientras que el otro presenta una baja o nula emisión de hierro (J150739.49+110403.7), la justificación de esto es que podrían afectar en el análisis estadístico de los parámetros físicos, por este motivo se repitió este estudio omitiendo los dos núcleos activos mencionados previamente con la finalidad de determinar si estos alteraban el resultado final. Se concluyó que tanto los coeficientes de Spearman como los valores p de tanto los anchos equivalentes y las tasas R_{FeII} y R_{CaT} permanecen prácticamente iguales (siendo a lo más un cambio de $\Delta r \sim 10^{-3}$ y $\Delta p \sim 10^{-3}$).

³Para Zamfir et al. 2010 se utilizaron cerca de 400 objetos y en Dong et al. 2011, 4000.

5.4.2. Anchos equivalentes vs condiciones físicas

A pesar de que existe una correlación entre R_{FeII} y R_{CaT} de acuerdo con la figura 5.8 y la ecuación 5.5, estos cocientes se comportan de forma distinta con la tasa de Eddington, esto se detalló en la sección anterior, siendo el principal motivo de esta discrepancia el tamaño de la muestra.

En la figura 5.12 se muestran las correlaciones de los anchos equivalentes de $H\beta$, $OI\lambda 8446$, $FeII$ y CaT vs $\log(L_{opt})$, L_{NIR} , $\log(M_{BH})$ y $\log(L/L_{Edd})$. De igual manera, se consideraron coeficientes de Spearman de $r \gtrsim 0.4$ (o $r \leq -0.4$) y valores $p < 10^{-3}$ como indicativos de una correlación significativa. La tabla 5.3 contiene información de la regresión lineal, como son la pendiente α y la ordenada al origen b .

Los resultados de este análisis (sobretudo los relacionados con las luminosidades del óptico-NIR) se encuentran estadísticamente sesgados debido a que es una muestra pequeña e inhomogénea en z , por lo que es posible que cambien si se considera un tamaño de muestra mayor o más homogénea.

En las líneas de emisión se determinó que todas, salvo $OI\lambda 8446$, están relacionadas con la luminosidad en el óptico; en particular, $EW(CaT)$ y $EW(FeII)$ presentaron α de 0.077 y -0.093 respectivamente. Dietrich et al. 2002 estudió la relación de EW de las líneas de emisión y L_{opt} , concluyendo que dependiendo del potencial de ionización, la pendiente de la regresión lineal cambia, por lo que las HIL 's son más sensibles al efecto Baldwin (BEff; el cual será descrito en la sección 6.2) que las LIL 's, esto debido a que las líneas de alta ionización tienen pendientes (α) mayores que aquellas de baja ionización. Este comportamiento también lo siguen las LIL 's de esta tesis como se observa en la figura 5.13 y en la tabla 5.4; la ausencia de este fenómeno en $OI\lambda 8446$ puede ser debido a que la región de la BLR donde es emitida no es sensible al continuo ionizante.

Otro resultado relevante es que la relación entre el triplete de Calcio y la luminosidad en el óptico tiene una pendiente positiva ($\alpha \approx 7.76 \times 10^{-2}$) a diferencia de la relación con $H\beta$ y $FeII$ que presentan una pendiente negativa ($\alpha < 0$). Una posible justificación de esta discrepancia es que CaT presenta condiciones de emisión diferentes con respecto al resto de las LIL 's, a pesar de que posee un potencial de ionización semejante a $FeII$ (~ 12 eV).

Con respecto a las luminosidades del cercano infrarrojo, los valores de r y p disminuyen en comparación con el óptico (una diferencia de $\Delta r \approx 0.046$ y $\Delta p \approx 1.44 \times 10^{-3}$), esto implica que la correlación es más débil en el NIR, como confirmación de ello se tienen coeficientes de Spearman menores a 0.4 y valores $p < 10^{-3}$.

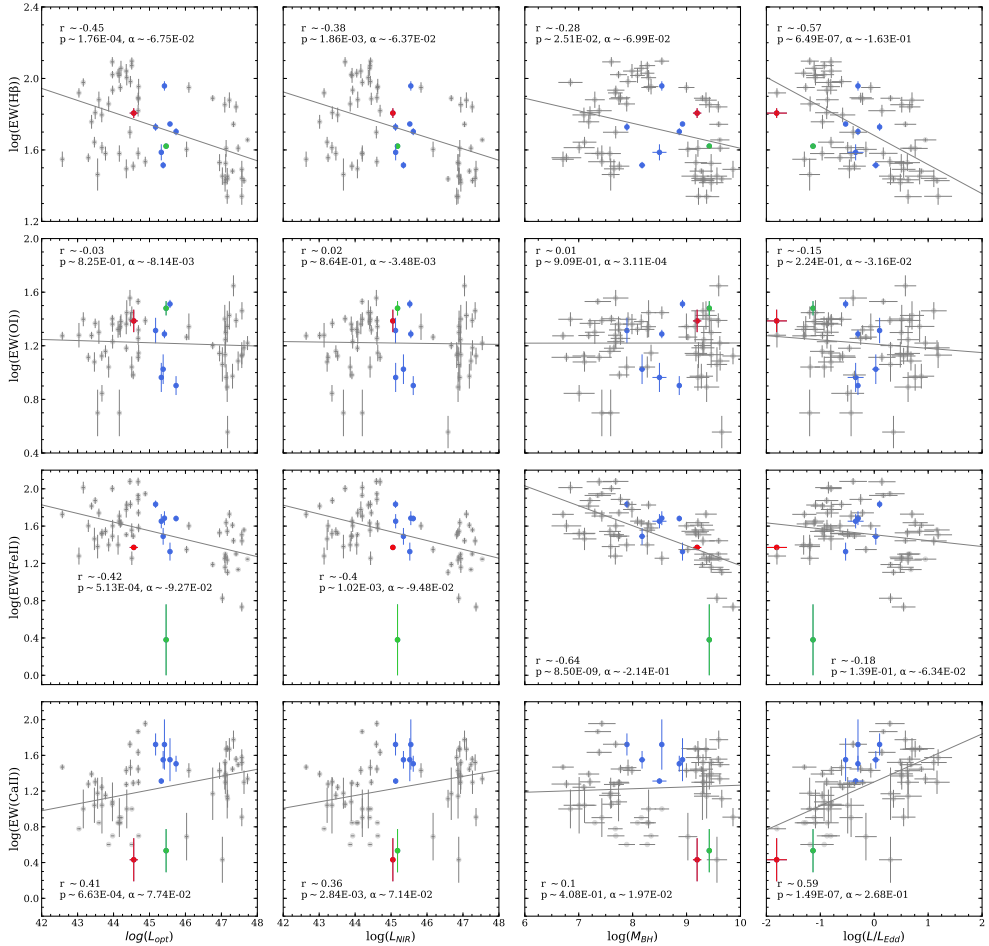


Figura 5.12: Correlaciones de los anchos equivalentes de las LILs vs propiedades de la BLR. Los puntos de color rojo y verde representan a los objetos J130835.06+013835.2 y J150739.49+110403.7 respectivamente. Las líneas con pendientes de color gris son las rectas de la regresión estimadas en cada correlación.

Para el caso de las masas de agujero negro supermasivo no se encontraron correlaciones con las líneas de baja ionización excepto en FeII ($r \sim 0.64, p \sim 10^{-9}$). Esto tiene un vínculo con el *Eigenvector 1*, en específico con los objetos de Pob. B que son los que poseen SMBH's más masivos y menos emisión de FeII

Tabla 5.3: Correlaciones de los anchos equivalentes de las *LILs*

log(EW) (1)	Correlación [log] (2)	Valor de pendiente (3)	Ordenada al origen (4)
<i>Hβ</i>	<i>L_{opt}</i>	-0.067±0.016	4.781±0.717
	<i>L_{NIR}</i>	-0.064±0.017	4.599±0.777
	<i>M_{BH}</i>	-0.070±0.029	2.309±0.242
	<i>L/L_{Edd}</i>	-0.163±0.028	1.681±0.023
<i>OIλ8446</i>	<i>L_{opt}</i>	-0.008±0.017	1.589±0.794
	<i>L_{NIR}</i>	-0.004±0.019	1.378±0.834
	<i>M_{BH}</i>	0.001±0.030	1.212±0.248
	<i>L/L_{Edd}</i>	-0.032±0.034	1.212±0.028
<i>FeII_{opt}</i>	<i>L_{opt}</i>	-0.093±0.022	5.723±1.016
	<i>L_{NIR}</i>	-0.095±0.024	5.808±1.081
	<i>M_{BH}</i>	-0.214±0.033	3.315±0.277
	<i>L/L_{Edd}</i>	-0.063±0.049	1.508±0.040
<i>CaT</i>	<i>L_{opt}</i>	0.077±0.028	-2.270±1.288
	<i>L_{NIR}</i>	0.071±0.030	-1.991±1.378
	<i>M_{BH}</i>	0.020±0.050	1.068±0.424
	<i>L/L_{Edd}</i>	0.269±0.048	1.303±0.039

NOTAS. (1) Anchos equivalentes de las líneas de baja ionización en escala logarítmica. (2) Parámetros físicos con los que se correlaciona cada ancho equivalente en escala logarítmica. (3) Pendiente de la regresión lineal (α). (4) La ordenada al origen de la ecuación de recta (b).

Tabla 5.4: *LIL's* y el Efecto Baldwin

<i>LIL</i> (1)	Potencial de ionización (2)	Pendiente (3)
<i>Hβ</i>	13.6	-6.75×10^{-2}
<i>CaT</i>	11.9	7.76×10^{-2}
<i>OIλ8446</i>	13.6	-0.8×10^{-2}
<i>FeII</i>	11.6	-9.26×10^{-2}

NOTAS. (1) Línea de emisión analizada. (2) Potencial de ionización en eV. (3) Pendiente de la regresión lineal, estos valores también son reportados en la tabla 5.3.

en comparación con la Pob. A, a su vez, los cuasares de Pob. B presentan menos emisión de FeII en comparación los de Pob. A (capítulo 3).

Finalmente, el cociente de Eddington muestra correlación con el ancho equivalente de CaT ($r \sim 0.59, p \sim 10^{-7}$), y una anticorrelación de *Hβ* ($r \sim -0.57, p \sim$

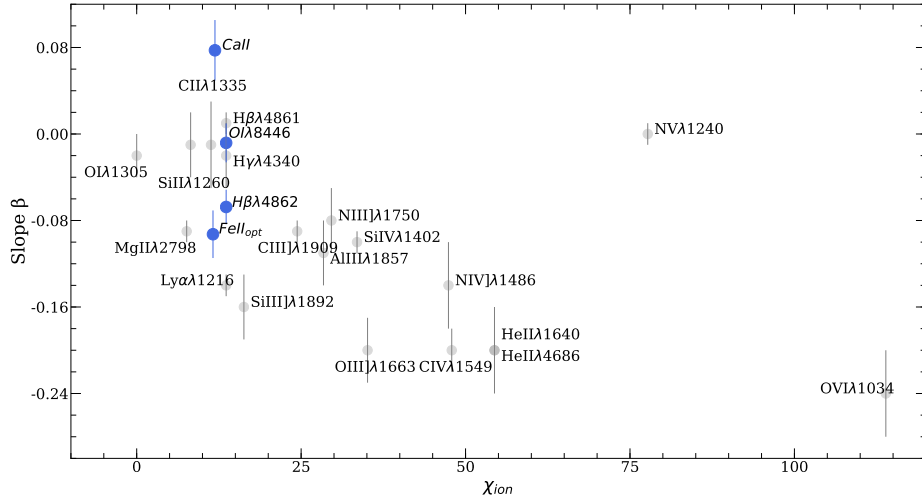


Figura 5.13: Figura 9 de Dietrich et al. 2002. Los puntos grises representan los datos de este artículo, mientras que los de color azul son las líneas de emisión estudiadas en esta tesis, considerando la correlación de sus anchos equivalentes con la luminosidad en el óptico. El eje x es el potencial de ionización de la línea de emisión, mientras que en el eje y es la pendiente de la regresión lineal reportada en la tabla 5.3.

10^{-7}). Sin embargo, FeII no se encuentra relacionada con L/L_{Edd} ($r \sim 0.18$, $p \sim 1.39 \times 10^{-1}$). Las razones pueden ser variadas, desde sesgos en la medición a errores en el ajuste con la plantilla en el óptico; pero la fuente principal de incertidumbre es que, al tratarse de un ion complejo, éste no podrá mapear con claridad el efecto Baldwin como si lo hace EW(CaT).

Capítulo 6

Discusión

En este capítulo se darán las implicaciones de los análisis realizados a lo largo de esta tesis considerando los objetivos planteados en la sección 3.3.

6.1. Implicaciones dentro del contexto del *Eigenvector 1*

El espectro óptico

Se realizó un análisis multicomponente en el óptico con una muestra de ocho cuasares. Los resultados de esto fueron usados para clasificarlos bajo el contexto del *Eigenvector 1*, dando como resultado cinco cuasares de Pob. A y tres de Pob B.

Algunos núcleos activos de la muestra de esta tesis poseen peculiaridades en sus líneas de emisión, cuyas componentes son diferentes a las descritas a lo largo de esta investigación (capítulos 3 y 4), las cuales corresponden a los siguientes objetos:

- J121128.00+095527.2: Perfiles adicionales del doblete [OIII] λ 4959, λ 5007 ajenos a la *NC* y a la *SB*. Poseían *shifts* de 2033 km s^{-1} con respecto al *restframe*.
- J154340.74+112801.3: Doble componente angosta para $H\beta$.
- J212619.65-065408.9: Perfil de doble lorentziana para $H\beta$ en (tabla 4.4).

El perfil adicional de [OIII] λ 4959, λ 5007 en J121128.00+095527.2 podría ser una componente adicional de la *NLR* (sección 1.2). Mientras que los perfiles de

$H\beta$ de J154340.74+112801.3 y J212619.65-065408.9 podrían ser producto de un sistema binario de agujeros negros (Runnoe et al. 2017 y Zhang and Feng 2016).

El resto de los objetos son bien clasificados bajo los criterios del $4DE1$ (descrito en el capítulo 3). Shen et al. 2011, 2014 realizaron un análisis de más de 105,000 cuasares del SDSS-DR7 bajo el contexto del *Eigenvector 1* utilizando mediciones automáticas; en dicha investigación fueron analizados los ocho cuasares de la muestra ET. Se compararon las clasificaciones de tanto Shen et al. 2011 como la de esta tesis como se muestra a continuación:

Tabla 6.1: Clasificación de cuasares en el $4DE1$

Nombre (SDSS) (1)	Bin (Shen et al. 2011) (2)	Bin (esta tesis) (3)
J121128.00+095527.2	A1	A2
J123304.05-003134.1	A4	A3
J123820.19+175039.1	A2	A3
J130835.06-013835.2	B1+	B1+
J143633.75+065655.0	A4	A3
J150739.49+110403.7	B1	B1
J154340.74+112801.3	B1	B1
J212619.65-065408.9	A2	A3

NOTAS. (1) Nombre en el catálogo SDSS-DR12. (2) Bin de acuerdo con Shen et al. 2011. (3) Bin de acuerdo con el análisis multicomponente con *specfit*.

En los objetos de Pob. B se preservó la misma distinción, sin embargo en los de Pob. A existe un sesgo en la estimación de R_{FeII}^1 , la justificación de esto es que las mediciones automáticas suelen ensanchar las estimaciones de las componentes de las *LIL*'s (ejemplo de ello con la muestra ET se hizo en el apéndice A), mientras que en un análisis multicomponente “paso a paso” con *specfit* se ajustan más contribuciones, como pueden ser las componentes azules, y muy anchas de $H\beta$ o la presencia de $HeII\lambda 4687$.

Se observó que las muestras ET y MA21 siguen la secuencia principal del *Eigenvector 1* tal y como se muestra en la figura 5.4. El plano óptico del $4DE1$ brinda información sobre las propiedades en el interior de la BLR y del agujero negro, como pueden ser las masas de los SMBH. Utilizando la ecuación 1.19, la cual depende del ancho total a media altura de $H\beta_{BC}$ y la luminosidad en el continuo a 5100\AA , se estimó que las M_{BH} están entre $8.2 \leq \log(M_{BH}) \leq 9.2$, asimismo sus L_{opt} son del rango de $44.6 \leq \log(L_{opt}) \leq 45.7$.

¹Shen et al. 2011 utiliza como rango de medición de FeII la región comprendida entre $4434\text{-}4684\text{\AA}$, siendo la misma que se empleó en las estimaciones en el óptico de dicho multiplete en el capítulo 4.

La tasa de Eddington da información sobre la acreción ejercida por el disco de acreción. Un cociente $L/L_{Edd} > 1$ (denominados acretores super-Eddington) da una pista de que en el interior de la región de líneas anchas la fuerza de radiación es mayor a la fuerza gravitacional, como es el caso de los objetos de las poblaciones A3 y A4. De los ocho cuasares analizados en esta tesis, sólo dos satisfacen dicha condición (J143633.75+065655.0 y J212619.65-065408.9), ambos de Pob. A3. Estos poseen una alta emisión de FeII en el óptico ($R_{FeII} > 1$) y una contribución considerable del triplete de Calcio ($R_{CaT} > 0.4$), esto quiere decir que los núcleos activos con alta acreción tienen flujos de FeII y CaT mayores.

De la propagación de errores en las estimaciones de las propiedades de los objetos de esta tesis, se encontró que el error asociado a estas mediciones indirectas es de 1 a 3 ordenes de magnitud. Ejemplo de esto es en la estimación de la M_{BH} , Vestergaard and Peterson 2006 determinaron en su análisis una incertidumbre de 1 a 2 ordenes de magnitud, situación que se repite en esta investigación donde el error de la M_{BH} es de 2 ordenes de magnitud.

De los cuasares estudiados en esta tesis, 4 pertenecen a la Pob. A3, los cuales 3 tienen los valores de L/L_{Edd} más altos de todos los objetos (tabla 5.1) a excepción de J123304.05-003134.1, el cual es superado por un objeto de Pob. A2 (J121128.00+095527.2). En cuanto a los objetos de Pob. B, J130835.06-013835.2 al ser de tipo B1+ presenta la tasa de Eddington más baja ($L/L_{Edd} = 0.01$), resultado esperado en el contexto del *4DE1*.

En cuanto las masas de los SMBH's, ésta es mayor en los objetos de Pob B que los de Pob. A (figura 5.3). No obstante, entre los *bins* de la Pob. A, existe un cuasar de tipo A3 (J123820.19+175039.1) cuya M_{BH} es mayor que incluso un AGN de Pob. A2 (J121128.00+095527.2), siendo los ordenes de magnitud de $\log M_{BH} = 8.9$ y $\log M_{BH} = 8.5$ respectivamente (tabla 5.1).

El espectro NIR

Se encontró que los objetos de Pob. B de la muestra ET presentan un flujo de $OI\lambda 8446$ mayor en comparación con los iones de FeII y CaT (tablas 4.7, 4.11 y 4.12 respectivamente), mientras que en los cuasares de la Pob. A ocurre el caso inverso; esto está vinculado con las propiedades poblacionales del *Eigenvector 1* debido a que los núcleos activos de Pob. A presentan un flujo de FeII mayor que las de Pob. B. Con respecto a los FWHM, la mayoría de los núcleos activos de la muestra ET presentaron un $FWHM(CaII\lambda 8662) \sim 12\%$ mayor que el $FWHM(OI\lambda 8446)$. Comparando los FWHM de la muestra total esta tendencia cambia, mostrando un $FWHM(OI\lambda 8446) \gtrsim FWHM(CaII\lambda 8662)$ con una di-

ferencia de apenas del 11 %. Este resultado puede dar un indicio de que la línea de $OI\lambda 8446$ se genera en una región más alejada de la fuente central y de mayor densidad en comparación con CaT, sin embargo, este sesgo porcentual está dentro de las incertidumbres (figura 5.7). Para confirmar esta hipótesis es necesario realizar estudios de fotoionización con CLOUDY.

Dado que R_{FeII} está relacionado positivamente con R_{CaT} (ecuaciones 5.5 y 5.6) es de esperarse que los objetos de Pob. A presenten R_{CaT} mayores a los de la Pob. B, haciendo un símil con R_{FeII} . Sin embargo, los objetos J123304.05-003134 y J123820.19+175039.1 (ambos de Pob. A3) presentan valores de R_{CaT} menores (0.18 y 0.25 respectivamente) en comparación con J154340.74+112801.3, el cual es un cuasar de Pob. B1 ($R_{CaT} = 0.32$). Al tratarse de tres de los 8 objetos de la muestra analizada en esta tesis, si se intercambia R_{FeII} por R_{CaT} en el plano óptico podrían presentarse inconsistencias en las división de los AGN. No obstante, el análisis multicomponente y la medición espectral son factores de sesgo en la estimación de R_{CaT} .

6.2. El efecto Baldwin y la tasa de Eddington

Se encontró una relación entre los cocientes R_{FeII} y R_{CaT} considerando la muestra total (figura 5.8), esto quiere decir que ambos iones tienen propiedades físicas semejantes de emisión en la BLR. Después se realizó un análisis estadístico con $EW(FeII)$ vs R_{CaT} y $EW(CaT)$ vs R_{FeII} para confirmar lo supuesto previamente, sin embargo $EW(FeII)$ vs R_{CaT} no están correlacionados, esto puede ser debido a que FeII y CaT no comparten mecanismos de ionización o porque la muestra no es estadísticamente significativa como es el caso de Dong et al. 2011, el cual considero cerca de 4000 núcleos activos. También se hicieron estudios de las líneas de baja ionización consideradas en este trabajo para estimar el Efecto Baldwin.

El efecto Baldwin describe una anticorrelación entre el ancho equivalente en líneas de alta ionización y la luminosidad en el continuo del ultravioleta. Dicho efecto se encontró en la anticorrelación de la luminosidad a 1450\AA y $CIV\lambda 1549$ (Baldwin 1977, Baldwin et al. 1989, Kinney et al. 1990). Asimismo, se concluyó que el ancho equivalente de esta *HIL* disminuye conforme aumenta la emisión de FeII en los objetos NLSy1 (Sulentic et al. 2000). Dado que este comportamiento se observa de igual manera con cuasares a alto z , se propuso que los AGN a alto *redshift* son más parecidos a los NLSy1. Esto también implica que el BEff está presente en el *4DE1* (Bachev et al. 2004). Este análisis fue extendido por Dietrich et al. 2002, en el cual consideró la correlación entre los anchos equivalentes de

líneas de emisión y la luminosidad en el óptico, el cual la pendiente es mayor conforme se tienen potenciales de ionización mayores (como se muestra en la sección 5.4.2).

El estudio de este fenómeno no sólo se restringe a la luminosidad del continuo en el óptico o ultravioleta, también se indagó sobre esta tendencia con la masa del hoyo negro (Dietrich et al. 2002, Warner et al. 2004, Dong et al. 2009), el corrimiento al rojo (Bachev et al. 2004, Warner et al. 2004) y la tasa de Eddington (Bachev et al. 2004, Warner et al. 2004, Dong et al. 2009, Dong et al. 2011, Patiño Álvarez et al. 2016). A pesar de los grandes avances sobre las condiciones físicas que se relacionan con el efecto Baldwin, el origen del mismo es una pregunta que aún se mantiene abierta hasta nuestros días.

Korista et al. 1998 y Warner et al. 2004 propusieron que el posible causante del efecto Baldwin era la metalicidad del cuasar, mientras que Bachev et al. 2004 concluyó que, al ser el *Eigenvector 1* dependiente de la tasa de Eddington, éste podría ser responsable del BEff. Baskin and Laor 2004 llegó a la misma conclusión, para ello analizó la *HIL CIV* $\lambda 1549$, asimismo determinó que el cociente L/L_{Edd} aumenta conforme se tienen objetos más luminosos. En otras investigaciones como Dong et al. 2009, usaron esta anticorrelación como evidencia de que la fotoionización es responsable de la emisión de las líneas de baja ionización. Dong et al. 2011 determinó que BEff estaba relacionado con la tasa de Eddington, y en particular, con las líneas angostas de FeII en el óptico. De este análisis se encontró una correlación entre $EW(FeII_{opt}^{narrow}(4750\text{\AA}))$. En el estudio de blazares, Patiño Álvarez et al. 2016 sostiene que la ordenada al origen de la regresión lineal puede cambiar dependiendo si se estudia a un FSRQ o un cuasar sin emisión de jets; partiendo de la hipótesis de que la luminosidad del continuo puede generarse en dos fuentes distintas, una por el continuo ionizante que afecta a la región de líneas anchas, y otra muy cercana al núcleo del AGN la cual ésta es alterada por el jet.

Otro posible causante de BEff es que L/L_{Edd} está relacionado con la densidad columnar de la región de las líneas anchas. Fabian et al. 2006 definió la densidad columnar de la BLR de la forma $N_H > 5 \times 10^{23} [L/L_{Edd}] \text{cm}^{-2}$, siendo válido para regiones con un factor de ionización $\log U \leq 1$ y $N_H \gtrsim 10^{21} \text{cm}^{-2}$.

En resumen, la tasa de Eddington puede ser el detonador principal en el efecto Baldwin, esto confirmado por Korista et al. 1998, Sulentic et al. 2000, Bachev et al. 2004, Baskin and Laor 2004 y Dong et al. 2011. Por lo que en esta tesis se utilizó L/L_{Edd} como principal mecanismo para describir el BEff y la acreción dentro de la BLR.

Con esto en mente se realizó el análisis estadístico de L/L_{Edd} contra las

LIL's. El resultado fue que CaT está correlacionado con la tasa de Eddington pero FeII no (figura 5.12), por lo que el continuo subyacente de FeII tiene otras propiedades en su emisión u otros factores, como pueden ser los sesgos en la medición espectral, los errores en el ajuste multicomponente al utilizar la plantilla de dicho ion o el tamaño de la muestra (Zamfir et al. 2010 y Dong et al. 2011 estimaron una correlación entre FeII y L/L_{Edd} con una muestra mayor de 400 cuasares). Trabajos como Sigut and Pradhan 2003, Garcia-Rissmann et al. 2012 y Marinello et al. 2020 concluyeron que el hierro una vez ionizado es un átomo difícil de modelar debido a su enorme cantidad de transiciones, las regiones donde éste se emite e incluso los mecanismos de ionización tales como la fotoionización, colisiones mecánicas y la fluorescencia $\text{Ly}\alpha$.

En la figura 5.12, $O\text{I}\lambda 8446$ no muestra correlación con la tasa de Eddington. Dietrich et al. 2002 argumentó que las líneas con menor potencial de ionización son menos susceptibles a este parámetro (como es el caso de esta línea de emisión), y por tanto al BEff. No obstante, el triplete de Calcio responde a la tasa de Eddington, aún cuando tiene un potencial de ionización menor al de $O\text{I}\lambda 8446$ (11.9 y 13.6 eV respectivamente, tabla 5.4); la justificación de esto es que presenta propiedades ajenas a las otras *LIL*'s de la BLR, siendo más parecidas a las del FeII.

Finalmente, se determinó que R_{CaT} está correlacionado con la tasa de Eddington mientras que en R_{FeII} no presenta dicha tendencia debido a que tiene un $r \sim 0.31$ y $p < 10^{-2}$. Con esto se puede especular que el triplete de calcio y R_{CaT} son mejores parámetros para trazar la acreción de los núcleos activos en muestras con pocos objetos.

6.3. FeII/CaT como indicador de abundancia de metales

Una de las etapas de la evolución de las galaxias, es el paso por un periodo denominado nucleosíntesis estelar en el cual se generan supernovas provenientes de las estrellas más masivas, las cuales generan metales, siendo éstos los que enriquecen el interior de éstas.

En la nucleosíntesis, las estrellas masivas del orden de $7 \leq M_{\star} \leq 100 M_{\odot}$ evolucionan a SN II en una escala de tiempo de 10^7 años; éstas liberan al medio gaseoso elementos tipo α como son el Mg y el Ca. Se denominan de esta forma debido a que son resultado de procesos tipo α , los cuales consisten en fusionar átomos de Helio para generar elementos más pesados. Posteriormente, las enanas

blancas se transforman en SN Ia produciendo Fe en una escala de tiempo aproximada a 1 Gyr, el origen de este metal proviene del núcleo de la misma (Hamann et al. 2004, Sameshima et al. 2020). De acuerdo con los resultados de Dietrich et al. 2003, la nucleosíntesis comienza alrededor de $z \approx 6 - 9$, cuando el universo apenas tiene una edad de 0.5 Gyr.

Por otro lado, se han realizado estudios de evolución química en AGN mediante cocientes de líneas de emisión, a continuación se mencionarán algunos ejemplos:

- NV/CIV: ésta es utilizada generalmente como indicador de metalicidades en estudios en el ultravioleta (Hamann and Ferland 1993, Ferland et al. 1998).
- FeII/MgII: se contempló este cociente debido a que relaciona un elemento producido por una SN Ia y otro generado en una SN II, sin embargo no se ha determinado hasta ahora una relación entre este valor y z (Dong et al. 2011, Sameshima et al. 2020). Los motivos pueden ser variados, desde sesgos por la selección de muestras altamente luminosas (Shin et al. 2019) o por fenómenos físicos que contribuyan a la creación de Fe.

Ante los resultados insatisfactorios de FeII/MgII se ha buscado otros indicadores de evolución química en los núcleos activos, siendo un posible candidato FeII/CaT dado que, al igual que FeII/MgII, relaciona dos metales que se generan en dos supernovas distintas (SN Ia y SN II respectivamente).

Se estimó que FeII/CaT tiene una anticorrelación tanto con z como con la tasa de Eddington (figura 5.11). Se tiene que considerar que la muestra total posee un corrimiento al rojo de un rango entre $0 < z \leq 1.7$, por lo que estos resultados no describe etapas más allá de 1 Gyr. A pesar de esto, el coeficiente de Spearman y el valor p muestran una anticorrelación de FeII/CaT con z ($r \sim 0.41$, $p \sim 10^{-4}$).

Como uno de los principales factores del enriquecimiento metálico es el *redshift*, se realizó una prueba Kolmogorov-Sminov con FeII/CaT, separando la muestra en $z > 1$ para definir alto *redshift* y $z \leq 1$ como bajo corrimiento al rojo; esto con la finalidad de denotar dos etapas distintas del Universo.

Como se muestra en la figura 6.1, se presentaron más objetos de bajo z , siendo 20 de $z > 1$ y 46 de $z \leq 1$, no obstante, el estadístico D y el valor p de la prueba Kolmogorov-Smirnov determinó que FeII/CaT es diferente en dos etapas distintas del universo ($D \approx 0.43$ y $p \sim 10^{-3}$). Las medianas de las muestras separadas y la total poseen valores distintos, por lo que esto da robustez a este

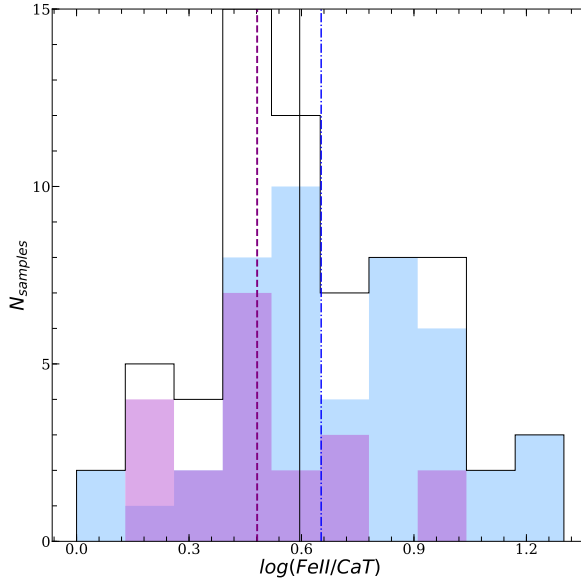


Figura 6.1: Histograma de FeII/CaT en escala logarítmica comparándola a diferentes corrimientos al rojo. Las barras de contorno gris representan la muestra total. Las de color azul representan los objetos con $z < 1$. Las de color morado son aquellos con $z \geq 1$. La línea sólida gris vertical representa la mediana de la muestra total, la punteada azul es la mediana de los núcleos activos cuyo $z < 1$ y la punteada morada aquellas con $z \geq 1$

resultado².

Esta conclusión tiene sesgos ya que la muestra comprendida por los cuasares estudiados en el capítulo 4 así como la muestra MA21 no son homogéneos en z ni en L_{opt} (como se observa en la figura 5.1).

6.4. La relación con el radio y los parámetros físicos

Analizando los cuasares de esta tesis y de MA21 a partir del índice de Kellerman (con los criterios de Ganci et al. 2019) y el *Eigenvector 1* se obtuvieron las siguientes observaciones:

²La mediana de la muestra total fue $m_{total} = 0.59$, la m que corresponde a los objetos de $z \geq 1$ es de 0.48 y los de $z < 1$ es de 0.65

- Para la muestra de esta tesis, de los 5 objetos de Pob. A solo 1 era radiodetectado, mientras que 3 eran radiofuertes y 1 radiointermedio. En cuanto a los 3 cuasares de Pob. B, solo 1 fue RL y el resto era RI (tabla 4.1).
- En el caso de la muestra MA21, de los núcleos activos de la Pob. A, 28 son RD, 4 RI y 2 RL. En los cuasares de Pob. B se tenían 8 RD y 4 RL.

Estos resultados muestran que, si bien todos los objetos de esta tesis cuentan con emisión en radio, la mayoría son radio detectados (radiocallados), además de que su ubicación en el $4DE1$ no siguen las descripciones en el radio, los cuales son que los objetos de Pob. A son radiocallados y los de Pob. B radiofuertes. Particularmente en la muestra de esta tesis, 2 cuasares clasificados como Pob. A3 (J123304.05-003134.1 y J212619.65-065408.9) eran de tipo RL.

En las correlaciones de las propiedades de la BLR y el índice de Kellerman sólo se detectaron correlaciones con el FHMW(CaII $\lambda 8662$) y la luminosidad en el cercano infrarrojo (figura 5.10), estos resultados tienen que ver con la relación masa-luminosidad y de las propiedades poblacionales en el $4DE1$ respectivamente. Para corroborar si existía un cambio sistemático de estos valores a partir de la emisión en el radio se realizaron pruebas Kolmogorov-Smirnov con los anchos equivalentes de OI $\lambda 8446$, CaT y FeII, los FWHM de $H\beta$ y $CaII\lambda 8662$, L_{NIR} y los cocientes R_{FeII} y R_{CaT} . El resultado de este procedimiento es que únicamente FWHM($CaII\lambda 8662$) y L_{NIR} muestran un cambio sistemático a partir de la emisión en el radio tanto separando la muestra a partir de $\log R_K = 1$ como utilizando objetos RL y RQ de acuerdo a los criterios de Ganci et al. 2019. Para trabajos futuros será necesario tener una muestra homogénea, incorporando objetos RI y RL.

Capítulo 7

Conclusiones

FeII es un átomo complejo de estudiar debido a su estructura atómica, los mecanismos de emisión (los cuales no sólo se generan con la fotoionización), las regiones donde se emite, entre otros sesgos que se han discutido en capítulos previos. Se ha considerado que el triplete de Calcio, con una estructura atómica mucho más simple, puede ser un posible trazador de las propiedades de FeII debido ambos se emiten en la misma región de la BLR, esto de acuerdo con estudios de fotoionización realizados por Joly 1987.

Se hizo un análisis multicomponente de ocho objetos bajo el contexto del *Eigenvector 1* mediante el código *IRAF*, particularmente con la paquetería *specfit*. A pesar de que 3 objetos presentaron componentes no descritas previamente por la literatura consultada, en general siguen las propiedades de la dicotomía poblacional A-B, a excepción de la emisión en el radio, el cual está justificado debido a que la mayoría de los cuasares estudiados son radiocallados. En la estimación de las incertidumbres, en el óptico se utilizó el método de cambio de flujo en un factor de $\pm 2 \times rms$, en cuanto al NIR se calcularon estos errores mediante las plantillas de Martínez-Aldama et al. 2015, las cuales fueron generadas mediante el método Monte Carlo. Se concluyó que el método de cambio de flujo proporciona errores más pequeños y por lo tanto subestimados (como en el caso de la posición de la lambda central o *shift*)

Se realizaron análisis estadísticos con las líneas de baja ionización estudiadas en esta tesis, en particular con FeII y CaT con la finalidad de estimar las propiedades de la BLR, así como éstas se relacionan con el BEff y la tasa de Eddington. De este estudio se calculó una correlación entre R_{FeII} y R_{CaT} ($r \sim 0.7$, $p \sim 10^{-11}$), no obstante no se determinó si FeII y R_{FeII} están relacionados con L/L_{Edd} (y por lo tanto con el efecto Baldwin; $r \leq 0.31$, $p \geq 10^{-2}$), en cambio

el triplete de Calcio y R_{CaT} muestran un “anti” efecto Baldwin debido a que presenta una pendiente positiva y un coeficiente de Spearman de $r > 0.4$. Se ha estimado previamente de que existe la correlación entre FeII y L/L_{Edd} (Zamfir et al. 2010, Dong et al. 2011), la diferencia principal entre estos trabajos previos y en éste es el tamaño de la muestra total, ya que apenas abarca 66 objetos. A pesar de todo esto, se puede concluir que CaT es un buen trazador de la acreción de los núcleos activos, esto porque posee una estructura atómica más simple que FeII y se puede analizar con muestras pequeñas.

No se determinaron correlaciones de las propiedades estimadas de la BLR con la emisión en el radio, sin embargo, al realizar la prueba K-S en L_{opt} y $FWHM(CaII\lambda 8662)$ se encontró una distinción de estos valores separando la muestra tanto en $\log R_K = 1$ como por los criterios de Ganci et al. 2019 con objetos RL y RQ. Sin embargo, este resultado está sesgado debido a que la mayoría de los objetos de la muestra total son radiocallados.

Un resultado importante del análisis estadístico de FeII y CaT fue que el cociente FeII/CaT es un posible parámetro de evolución química en la BLR de los núcleos activos. Este resultado fue corroborado mediante la prueba Kolmogorov-Smirnov separando la muestra total a partir de $z = 1$, sin embargo la muestra total no presenta datos a $z > 1.7$ y la mayoría de los objetos eran de $z < 0.1$.

7.1. Trabajo futuro

En un trabajo futuro podría ponerse a prueba el cociente FeII/CaT considerando observaciones con un corrimiento al rojo más extenso ($z \sim 5$). Existen varios desafíos si se desea expandir la muestra: (1) se necesitan nuevas observaciones que cubran tanto el óptico como el rango del cercano infrarrojo, (2) las bandas telúricas en las observaciones por lo cual lo ideal sería realizar observaciones con telescopios espaciales como el James Webb Space Telescope. (3) La tasa de Eddington puede presentar sesgos por los efectos de selección, por lo que es necesario incorporar objetos de Pob. B extremos.

Con respecto a los análisis multicomponentes se desea unificar el método de estimación las incertidumbres, siendo un posible candidato el método Monte Carlo. También es necesario realizar estudios de fotoionización con CLOUDY con la finalidad de determinar las propiedades físicas de emisión en la BLR para producir FeII y CaT.

Apéndice A

Mediciones automáticas con *Splot*

Después de corregir el espectro óptico por z (mediante la tarea *dopcor* de *IRAF*) y de normalizarlo (usando *imarith*), se realizó una primera aproximación hacia el esquema del plano óptico del *4DE1*, el cual se llevó a cabo con mediciones automáticas con la rutina *splot*.

De acuerdo con la tabla A.1, entre cinco cuasares son de Pob. A, dos de Pob. B y uno en el límite entre los *bins* A1-B1 (J154340.74+112801.3). Esto contrasta con los resultados del capítulo 4, en donde se estimaron 5 de Pob. A y 3 de Pob. B. Dado que solo se ajustó una componente en $H\beta$ se pueden genera sobreestimaciones en la BC. Particularmente, el núcleo activo J123820.19+175039.1 fue catalogado como uno de Pob. B2 por su $FWHM(H\beta) = 4336 \text{ km s}^{-1}$ y un $R_{FeII} = 0.60$ mediante *splot*. No obstante, al estimar la presencia de una componente BLUE, cambia de clasificación a una de Pob. A3.

Se compararon los FWHM obtenidos mediante *splot* con los resultados determinados con *specfit* para el perfil completo como el de la BC (tabla A.2). De forma general, se comprueba una vez más que existe una sobreestimación en $H\beta$, siendo más notoria en la BC por los motivos previamente mencionados. Sin embargo, este análisis preliminar permite acotar los valores del FWHM en $H\beta_{BC}$, así como las posibles componentes que se deben considerar dependiendo del tipo poblacional en el *Eigenvector 1*.

Tabla A.1: Datos obtenidos con mediciones automáticas con *splot*

Nombre (SDSS) (1)	$EW(H\beta)$ [Å] (2)	$EW(FeII)$ [Å] (3)	$FWHM(H\beta)$ [$km\ s^{-1}$] (4)	$FWHM(H\beta)$ [$km\ s^{-1}$] (5)	R_{FeII} (6)	$4DE1$ (7)
J121128.00+095527.2	69.41	55.05	3527	3256	0.79	A2
J123304.05-003134.1	35.03	51.98	3442	3972	1.48	A3
J123820.19+175039.1	48.82	29.40	4336	5147	0.60	B2
J130835.06-013835.2	66.4	31.36	13265	12340	0.47	B1++
J143633.75+065654.9	72.13	65.65	2693	1884	0.90	A2
J150739.49+110403.7	72.44	22.38	9769	9843	0.30	B1+
J154340.74+112801.3	47.94	18.90	2971	4284	0.34	A1 o B1
J212619.65-065408.9	51.08	28.10	3002	3557	0.55	A2

NOTAS. (1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12. (2) Ancho equivalente de la línea de $H\beta$. (3) Ancho equivalente de $FeII$ medido en un rango de 4335-4685 Å. (4) $FWHM(H\beta)$ usando un perfil lorentziano. (5) $FWHM(H\beta)$ usando un perfil gaussiano. (6) Cociente R_{FeII} (7) Bin al que pertenecen de acuerdo con el *Eigenvector 1*.

Tabla A.2: Comparativa de $FWHM(H\beta_{BC})$ entre el análisis con *splot* y con *specfit*

Nombre (SDSS) (1)	$\Delta FWHM_{full}$ [km s ⁻¹] (2)	$\Delta FWHM_{BC}$ [km s ⁻¹] (3)
J121128.00+095527.2	633	633
J123304.05-003134.1	549	549
J123820.19+175039.1	845	848
J130835.06-013835.2	1468	2124
J143633.75+065654.0	1018	1110
J150739.49+110403.7	976	2080
J154340.74+112801.3	-18	165
J212619.65-065408.9	407	1064

NOTAS. (1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12. (2) Diferencia entre el FWHM medido con *splot* menos el FWHM del perfil completo de $H\beta$ estimado con *specfit* (tabla 4.5). (3) Diferencia entre el FWHM calculada con *splot* menos el $FWHM(H\beta_{BC})$ calculado con *specfit* (tabla 4.4).

Apéndice B

Starlight

En esta sección se dará una breve descripción del procedimiento para usar el programa *Starlight*. El objetivo de este software es modelar la contribución de la galaxia huésped y así poder aislar las líneas de emisión para su análisis, esto gracias a que tiene una amplia biblioteca de poblaciones estelares precargadas de distintas edades. En el manual básico se presentan más especificaciones, y se encuentra en la página <http://www.starlight.ufsc.br/> (Cid Fernandes 2007). Este programa fue usado solamente en J130835.06-013835.2, pues es el único objeto que muestra las absorciones de la galaxia anfitriona.

Para utilizar este programa, primero se tiene que transformar el formato del archivo del espectro de *.fits* a *.txt* mediante la herramienta *wspectext* de *IRAF*. Posteriormente se utilizaron varios archivos que tienen como objetivo dar las condiciones iniciales para modelar las líneas de absorción de la galaxia huésped, los cuales se describen a continuación:

- **Archivo de entrada:** Corresponde al espectro en formato *.txt*, la primera columna representa a la longitud de onda en unidades de Å y la segunda columna el flujo observado.

Starlight también permite una tercera y cuarta columna las cuales describen el error asociado e indicadores numéricos si se tratan de buenos o malos pixeles de información, pero estas columnas no son estrictamente necesarias.

- **Archivo Base:** Incluye los directorios de todos los modelos estelares para estimar la contribución de la galaxia anfitriona. Éstas poseen información sobre la edad del modelo estelar en años, las metalicidad y los nombres de los documentos, los cuales contienen los datos de las longitudes de onda y el flujo de dicho modelo estelar.

Adicionalmente, se incorporaron 9 modelos de leyes de potencias cuyo índice espectral es del rango de $0.3 \leq \alpha \leq 3.0$. Éstas fueron propuestas en este trabajo considerando la siguiente ecuación:

$$F_{\lambda} = 1 \times 10^{20} \left(\frac{\lambda}{4020} \right)^{\alpha} \quad (\text{B.1})$$

donde α es el índice espectral (capítulo 4) y λ la longitud de onda en Å. Se utilizó la paquetería de *Python* llamada *pandas*¹ con la finalidad de calcular y escribir los archivos *.txt* en un rango de $90\text{-}1 \times 10^6$ Å.

- **Archivo Máscara:** Este documento contiene las longitudes de onda y los rangos en Å de las líneas de emisión tales como $H\beta$, $[\text{OIII}]\lambda 4959$, $\lambda 5007$, $\text{HeII}\lambda 4687$ e incluso $H\gamma$.
- **Archivo de configuración:** Este archivo da información de cuántas iteraciones realizará *Starlight* y la precisión del ajuste. Contiene unas funciones que están en desuso en sus versiones recientes, como la opción “agregar un exponente para representar la ley de potencias de un AGN”.
- **Archivo *grid*:** Éste contiene información del nombre del archivo de entrada, las rutas donde se desea almacenar el resultado final, los directorios de los archivos base, el rango en Å donde se desea ajustar la galaxia anfitriona, la longitud de onda de normalización y la señal a ruido del espectro en cuestión. También se incluyen cuántos ajustes se desean realizar por cada iteración, el nombre de los archivos de salida y los nombres de los archivos del programa previamente mencionado.
- **Archivo de salida:** Éste es creado después de la ejecución de *Starlight*. En él conserva información del archivo *grid*, las contribuciones de cada modelo estelar (y de leyes de potencias), las iteraciones realizadas, las masas estelares correspondientes a cada modelo, etc.

Al final del archivo de salida se encuentra una tabla de cuatro columnas: la primera corresponde a la longitud de onda medida en Å, la segunda es el flujo correspondiente al espectro original, la tercera indica el espectro modelo de la galaxia anfitriona (tanto la segunda como la tercera fila están en las unidades definidas por el flujo del valor de entrada) y finalmente la

¹Esta paquetería permite manejar bases de datos a gran escala sin necesidad de programas de hojas de cálculo tales como Excel o similares

cuarta brinda datos sobre el peso estadístico de cada valor², en el estudio del cuasar J130835.06-013835.2 sólo se tomaron en cuenta las primeras tres columnas.

```
## Synthetic spectrum (Best Model) ##l_obs f_obs f_syn wei
3517 [NL_obs]
2623.00 0.97791 1.34821 -1.000
2624.00 0.92118 1.34842 -1.000
2625.00 0.95855 1.34882 -1.000
2626.00 1.12847 1.34932 11.752
2627.00 1.18277 1.34984 -1.000
2628.00 1.06325 1.35034 -1.000
2629.00 1.10502 1.35080 -1.000
2630.00 1.40422 1.35117 11.752
2631.00 1.45646 1.35142 11.752
2632.00 1.17992 1.35159 11.752
2633.00 1.06107 1.35183 -1.000
2634.00 1.16362 1.35220 11.752
2635.00 1.21617 1.35266 11.752
2636.00 1.15496 1.35316 11.752
2637.00 1.38249 1.35367 11.752
2638.00 1.28779 1.35425 11.752
2639.00 1.19286 1.35507 11.752
2640.00 1.37761 1.35642 11.752
2641.00 1.30920 1.35849 11.752
2642.00 1.19424 1.36094 11.752
2643.00 1.33709 1.36300 11.752
2644.00 1.63774 1.36430 -1.000
2645.00 1.54197 1.36509 11.752
2646.00 1.36008 1.36566 11.752
2647.00 1.37738 1.36616 11.752
2648.00 1.34044 1.36664 11.752
2649.00 1.37699 1.36710 11.752
2650.00 1.16533 1.36747 11.752
2651.00 0.94357 1.36776 -1.000
2652.00 0.94782 1.36799 -1.000
2653.00 0.94800 1.36827 -1.000
2654.00 1.11114 1.36865 -1.000
2655.00 1.32439 1.36909 11.752
2656.00 1.55459 1.36956 11.752
2657.00 1.62756 1.36999 11.752
2658.00 1.40433 1.37008 11.752
2659.00 1.32961 1.36893 11.752
2660.00 1.35805 1.36507 11.752
```

Figura B.1: Sección del archivo salida producto de *Starlight*, en la primera columna se presentan las longitudes de onda en Å, la segunda el flujo del cuasar en unidades de $\text{ergs}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Å}^{-1}$, la tercera representa la intensidad generada a partir del mismo programa el cual reconstruye la contribución de la galaxia anfitriona, la cuarta columna es el peso estadístico que le da cada pixel en el programa, siendo un valor positivo denominado como "buen parámetro".

Para estimar la ley de potencias del *AGN* se tomaron en cuenta los valores porcentuales de cada plantilla utilizada en el archivo de salida y sumando estas contribuciones se generó la *powerlaw* teórica. Con respecto a las líneas de emisión se hizo una resta del espectro original menos el sintético de la galaxia anfitriona y después el resultado fue agregado al continuo del núcleo activo. Posteriormente

²El cual es inversamente proporcional al error medido por *Starlight*, si es mayor a cero corresponde a un buen valor.

se guardo esto en un nuevo archivo con extensión “.*txt*” y finalmente se convirtió en “.*fits*” con la herramienta *rspectext* de *IRAF*.

Apéndice C

Tablas de líneas espectrales adicionales

En esta sección se muestran las líneas de emisión y componentes que se consideraron en el análisis multicomponente con specfit en el óptico y cercano infrarrojo.

Tabla C.1: Mediciones de $H\gamma_{NC}$

Nombre (SDSS)	W [Å]	F [$ergs^{-1}cm^{-2}$]	FWHM [kms^{-1}]	shift [kms^{-1}]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
J121128.00+095527.2	1.6 ± 0.2	9.1 ± 1.4	451 ± 26	42 ± 4
J123304.05-003134.1	-	-	-	-
J123820.19+175039.1	-	-	-	-
J130835.06-013835.2	-	-	-	-
J143633.75+065654.0	1.1 ± 0.1	7.5 ± 0.4	620 ± 8	30 ± 5
J150739.49+110403.7	1.5 ± 0.02	12.8 ± 0.2	510 ± 1	31 ± 1
J154340.74+112801.3	0.8 ± 0.03	11.9 ± 0.6	501 ± 3	-31 ± 1
J212619.65-065408.9	-	-	-	-

NOTAS. (1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12. (2) Ancho equivalente. (3) Flujo en unidades de $1 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. (4) Ancho total a media altura. (5) *Shift*.

.

Tabla C.2: Mediciones de $H\gamma\lambda 4341$

Nombre (SDSS)	$H\beta$ BC					$H\beta$ BLUE/VBC/RED					Perfil completo
	W [Å] (2)	F [ergs ⁻¹ cm ⁻²] (3)	FWHM [kms ⁻¹] (4)	shift [kms ⁻¹] (5)	W [Å] (6)	F [ergs ⁻¹ cm ⁻²] (7)	FWHM [kms ⁻¹] (8)	shift [kms ⁻¹] (9)	FWHM [kms ⁻¹] (10)		
J121128.00+095527.2	19.6 ± 0.9	114.8 ± 2.9	2984 ± 235	229 ± 76	-	-	-	-	2984 ± 235		
J123304.05-003134.1	6.5 ± 0.2	43.8 ± 0.3	2894 ± 171	131 ± 17	-	-	-	2894 ± 171			
J123820.19+175039.1	10.2 ± 1.0	195.1 ± 17.2	3488 ± 101	3 ± 3	0.3 ± 0.03	6.0 ± 0.5	1223 ± 3	-3779 ± 76	3491 ± 52		
J130835.06-013835.2†	-	-	-	-	-	-	-	-	-		
J143633.75+065654.0	14.5 ± 1.1	100.7 ± 5.7	1583 ± 24	90 ± 5	2.1 ± 0.1	14.7 ± 0.8	2874 ± 85	2029 ± 237	1676 ± 24		
J150739.49+110403.7†	7.8 ± 1.0	66.9 ± 8.9	7763 ± 9	-1033 ± 24	0.8 ± 0.3	23.7 ± 2.5	11002 ± 91	2514 ± 17	8175 ± 50		
J154340.74+112801.3†	15.0 ± 0.8	213.2 ± 8.4	4119 ± 6	497 ± 20	2.5 ± 0.1	35.2 ± 1.4	8201 ± 52	2934 ± 45	4290 ± 29		
J212619.65-065408.9*	11.4 ± 0.7	108.3 ± 2.2	1938 ± 37	-35. ± 24	10.6 ± 0.6	100.0 ± 2.2	2700 ± 38	1787 ± 20	3571 ± 37		

NOTAS. (1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12, a lado de éste se presentó un símbolo el cual define cuál componente se mide en la tabla además de la BC: diamante (◇) BLUE, daga (†) VBC y asterisco (*) componente roja. (2) y (6) ancho equivalente. (3) y (7) el flujo en unidades de 1×10^{-16} ergs⁻¹ cm⁻², (4) y (8) ancho total a media altura. (5) y (9) Shift. (10) FWHM del perfil completo, éste conforma los valores de la componente ancha y azul/muy ancha/roja.

Tabla C.3: Mediciones de [OIII] λ 4364.

Nombre (SDSS)	NC			Semibroad					Full profile	
	W [Å] (2)	F [$ergs^{-1}cm^{-2}$] (3)	FWHM [kms^{-1}] (4)	shift [kms^{-1}] (5)	W [Å] (6)	F [$ergs^{-1}cm^{-2}$] (7)	FWHM [kms^{-1}] (8)	shift [kms^{-1}] (9)	FWHM [kms^{-1}] (10)	
J121128.00+095527.2	1.3 ± 0.2	7.32 ± 1.0	451 ± 26	61 ± 4	1.8 ± 0.6	10.7 ± 3.6	2300 ± 20	44 ± 13	545 ± 26	
J123304.05-003134.1	3.0 ± 0.1	19.86 ± 0.6	1693 ± 6	-256 ± 45	-	-	-	-	1693 ± 6	
J123820.19+175039.1	1.3 ± 0.1	24.53 ± 1.4	1221 ± 19	-211 ± 23	0.4 ± 0.2	7.8 ± 3.4	1610 ± 55	-2125 ± 62	1256 ± 37	
1 J130835.06-013835.2	3.3 ± 0.1	3.85 ± 0.6	666 ± 4	24 ± 2	-	-	-	-	666 ± 4	
J143633.75+065654.0	1.1 ± 0.8	7.32 ± 0.4	620 ± 4	-307 ± 5	0.9 ± 0.01	6.4 ± 0.1	1481 ± 4	-1649 ± 51	660 ± 4	
J150739.49+110403.7	0.9 ± 0.5	7.57 ± 0.5	510 ± 1	48 ± 1	2.8 ± 0.3	7.3 ± 2.5	1570 ± 42	-981 ± 43	561 ± 21	
J154340.74+112801.3	0.5 ± 0.1	6.88 ± 1.0	501 ± 3	-15 ± 1	1.0 ± 0.02	14.3 ± 0.1	1514 ± 22	-167 ± 13	713 ± 12	
J212619.65-065408.9	0.1 ± 0.04	0.45 ± 0.4	359 ± 5	304 ± 4	0.5 ± 0.04	4.6 ± 0.3	1004 ± 28	-160 ± 17	1126 ± 16	

NOTAS: (1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12. (2) y (5) ancho equivalente. (3) y (7) Flujo en unidades de $1 \times 10^{-16} erg s^{-1} cm^{-2}$. (4) y (8) ancho total a media altura. (5) y (9) *Shift*. (10) FWHM del perfil completo considerando la SB y NC.

Tabla C.4: Mediciones de HeII λ 4687

Nombre (SDSS)	NC					VBC					Full profile
	W [Å] (2)	F [$ergs^{-1}cm^{-2}$] (3)	FWHM [kms^{-1}] (4)	shift [kms^{-1}] (5)	W [Å] (6)	F [$ergs^{-1}cm^{-2}$] (7)	FWHM [kms^{-1}] (8)	shift [kms^{-1}] (9)	FWHM [kms^{-1}] (10)		
J121128.00+095527.2	1.9±0.6	11.8±7.1	1096±110	241±52	-	-	-	-	1096±110		
J123304.05-003134.1	-	-	-	-	-	-	-	-	-		
J123820.19+175039.1	-	-	-	-	-	-	-	-	-		
J130835.06-013835.2	2.2±0.1	2.1±0.1	520±42	10±19	29.9±0.7	28.1±0.4	11075±153	-49.944±57	1075±153		
J143633.75+065654.0	-	-	-	-	-	-	-	-	-		
J150739.49+110403.7	1.1±0.1	8.9±0.1	529±21	-54±33	6.0±0.9	45.5±3.3	8899±78	-76±51	8899±78		
J154340.74+112801.3	2.6±0.6	48.0±10.5	2472±100	34±19	-	-	-	-	2472±100		
J212619.65-065408.9	-	-	-	-	-	-	-	-	-		

NOTAS. (1) Nombres en el catálogo SDSS-DR12. (2) y (5) ancho equivalente. (3) y (7) Flujo en unidades $1 \times 10^{-16} erg s^{-1} cm^{-2}$. (4) y (8) ancho total a media altura. (5) y (9) $Shifts$. (10) FWHM del perfil completo.

Tabla C.5: Perfiles adicionales óptico-NIR

J121128.00+095527.2				
Componente	W	F	FWHM	shift
(1)	[Å]	[$ergs^{-1}cm^{-2}$]	[kms^{-1}]	[kms^{-1}]
	(2)	(3)	(4)	(5)
[OIII] λ 5007 _{Sb2}	5.51±0.18	34.27±0.27	756±218	-2033±44
[OIII] λ 4364 _{Sb2}	0.36±0.09	2.08±0.61	756±218	-1989±44
$H\beta_{NC2}$	0.62±0.09	3.79±0.50	451±27	-1925±4
$H\gamma_{NC2}$	0.10±0.04	0.56±0.29	451±27	-1754±4
J123820.19+175039.1				
[FeVI] λ 5177	2.32±0.17	31.47±2.78	1341±95	253±75
J143633.75+065654.0				
$Pa8_{BC}$	16.71±7.40	36.72±15.75	1683±949	-
$Pa8_{NC}$	1.27±0.56	2.74±1.17	758±428	-
J150739.49+110403.7				
$H\beta_{Sb}$	0.84±0.60	2.01±0.02	1570±43	-1054±43
$H\gamma_{Sb}$	0.28±0.01	0.79±0.01	1570±43	-996±43
J154340.74+112801.3				
$H\beta_{NC2}$	1.937±0.06	23.18±0.99	501±3	1577±1
$H\gamma_{NC2}$	0.788±0.02	11.10±0.58	501±3	1577±1

NOTAS. (1) Componentes de las líneas de baja ionización encontradas en el análisis óptico-NIR.

(2) Ancho equivalente. (3) Flujo en unidades $1 \times 10^{-16} ergs^{-1} cm^{-2}$. (4) FWHM. (5) Shifts.

Apéndice D

Siglas y algunas nomenclaturas

Tabla D.1: Siglas y nomenclaturas usadas en esta tesis

Sigla o abreviatura (1)	Significado (2)
AGN	Núcleo Activo de Galaxia
BAL-QSO	<i>Broad Absorption Line Quasar</i>
BC	Componente ancha
BEff	Efecto Baldwin
BH	Hoyo negro
BLR	Región de Líneas Anchas
BLRGs	Radiogalaxias de Líneas Anchas
BLUE	Componente corrida al azul
BOSS	<i>Baryon Oscillation Spectroscopic Survey</i>
CaT	Triplete de Calcio
CD	Flujo dominado por el núcleo
ENLR	Región Extendida de Líneas Anchas
ESO	<i>European Southern Observatory</i>
ET	Muestra de esta tesis
EW	Ancho equivalente
$FeII_{NIR}$	Multiplete de FeII en el infrarrojo
$FeII_{opt}$	Multiplete de FeII en el óptico
FIRST	<i>Faint Images of the Radio Sky at Twenty-Centimeters</i>
FRI	Objeto Fanaroff-Riley I
FRII	Objeto Fanaroff-Riley II
FSRQ	<i>Flat Spectrum Radio Quasar</i>
FWHM	Ancho total a media altura
Γ_{soft}	índice de rayos-X suaves.
HIL	Líneas de alta ionización
H-R	Diagrama Hertzsprung-Russell

NOTAS. (1) Terminología abreviada usada en e texto. (2) Significado.

Tabla D.1, continuación

Sigla o abreviatura (1)	Significado (2)
IR	Espectro infrarrojo
IRAF	<i>Image Reduction and Analysis Facility</i>
ISAAC	<i>Infrared Spectrometer And Array Camera</i>
L_{bol}	Luminosidad bolométrica
LIL	Líneas de baja ionización
LINERs	<i>Low-Ionization Narrow-Line Region</i>
L_{NIR}	Luminosidad en el cercano infrarrojo en el continuo a 8542Å
L_{opt}	Luminosidad en el óptico en el continuo a 5100Å
MA21	Muestra de Martínez-Aldama et al. 2021
M_{BH}	Masa del hoyo negro
NC	Componente angosta
n_H	Densidad electrónica
N_H	Densidad columnar
NIR	Espectro del cercano infrarrojo
NLR	Región de Líneas Angostas
NLRGs	Radiogalaxias de Líneas Angostas
NLSy1	Galaxia Seyfert Tipo 1 de Líneas Angostas
PCA	Análisis de Componentes Principales
Pob. A	AGN de Pob. A
Pob. B	Agn de Pob. B
QSO	<i>Quasi-Stellar Object</i> (cuasar)
R_{CAT}	Cociente de flujos de CaT entre $H\beta$
RD	Objeto Radio-detectado
RED	Componente corrida al rojo
R_{FeII}	Cociente de flujos de $FeII_{opt}$ entre $H\beta$
R_{FeII}^{NIR}	Cociente de flujos de $FeIINIR$ entre $H\beta$
R_{FR}	Cociente de Fanaroff-Riley
RI	Objeto Radio-intermedio
R_K	Índice de Kellerman
RL	Objeto Radiofuerte
RQ	Objeto Radiocallado
S/N	Índice señal a ruido
SB	Componente semiancha
SDSS	<i>Sloan Digital Sky Survey</i>
SED	Distribución Espectral de Energía
SIMBAD	<i>Set of Identifications, Measurements and Bibliography for Astronomical Data</i>
SMBH	Agujero negro supermasivo
SN Ia	Supernova de tipo Ia
SN II	Supernova de tipo II
Sy1	Galaxia Seyfert Tipo 1
Sy2	Galaxia Seyfert Tipo 2
UV	Espectro ultravioleta
VLA	<i>Very Large Array</i>
VLT	<i>Very Large Telescope</i>

NOTAS. (1) Terminología abreviada usada en e texto. (2) Significado.

Apéndice E

Longitudes de Onda definidas en este trabajo

Tabla E.1: Líneas analizadas en la tesis

Línea (1)	Longitud de onda [Å] (2)
OI λ 1026	1026.00*
Ly α	1215.67
CIV λ 1549	1549.06
MgII λ 2800	2798.75
[OII] λ 3728	3728.48
K*	3933.00
H*	3969.00
H ϵ	3971.20
H δ	4102.89
H γ	4341.68
[OIII] λ 4364	4364.44
HeII λ 4687	4687.02
H β	4862.68
[OIII] λ 4959	4960.30
[OIII] λ 5007	5008.24
[FeVI] λ 5177	5177.48
H α	6564.41
Pa24	8333.78†
OI λ 8446	8446.00†

NOTAS. (1) Línea estudiada (aquellas con un * se tratan de las líneas de absorción de Fraunhofer, las cuales corresponden a Ca^+). (2) Longitud de onda. Para el caso de OI λ 1026 (símbolo *), su longitud de onda fue obtenida de Kam et al. 2014, aquellas con † son de Martínez-Aldama et al. 2015, el resto proviene de Vanden Berk et al. 2001.

Tabla E.1, continuación

Línea (1)	Longitud de onda [Å] (2)
CaII λ 8498	8498.02†
CaII λ 8542	8542.09†
CaII λ 8662	8662.14†
Pa12	8750.47†
Pa11	8862.78†
Pa10	9014.91†
Pa9	9229.01†
Pa8	9546.20†

NOTAS. (1) Línea estudiada. (2) Longitud de onda, aquellas con un † son datos provenientes de Martínez-Aldama et al. 2015

Bibliografía

- Allen, J. T., Hewett, P. C., Maddox, N., Richards, G. T., and Belokurov, V. (2010). A strong redshift dependence of the broad absorption line quasar fraction. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 410(2):860–884.
- Antón, S., Caccianiga, A., Bizzocchi, L., and Afonso, J. (2018). What is in a radio loud NLS1?
- Antonucci, R. (1993). Unified models for active galactic nuclei and quasars. *Annual Rev. Astron. Astrophys.*, 31:473–521.
- Azevedo, R., Calvet, N., Hartmann, L., Folha, D., Gameiro, J., and Muzerolle, J. (2006). Astronomy and astrophysics. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20054315>, 456.
- Bachev, R., Marziani, P., Sulentic, J. W., Zamanov, R., Calvani, M., and Dultzin-Hacyan, D. (2004). Average Ultraviolet Quasar Spectra in the Context of Eigenvector 1: A Baldwin Effect Governed by the Eddington Ratio? *Astrophysical Journal*, 617(1):171–183.
- Baldwin, J. A. (1977). Luminosity Indicators in the Spectra of Quasi-Stellar Objects. *Astrophysical Journal*, 214:679–684.
- Baldwin, J. A., Wampler, E. J., and Gaskell, C. M. (1989). Emission-Line Properties of Optically and Radio-selected Complete Quasar Samples. *Astrophysical Journal*, 338:630.
- Baskin, A. and Laor, A. (2004). On the origin of the c iv baldwin effect in active galactic nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 350:L31 – L35.
- Beckmann, V. and Shrader, C. R. (2012). *Active Galactic Nuclei*.

- Bensch, K., del Olmo, A., Sulentic, J., Perea, J., and Marziani, P. (2015). Measures of the Soft X-ray Excess as an Eigenvector 1 Parameter for Active Galactic Nuclei. *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 36(4):467–474.
- Bentz, M. C., Peterson, B. M., Pogge, R. W., and Vestergaard, M. (2009). The Black Hole Mass-Bulge Luminosity Relationship for Active Galactic Nuclei From Reverberation Mapping and Hubble Space Telescope Imaging. *The Astrophysical Journal Letters*, 694(2):L166–L170.
- Binney, J. and Tremaine, S. (2008). *Galactic Dynamics*. Princeton University Press, second edition.
- Bon, E., Popović, L., Ilić, D., and Mediavilla, E. (2006). Stratification in the broad line region of agn: The two-component model. *New Astronomy Reviews*, 50(9):716 – 719.
- Bon, N., Marziani, P., Bon, E., Negrete, C. A., Dultzin, D., del Olmo, A., D’Onofrio, M., and Martínez-Aldama, M. L. (2020). Selection of highly-accreting quasars - spectral properties of fept emitters not belonging to extreme population a. *Astronomy and Astrophysics*, 635:A151.
- Bongardo, C., Braitto, V., Calvani, M., Deborah, D., Marziani, P., Sulentic, J., and Zamanov, R. (2006). Low redshift bal qos in the eigenvector 1 context. *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 42.
- Boroson, T. A. and Green, R. F. (1992). The Emission-Line Properties of Low-Redshift Quasi-stellar Objects. *Astrophysical Journal Supplement*, 80:109.
- Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., Salasnich, B., Dal Cero, C., Rubele, S., and Nanni, A. (2012). PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427(1):127–145.
- Bruzual, G. and Charlot, S. (2003). Stellar population synthesis at the resolution of 2003. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 344(4):1000–1028.
- Cao, X. (2009). An accretion disc-corona model for x-ray spectra of active galactic nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 394(1):207–213.
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., and Mathis, J. S. (1989). The relationship between IR, optical, and UV extinction. In Allamandola, L. J. and Tielens, A. G. G. M., editors, *Interstellar Dust*, volume 135 of *IAU Symposium*, pages 5–10.

- Chandra, K., Gayathri, V., Bustillo, J. C., and Pai, A. (2020). Numerical relativity injection analysis of signals from generically spinning intermediate mass black hole binaries in Advanced LIGO data. *Physical Review D*, 102(4):044035.
- Chernoff, H. and Lehmann, E. L. (1954). The use of maximum likelihood estimates in χ^2 tests for goodness of fit. *Ann. Math. Statist.*, 25(3):579–586.
- Cid Fernandes, R. (2007). *Spectral fitting with STARLIGHT*. The SEAGal/STARLIGHT Project, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brazil.
- Cid Fernandes, R., Mateus, A., Sodré, Jr, L., Stasińska, G., and Gomes, J. M. (2004). Semi-empirical analysis of sloan digital sky survey galaxies i. spectralsynthesis method. *Monthly Notices of Astronomy Society*, 358:363–378.
- Collin-Souffrin, S., Dumnont, S., Joly, M., and Pequignot, D. (1986). The emission spectrum of active galactic nuclei. II. High column density photoionization models and low ionization lines. *Astronomy and Astrophysics*, 166:27–35.
- Condon, J. J. and Kaplan, D. L. (1998). VizieR Online Data Catalog: PNe in NRAO VLA Sky Survey (Condon+ 1998). *VizieR Online Data Catalog*, page J/ApJS/117/361.
- D’Abrusco, R., Massaro, F., Paggi, A., Smith, H. A., Masetti, N., Landoni, M., and Tosti, G. (2014). The WISE BLAZAR-like radio-loud sources: An all-sky catalog of candidate γ -ray blazars. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 215(1):14.
- Dietrich, M., Hamann, F., Appenzeller, I., and Vestergaard, M. (2003). Fe II/Mg II Emission-Line Ratio in High-Redshift Quasars. *The Astrophysical Journal*, 596(2):817–829.
- Dietrich, M., Hamann, F., Shields, J. C., Constantin, A., Vestergaard, M., Chaffee, F., Foltz, C. B., and Junkkarinen, V. T. (2002). Continuum and Emission-Line Strength Relations for a Large Active Galactic Nuclei Sample. *Astrophysical Journal*, 581(2):912–924.
- Dong, X.-B., Wang, J.-G., Ho, L. C., Wang, T.-G., Fan, X., Wang, H., Zhou, H., and Yuan, W. (2011). What Controls the Fe II Strength in Active Galactic Nuclei? *Astrophysical Journal*, 736(2):86.

- Dong, X.-B., Wang, T.-G., Wang, J.-G., Fan, X., Wang, H., Zhou, H., and Yuan, W. (2009). Eddington Ratio Governs the Equivalent Width of Mg II Emission Line in Active Galactic Nuclei. *The Astrophysical Journal Letters*, 703(1):L1–L5.
- Dultzin, D. (2011). *Cuásares. En los confines del universo*. Fondo de cultura económica, third edition.
- Dultzin-Hacyan, D., Taniguchi, Y., and Uranga, L. (1999). Where is the Ca II Triplet Emitting Region in AGN? In Gaskell, C. M., Brandt, W. N., Dietrich, M., Dultzin-Hacyan, D., and Eracleous, M., editors, *Structure and Kinematics of Quasar Broad Line Regions*, volume 175 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 303.
- Fabian, A. C., Celotti, A., and Erlund, M. C. (2006). Radiative pressure feedback by a quasar in a galactic bulge. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 373(1):L16–L20.
- Fanaroff, B. L. and Riley, J. M. (1974). The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 167:31P–36P.
- Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A., Ferguson, J. W., Kingdon, J. B., and Verner, E. M. (1998). CLOUDY 90: Numerical simulation of plasmas and their spectra. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 110(749):761–778.
- Ferland, G. J. and Persson, S. E. (1989). Implications of CA II Emission for Physical Conditions in the Broad-Line Region of Active Galactic Nuclei. *Astrophysical Journal*, 347:656.
- Ferrarese, L. and Ford, H. (2005). Supermassive black holes in galactic nuclei: Past, present and future research. *Space Science Reviews*, 116(3-4):523–624.
- Ferrarese, L. and Merritt, D. (2000). A fundamental relation between supermassive black holes and their host galaxies. *The Astrophysical Journal*, 539(1):L9–L12.
- Fesen, R. A. and Hurford, A. P. (1996). A Catalog of Ultraviolet, Optical, and Near-Infrared Emission Lines Identified in Supernova Remnants. *Astrophysical Journal Supplement*, 106:563.

- Ganci, V., Marziani, P., D’Onofrio, M., del Olmo, A., Bon, E., Bon, N., and Negrete, C. A. (2019). Radio loudness along the quasar main sequence. *Astronomy and Astrophysics*, 630:A110.
- Garcia-Rissmann, A., Rodriguez-Ardila, A., Sigut, T. A. A., and Pradhan, A. K. (2012). A Near-infrared Template Derived from I Zw 1 for the Fe II Emission in Active Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 751(1):7.
- Gaskell, C. M. (2008). Accretion Disks and the Nature and Origin of AGN Continuum Variability. In *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, volume 32 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, pages 1–11.
- Gehren, T., Butler, K., Mashonkina, L., Reetz, J., and Shi, J. (2001). Kinetic equilibrium of iron in the atmospheres of cool dwarf stars. I. The solar strong line spectrum. *Astronomy and Astrophysics*, 366:981–1002.
- Hamann, F., Dietrich, M., Sabra, B. M., and Warner, C. (2004). Quasar Elemental Abundances and Host Galaxy Evolution. In McWilliam, A. and Rauch, M., editors, *Origin and Evolution of the Elements*, page 440.
- Hamann, F. and Ferland, G. (1993). The Chemical Evolution of QSOs and the Implications for Cosmology and Galaxy Formation. *Astrophysical Journal*, 418:11.
- Hazard, C., McMahon, R. G., Webb, J. K., and Morton, D. C. (1987). The Remarkable Broad Absorption Line QSO 0059-2735 with Extensive Fe II Absorption. *Astrophysical Journal*, 323:263.
- Joly, M. (1987). Formation of low ionization lines in active galactic nuclei. *Astronomy and Astrophysics*, 184:33–42.
- Joly, M. (1989). Formation of CA II lines in active galactic nuclei. *Astronomy and Astrophysics*, 208:47–51.
- Kam, H., Kim, Y. H., Hong, J.-S., Lee, J.-C., Choi, Y.-J., and Min, K. W. (2014). A comparison of FUV dayglows measured by STSAT-1/FIMS with the AURIC model in a geomagnetic quiet condition. *Journal of Korean Physical Society*, 65(5):786–791.
- Kaspi, S., Maoz, D., Netzer, H., Peterson, B. M., Vestergaard, M., and Jannuzi, B. T. (2005). The Relationship between Luminosity and Broad-Line Region Size in Active Galactic Nuclei. *The Astrophysical Journal*, 629(1):61–71.

- Keel, B. (2002). Quasars and active galactic nuclei. [urlhttps://pages.astronomy.ua.edu/keel/agn/](https://pages.astronomy.ua.edu/keel/agn/).
- Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., and Green, R. (1989). VLA Observations of Objects in the Palomar Bright Quasar Survey. *The Astrophysical Journal*, 98:1195.
- Kimball, A. E., Ivezić, Ž., Wiita, P. J., and Schneider, D. P. (2011). Correlations of Quasar Optical Spectra with Radio Morphology. *The Astronomical Journal*, 141(6):182.
- Kinney, A. L., Rivolo, A. R., and Koratkar, A. P. (1990). A Study of the Baldwin Effect in the IUE Data Set. *Astrophysical Journal*, 357:338.
- Kippenhahn, R., Weigert, A., and Weiss, A. (2012). *Stellar Structure and Evolution*. Springer, Berlin, Heidelberg, second edition.
- Komossa, S. (2018). Multi-wavelength properties of radio-loud narrow-line seyfert 1 galaxies.
- Komossa, S., Voges, W., Xu, D., Mathur, S., Adorf, H.-M., Lemson, G., Duschl, W. J., and Grupe, D. (2006). Radio-loud narrow-line type 1 quasars. *The Astronomical Journal*, 132(2):531–545.
- Korista, K., Baldwin, J., and Ferland, G. (1998). Quasars as Cosmological Probes: The Ionizing Continuum, Gas Metallicity, and the W_{λ} -L Relation. *The Astrophysical Journal*, 507(1):24–30.
- Kormendy, J. and Ho, L. C. (2013). Coevolution (Or Not) of Supermassive Black Holes and Host Galaxies: Supplemental Material. *arXiv e-prints*, page arXiv:1308.6483.
- Kovačević-Dojčinović, J. and Popović, L. Č. (2015). The Connections Between the UV and Optical Fe ii Emission Lines in Type 1 AGNs. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 221(2):35.
- Kovačević-Dojčinović, J., Popović, L. Č., and Dimitrijevic, M. (2010). Analysis of optical fe ii emission in a sample of active galactic nucleus spectra. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 189:15.
- Krawczyk, C. M., Richards, G. T., Mehta, S. S., Vogeley, M. S., Gallagher, S. C., Leighly, K. M., Ross, N. P., and Schneider, D. P. (2013). Mean Spectral Energy

- Distributions and Bolometric Corrections for Luminous Quasars. *Astrophysical Journal Supplements*, 206(1):4.
- Kriss, G. (1994). Fitting Models to UV and Optical Spectral Data. In Crabtree, D. R., Hanisch, R. J., and Barnes, J., editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems III*, volume 61 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 437.
- Landt, H., Elvis, M., Ward, M. J., Bentz, M. C., Korista, K. T., and Karovska, M. (2011). The near-infrared broad emission line region of active galactic nuclei - II. The 1- μm continuum. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 414(1):218–240.
- Lawrence, A. (1987). Classification of active galaxies and the prospect of a unified phenomenology. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 99:309–334.
- Lister, M. L. (2018). Radio properties of narrow-line seyfert 1 galaxies.
- Longair, M. (2007). *Galaxy Formation*. Springer, second edition.
- Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., Bender, R., Bower, G., Dressler, A., Faber, S. M., Gebhardt, K., Green, R., Grillmair, C., Kormendy, J., and Lauer, T. (1998). The Demography of Massive Dark Objects in Galaxy Centers. *The Astronomical Journal*, 115(6):2285–2305.
- Marinello, M., Rodríguez-Ardila, A., Garcia-Rissmann, A., Sigut, T. A. A., and Pradhan, A. K. (2016). The FeII emission in Active Galactic Nuclei: excitation mechanisms and location of the emitting region. *The Astrophysical Journal*, 820(2):116.
- Marinello, M., Rodríguez-Ardila, A., Marziani, P., Sigut, A., and Pradhan, A. (2020). Panchromatic properties of the extreme fe ii emitter phl 1092. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 494(3):4187–4202.
- Martínez-Aldama, M. L., Del Olmo, A., Marziani, P., Negrete, C. A., Dultzin, D., and Martínez-Carballo, M. A. (2017). HE0359-3959: an extremely radiating quasar. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 4:29.
- Martínez-Aldama, M. L., Dultzin, D., Marziani, P., Sulentic, J. W., Bressan, A., Chen, Y., and Stirpe, G. M. (2015). O I and Ca II Observations in Intermediate Redshift Quasars. *The Astrophysical Journal Supplement*, 217(1):3.

- Martínez-Aldama, M. L., Panda, S., Czerny, B., Marinello, M., Marziani, P., and Dultzin, D. (2021). The CaFe Project: Optical FeII and Near-Infrared Ca II triplet emission in active galaxies. II. The driver(s) of the Ca II and Fe II and its potential use as a chemical clock. *arXiv e-prints*, page arXiv:2101.06999.
- Martínez-Aldama, M., Olmo, A., Marziani, P., Negrete, C., Deborah, D., and Martínez-Carballo, M. (2017). He0359-3959: An extremely radiating quasar. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 4:29.
- Marziani, P., Dultzin, D., Sulentic, J. W., Del Olmo, A., Negrete, C. A., Martínez-Aldama, M. L., D’Onofrio, M., Bon, E., Bon, N., and Stirpe, G. M. (2018). A main sequence for quasars. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 5:6.
- Marziani, P., Sulentic, J., Stirpe, G., Deborah, D., Olmo, A., and Martinez, M. (2015). Blue outliers among intermediate redshift quasars. *Astrophysics and Space Science*, 361.
- Marziani, P. and Sulentic, J. W. (1993). Evidence for a Very Broad Line Region in PG 1138+222. *Astrophysical Journal*, 409:612.
- Marziani, P. and Sulentic, J. W. (2014). Highly accreting quasars: sample definition and possible cosmological implications. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442(2):1211–1229.
- Marziani, P., Sulentic, J. W., Negrete, C. A., Dultzin, D., Zamfir, S., and Bachev, R. (2010). Broad-line region physical conditions along the quasar eigenvector 1 sequence. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 409(3):1033–1048.
- Marziani, P., Sulentic, J. W., Plauchu-Frayn, I., and del Olmo, A. (2013). Is $\text{mgii}\lambda 2800$ a reliable virial broadening estimator for quasars? *Astronomy and Astrophysics*, 555:A89.
- Marziani, P., Sulentic, J. W., Stirpe, G. M., Zamfir, S., and Calvani, M. (2009). VLT/ISAAC spectra of the $\text{H}\beta$ region in intermediate-redshift quasars. III. $\text{H}\beta$ broad-line profile analysis and inferences about BLR structure. *Astronomy and Astrophysics*, 495(1):83–112.
- Marziani, P., Sulentic, J. W., Zamanov, R., Calvani, M., Dultzin-Hacyan, D., Bachev, R., and Zwitter, T. (2003). An Optical Spectroscopic Atlas of Low-Redshift Active Galactic Nuclei. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 145(2):199–211.

- Marziani, P., Sulentic, J. W., Zwitter, T., Dultzin-Hacyan, D., and Calvani, M. (2001). Searching for the Physical Drivers of the Eigenvector 1 Correlation Space. *The Astrophysical Journal*, 558(2):553–560.
- Matthews, T. A. and Sandage, A. R. (1963). Optical Identification of 3C 48, 3C 196, and 3C 286 with Stellar Objects. *Astrophysical Journal*, 138:30.
- Mihalas, D. (1978). *Stellar Atmospheres*. Astronomy and Astrophysics Series. W. H. Freeman.
- Mittac, M. (1989). *Tópicos de estadística descriptiva y probabilidad*. Lima: San Marcos, second edition.
- Márquez, I., Masegosa, J., González-Martin, O., Hernández-García, L., Pović, M., Netzer, H., Cazzoli, S., and del Olmo, A. (2017). The agn nature of liner nuclear sources. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 4:34.
- Negrete, C. A., Dultzin, D., Marziani, P., Esparza, D., Sulentic, J. W., del Olmo, A., Martínez-Aldama, M. L., García Lopez, A., D’Onofrio, M., Bon, N., and Bon, E. (2018). Highly accreting quasars: The SDSS low-redshift catalog. *Astronomy and Astrophysics*, 620:A118.
- Negrete, C. A., Dultzin, D., Marziani, P., and Sulentic, J. W. (2012). Broad-line Region Physical Conditions in Extreme Population A Quasars: A Method to Estimate Central Black Hole Mass at High Redshift. *The Astrophysical Journal*, 757(1):62.
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Ivezić, Ž., and Elitzur, M. (2008). AGN Dusty Tori. I. Handling of Clumpy Media. *The Astrophysical Journal*, 685(1):147–159.
- Netzer, H. (2013). *The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei*. Cambridge University Press, second edition.
- Netzer, H. (2019). Bolometric correction factors for active galactic nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 488(4):5185–5191.
- Netzer, H., Shemmer, O., Maiolino, R., Oliva, E., Croom, S., Corbett, E., and di Fabrizio, L. (2004). Near-Infrared Spectroscopy of High-Redshift Active Galactic Nuclei. II. Disappearing Narrow-Line Regions and the Role of Accretion. *The Astrophysical Journal*, 614(2):558–567.
- Osterbrock, D. and Ferland, G. (2006). *The Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*.

- Padovani, P., Alexander, D., Assef, R., Marco, B., Giommi, P., Hickox, R., Richards, G., Smolcic, V., Hatziminaoglou, E., Mainieri, V., and Salvato, M. (2017). Active galactic nuclei: what's in a name? *The Astronomy and Astrophysics Review*, 25.
- Panda, S., Martínez-Aldama, M. L., Marinello, M., Czerny, B., Marziani, P., and Dultzin, D. (2020). The CaFe Project: Optical Fe II and Near-infrared Ca II Triplet Emission in Active Galaxies. I. Photoionization Modeling. *The Astrophysical Journal*, 902(1):76.
- Patiño Álvarez, V., Torrealba, J., Chavushyan, V., Cruz González, I., Arshakian, T., León Tavares, J., and Popovic, L. (2016). Baldwin Effect and Additional BLR Component in AGN with Superluminal Jets. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 3:19.
- Persson, S. E. (1988). Calcium Infrared Triplet Emission in Active Galactic Nuclei. *Astrophysical Journal*, 330:751.
- Peterson, B. M. (2001). Variability of active galactic nuclei. *Advanced Lectures on the Starburst-AGN Connection*, page 3–68.
- Phillips, M. M. (1978). Permitted Fe II Emission in Seyfert 1 Galaxies and QSOs I. Observations. *Astrophysical Journal Supplement*, 38:187.
- Punsly, B., Marziani, P., Berton, M., and Kharb, P. (2020). The Extreme Red Excess in Blazar Ultraviolet Broad Emission Lines. *The Astrophysical Journal*, 903(1):44.
- Rakshit, S., Stalin, C. S., Chand, H., and Zhang, X.-G. (2017). A Catalog of Narrow Line Seyfert 1 Galaxies from the Sloan Digital Sky Survey Data Release 12. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 229(2):39.
- Rayner, J. T., Cushing, M. C., and Vacca, W. D. (2009). THE INFRARED TELESCOPE FACILITY (IRTF) SPECTRAL LIBRARY: COOL STARS. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 185(2):289–432.
- Ricci, C. (2011). *Active Galactic Nuclei at hard X-ray energies: absorption, reflection and the unified model*. PhD thesis. ID: unige:19474.
- Rodriguez-Ardila, A., Viegas, S. M., Pastoriza, M. G., and Prato, L. (2002). Infrared FeII Emission in Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 565(1):140–154.

- Rosales-Ortega, F. F., Arribas, S., and Colina, L. (2012). Integrated spectra extraction based on signal-to-noise optimization using integral field spectroscopy. *Astronomy and Astrophysics*, 539:A73.
- Runnoe, J. C., Eracleous, M., Pennell, A., Mathes, G., Boroson, T., Sigurðsson, S., Bogdanović, T., Halpern, J. P., Liu, J., and Brown, S. (2017). A large systematic search for close supermassive binary and rapidly recoiling black holes - III. Radial velocity variations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 468(2):1683–1702.
- Rybicki, G. B. and Lightman, A. P. (1986). *Radiative Processes in Astrophysics*.
- Salpeter, E. E. (1955). The Luminosity Function and Stellar Evolution. *Astrophysical Journal*, 121:161.
- Sambruna, R. M. (1997). Soft X-Ray Properties of Flat-Spectrum Radio Quasars. *The Astrophysical Journal*, 487(2):536–554.
- Sameshima, H., Yoshii, Y., Matsunaga, N., Kobayashi, N., Ikeda, Y., Kondo, S., Hamano, S., Mizumoto, M., Arai, A., Yasui, C., Fukue, K., Kawakita, H., Otsubo, S., Bono, G., and Saviane, I. (2020). Mg ii and fe ii fluxes of luminous quasars at $z \sim 2.7$ and the baldwin effect in flux-to-abundance conversion for chemical evolution of quasars at high redshifts.
- Sánchez, S. F., Avila-Reese, V., Hernandez-Toledo, H., Cortes-Suárez, E., Rodríguez-Puebla, A., Ibarra-Medel, H., Cano-Díaz, M., Barrera-Ballesteros, J. K., Negrete, C. A., Calette, A. R., de Lorenzo-Cáceres, A., Ortega-Minakata, R. A., Aquino, E., Valenzuela, O., Clemente, J. C., Storchi-Bergmann, T., Riffel, R., Schimoia, J., Riffel, R. A., Rembold, S. B., Brownstein, J. R., Pan, K., Yates, R., Mallmann, N., and Bitsakis, T. (2018). SDSS IV MaNGA - Properties of AGN Host Galaxies. *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 54:217–260.
- Schlafly, E. F. and Finkbeiner, D. P. (2011). Measuring Reddening with Sloan Digital Sky Survey Stellar Spectra and Recalibrating SFD. *The Astrophysical Journal*, 737(2):103.
- Schmidt, E. O., Ferreira, D., Vega Neme, L., and Oio, G. A. (2016). Spectral nuclear properties of nsl1 galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 596:A95.
- Schneider, D. P., Richards, G. T., Hall, P. B., Strauss, M. A., Anderson, S. F., Boroson, T. A., Ross, N. P., Shen, Y., Brandt, W. N., Fan, X., Inada, N.,

- Jester, S., Knapp, G. R., Krawczyk, C. M., Thakar, A. R., Vanden Berk, D. E., Voges, W., Yanny, B., York, D. G., Bahcall, N. A., Bizyaev, D., Blanton, M. R., Brewington, H., Brinkmann, J., Eisenstein, D., Frieman, J. A., Fukugita, M., Gray, J., Gunn, J. E., Hiben, P., Ivezić, Ž., Kent, S. M., Kron, R. G., Lee, M. G., Lupton, R. H., Malanushenko, E., Malanushenko, V., Oravetz, D., Pan, K., Pier, J. R., Price, Ted N., I., Saxe, D. H., Schlegel, D. J., Simmons, A., Snedden, S. A., SubbaRao, M. U., Szalay, A. e. S., and Weinberg, D. H. (2010). The Sloan Digital Sky Survey Quasar Catalog. V. Seventh Data Release. *The Astronomical Journal*, 139(6):2360.
- Schneider, P. (2006). Extragalactic astronomy and cosmology. *Extragalactic Astronomy and Cosmology*, by Peter Schneider. Berlin: Springer, 2006.
- Shen, Y. and Ho, L. (2014). The diversity of quasars unified by accretion and orientation. *Nature*, 513.
- Shen, Y., Richards, G. T., Strauss, M. A., Hall, P. B., Schneider, D. P., Snedden, S., Bizyaev, D., Brewington, H., Malanushenko, V., Malanushenko, E., Oravetz, D., Pan, K., and Simmons, A. (2011). A Catalog of Quasar Properties from Sloan Digital Sky Survey Data Release 7. *The Astrophysical Journal Supplement*, 194(2):45.
- Shin, J., Nagao, T., Woo, J.-H., and Le, H. A. N. (2019). The Fe II/Mg II Flux Ratio of Low-luminosity Quasars at $z \sim 3$. *The Astrophysical Journal*, 874(1):22.
- Shuder, J. M. (1981). Emission-line-continuum correlations in active galactic nuclei. *Astrophysical Journal*, 244:12–18.
- Sigut, T. A. A. and Pradhan, A. K. (2003). Predicted Fe II Emission-Line Strengths from Active Galactic Nuclei. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 145(1):15–37.
- Smette, A., Sana, H., Noll, S., Horst, H., Kausch, W., Kimeswenger, S., Barden, M., Szyszka, C., Jones, A. M., Gallenne, A., Vinther, J., Ballester, P., and Taylor, J. (2015). Molecfit: A general tool for telluric absorption correction. I. Method and application to ESO instruments. *Astronomy and Astrophysics*, 576:A77.
- Sulentic, J., Dultzin, D., and Marziani, P. (2007a). Eigenvector 1: Towards agn spectroscopic unification. *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica : Universidad Nacional Autónoma de México. Instituto de Astronomía*, 28.

- Sulentic, J. W., Bachev, R., Marziani, P., Negrete, C. A., and Dultzin, D. (2007b). C IV λ 1549 as an Eigenvector 1 Parameter for Active Galactic Nuclei. *The Astrophysical Journal*, 666(2):757–777.
- Sulentic, J. W., del Olmo, A., Marziani, P., Martínez-Carballo, M. A., D’Onofrio, M., Dultzin, D., Perea, J., Martínez-Aldama, M. L., Negrete, C. A., Stirpe, G. M., and Zamfir, S. (2017). What does CIV λ 1549 tell us about the physical driver of the Eigenvector quasar sequence? *Astronomy and Astrophysics*, 608:A122.
- Sulentic, J. W., Marziani, P., and Dultzin-Hacyan, D. (2000). Phenomenology of Broad Emission Lines in Active Galactic Nuclei. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 38:521–571.
- Sulentic, J. W., Marziani, P., Zamanov, R., Bachev, R., Calvani, M., and Dultzin-Hacyan, D. (2002). Average Quasar Spectra in the Context of Eigenvector 1. *The Astrophysical Journal*, 566(2):L71–L75.
- Sulentic, J. W., Repetto, P., Stirpe, G. M., Marziani, P., Dultzin-Hacyan, D., and Calvani, M. (2006). VLT/ISAAC spectra of the H β region in intermediate-redshift quasars. II. Black hole mass and Eddington ratio. *Astronomy and Astrophysics*, 456(3):929–939.
- Urry, C. M. and Padovani, P. (1995). Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107:803.
- Vanden Berk, D. E., Richards, G. T., Bauer, A., Strauss, M. A., Schneider, D. P., Heckman, T. M., York, D. G., Hall, P. B., Fan, X., Knapp, G. R., Anderson, S. F., Annis, J., Bahcall, N. A., Bernardi, M., Briggs, J. W., Brinkmann, J., Brunner, R., Burles, S., Carey, L., Castander, F. J., Connolly, A. J., Crocker, J. H., Csabai, I., Doi, M., Finkbeiner, D., Friedman, S., Frieman, J. A., Fukugita, M., Gunn, J. E., Hennessy, G. S., Ivezić, Ž., Kent, S., Kunszt, P. Z., Lamb, D. Q., Leger, R. F., Long, D. C., Loveday, J., Lupton, R. H., Meiksin, A., Merelli, A., Munn, J. A., Newberg, H. J., Newcomb, M., Nichol, R. C., Owen, R., Pier, J. R., Pope, A., Rockosi, C. M., Schlegel, D. J., Siegmund, W. A., Smee, S., Snir, Y., Stoughton, C., Stubbs, C., SubbaRao, M., Szalay, A. S., Szokoly, G. P., Tremonti, C., Uomoto, A., Waddell, P., Yanny, B., and Zheng, W. (2001). Composite Quasar Spectra from the Sloan Digital Sky Survey. *The Astrophysical Journal*, 122(2):549–564.

- Verner, E., Bruhweiler, F., Johansson, S., and Peterson, B. (2009). Fe ii emission spectra in AGN: observations and theoretical interpretation. *Physica Scripta*, T134:014006.
- Véron-Cetty, M. P. and Véron, P. (2010). A catalogue of quasars and active nuclei: 13th edition. *Astronomy and Astrophysics*, 518:A10.
- Véron-Cetty, M. P., Joly, M., and Véron, P. (2004). The unusual emission line spectrum of I Zw 1. *Astronomy & Astrophysics*, 417(2):515–525.
- Vestergaard, M. and Peterson, B. M. (2006). Determining Central Black Hole Masses in Distant Active Galaxies and Quasars. II. Improved Optical and UV Scaling Relationships. *The Astrophysical Journal*, 641(2):689–709.
- Wang, J., Wei, J. Y., and He, X. T. (2005). Variability of optical fe complex in narrow-line seyfert 1 galaxy ngc1. *Astronomy and Astrophysics*, 436(2):417–426.
- Warner, C., Hamann, F., and Dietrich, M. (2004). Active Galactic Nucleus Emission-Line Properties Versus the Eddington Ratio. *The Astrophysical Journal*, 608(1):136–148.
- Welch, D. (2020). Doug’s Excellent Absorption Law Calculator. url: <http://www.dougwelch.org/Acurve.html>.
- White, R. L. (2014). The VLA FIRST Survey. url: <http://sundog.stsci.edu/>.
- Wills, B. J., Netzer, H., and Wills, D. (1985). Broad emission features in QSOs and active galactic nuclei. II. New observations and theory of Fe II and HI emission. *Astrophysical Journal*, 288:94–116.
- Wright, E. L. (2006). A Cosmology Calculator for the World Wide Web. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 118(850):1711–1715.
- Xiong, D., Zhang, X., Bai, J., and Zhang, H. (2015). Basic properties of Fermi blazars and the ‘blazar sequence’. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 450(4):3568–3578.
- Yi, W., Brandt, W. N., Hall, P. B., Vivek, M., Grier, C. J., Filiz Ak, N., Schneider, D. P., and McGraw, S. M. (2019). Variability of Low-ionization Broad Absorption-line Quasars Based on Multi-epoch Spectra from the Sloan Digital Sky Survey. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 242(2):28.

- Young, M., Elvis, M., and Risaliti, G. (2009). The Fifth Data Release Sloan Digital Sky Survey/XMM-Newton Quasar Survey. *The Astrophysical Journal Supplement*, 183(1):17–32.
- Zamfir, S., Sulentic, J. W., and Marziani, P. (2008). New insights on the QSO radio-loud/radio-quiet dichotomy: SDSS spectra in the context of the 4D eigenvector1 parameter space. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 387(2):856–870.
- Zamfir, S., Sulentic, J. W., Marziani, P., and Dultzin, D. (2010). Detailed characterization of $H\beta$ emission line profile in low- z SDSS quasars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 403(4):1759–1786.
- Zhang, X.-G. and Feng, L.-L. (2016). Properties of long-term optical variability of active galactic nuclei with double-peaked broad low-ionization emission lines. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 464(2):2203–2212.