



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Instituto de Astronomía

LÍNEAS DE BAJA IONIZACIÓN EN CUASARES

PARA OPTAR POR EL GRADO DE
DOCTORA EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA
MARY LOLI MARTÍNEZ ALDAMA

TUTORAS
DRA. DEBORAH DULTZIN, INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
DRA. PAOLA MARZIANI, OSSERVATORIO ASTRONOMICICO DI PADOVA

MÉXICO, D. F. JUNIO 2015



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

Ramal la
Humberto Ak'abal

Man xata rumal ri ch'umil,
man xata rumal ri ik',
utz kaqaj' ri xokaq'ab' chinuwäch.

Ke'oq'ik ri tukur,
kerapap ri sozt'
ke' chuplaj ri chupil q'aq'...

Pa ri q'eq'umal
man kab'in ta ri q'ij.

Jatane' kinna'o
che kin tzalij ri waqan!

Rumal wa'...

Por eso
Humberto Ak'abal

No sólo por las estrellas,
no sólo por la luna
me gustan las noches.

Cantan tecolotes,
vuelan murciélagos,
chispean luciérnagas...

En la oscuridad
el tiempo se detiene.

¡Hasta me parece
como si caminara al revés!

Es por eso...

Agradecimientos

A todos los mexicanos que pagan sus impuestos y que con ello permiten el desarrollo de diversos proyectos científicos, sociales y culturales que generan un mejor país para todos. Muchas gracias.

A mis papás por haberme brindado la mejor herramienta en este mundo: la educación. Por el apoyo en todo momento. A mis hermanos por su infinita paciencia y todo su apoyo. Gracias por todo.

A la Dra. Deborah Dultzin por haberme guiado en el mundo académico y por todo el apoyo brindado, incluso en los proyectos fuera de mi tema de tesis. Pero sobre todo por la amistad y el cariño durante todos estos años. Muchas gracias.

A la Dra. Paola Marziani por enseñarme lo que es ser un científico responsable, por compartir su pasión por la investigación científica y por su infinita hospitalidad durante las estancias en Italia. Muchas gracias.

Al Dra. Omaira González, a la Dra. Alenka Negrete, al Dr. Manuel Peimbert Sierra y al Dr. Jack W. Sulentic por los comentarios aportados para la mejora de este trabajo. Muchas gracias.

A Vladimir por caminar a mi lado todo este tiempo a pesar de lo agreste del camino, por siempre mostrarme un lado diferente del mundo, pero sobre todo por enseñarme a ser una mejor mujer. *Life is go'on pal* :-)] <3.

A todas y todos los amigos del posgrado, Jackie, Erendira, Moni China, Moni Lacia, Jonntzin, Moisés, Miguel-Ito, Sandro, Yaxk'in, Omar, Francisco y todos los demás, por compartir proyectos, preocupaciones, dolores de cabeza, pero sobre todo por los buenos momentos y las miles de sonrisas. ¿Cuándo vamos por los pulques?

A todas y todos los amigos que hallé en el camino de la lengua nahuatl, porque junto a ustedes encontré esa raíz que ahora a comenzado a comenzado a echar fruto. En especial le agradezco al *temachtiani* Leonardo por su amistad y por siempre hacerme reír. *Tlazohcamati nocniuhztintzihuan.*

A todo el personal del Instituto de Astronomía, en especial a Bertha Vázquez por ayudarme a resolver los miles de problemas burocráticos. Se extiende el agradecimiento a la Universidad Nacional Autónoma de México, que desde hace 17 años me ha alojado en sus distintos lugares, haciendo de mi una mejor ciudadana. Ojalá y algún día haya una UNAM en cada región de nuestro país.

A todos los músicos que mediante sus canciones me acompañaron en las largas y solitarias jornadas de trabajo.

Y muy en especial agradezco los miembros de la comunidad de San Pedro Mixtepec Miahuatlán (Oax.) y al profesor Amado Vázquez por ayudarme a encontrar una manera diferente de enfocar la Astronomía. Las estrellas no solo se buscan en el cielo, sino también en la tierra. Ustedes me enseñan más, de lo que yo puedo enseñarles. Amado, Limbert, Karina, Alma, Martha, Jorge, Leonel, Eder, Omar, David, Lorenzo y todos los demás:
tlazohcamati miac.

Índice general

Resumen	1
1. Introducción	9
1.1. Los núcleos activos de galaxias	9
1.1.1. Principales componentes de los AGNs	11
1.1.2. Cuasares	15
1.2. La física de los núcleos activos de galaxias	17
1.2.1. Ecuación de transferencia radiativa	17
1.2.2. Absorción y emisión	19
1.2.3. Fotoionización	21
1.2.4. Procesos radiativos	23
1.3. Agujeros negros	27
1.3.1. Propiedades generales	28
1.4. Acreción en agujeros negros supermasivos	30
1.4.1. Parámetros básicos	30
1.4.2. Espectro emitido	32
1.5. El Eigenvector 1	34
2. Líneas de baja ionización en los núcleos activos de galaxias	37
2.1. Introducción	40
2.2. Organizando la diversidad de cuasares: Las líneas de baja ionización dentro del contexto del 4DE1	41
2.3. Líneas de baja ionización: El problema del Fe II	42
2.4. El triplete de Ca II IR y el O I λ 8446	43
2.4.1. O I λ 8446	43
2.4.2. Ca II	44
2.5. Resultados preliminares de las observaciones de Ca II y O I λ 8446 en cuasares	46

2.6. Conclusiones	48
3. Observaciones de O I $\lambda 8446$ y Ca II en cuasares con corrimiento al rojo intermedio	53
3.1. Introducción	57
3.2. Selección de la muestra	58
3.3. Observaciones	59
3.4. Reducción de datos	59
3.4.1. Variabilidad	60
3.5. Mediciones	60
3.5.1. Continuo	61
3.5.2. Contribución de Fe II	61
3.5.3. Componente ancha	63
3.5.4. Componente muy ancha	67
3.5.5. Componente delgada	67
3.5.6. Líneas de Paschen de alto orden	67
3.5.7. Continuo de Paschen	67
3.5.8. Contribución de la galaxia huésped	68
3.6. Resultados	69
3.6.1. Detección del triplete de Ca II	69
3.6.2. Relación entre el triplete de Ca II y el O I $\lambda 8446$. . .	69
3.6.3. Anchos de línea de $H\beta$, O I $\lambda 8446$ y el triplete de Ca II	72
3.6.4. Relación con el Fe II	73
3.6.5. Correlación entre el corrimiento al rojo y la luminosidad	75
3.7. Discusión	77
3.7.1. Comparación con los modelos de fotoionización . . .	77
3.7.2. ¿Una VBC para O I $\lambda 8446$?	78
3.7.3. El triplete de Ca II y el O I $\lambda 8446$ (y Fe II) en el contexto del 4DE1	78
3.7.4. Implicaciones para la formación estelar	80
3.7.5. Una posible geometría para la BLR	80
3.8. Conclusiones	82
3.9. Apéndice A: Notas de las fuentes individuales	82
3.10. Apéndice B: Estimación de errores	83

4. Contribuciones presentadas en congresos de investigación	87
4.1. Líneas de baja ionización en cuasares de alta luminosidad:	
El triplete de Ca II	87
4.1.1. Introducción	89
4.1.2. Observaciones y reducción de datos	90
4.1.3. Análisis de datos	91
4.1.4. Resultados preliminares	94
4.1.5. Conclusiones	95
4.2. Narrow-Line Seyfert 1: una nueva definición basada en la luminosidad	96
4.2.1. Introducción	99
4.2.2. Una revelación de la estructura de los AGNs	99
4.2.3. El aumento del mínimo FWHM	101
4.2.4. Conclusiones	101
5. Conclusiones generales	105
6. Trabajo a futuro	109

Índice de figuras

1.1. Distribución de energía espectral de un cuasar	10
1.2. AGNs tipo I y II	12
1.3. Principales componentes de los AGNs	13
1.4. Espectro de un disco de acreción	33
1.5. Diagrama del Eigenvector 1 en 4D	35
1.6. Ejemplos de espectros de población A y B	36
2.1. Diagramas de Grotrian para el CaII y OI	42
2.2. Espectro y ajuste multicomponentes del cuasar HE0035–2853	45
2.3. Modelos de fotoionización para los cocientes de líneas OI/Pa9 y CaII/Pa9	46
3.1. Comparacion entre los espectros de las estrellas de calibra- cion, los espectros teóricos asociados a cada tipo estelar y la distribución espectral de energia de cuerpo negro	61
3.2. Espectros opticos e infrarrojos con la contribución del con- tinuo y el ajuste total	62
3.3. Espectros y ajustes de los cuasares observados sin la con- tribucion del continuo	64
3.4. Comparacion entre la emisión teorica y semiempirica de la emisión del FeII en el cercano infrarrojo	68
3.5. Contribucion estelar de la galaxia huésped en el cuasar HE2202– 2557	69
3.6. Espectros con y sin la contribucion del triplete de CaII	73
3.7. Histogramas del comportamiento del ancho equivalente del OI y CaII y los cocientes de líneas $\log(\text{FeII}/\text{H}\beta)$ y $\log(\text{CaII}/\text{H}\beta)$ para nuestra muestra y la de Persson	74
3.8. Comportamiento dinámico del OI, CaII y $\text{H}\beta$	75

3.9. Relación entre los cocientes de líneas $\log(\text{FeII}/\text{H}\beta)$ – $\log(\text{CaII}/\text{H}\beta)$ y $\log(\text{FeII}/\text{H}\beta)$ – $\log(\text{OI}/\text{H}\beta)$	75
3.10. Comportamiento del ancho equivalente del CaII respecto al corrimiento al rojo y M_B	76
3.11. Distribución del cociente CaII/FeII	76
3.12. Simulaciones de Cloudy para los cocientes $\log(\text{CaII}/\text{OI})$ para $N_c=10^{23,25}$	78
3.13. Modelos de fotoionización para los cocientes de líneas $\log(\text{CaII}/\text{H}\beta)$, $\log(\text{OI}/\text{H}\beta)$, $\log(\text{CaII}/\text{Pa9})$ y $\log(\text{OI}/\text{Pa9})$ considerando $N_c=10^{23,25}$ cm^2	79
3.14. Ajustes multicomponentes con y sin la contribución de una componente muy ancha para OI	81
4.1. Ejemplos de espectros de población A y B	92
4.2. Espectro y ajustes multicomponentes sin la contribución del continuo para un espectro de población A y B	93
4.3. Comparación entre los anchos de la componente ancha de CaII, el perfil total de OI y $\text{H}\beta$	94
4.4. Ajustes multicomponentes para C IV $\lambda 1549$ y la región espectral alrededor de 1900 Å para I Zw 1 y SDSS J1201+0116	100
4.5. Comportamiento de FWHM de $\text{H}\beta$ respecto a la luminosidad bolométrica para diversas muestras	102
6.1. Espectros calibrados para el cuasar HE0010-4050	110
6.2. Espectros calibrados de la segunda muestra	115
6.2. Cont.	116
6.2. Cont.	117
6.2. Cont.	118
6.2. Cont.	119

Índice de cuadros

3.1. Propiedades de los cuasares observados	59
3.2. Mediciones del ancho equivalente, flujo y FWHM para $H\beta$ y Pa9 $\lambda 9229$	70
3.3. Mediciones del ancho equivalente, flujo y FWHM para OI y el triplete de CaII	72
3.4. Mediciones del ancho equivalente, flujo y FWHM para el FeII óptico e infrarrojo	73
3.5. Cociente de flujos para $H\beta$, Pa9, OI y el triplete de CaII . . .	80
4.1. Propiedades básicas y bitácora de observación de los cuasares de la primera muestra	90
6.1. Propiedades básicas y bitácora de observación de los cuasares de la segunda muestra	111

Resumen

Los Núcleos Activos de Galaxias son galaxias en cuyo centro se emite una gran cantidad de energía, la cual no puede ser atribuida a procesos estelares. Se piensa que el mecanismo de producción de energía es la acreción de material hacia un agujero negro supermasivo en el centro de la galaxia huésped (Zel'dovich & Novikov, 1964; Salpeter, 1964), con masas entre $10^{6-9} M_{\odot}$ (Peterson et al., 2004; McLure & Dunlop, 2004). Existe una gran diversidad de AGNs: radio galaxias (de línea anchas y líneas delgadas), cuasares (radio fuertes y radio callados), Seyfert 1, Seyfert 2, blazares, LINERS (*Low Ionization Nuclear Emission-Line Regions*), etc. Las diferencias entre ellos provienen de las características espectroscópicas y fotométricas observadas. Los cuasares (QSO: *Quasi Stellar Objects*) son los AGNs más luminosos, presentan un exceso de emisión en el ultravioleta, lo cual les da un color azul. Suelen tener apariencia estelar con un halo difuso a su alrededor, que algunas ocasiones coincide con la galaxia huésped. Al observar el espectro se encuentra la presencia de líneas anchas y delgadas, siendo las primeras más intensas. Se han encontrado variaciones en el continuo de días, semanas o meses, cuyo efecto también se ve reflejado en las líneas anchas. Los cuasares son más comunes en etapas tempranas del Universo. Estos objetos serán los AGNs estudiados en este trabajo.

La estructura alrededor de un agujero negro supermasivo ha podido ser inferida por lo observado en las distintas bandas del espectro electromagnético. A partir de esto se ha podido concluir que existen regiones formadas por nubes con distintas propiedades físicas y a diferentes distancias de la fuente central, las cuales son las responsables de la producción de las líneas de emisión observadas (Blandford, 1990; Peterson, 1997; Sulentic et al., 2000a; D'Onofrio et al., 2012; Netzer, 2013). El grupo de nubes más cercano a la fuente central se le conoce como Región de Líneas

Anchas (BLR: *Broad Line Region*), típicamente presentan densidades entre $n_{\text{H}} \sim 10^{9-11} \text{ cm}^{-3}$, densidades columnares $N_{\text{c}} \sim 10^{22-23} \text{ cm}^{-2}$, temperaturas $T \sim 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ y anchos a media altura entre $1,000 \lesssim \text{FWHM} \lesssim 25,000$ (FWHM: *Full Width at Half Maximum*). La región de nubes más lejana a la fuente central es la llamada Región de Líneas Delgadas (NLR: *Narrow Line Region*) y presentan densidades bajas $n_{\text{H}} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$, densidades columnares de $N_{\text{c}} \sim 10^{21-22} \text{ cm}^{-2}$ y anchos a media altura entre $400\text{--}800 \text{ km s}^{-1}$.

Las líneas de baja y alta ionización emitidas dentro de la BLR no necesariamente comparten las mismas condiciones físicas y por ende la zona de formación, lo que también se refleja en el perfil de la línea. Por ejemplo, C IV $\lambda 1549$, un ion de alta ionización, presenta perfiles desplazados o con asimetrías hacia el azul, lo que indica que las nubes desde donde es emitido forman parte de un viento (Korista et al., 1995; Sulentic et al., 2007). Por el contrario, las líneas de baja ionización como H β suele ser simétricas, sin embargo cuando la línea presenta anchos a media altura mayores a $4,000 \text{ km s}^{-1}$ existe una componente muy ancha hacia el rojo, lo cual indica que parte de la emisión de H β es emitida desde nubes que están cayendo hacia la fuente central.

Existe un tipo de líneas de baja ionización, las cuales parecen no ser emitidas en la misma región que las líneas de hidrógeno. Fue en los 80's con el desarrollo de los códigos de fotoionización que el interés en las condiciones físicas de estas líneas fue tomando importancia, debido a que no se podían reproducir los cocientes de línea del Fe II usando condiciones físicas semejantes al de las líneas de hidrógeno (Wills et al., 1985). Los cocientes de líneas sólo pudieron ser reproducidos si se consideraban altas densidades ($n_{\text{H}} \sim 10^{11,5-12} \text{ cm}^{-3}$), altas densidades columnares ($N_{\text{c}} \geq 10^{24} \text{ cm}^{-2}$) y bajas temperaturas ($T \sim 8000 \text{ }^\circ\text{K}$) (Collin-Souffrin et al., 1980; Collin-Souffrin, 1986; Joly, 1987). Esto indicaba que el Fe II es emitido por una zona protegida de fotones de alta energía, posiblemente los bordes del disco de acreción. Sin embargo, el ion de Fe II es muy difícil de modelar debido a su compleja estructura electrónica y a las incertidumbres asociadas con los parámetros atómicos, por lo cual como alternativa para estudiar su comportamiento se propuso usar otro tipo de iones con una estructura electrónica más sencilla. Los iones que cumplen estos requisitos son el O I $\lambda 8446$ y el triplete de Ca II $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$, emitidos en la región del cercano infrarrojo. Se ha observado una clara relación entre el Fe II y el

Ca II, es decir, a mayor contribución de Fe II mayor contribución de Ca II. Además, los modelos de fotoionización indican que las condiciones físicas desde donde es emitido Ca II son muy semejantes a las del Fe II. Por tanto el Ca II también es emitido desde los bordes del disco de acreción (Collin-Souffrin, 1987; Joly, 1989; Ferland & Persson, 1989; Matsuoka et al., 2007, 2008). Se ha encontrado que los anchos a media altura del Fe II, Ca II y O I son semejantes, por lo tanto los iones se forman a la misma distancia de la fuente central y podría pensarse que también desde la misma región (Rodríguez-Ardila et al., 2002a; Matsuoka et al., 2007).

El Ca II tiene un potencial de ionización de 11.9 eV, debido a que es muy semejante a la energía de Ly α (~ 11.2 eV) el nivel desde donde es emitido es altamente poblado y desexcitado colisionalmente, lo cual hace eficiente la producción de la emisión en el infrarrojo que corresponde a un triplete de líneas: $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$. Al igual que el Fe II, la emisión de este ion requiere una región ópticamente gruesa ($N_c \sim 10^{25} \text{ cm}^{-2}$) y de alta densidad ($n_H \gtrsim 10^{11.5} \text{ cm}^{-3}$). El O I $\lambda 8446$ tiene un potencial de ionización de 13.61 eV, debido a la coincidencia de energías el principal proceso de excitación es la fluorescencia de Bowen o fluorescencia Ly β (Netzer & Penston, 1976; Rodríguez-Ardila et al., 2002a,b) y en menor medida las colisiones y la recombinación (Rodríguez-Ardila et al., 2002a,b; Landt et al., 2008).

Desde el punto de vista observacional estudiar el O I $\lambda 8446$ y el triplete de Ca II no es sencillo, debido a que son emitidos en una región del cercano infrarrojo altamente contaminada por bandas telúricas. Además, hasta tiempos recientes la falta de detectores con alta sensibilidad impidió el estudio de esta región. El triplete de Ca II $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$ y el O I son líneas tenues ($W \sim 10 - 20 \text{ \AA}$), lo cual dificulta su observación. Estos iones han sido estudiados sólo en 66 fuentes con corrimiento al rojo bajo ($z \sim 0,1$) y una con $z \sim 1$ (Grandi, 1980; Persson, 1988; Matsuoka et al., 2007, 2008; Landt et al., 2008). Por lo cual, para estudiar de manera adecuada el comportamiento de estos iones se debe incrementar el número de fuentes y el rango en corrimiento al rojo. Con este propósito durante 2010 se observaron 14 cuasares de alta luminosidad ($-26 \gtrsim M_V \gtrsim -29$) y con corrimiento al rojo intermedio ($0,85 \lesssim z \lesssim 1,65$) usando el Very Large Telescope (VLT) y el instrumento ISAAC (Moorwood et al., 1998). ISAAC fue por muchos años el único instrumento capaz de realizar espectroscopía con una resolución espectral moderada ($R_s \sim 1000-3000$) en fuentes débiles.

Éste cubre la región entre 1–5 μm , lo cual permite observar cuasares con corrimiento al rojo intermedio ($z \gtrsim 1$). Las muestras previas de Ca II fueron seleccionadas considerando una alta emisión de Fe II y bajo z (Persson, 1988; Matsuoka et al., 2007, 2008). Nuestra muestra en cambio, cuenta con cuasares con corrimiento al rojo intermedio y de alta luminosidad. El estudio presentado en este trabajo explora el comportamiento de las líneas de baja ionización en AGNs con propiedades no estudiadas previamente.

Nuestra muestra fue analizada dentro del contexto del 4D Eigenvector 1 (4DE1 Boroson & Green, 1992; Sulentic et al., 2000a,b; Marziani et al., 2001, 2003a,b; Sulentic et al., 2007). Este esquema tiene el propósito de organizar a los AGNs de líneas anchas a partir de las propiedades espectroscópicas observadas. Está basado en 4 parámetros: (1) el ancho a media altura de H β (FWHM(H β)), (2) la razón de los anchos equivalentes de Fe II y H β ($R_{\text{FeII}} = W(\text{Fe II } \lambda 4570 \text{ \AA})/W(\text{H}\beta)$), (3) el índice espectral de rayos-X suaves (Γ_{soft}) y (4) el desplazamiento y/o asimetría hacia el azul en las líneas de alta ionización como C IV $\lambda 1549$. Estas propiedades parecen tener un comportamiento diferente alrededor de $\text{FWHM}(\text{H}\beta) = 4,000 \text{ km s}^{-1}$, lo cual permite diferenciar a los AGNs en dos poblaciones: A ó B (Sulentic et al., 2000a). Los objetos de población A presentan $\text{FWHM}(\text{H}\beta) < 4,000 \text{ km s}^{-1}$, dentro de las cuales se incluyen las galaxias Narrow-Line Seyfert 1. Los objetos con $\text{FWHM}(\text{H}\beta) > 4,000 \text{ km s}^{-1}$, se denominan población B. Los objetos de población A presentan una fuerte emisión de Fe II, escasos de fuentes radio fuertes, un exceso de rayos-X suaves, además de que la componente central de las líneas de alta ionización asociadas a la BLR muestra una asimetría o desplazamiento hacia el azul y es mejor modelada si se usa un perfil lorentziano. Por otro lado, la mayoría de los objetos de población B son radio fuertes, muestran una débil contribución de Fe II, no presentan exceso de rayos-X suaves, además de que la componente central de las líneas de alta ionización asociada a la BLR es simétrica y puede ser bien modelada usando gaussianas dobles (Sulentic et al., 2002; Bachev et al., 2004; Sulentic et al., 2007; Marziani et al., 2009). La propiedades físicas entre los objetos de población A y B presentan diferencias claras. Se ha observado que la densidad electrónica (n_{H}) parece incrementarse de la población B a la A, además de que la masa del agujero negro es mayor en las fuentes de población B. Se piensa que el principal operador detrás de este comportamiento es el cociente de Eddington ($L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$), el cual se incrementa de las fuentes de la población B a las A (Boroson & Green, 1992;

Marziani et al., 2001, 2003b; Baskin & Laor, 2005). Dentro de nuestra muestra existen 4 objetos de población A y 10 de población B. Las muestras previas en su mayoría están conformadas por objetos de población A (Persson, 1988; Matsuoka et al., 2007, 2008), lo cual permite que ambas muestras se complementen y se pueda realizar un estudio completo.

Además de contar con los espectros infrarrojos, también se estudiaron los espectros ópticos en la región de $H\beta$ los cuales fueron observados entre 2001 y 2005. En estos espectros se pueden observar además de $H\beta$, el $[O III] \lambda\lambda 4959, 5007$ y la contribución de $Fe II$. En los espectros del cercano infrarrojo puede observarse el $O I \lambda 8446$ mezclado con la emisión del triplete de $Ca II$, $Pa9 \lambda 9229$ mezclado con la mayor contribución de $Fe II$ en la región, las líneas de Paschen de alto orden y en algunas ocasiones $Pa7 \lambda 10049$, $Pa8 \lambda 9546$ y $[S III] \lambda 9531$. Debido a la diferencia de años entre la observación de los espectros en ambas regiones, estos fueron normalizados a las magnitudes de 2MASS para evadir cualquier efecto de variabilidad. El rango espectral observado es de $\sim 1500 \text{ \AA}$, por lo que se ajustó un continuo local para la región del óptico y otro para la región del cercano infrarrojo. Intentamos ajustar el mismo continuo desde la zona del óptico hasta la zona del cercano infrarrojo, sin embargo esto no pudo ser posible debido a que al parecer hay otras contribuciones al continuo además de la del disco de acreción. La contribución de los multipletes del $Fe II$ en el cercano infrarrojo fue recientemente modelada por Garcia-Rissmann et al. (2012). La inclusión de este ion es de suma importancia ya que puede modificar los valores finales de las líneas entre 10–50 %. Dependiendo del ancho a media altura de la línea de $H\beta$ fue ajustado un perfil lorentziano (población A) o un perfil gaussiano doble (población B). Los anchos y desplazamientos de las líneas de hidrógeno, Balmer o Paschen, fueron considerados los mismos para todas ellas. Debido a que el triplete de $Ca II$ es resultado de una transición ópticamente gruesa las tres líneas fueron ajustadas con la misma intensidad, además de considerar el mismo ancho a media altura y centradas en el marco de referencia. En algunas fuentes la intensidad de $Pa9 \lambda 9229$ es significativa por lo cual la contribución de las líneas de Paschen de alto orden tiene que ser considerada, así que se ajustó un pseudocontinuo formado por la emisión desde $Pa9 \lambda 9229$ hasta $Pa24 \lambda 8334$. En esta región también está presente el Continuo de Paschen a 8204 \AA , intentamos ajustarlo en algunas de las fuentes, sin embargo éste parece estar subestimado de acuerdo a los resultados de los modelos de fotoionización. Sólo en una

de las fuentes, HE2202-2557, la contribución del continuo de la galaxia huésped es significativa, $\sim 50\%$. Usando modelos de síntesis de población estelar realizados por Y. Chen et al. (2015, en preparación) encontramos que la galaxia huésped tiene una masa de $1.1 \times 10^{12} M_{\odot}$, una edad de 2.4 Gyr y una metalicidad de $2Z_{\odot}$.

La contribución de todas las componentes anteriormente nombradas está totalmente mezclada, es decir, no existen componentes aisladas. El *bump* Pa9 $\lambda 9229 + \text{Fe II}$ es claramente observado en todas las fuentes. La presencia del triplete de Ca II puede ser observada a simple vista con la presencia de la línea $\lambda 8662$, sin embargo existen fuentes donde la contribución es pequeña y la detección del triplete no puede ser claramente justificada. Para corroborar lo anterior, realizamos ajustes con y sin el triplete encontrando que el Ca II está presente en todas ellas con la posible excepción del cuasar HE0048–2804, donde los residuos de los ajustes no determinan con claridad la presencia del triplete.

Joly (1989) a partir de códigos de fotoionización pudo determinar que el cociente Ca II/ $H\beta$ se incrementa con la densidad y a bajas temperaturas, al igual que el del Fe II. Nuestra muestra sigue esta tendencia lo que indica que las condiciones físicas de la zona de formación de ambas líneas son las mismas que las del Fe II. Por el contrario, si comparamos el comportamiento del Fe II y el O I no se observa una clara relación, lo que podría estar indicando un origen distinto.

Dinámicamente la muestra de Persson (1988) y la nuestra se complementan, ya que la primera contiene principalmente objetos de población A y la nuestra está conformada en su mayoría por objetos de población B. La dinámica del Ca II y del O I $\lambda 8446$ son muy similares, esto indicaría que ambas líneas son emitidas a la misma distancia del continuo, pero esto no basta para concluir que las líneas son emitidas en la misma región. Cuando comparamos los anchos a media altura de O I, Ca II y únicamente la componente ancha de $H\beta$ encontramos que son similares con una ligera tendencia de los objetos de población B a tener anchos mayores. Sin embargo, cuando incluimos la componente muy ancha en los objetos de población B esta tendencia es remarcada. Esto indica que $H\beta$ preferencialmente es emitido en una región más cercana que el Ca II y el O I. Estas tendencias coinciden con lo encontrado previamente por Persson (1988), Rodríguez-Ardila et al.

(2002a) y Matsuoka et al. (2007, 2008).

Para dilucidar el lugar de formación del Ca II y el O I realizamos modelos de fotoionización usando el código CLOUDY (Ferland et al., 1998, 2013). Los modelos cubren un rango en densidad de $7 < \log n_H < 14$ (cm^{-3}) y un rango en parámetro de ionización de $-4.5 < \log U < 0.0$ asumiendo una simetría plano-paralela, un continuo ionizante de Mathews & Ferland (1987) típico para AGNs, una metalicidad solar y densidades columnares de 10^{23} y 10^{25} cm^{-2} . Los modelos con densidad columnar 10^{25} cm^{-2} muestran el comportamiento de los cocientes de líneas para parámetros de ionización altos ($-1 < \log U < 0.0$), los cuales no son observados cuando se tienen densidades columnares menores. Tomando los valores máximos y mínimos de los cocientes Ca II/H β , O I/H β , Ca II/Pa9 y O I/Pa9 delimitamos la zona para la densidad. El Ca II es emitido a densidades mayores ($\log n_H \gtrsim 10^{11}$) y tiene un límite de ionización máximo de $\log U \sim -1.5$. La densidad columnar de 10^{25} cm^{-2} parece la más adecuada para el Ca II, ya que se tiene el comportamiento para parámetros de ionización mayores. El O I $\lambda 8446$ cubre un rango mayor en densidad, $9 < \log n_H < 12$ (cm^{-3}), y no se observa un límite claro para el parámetro de ionización. Las condiciones físicas encontradas para el O I $\lambda 8446$ son en parte similares a la presentadas por H β ($n_H \sim 10^{11,5-12} \text{ cm}^{-3}$, $N_c \gtrsim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$) esto indicaría que parte del O I $\lambda 8446$ es emitido por la misma región que emite H β y la otra parte es emitida en la zona del Ca II y el Fe II. Además, hay una semejanza entre los perfiles del O I y las líneas de hidrógeno, como también lo ha reportado Landt et al. (2008). Bajo estos argumentos intentamos ajustar a las fuentes de población B una componente muy ancha para el O I, con los mismos anchos y desplazamientos que los mostrados en H β . No logramos observar una mejora en el ajuste, debido a que la señal a ruido de nuestros espectros no es suficientemente alta para notar estas diferencias. Además, la mezcla con las demás líneas incrementa el problema. Por tal razón, decidimos usar sólo una gaussiana para el ajuste de O I $\lambda 8446$, pero a sabiendas de que el comportamiento en parte es similar al de H β .

El O I $\lambda 8446$, el Ca II y el Fe II presentan anchos similares, esto indicaría que son emitidos a la misma distancia de la fuente central, sin embargo las condiciones físicas de las zona de formación del O I $\lambda 8446$ son más semejantes a las de H β que a las de Ca II y Fe II. H β es emitido en nubes, mientras que las condiciones físicas de la zona de formación de Ca II y

Fe II coinciden con las esperadas para un disco de acreción. Para intentar empatar los resultados, proponemos la siguiente geometría para la BLR. Consideremos una configuración plano paralela de nubes arriba y abajo del disco de acreción sujetas a movimientos viriales, desde donde es emitido $H\beta$ y parte del O I $\lambda 8446$. Algunas de estas nubes podrían encontrarse a la misma distancia de las regiones del disco de acreción donde son emitidos Ca II y Fe II, por lo cual las líneas emitidas en las nubes y en el disco de acreción compartirían anchos semejantes, aunque son emitidas por regiones diferentes. Esto explicaría la discrepancia de las condiciones físicas encontradas. Mientras que la componente corrida al azul de C IV $\lambda 1549$ estaría siendo emitida por un flujo emergente y a una distancia más cercana a la fuente central.

Además de que la muestra de Persson (1988) y la nuestra se complementan en comportamiento dinámico y tipo espectral, también lo hacen en luminosidad y corrimiento al rojo. Con estas características además de determinar las condiciones físicas de las líneas, se puede comparar la abundancia de estos iones en diferentes etapas del universo. Al hacer una comparación del ancho equivalente del Ca II respecto a la luminosidad y al corrimiento al rojo, se puede apreciar que la contribución del Ca II en cuasares con corrimiento al rojo intermedio es mayor que en fuentes con z menores. Comparando el comportamiento de Ca II/Fe II en ambas muestras se observa que este cociente es mayor en nuestra muestra que en la Persson, esto significaría que hay una abundancia mayor de Ca II en cuasares con corrimiento al rojo intermedio. El Ca II es uno de los elementos α formados en las supernovas tipo II asociados con escalas de deformación cortas ($\sim 10^7$ años), mientras que el Fe II se forma en las supernovas tipo-Ia con tiempos de formación más largos, $\sim 10^9$ años. Por lo cual, un incremento en la abundancia del Ca II respecto al Fe II implicaría un brote de formación estelar reciente en los cuasares con corrimiento al rojo intermedios. Sin embargo, este resultado puede estar siendo afectado por un sesgo en luminosidad y corrimiento al rojo, el cual debe ser aclarado incrementando el número de fuentes y cubriendo rangos en luminosidad y z no considerados en este estudio.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Los núcleos activos de galaxias

Los Núcleos Activos de Galaxias (AGN: *Active Galactic Nuclei*) son galaxias en cuyo centro se emite una gran cantidad de energía, la cual no puede ser atribuida sólo a procesos estelares. La cantidad de energía observada es significativamente más intensa a la observada en galaxias sin actividad nuclear importante. En el espectro de un AGN se pueden observar líneas en emisión, cuyos cocientes de líneas son típicos de procesos de excitación por fotoionización. La radiación producida por los AGNs abarca prácticamente todo el espectro electromagnético (Figura 1.1), además de que se observa una gran variación tanto en las líneas en emisión como en el continuo. Se piensa que el mecanismo de producción de energía es la acreción de material hacia un agujero negro supermasivo en el centro de la galaxia huésped (Zel'dovich & Novikov, 1964; Salpeter, 1964), con masas entre $10^{6-9} M_{\odot}$ (Peterson et al., 2004; McLure & Dunlop, 2004).

Existe una gran diversidad de AGNs: radio galaxias (de línea anchas y líneas delgadas), cuasares (radio fuertes y radio callados), Seyfert 1, Seyfert 2, blazares, LINERS (*Low Ionization Nuclear Emission-Line Regions*), etc. Cada una de las propiedades observadas tales como: luminosidad, intensidad de las líneas en emisión, ancho total a media altura (FWHM: *Full Width at Half Maximum*), emisión en el radio, emisión en los rayos-X, emisión en el IR (cantidad de polvo) y la orientación; puede generar una gran diversidad de clasificaciones para estos objetos. La clasificación

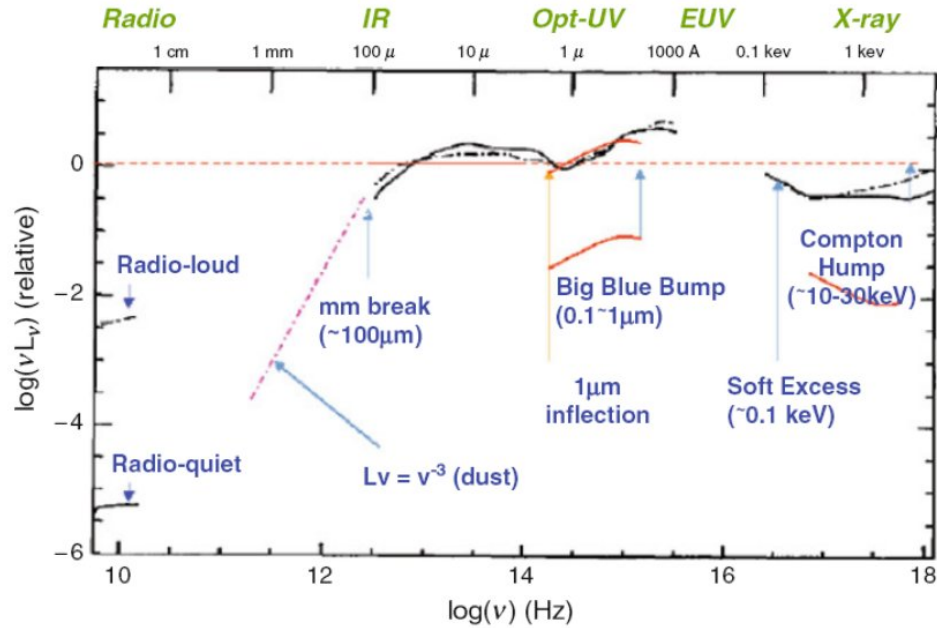


Figura 1.1: Distribución de energía espectral de un cuasar (D’Onofrio et al., 2012).

más común es dividir los AGN en tipo I y tipo II; la cual además de resaltar la diferencia entre las líneas de emisión observadas engloba otras diferencias vistas en las diferentes bandas del espectro electromagnético.

Los AGNs de tipo I presentan líneas con anchos a media altura entre $1,000 \lesssim \text{FWHM} \lesssim 20,000 \text{ km s}^{-1}$, siendo los anchos de las líneas permitidas mucho mayores que los de las líneas prohibidas (Figura 1.2, panel superior). Suelen ser observados como una fuente central puntual, cuya emisión nuclear excede la contribución de la galaxia huésped, además de mostrar un continuo en rayos-X suaves intenso. Se dice que estos objetos son observados de tal manera que la fuente central de radiación no es oscurecida. Los AGN de tipo II presentan líneas mucho más delgadas con anchos en $400 \lesssim \text{FWHM} \lesssim 800 \text{ km s}^{-1}$, consistentes con las velocidades de las estrellas de la galaxia huésped y semejantes al de las líneas prohibidas (Figura 1.2, panel inferior). Suelen tener luminosidades menores

a los AGNs tipo I. Se aprecia claramente la contribución de la galaxia anfitriona mediante la presencia de las líneas en absorción de origen estelar. El continuo de rayos-X suaves es oscurecido por material con densidad columnar $N_c = 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ (Netzer, 2013). Y finalmente por el ángulo con el que son observados, las regiones del UV, óptico y cercano infrarrojo se encuentran oscurecidas. Sin embargo, la clasificación entre los AGNs de tipo I y II no es rigurosa, ya que existen objetos de tipo I de baja luminosidad y $\text{FWHM} \lesssim 2,000 \text{ km s}^{-1}$, llamados NLSy1 (Narrow-Line Seyfert 1), y por otro lado existen fuentes tipo II de luminosidad intermedia y $\text{FWHM} > 1,000 \text{ km s}^{-1}$. En estos casos la clasificación se hace basada en las otras propiedades observadas en cada grupo.

Las diferencias observadas entre los AGNs tipo I y II han tratado de ser explicadas considerando el oscurecimiento de la fuente central provocado por un toro de polvo axisimétrico y ópticamente grueso (Antonucci, 1993; Urry & Padovani, 1995). El ángulo de la línea de visión determina las propiedades observadas de las dos clases de AGNs. Si la línea de visión cubre sólo una parte de la emisión de la fuente central se observará una fuente de tipo I, mientras que si la línea de visión pasa completamente por el toro de polvo, observaríamos un objeto del tipo II. A este tipo de modelo se le llama esquema de unificación para AGNs (Figura 1.3). En este contexto los blazares son vistos en la dirección del jet, esto explicaría la poca o nula presencia de líneas espectrales. Los AGN radio fuertes tipo I tendrían una línea de visión que permitiría observar la fuente central, mientras que los AGN radio fuertes tipo II son aquellos objetos con una línea de visión oscurecida por el toro de polvo. Los AGNs tipo I y II radio callados tienen una emisión en radio más débil. No obstante, estos modelos no han sido exitosos reproduciendo las propiedades observadas en fuentes de muy baja o muy alta luminosidad. Además, de que la estructura del toro de polvo podría invalidar la noción de que ambos tipos de fuentes son intrínsecamente los mismos (Elitzur, 2012).

1.1.1. Principales componentes de los AGNs

De acuerdo a las propiedades observadas, se ha encontrado que los AGNs están formados por diversas estructuras, siendo el **agujero negro supermasivo** quien determina las características de cada una de ellas (Figura

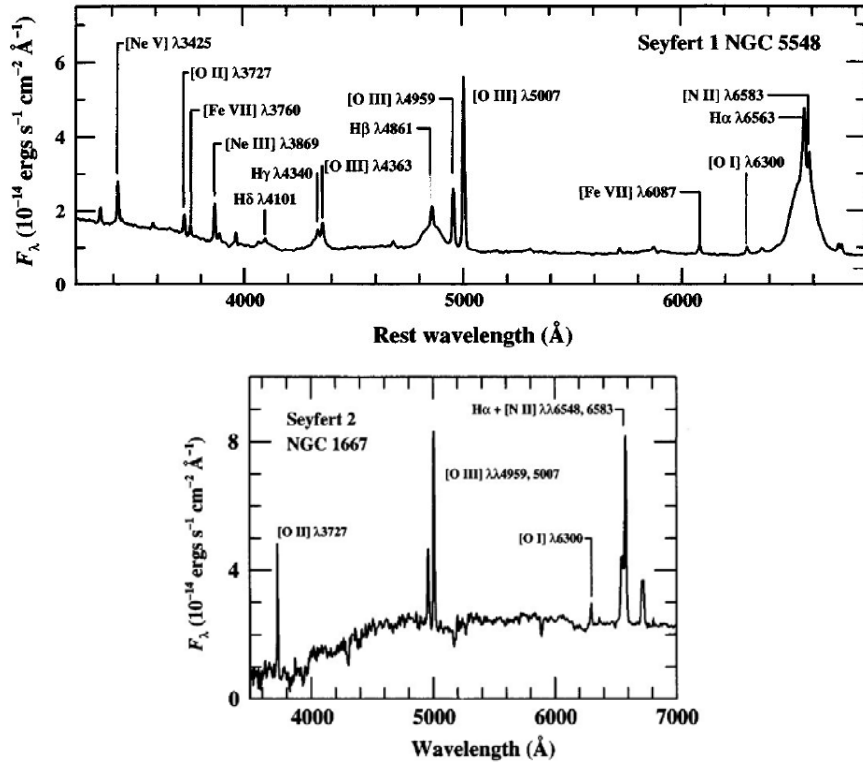


Figura 1.2: Panel superior: espectro óptico de la galaxia Seyfert 1 NGC 5548. Panel inferior: espectro óptico de la galaxia Seyfert 2 NGC 1667. Se puede ver una clara distinción entre el tipo de líneas y el continuo subyacente (Peterson, 1997).

1.3). La mayor parte de la radiación emitida en el AGN es producto del material cayendo hacia el agujero negro. Este proceso da origen a la formación de un **disco de acreción**. La energía creada en este disco es convertida en radiación electromagnética y/o en energía cinética en forma de viento. Sobre el disco de acreción se forma una **corona de electrones** relativistas con una temperatura de $\sim 10^9$ °K, donde la radiación del continuo es convertida, vía el efecto Compton inverso, en emisión de rayos-X.

La **región de líneas anchas** (BLR: *Broad Line Region*) juega un papel dominante en las características espectrales de los núcleos activos de galaxias, ya que es la región más próxima al agujero negro. Provee información

sobre la estructura de la región central y reprocessa la energía del continuo en radiación ultravioleta. La BLR está formada por nubes confinadas con densidad de hidrógeno $n_{\text{H}} \sim 10^{9-11} \text{ cm}^{-3}$, densidad columnar $N_{\text{c}} \sim 10^{22-23} \text{ cm}^{-2}$, parámetro de ionización $U_{\text{H}} \sim 10^{-2}$ y luminosidad $L/L_{\text{Edd}} \sim 0.1$ (con L_{Edd} la luminosidad de Eddington) localizadas entre 0.01–1 pc (Beckmann & Shrader, 2012). Las nubes están sujetas a movimientos viriales con velocidades entre 1,000–20,000 km s^{-1} , por lo tanto el ensanchamiento observado en las líneas es de origen Doppler. La superficie de la nube más cercana al continuo está expuesta a un flujo de fotones de alta ionización capaz de producir líneas como He II–III, O IV–VI o C III–IV. Las nubes con una densidad columnar menor ($10^{22-23} \text{ cm}^{-2}$) son las responsables de emitir líneas con un potencial de ionización menor tales como las líneas de hidrógeno. Debido a las altas densidades en las nubes, las transiciones prohibidas son suprimidas por las colisiones, sin embargo, se logran observar algunas transiciones semi-prohibidas tales como C III] $\lambda 1909$ o Si III] $\lambda 1892$ (Peterson, 1997).

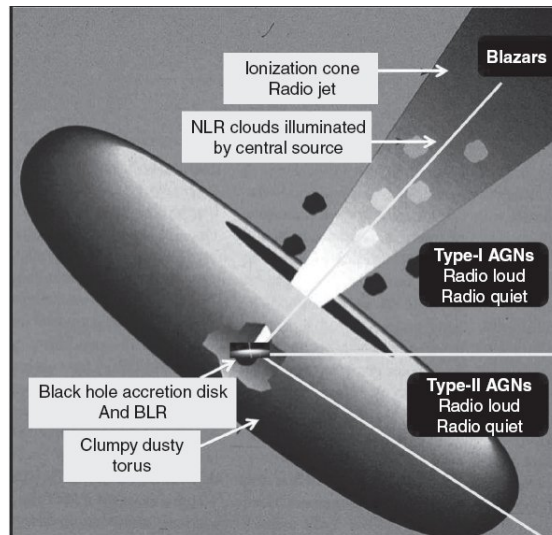


Figura 1.3: Principales componentes de los AGNs (Netzer, 2013).

En la **región de líneas delgadas** (NLR: *Narrow Line Region*) son emitidas las líneas con anchos a media altura entre 400–800 km s^{-1} , lo que indicaría que se encuentran mucho más alejadas de la fuente central que

las nubes de la BLR, aproximadamente a 10^2 – 10^4 pc (Bennert et al., 2004). Las condiciones físicas en esta zona suelen ser diferentes de las observadas en la BLR. Las densidades de hidrógeno y de columna son considerablemente menores, $n_{\text{H}} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y $N_{\text{c}} \sim 10^{20-21} \text{ cm}^{-2}$. Las bajas densidades permiten las transiciones prohibidas, por lo cual en esta región son generadas líneas como [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$ o [Si VI] $\lambda 6716$. En la zona entre la BLR y la NLR, 10–200 pc, son emitidas las líneas coronales, las cuales corresponden a iones altamente ionizados, como [Ne VI] $7.66 \mu\text{m}$ o [Si VI] $1.9 \mu\text{m}$, producidas de transiciones de la estructura fina y son observadas principalmente en el infrarrojo (Netzer, 2013). Dado que el campo de radiación es más débil, es probable la existencia de granos de polvo. Los telescopios e instrumentos de nueva generación han podido detectar una región de líneas anchas extendida que excede el tamaño de la galaxia huésped, donde todavía se puede detectar gas de baja ionización excitado por el campo de radiación del AGN.

A una distancia entre 0.1 y 10 pc de la fuente central, más allá de la zona de sublimación del polvo, se encuentra una estructura toroidal formada por polvo y gas molecular llamada el **toro de polvo** (Krolik & Begelman, 1988). Una interpolación entre las propiedades observadas en la BLR y la NLR sugiere que dependiendo de la masa del agujero negro se tendrían densidades $\sim 10^{4-7} \text{ cm}^{-3}$, velocidades del orden de $1,000 \text{ km s}^{-1}$ y un gran rango de densidades columnares y niveles de ionización (Netzer, 2013). A partir de observaciones en rayos-X se ha determinado que el toro de polvo posee densidades columnares $N_{\text{c}} = 10^{20-24} \text{ cm}^{-2}$, donde las galaxias Seyfert 2 poseen $N_{\text{c}} > 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, es decir, un alto oscurecimiento (González-Martín et al., 2013).

Observaciones en el radio de objetos tipo II han podido detectar la emisión de **másers moleculares**, los cuales están localizados aproximadamente a 0.1 pc de la fuente central. Debido a la alta precisión de las mediciones obtenidas con los másers, también se ha podido medir la masa del agujero negro la cual suele estar en acuerdo con las mediciones hechas con los mapeos de reverberación (Kuo et al., 2011), los cuales a partir de variaciones en el continuo y en los flujos de las líneas proporcionan información sobre el tamaño de la región y por ende de la masa del agujero negro central (Peterson, 2008).

La emisión en el radio observada en los AGNs se origina por emisión sincrotrón no térmica (Condon, 1992). Ésta se observa en dos regiones: una región compacta no resulta que suele coincidir con la parte óptica y otra extendida que suele extenderse cientos de kiloparsecs y recibe el nombre de **jets**. A partir de la morfología observada, Fanaroff & Riley (1974) propusieron una clasificación para los AGN emisores en radio. Las galaxias con jets brillantes que se van volviendo más débiles conforme se alejan de la parte central y al final presentan lóbulos con una baja luminosidad superficial, reciben el nombre de Fanaroff-Riley I (FR-I). Mientras que aquellas donde los jets son muy débiles o casi imperceptibles pero tienen lóbulos brillantes, resultado de la interacción entre el jet y el medio interestelar, reciben el nombre de Fanaroff-Riley II (FR-II). Los jets en los objetos FR-I están cerca del núcleo y suelen tener ángulos abiertos, mientras que en los FR-II son altamente colimados (Bridle & Perley, 1984). Dentro de los jets se presentan subestructuras llamadas *knots* o nudos resultado del frente de choque de onda. Por el ángulo en que son observados presentan velocidades superlumínicas, aunque por lo general tiene velocidades mucho menores, pero relativistas (Kellermann et al., 2004; Jorstad et al., 2005). En algunas galaxias sólo puede verse uno de los jets, esto es debido al ángulo con que se observa al objeto, por ejemplo un jet aproximándose al observador incrementa su energía debido a efectos relativistas, mientras que el jet alejándose reduce su luminosidad (Blandford, 1990; Begelman et al., 1984). Las estructuras en el radio también presentan un campo magnético. Se ha propuesto que el campo electromagnético es originado por la acreción, que su vez genera un efecto dínamo y a través del espín del agujero negro extrae energía que provoca la eyección de plasma en direcciones opuestas generando los jets (McKinney, 2006).

1.1.2. Cuasares

Los cuasares fueron los primeros AGNs encontrados. Las primeras observaciones de estos objetos fueron realizadas por astrónomos del *Mullard Radio Astronomy Laboratory* en los 50's, quienes lograron detectar objetos con apariencia puntual y gran intensidad en el radio. Posteriormente, observaciones con interferometría determinaron que estas fuentes tenían un tamaño menor a 1 segundo de arco. Debido a su apariencia, se les dio el nombre de *Quasi Stellar Objects* o cuasares (QSO). Estudios fotométricos

cos arrojaron que estos objetos tenían colores con una contribución en el azul significativa, no comúnmente observada en estrellas. Por otro lado, los espectros mostraban líneas en emisión desconocidas y con anchos de línea de miles de kilómetros por segundo. Finalmente, Schmidt (1963) encontró que el patrón de líneas observadas correspondían a las líneas de hidrógeno, pero con un corrimiento al rojo de $z=0.158$ y un año después Zel'dovich & Novikov (1964) y Salpeter (1964) propusieron que la gran cantidad de energía producida era debida a un disco de acreción alrededor de un agujero negro supermasivo con masas entre $10^7 - 3 \times 10^9 M_{\odot}$ (McLure & Dunlop, 2004).

Los cuasares son los AGNs de más alta luminosidad, llegan a presentar magnitudes absolutas de $M_B < -23$ y luminosidades de $\sim 10^{14} L_{\odot}$. Muestran un exceso de emisión ultravioleta producida por el disco de acreción llamado *big blue bump*. Presentan líneas delgadas de cientos de km s^{-1} y anchas de miles de km s^{-1} . Así que de acuerdo a los modelos unificados, los cuasares serían vistos en un ángulo que permita observar la BLR, la NLR, los jets, los lóbulos y el toro de polvo. Además, en todas las bandas del espectro electromagnético se aprecian variaciones en el continuo de días, semanas o meses; cuyo efecto también puede apreciarse en las líneas anchas.

Presentan una gran emisión en radio. Dependiendo del cociente entre el flujo en el radio y el flujo en el óptico, puede clasificarse en radio fuertes o radio callados (Kellermann et al., 1989). El 90 % de los cuasares son radio callados y un 10 % radio fuertes. Los cuasares radio fuertes suelen presentar una zona compacta central acompañada de grandes chorros de materia llamados jets de varios cientos de parsecs y en algunas ocasiones lóbulos, mientras que en los cuasares radio callados la mayoría de la emisión en radio proviene de la zona compacta.

Debido a la gran su gran luminosidad, en las imágenes fotométricas de algunos objetos no suele detectarse la galaxia huésped, aunque si se logra encontrar algún rastro en los espectros. Dunlop et al. (2003) encontraron que la galaxias anfitrionas asociadas a los cuasares son galaxias elípticas masivas, con una tendencia en los cuasares radio fuertes a tener galaxias huéspedes más masivas que en los cuasares radio callados.

La gran luminosidad producida por los cuasares ha permitido que estos sean encontrados a grandes distancias. Haciendo un censo del número de cuasares por unidad de volumen a diferentes corrimientos al rojo, se encuentra que estos son más comunes en las etapas tempranas del Universo que en la actualidad, teniendo el mayor número de objetos en $z \sim 1.8$. Se han logrado detectar ~ 40 cuasares con $z > 6$ (Willott et al., 2010) y el más lejano de ellos es el objeto J112001.48+064124.3 con un corrimiento al rojo de $z = 7.085$ (Mortlock et al., 2011). Los cuasares son considerados indicadores cosmológicos, ya que puede proporcionar información sobre el comportamiento del gas intergaláctico a grandes escalas.

1.2. La física de los núcleos activos de galaxias

Como se mencionó en la sección anterior, la BLR está formada por nubes localizadas entre 0.001–1 pc, las cuales están sujetas a movimientos viriales y están expuestas directamente al continuo de fotones. Parte de esta radiación fotoionizará a las especies atómicas presentes en las nubes, otra parte será absorbida, reflejada, emitida y el resto escapará produciendo el continuo, al que después de superpondrán las líneas emitidas por la BLR y NLR. A continuación se hace una descripción de los procesos radiativos implicados. La información proporcionada en esta sección fue obtenida de Rybicki & Lightman (1986), Blandford (1990), Osterbrock & Ferland (2006), D’Onofrio et al. (2012), Beckmann & Shrader (2012) y Netzer (2013).

1.2.1. Ecuación de transferencia radiativa

En primera instancia necesitamos conocer el comportamiento de la radiación producida por la fuente central. La radiación se va extendiendo en el medio hasta que interactúa con la materia, donde puede ser absorbida o re-emitida. La cantidad de radiación absorbida a lo largo de una trayectoria l puede ser descrita por el coeficiente de absorción κ_ν (cm^{-1}), mientras que la cantidad de energía generada es descrita por el coeficiente de emisión j_ν ($\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ st}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$). La variación total de la radiación, I_ν , está dada por la ecuación de transporte radiativo:

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -j_\nu I_\nu + j_\nu \quad (1.1)$$

La trayectoria que recorre el fotón antes de ser absorbido es llamada el camino libre medio y se puede expresar de la siguiente forma:

$$l_\nu = \frac{1}{\kappa_\nu} \quad (1.2)$$

Los coeficientes de absorción y emisión pueden ser expresados en términos de la profundidad óptica τ_ν (adimensional) y la función fuente S_ν (erg s⁻¹ cm⁻² Hz⁻¹):

$$\begin{aligned} d\tau_\nu &= \kappa_\nu dl \\ S_\nu &= \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Por lo tanto:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu \quad (1.4)$$

Resolviendo la ecuación 1.4 tenemos:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_{\nu_0}^{\tau_\nu} S_\nu e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} d\tau'_\nu \quad (1.5)$$

El primer factor expresa la atenuación de la intensidad original por un factor $e^{-\tau_\nu}$, mientras el segundo da la superposición de la emisión de todas las capas de la región cada una con intensidad $S_\nu(\tau'_\nu)$ y atenuada por la opacidad entre la capa considerada y la parte frontal de la región, $\tau_\nu - \tau'_\nu$. Si S_ν es constante, la solución a la ecuación de transporte radiativo es:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (1.6)$$

Consideremos ahora dos casos extremos. Si la región es ópticamente delgada entonces $\tau_\nu \ll 1$, por lo cual $e^{-\tau_\nu} \simeq 1$ y $(1 - e^{-\tau_\nu}) \simeq \tau_\nu$. Así que la solución a la ecuación 1.4 es:

$$I_\nu \simeq I_\nu(0) + S_\nu \tau_\nu = I_\nu(0) + \int_0^L j_\nu dl \quad (1.7)$$

Siendo L el tamaño de la región. En este caso, la radiación emitida originalmente no sufre atenuación, al igual que la radiación emitida en toda la región.

Por el contrario, si la región es ópticamente gruesa entonces $\tau_\nu \gg 1$ y $e^{-\tau_\nu} \simeq 0$, en este caso toda la radiación de fondo se pierde y sólo se observa la radiación generada por la fuente:

$$I_\nu \simeq S_\nu \quad (1.8)$$

Finalmente, si nos encontramos en equilibrio termodinámico S_ν puede ser aproximada como la función de Plank, $B_\nu(T)$:

$$S_\nu = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3/c^2}{\exp(h\nu/kT) - 1}, \quad [\text{erg}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}] \quad (1.9)$$

donde h es la constante de Plank, k la constante de Boltzmann y T la temperatura. Sin embargo, en las regiones nebulares las condiciones físicas están lejos del equilibrio termodinámico y una solución completa requiere resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico, además de la contribución de los cientos de especies atómicas presentes en las nubes.

1.2.2. Absorción y emisión

Para poder estimar la contribución de los diversos iones observados en los espectros de los AGNs, necesitamos conocer las transiciones y los procesos radiativos dentro de las nubes. Consideremos una transición entre dos estados energéticos de un ion: 1 (inferior) \rightarrow 2 (superior), con una frecuencia de transición $\nu_{12} = (E_1 - E_2)/h$. Existen tres posibles procesos radiativos: emisión espontánea, absorción y emisión inducida o estimulada.

Cuando ocurre una desexcitación espontánea del nivel 2 al 1, se emite un fotón de frecuencia ν_{21} . La probabilidad de transición de la partícula está descrita por el coeficiente de Einstein de emisión espontánea, A_{21} (s^{-1}). El inverso de este valor es el tiempo en que el fotón tarda en caer a un estado inferior. Si la cantidad de partículas en el nivel 2 es n_2 , entonces la cantidad de energía emitida por unidad de tiempo, de volumen y de ángulo sólido está dada como:

$$j_\nu = \frac{n_2 A_{21}}{4\pi} h\nu_{21} \Phi(\nu) \quad (1.10)$$

donde 4π es la cantidad de ángulo sólido total y $h\nu_{21}$ es la frecuencia del fotón emitido.

Si un fotón es absorbido, se da excitación del nivel 1 al 2. La probabilidad de que ocurra este proceso es proporcional a la intensidad del campo de radiación y al coeficiente de Einstein de absorción, B_{12} ($\text{erg}^{-1} \text{cm}^2 \text{sr Hz}$).

Si ocurre una desexcitación del nivel 2 al 1 que es inducida o estimulada por un fotón, este producirá la emisión de otro fotón. El coeficiente que describe este proceso es el coeficiente de emisión inducida o estimulada de Einstein, B_{21} . Los coeficientes de emisión inducida y absorción están relacionados de la siguiente forma:

$$\kappa_\nu = \frac{n_1 B_{12} - n_2 B_{21}}{4\pi} h\nu_{21} \Phi(\nu) \quad (1.11)$$

En el caso de equilibrio termodinámico, los tres coeficientes de Einstein están relacionados de la siguiente manera:

$$n_2 A_{21} = (n_1 B_{12} - n_2 B_{21}) I_\nu \quad (1.12)$$

Consideremos que $I_\nu = B_\nu(T)$ y que la población de los niveles está descrita por la ley de Boltzmann, $E = \sigma T^4$ con σ la constante de Steffan–Boltzmann. Si $T \rightarrow \infty$ y $I_\nu \rightarrow \infty$ entonces:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (1.13)$$

Por lo cual la ecuación 1.12 está dada como:

$$A_{21} = \frac{2h\nu_{21}^3}{c^2} B_{21} \quad (1.14)$$

La función fuente en términos de los coeficientes de Einstein está dada como:

$$S_\nu = \frac{A_{21} n_2}{n_1 B_{12} - n_2 B_{21}} = \frac{2h\nu_{21}^3}{c^2} \frac{1}{(n_1 g_2 / n_2 g_1) - 1} \quad (1.15)$$

1.2.3. Fotoionización

Al igual que en las regiones HII o en las nebulosas planetarias, el espectro de los AGNs muestra líneas en emisión nebulares, las cuales son resultado de la fotoionización de las nubes de la BLR y de la NLR por el continuo de fotones ionizantes producidos en el disco de acreción. La fotoionización ocurre cuando un fotón con energía $h\nu \geq \chi$ ioniza a un átomo, con χ el potencial de ionización del átomo. El fotón será absorbido, y el electrón expulsado tendrá una energía cinética $E_K = h\nu - \chi$. Dentro de la BLR las diferentes especies atómicas son bombardeadas por una gran cantidad de fotones de diversas energías. A continuación se presenta el tratamiento matemático para estudiar este proceso.

Consideremos una nube de la BLR a una distancia r expuesta al flujo de fotones ionizantes. Sea L_ν la luminosidad monocromática del disco de acreción. Consideremos un zona dentro de la nube con profundidad óptica τ_ν . Supongamos que los iones X de determinado elemento Z se encuentran en el estado base y el flujo de fotones ionizantes tiene una energía $h\nu > \chi$, con χ el potencial de ionización. Por lo cual, la tasa de fotones ionizantes por unidad de partícula es:

$$I_X = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu e^{-\tau_\nu} \sigma_\nu(X)}{4\pi r^2 h\nu} d\nu \quad (1.16)$$

Donde ν_0 es la frecuencia de ionización umbral y $\sigma_\nu(X)$ es la sección eficaz de fotoionización. La tasa de ionización por unidad de volumen o total es $N_{X+1}I_X$. Por otro lado, la tasa de recombinación por está dada como:

$$R_X = \alpha_X(T)N_e \quad (1.17)$$

donde N_e es la densidad de electrones y $\alpha(X)$ es el coeficiente de recombinación. La tasa de recombinación total es $N_{X+1}R_X$. Considerando las ecuaciones 1.16 y 1.17 se puede determinar la tasa de cambio de la densidad respecto al tiempo:

$$\frac{dN_X}{dt} = -N_X(I_X + R_{X-1}) + N_{X-1}I_{X-1} + N_{X+1}R_X \quad (1.18)$$

Si la tasa de fotoionización es la misma que la tasa de recombinación, entonces $dN_X/dt = 0$. Como resultado se obtienen un conjunto de $n + 1$

ecuaciones para $n + 1$ iones, las cuales describen la fracción de ionización de las distintas especies atómicas. Las $n + 1$ ecuaciones tiene la forma:

$$\frac{N_{X+1}}{N_X} = \frac{I_X}{R_X} \quad (1.19)$$

Para obtener la solución completa se necesita considerar la abundancia total del ion X , $N_Z = \Sigma N_X$. A partir de las ecuaciones anteriores se pueden definir el tiempo de ionización y de recombinación. El tiempo de recombinación, $t_{rec} = 1/R_X$, es el tiempo requerido para que el ion $X + 1$ se recombine en uno X cuando la fuente de radiación no está presente, lo cual dependerá de la densidad de electrones. Por otro lado, el tiempo de ionización, $t_{ion} = 1/I_X$, es el tiempo requerido para que el ion X se ionice a $X + 1$ cuando el flujo de ionización se incrementa, por lo cual depende de la densidad de fotones incidentes.

Tal como lo indica la ecuación 1.19 el grado de ionización de un gas fotoionizado es proporcional a razón de la densidad de fotones ionizantes y la densidad del gas. A partir de esto se puede definir el parámetro de ionización como:

$$U = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu}/h\nu}{4\pi r^2 c N_e} d\nu \quad (1.20)$$

donde c es la velocidad de la luz y U es adimensional.

Dentro de la nubes fotoionizadas el estado térmico depende de cuánta energía se genera dentro (calentamiento; H_i) y cuánta es extraída (enfriamiento; C_i). Cuando ambos procesos se encuentran en equilibrio se habla de un equilibrio térmico. Dentro de los AGNs existen diversos procesos de calentamiento y enfriamiento, siendo la fotoionización y la recombinación los más importantes. Es importante señalar que el Fe II forma un pseudo-continuo a lo largo del espectro de los AGNs, por lo cual el Fe II también es una fuente importante de enfriamiento.

Para un ion X , el calentamiento producido por la fotoionización (calentamiento ligado-libre) es:

$$H_{bf,X} = N_X \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu} \sigma_{\nu} e^{-\tau_{\nu}}}{4\pi r^2} d\nu \quad (1.21)$$

El enfriamiento por recombinación (enfriamiento ligado-libre) está dado como:

$$C_{bf,X} = N_{X+1}N_e\alpha_X(T)kT_e \quad (1.22)$$

donde T_e es la temperatura electrónica y $\alpha_X(T)$ es el coeficiente de recombinación. Otro proceso de enfriamiento importante es el enfriamiento libre-libre, éste se genera cuando la emisión Bremsstrahlung convierte la energía cinética en radiación mediante colisiones entre iones y electrones. La tasa de enfriamiento por unidad de volumen está dada como:

$$1,42 \times 10^{-27} Z^2 T_e^{1/2} g_{ff} N_e N_{X+z} \quad (1.23)$$

donde Z es la carga y g_{ff} es el valor promedio del valor de Gaunt típicamente ~ 1 . Otros procesos de calentamiento y enfriamiento presentes en los AGNs, pero en menor medida son los debidos a las colisiones.

En la actualidad existen códigos de fotoionización que permiten calcular diversas propiedades de las nubes fotoionizadas así como tomar en cuenta varios de los procesos de calentamiento y enfriamiento, tal es el caso del código CLOUDY (Ferland et al., 1998, 2013).

1.2.4. Procesos radiativos

El estudio de la interacción de los fotones con las partículas y de éstas con otras partículas, así como con los campos generados es esencial para el entendimiento de los procesos físicos dentro de los AGNs. En los AGNs se observan una gran diversidad de procesos radiativos, que pueden o no depender de la temperatura. A continuación se hace una breve descripción de los principales procesos físicos presentes en los AGNs.

La emisión **Bremsstrahlung o libre-libre** se origina cuando una partícula cargada es acelerada por el campo coulombiano causado por otra partícula con carga. A baja frecuencia el campo puede ser aproximado como:

$$\tilde{E} \sim \int dt e^{-i\omega t} E \sim \frac{e\Delta\mathbf{v}_\perp}{2\pi r c^2} \quad (1.24)$$

donde \mathbf{v}_\perp es el cambio en la velocidad perpendicular. La máxima energía del fotón que puede ser radiada tiene una frecuencia $\nu \sim$

$m_e v^2/2h \sim k_B T/h$, por lo tanto la emisividad espectral total será la tasa de encuentros multiplicada por la energía radiada por unidad de frecuencia por evento, es decir:

$$j = 1 \times 10^{-22} n_{e,10}^2 T_8^{-1/2} g e^{-h\nu/kT}, \text{ [erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ st}^{-1}] \quad (1.25)$$

donde g es el factor de Gaunt, $n_{e,10}$ es la densidad electrónica en unidades de 10^{10} cm^{-3} y T_8 es la temperatura en unidades de $10^8 \text{ }^\circ\text{K}$. Si se integra la ecuación 1.25 por unidad de frecuencia y ángulo sólido entonces la emisividad total está dada como:

$$j = 15 n_{e,10}^2 T_8^{1/2}, \text{ [erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}] \quad (1.26)$$

La emisión libre-libre es la responsable de generar el espectro observado en rayos-X y la emisión sincrotrón. El exceso en rayos-X suaves observado en algunos AGNs puede ser modelado por este proceso, aunque también puede ser ajustado usando una ley de potencias (Beckmann & Shrader, 2012).

La **radiación sincrotrón** es la responsable de la emisión en el radio presente en los AGNs. Ésta se produce cuando una partícula relativista de masa m y carga q es acelerada por un campo magnético estático \mathbf{B} , por lo tanto no depende de la temperatura del gas. Las ecuaciones de movimiento son las siguientes:

$$\frac{d}{dt} \gamma m \mathbf{v} = \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \text{ con } \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad (1.27)$$

$$\frac{d}{dt} \gamma m c^2 = q \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1.28)$$

Si $\gamma = \text{constante}$ o $|\mathbf{v}| = \text{constante}$, entonces:

$$m \gamma \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.29)$$

Si separamos las componentes de la velocidad tenemos que $|v_\perp| = \text{constante}$ y $v_\parallel = \text{constante}$, lo cual nos da como solución un movimiento circular

uniforme y combinado con el movimiento a lo largo del plano resulta un movimiento helicoidal con un frecuencia de rotación:

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc} \quad (1.30)$$

Si la aceleración es perpendicular a la velocidad con magnitud $a_{\perp} = \omega_B v_{\perp}$, la radiación total emitida es:

$$P = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \quad (1.31)$$

Con $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3$ la sección eficaz de Thomson, β el promedio de la velocidad, y $U_B = B^2/8\pi$ la densidad del campo magnético.

El espectro de la emisión sincrotrón puede ser aproximado como una ley de potencias en un rango limitado de frecuencias, así que podemos definir un índice espectral s de la siguiente forma:

$$P_{tot}(\omega) \propto \omega^{-s}, \text{ con } s = \frac{p-1}{2} \quad (1.32)$$

Para muchas fuentes se ha observado que $s = 0,7$, por lo tanto $p = 2,4$. El espectro de ley de potencias ajustado al continuo de los AGNs desde el UV hasta el cercano infrarrojo puede ser modelado con este índice, aunque muchas veces el valor de p se ve afectado por la presencia de otros continuos (Landt et al., 2008).

La radiación sincrotrón asociada a los AGNs se encuentra presente en las fuentes emisoras de radio, los jets y parte de la magnetósfera del agujero negro (Blandford, 1990; Netzer, 2013).

La **dispersión Compton** ocurre cuando un fotón con alta energía cede parte de ésta a un electrón de baja energía. El momento del fotón inicial y final es $\mathbf{P}_{\gamma i} = (\varepsilon/c)(1, \mathbf{n}_i)$ y $\mathbf{P}_{\gamma f} = (\varepsilon_1/c)(1, \mathbf{n}_f)$, con ε la energía. Para el electrón tenemos $\mathbf{P}_{ei} = (mc, \mathbf{0})$ y $\mathbf{P}_{ef} = (E/c, \mathbf{p})$, donde \mathbf{n}_i y \mathbf{n}_f son las direcciones inicial y final de los fotones. Por conservación de momento tenemos que:

$$\mathbf{P}_{ei} + \mathbf{P}_{\gamma i} = \mathbf{P}_{ef} + \mathbf{P}_{\gamma f} \quad (1.33)$$

Sustituyendo los términos y ordenándolos tenemos:

$$\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon}{1 + \frac{\varepsilon}{mc^2} (\cos\theta)} \quad (1.34)$$

Escribiéndolo en términos de la longitud de onda tenemos:

$$\lambda_1 - \lambda = \lambda_c(1 - \cos\theta), \text{ con } \lambda_c = \frac{h}{mc} = 0,02426 \text{ \AA por electron} \quad (1.35)$$

El efecto **Compton inverso** es considerado el mecanismo más importante de pérdida de energía de los electrones, aún por encima de la radiación sincrotrón. Éste ocurre cuando un electrón relativista interactúa con un fotón de baja energía haciendo que la energía de éste aumente. Usando la ecuación del flujo de Poynting para el caso relativista y la ecuación electrodinámica del movimiento, la potencia puede ser expresada como:

$$P = \frac{\gamma^2 \sigma_{\perp} c}{4\pi} (\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}^2) - (\mathbf{E} \cdot \boldsymbol{\beta})^2 \quad (1.36)$$

$$P = \frac{4}{3} \gamma^2 \sigma_{\perp} c U_{rad} \quad (1.37)$$

donde U_{rad} es la densidad de energía, σ_T es la sección eficaz de Thomson y g es el factor de Lorentz. La frecuencia del fotón después de la dispersión es:

$$\langle \nu \rangle = \frac{4}{3} \gamma^2 \nu' \quad (1.38)$$

donde ν' es la frecuencia incidente. Las ecuaciones 1.31 y 1.37 son muy similares, por lo tanto si s es la pendiente de la función de distribución de electrones, el índice espectral de la radiación monocromática es $\alpha = (s - 1)/2$.

El efecto Compton es el encargado de dispersar los electrones relativistas de la corona de electrones en emisión para el continuo del óptico y del UV. También es el responsable de parte de la producción de los rayos gamma detectados en algunos cuasares.

En algunas fuentes compactas los fotones puede ser dispersados mediante efecto Compton inverso en fotones relativistas produciendo emisión

sincrotrón. La energía generada por este proceso es llamada **emisión self-Compton sincrotrón** (SSC: *Synchrotron self-Compton*). La emisión de alta energía en las fuentes radio fuertes, observada principalmente en los blazares es producida por este proceso.

1.3. Agujeros negros

De acuerdo a la Teoría General de la Relatividad los agujeros negros son objetos que pueden causar una gran deformación del espacio-tiempo. Esta deformación se ve reflejada como una gran fuerza gravitacional, de tal magnitud que la velocidad de escape es mucho mayor a la velocidad de la luz (Carroll, 2004). Antes de que el material caiga dentro del agujero negro pierde momento angular y forma un disco de acreción donde la materia alcanza grandes temperaturas, disipándose en forma de energía (Lynden-Bell, 1969; Blandford, 1990; Netzer, 2013). Se conocen dos tipos de agujeros de negros: los estelares y los supermasivos. Los agujeros negros estelares tienen masas entre $3\text{--}30 M_{\odot}$ y son el resultado de la parte final de la vida de estrellas masivas con masa de $20\text{--}30 M_{\odot}$ (Hansen et al., 2004). Esta clase de agujeros negros son densos, $\sim 10^{15} \text{ g cm}^{-3}$, y compactos. Por otro lado, los agujeros negros supermasivos se propusieron como solución a las propiedades observadas en los cuasares y en las radio galaxias (Salpeter, 1964; Zel'dovich & Novikov, 1964). La rápida variabilidad, la eficiente producción de masa en energía, la velocidad de dispersión de las estrellas en los centros galácticos y los efectos superlumínicos, son ejemplos de propiedades que no pueden ser atribuidas a procesos estelares, pero sí a los agujeros negros supermasivos (Peterson, 1997; Beckmann & Shrader, 2012; Netzer, 2013). Tienen masas entre $10^6\text{--}3 \times 10^9 M_{\odot}$ (Peterson et al., 2004; McLure & Dunlop, 2004) y se encuentran incluso en el Universo temprano (Mortlock et al., 2011). Algunas de las propiedades de las galaxias que hospedan a los agujeros negros supermasivos, tales como la dinámica del gas y la de las estrellas, están influenciadas por la presencia del agujero negro, de tal forma que éstos presentan una co-evolución (Merritt, 2013). A partir de las propiedades observadas en distintas galaxias, se ha pensado que la mayoría de las galaxias masivas contiene un agujero negro supermasivo en su centro (Kormendy & Richstone, 1995; Richstone et al., 1998; Kormendy & Gebhardt, 2001), el cual muchas veces no se encuentra activo tal el que reside en el centro de la Vía Láctea (Ghez et al.,

2008).

1.3.1. Propiedades generales

Los agujeros negros son la solución a las ecuaciones de la relatividad general para un espacio-tiempo que presenta un horizonte de eventos (Einstein & Rosen, 1935; Barrow & Silk, 1983; Novikov, 1990; Frolov & Zel'nikov, 2011). Estos pueden ser descritos por su masa (M) y su espín. El caso más sencillo es el descrito por la métrica de Schwarzschild, la cual representa un agujero negro estacionario y con simetría esférica. Si el agujero negro presenta un momento angular (α), éste puede ser estudiado por la métrica de Kerr:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2r_g r}{\Sigma}\right) c^2 dt^2 + \frac{4\alpha r_g r \sin^2 \theta}{\Sigma} dt d\phi - \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 - \Sigma d\theta^2 - \left(r^2 + \alpha^2 + \frac{2r_g r \alpha^2 \sin^2 \theta}{\Sigma}\right) \sin^2 \theta d\phi^2 \quad (1.39)$$

donde:

$$\begin{aligned} \Sigma &= r^2 + \alpha^2 \cos^2 \theta \\ \Delta &= r^2 - 2r_g r + \alpha^2 \\ r_g &= \frac{GM}{c^2} \end{aligned} \quad (1.40)$$

con r_g el radio gravitacional, es decir, el radio al que se encuentra el horizonte de eventos, G es la constante de la gravitación universal y c es la velocidad de la luz.

Tomando $\alpha=0$ en la ecuación 1.39, se recobra la métrica de Schwarzschild, en este caso el tamaño del horizonte de eventos o radio de Schwarzschild (r_S) es:

$$r_S = 2r_g \quad (1.41)$$

Considerando el radio de Schwarzschild, se encuentra que la densidad del agujero negro va como $\rho \sim 1/M^2$, es decir, la densidad aumenta conforme disminuye la masa, por esta razón los agujeros negros estelares presentan densidades altas y pueden ser considerados objetos densos, mientras

que no todos los agujeros negros supermasivos pueden ser considerados de esta forma. Por ejemplo, para una galaxia Seyfert 2 de masa $10^6 M_{\odot}$ la densidad asociada es $\sim 6 \times 10^5 \text{ g cm}^{-3}$, mientras que para un cuasar de masa $10^9 M_{\odot}$ la densidad asociada es $\sim 0.6 \text{ g cm}^{-3}$. Por lo tanto, los agujeros negros supermasivos con masas mayores no pueden ser considerados objetos densos, pero si compactos debido a la variabilidad de días y semanas observada en el flujo de las líneas y en el continuo.

El momento angular específico (momento angular por unidad de masa) está definido como:

$$\frac{s}{M} \equiv \alpha c = a r_g c \quad (1.42)$$

donde a indica la dirección de rotación y puede tomar valores entre -1 y 1. Se ha propuesto que dependiendo del valor del espín del agujero negro el AGN presentará determinada cantidad de emisión en el radio. Si el agujero negro rota con mayor velocidad será producido un objeto radio fuerte, mientras que si gira más lento se produce un AGN radio callado (Wilson & Colbert, 1995; Blandford, 1990). Los AGNs radio fuertes han sido observados mayormente en galaxias elípticas, mientras que las fuentes radio calladas han sido asociadas a galaxias espirales, por lo cual se ha propuesto que el espín del agujero negro se incrementa cuando ocurre un colisión y da origen a las galaxias elípticas, mientras que en las galaxias espirales el espín del agujero negro sólo ve afectado por la acreción (Volonteri et al., 2007).

Las partículas siguen una órbita circular estable alrededor del agujero negro, si éstas alcanzan la órbita más cercana al objeto, conocida como el radio de estabilidad marginal (r_{ms}), caerían directamente al horizonte de eventos. Para un agujero negro de Schwarzschild la última órbita estable se encuentra a $r_{ms} = 6r_g$, para el caso de un agujero negro con rotación se obtiene $1 \leq r_{ms} \leq 6r_g$, donde los valores definitivos dependen del valor de $a > 0$. En el contexto de un disco de acreción, r_{ms} es el radio interno del disco.

1.4. Acreción en agujeros negros supermasivos

La gran fuerza gravitacional que generan los objetos compactos provoca que considerables cantidades de materia giren en órbitas circulares a sus alrededores formando un disco (Salpeter, 1964; Zel'dovich & Novikov, 1964). A este proceso se le llama acreción. Aún por encima de la fusión es el proceso más eficiente para convertir materia en energía, que eventualmente se convertirá en radiación electromagnética. A escalas estelares, ha sido observado en protoestrellas, estrellas binarias, binarias de rayos-X, novae y variables cataclísmicas. También han sido la explicación para las grandes cantidades de energía observada en los núcleos de las galaxias activas, resultado de la materia acreta en el disco de acreción (Lynden-Bell, 1969). Dependiendo de la densidad columnar y el nivel de ionización, el disco de acreción puede ser ópticamente delgado o grueso, y a su vez geoméricamente delgado o grueso. Los discos de acreción en AGNs más estudiados son los ópticamente gruesos y geoméricamente delgados, debido a su fácil tratamiento analítico. Sin embargo, esta simplificación es poco realista ya que otros fenómenos podrían estar afectando las condiciones físicas del disco, y por lo tanto su estructura. Por ejemplo, los efectos magnéticos podrían proveer más viscosidad al disco y por tanto generar vientos. Por otro lado, parte de los electrones relativistas de la corona podrían estar golpeando al disco y cambiar su la superficie o el balance de energía.

1.4.1. Parámetros básicos

Las características principales de un disco de acreción son la tasa de acreción, la masa y el espín del agujero negro; estos parámetros determinan la luminosidad, la temperatura, la geometría del disco y el espectro emitido. Supongamos que el agujero negro tiene una masa M , con una luminosidad total L , una luminosidad monocromática L_ν y tiene un flujo de acreción estable y simétricamente esférico. Si el gas está totalmente ionizado desde la fuente central hasta una distancia r , entonces la presión de radiación actuando sobre una partícula de gas es:

$$f_{rad} = \frac{N_e \sigma_T}{4\pi r^2 c} \int_0^\infty L_\nu d\nu = \frac{N_e \sigma_T}{4\pi r^2 c} L \quad (1.43)$$

donde N_e es la densidad de electrones y σ_T es la sección eficaz de Thomson. La fuerza gravitacional sobre una partícula está dada como:

$$f_g = \frac{GM\mu m_p N_e}{r^2} \quad (1.44)$$

donde μ es el peso molecular promedio, aproximadamente 1.7 para un gas completamente ionizado con metalicidad solar. Para que el material pueda ser acretrado se necesita que $f_{rad} < f_g$, por lo cual se puede definir la luminosidad máxima que puede alcanzar un objeto de masa M :

$$L < L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi c G \mu m_p}{\sigma_T} M \quad (1.45)$$

A esa luminosidad se le llama luminosidad de Eddington, L_{Edd} . Si $\mu = 1.7$, tenemos que $L_{\text{Edd}} = 1.5 \times 10^{38} (M/M_\odot) \text{ erg s}^{-1}$.

Supongamos que la conversión de materia en energía tiene una eficiencia η , así que $E = \eta M c^2$. La cantidad de material convertido en energía por unidad de tiempo está definido por la tasa de acreción:

$$\dot{M} = \frac{L}{\eta c^2} \quad (1.46)$$

Usando la ecuación 1.45 podemos definir la tasa de acreción de Eddington:

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{\eta c^2} \quad (1.47)$$

El tiempo que en que tarda un objeto en alcanzar la tasa de acreción máxima es llamado el tiempo de Eddington y está dado como:

$$t_{\text{Edd}} = \frac{M}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \quad (1.48)$$

El caso más simple de acreción es la acreción esférica o acreción de Bondi, en este contexto la luminosidad en términos de los parámetros de Eddington está dada como:

$$\frac{L}{L_{\text{Edd}}} \simeq 10^{-4} \left[\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \right]^2 \quad (1.49)$$

Cuando una partícula de masa m cae desde un radio $r + \Delta r$ a un radio r , la energía es:

$$\Delta E \approx \frac{GMm}{r} \frac{\Delta r}{r} \quad (1.50)$$

Si consideramos que la energía es emitida localmente y sólo la mitad es convertida en calor, entonces:

$$\Delta L = \frac{GM\dot{M}}{2r^2} \Delta r \quad (1.51)$$

Si el disco es ópticamente delgado, éste emitirá como un cuerpo negro. Usando la relación de Steffan-Boltzmann la luminosidad desde un radio r a uno $r + \Delta r$ en ambas caras del disco es:

$$\Delta L = 2 \cdot 2\pi r \Delta r \sigma_{SB} T^4(r) \quad (1.52)$$

Combinando las ecuaciones 1.51 y 1.52, y considerando que hay fricción y que por ende parte de la energía del disco es usada para calentar el gas, se puede obtener la temperatura del disco a distintos radios:

$$T(r) = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma_{SB}r^3} \right)^{1/4} \quad (1.53)$$

1.4.2. Espectro emitido

La emisión total del disco de acreción es la suma de varios cuerpos negros, B_ν , a lo largo de la componente radial:

$$L_\nu = \int_{r_{in}}^{r_{out}} 2\pi r (\pi B_\nu) dr = \frac{8\pi^2 h \nu^3}{c^2} \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{r dr}{\exp(h\nu/kT(r)) - 1} \quad (1.54)$$

A bajas frecuencias $\nu \ll kT(r_{out})/h$, la emisión del disco sigue un comportamiento de acuerdo al régimen de Rayleigh-Jeans, por lo cual $L_\nu \propto \nu^2$. A altas frecuencias $\nu \gg kT_*/h$, se alcanza la máxima temperatura en el disco, por lo cual la emisión del disco de acreción decrece exponencialmente, $L_\nu \propto 2h\nu^3 \exp(-h\nu/kT)/c^2$. Para frecuencias intermedias, $x = h\nu/kT(r) \cong (h\nu/kT_*)(r/r_*)^{3/4}$, por lo tanto

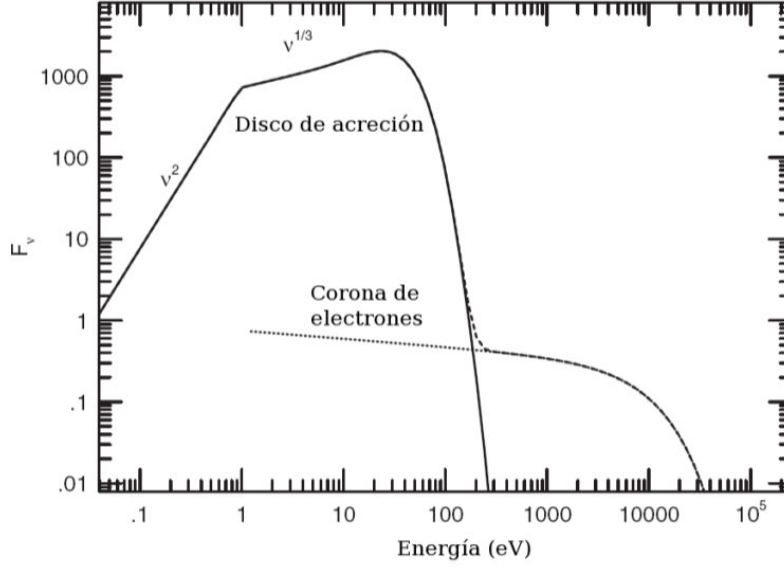


Figura 1.4: Suma de los espectros de un disco de acreción ópticamente grueso y geoméricamente delgado (línea continua), más la contribución de la corona de electrones relativistas (línea punteada) (Netzer, 2013).

$$L_\nu \propto \nu^{1/3} \int_0^\infty \frac{x^{5/3}}{\exp(x) - 1} dr \quad (1.55)$$

$$L_\nu \propto \nu^{1/3} \quad (1.56)$$

La ecuación 1.56 describe el espectro característico de un disco de acreción. Este comportamiento es importante debido a que a partir de la luminosidad, L_ν , se puede estimar directamente la tasa de acreción, \dot{M} . En la figura 1.4 se muestra el espectro del disco de acreción más la contribución de la corona de electrones. En algunas regiones el espectro del disco de acreción puede ser aproximado con una ley de potencias.

1.5. El Eigenvector 1

Por mucho tiempo se ha considerado que la diversidad fenomenológica de los AGNs es esencialmente la misma, siendo la orientación y la luminosidad las propiedades que originan los distintos tipos de AGNs (Antonucci, 1993; Urry & Padovani, 1995). Son pocos los estudios espectroscópicos que se han hecho de manera individual en los diversos objetos, donde las propiedades encontradas a primera vista parecen no estar relacionadas. Sin embargo, en años recientes se han encontrado indicios de un diagrama tipo Hertzsprung-Russell pero para AGNs de líneas anchas o tipo I. Los primeros indicios fueron encontrados por Boroson & Green (1992), quienes usando propiedades espectroscópicas e incluyendo características del perfil de cada línea, lograron encontrar una correlación entre el cociente de los anchos equivalentes del Fe II y H β , $R_{\text{FeII}} = W(\text{Fe II } \lambda 4570 \text{ \AA})/W(\text{H}\beta)$, y la asimetría del perfil de H β . Los AGNs con una fuerte emisión de Fe II tienden a mostrar un exceso de flujo en el ala azul de perfil de H β , mientras que los emisores débiles de Fe II presentan asimetrías al rojo en la línea de H β . A este esquema se le conoce como Eigenvector 1.

Sulentic et al. (2000a) usando una muestra más grande e incluyendo otros parámetros han extendido el esquema del Eigenvector 1 y con ello mejorado el conocimiento de la fenomenología de los AGNs. A este esquema se le llama 4D Eigenvector 1 (4DE1; Sulentic et al. (2000a)). Los 4 parámetros involucrados son: (1) el ancho a media altura H β (FWHM(H β)), (2) la razón $R_{\text{FeII}} = W(\text{Fe II } \lambda 4570 \text{ \AA})/W(\text{H}\beta)$, (3) el índice espectral de rayos-X suaves (Γ_{soft}) y (4) el desplazamiento y/o asimetría hacia el azul en las líneas de alta ionización, como C IV $\lambda 1549$. Estas propiedades parecen tener un comportamiento diferente alrededor de $\text{FWHM}(\text{H}\beta) = 4,000 \text{ km s}^{-1}$, lo cual da origen a diferenciar a los AGNs tipo 1 en dos poblaciones: A ó B (Sulentic et al., 2007). Las fuentes de población A presentan $\text{FWHM}(\text{H}\beta) < 4,000 \text{ km s}^{-1}$, dentro de las cuales se incluyen las galaxias Narrow-Line Seyfert 1. Las fuentes con $\text{FWHM}(\text{H}\beta) > 4,000 \text{ km s}^{-1}$, se denominan población B. Existe una división más fina entre las dos poblaciones. Las subdivisiones en la población A están basadas en el incremento de R_{FeII} : A1, A2, A3, A4, mientras que la subdivisión en la población B considera el incremento de $\text{FWHM}(\text{H}\beta)$: B1, B1⁺, B1⁺⁺ (Figura 1.5).

Las fuentes de población A presentan una fuerte emisión de Fe II, una es-

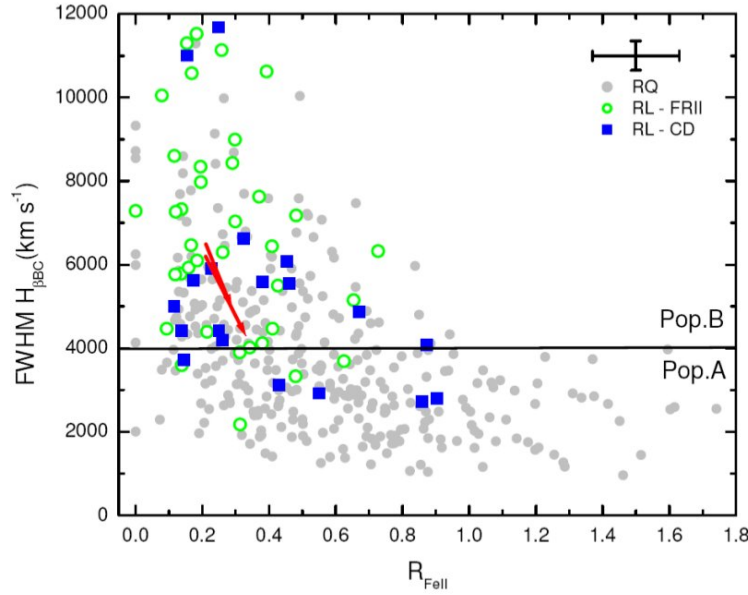


Figura 1.5: Diagrama del 4D Eigenvector 1. La línea horizontal negra indica la separación entre los objetos de la población A y B. Los círculos grises marcan las fuentes radio calladas y los verdes las radio fuertes con morfología Fanaroff-Riley II. Los cuadros azules marcan los fuentes radio fuertes con morfología core-dominance. (Sulentic et al., 2008)

cases de fuentes radio fuertes, un exceso de rayos-X suaves y los perfiles de las líneas de alta ionización, como C IV $\lambda 1549$, muestran asimetrías hacia el azul y son mejor modelados si se usan un perfiles lorentzianos (Figura: 1.6; panel derecho). Por otro lado, la mayoría de las fuentes de población B son radio fuertes, muestran una débil contribución de Fe II, no presentan un exceso de rayos-X suaves, los perfiles de las líneas de alta ionización son simétricos y pueden ser bien modelados usando gaussianas dobles (Figura: 1.6; panel izquierdo) (Sulentic et al., 2002; Bachev et al., 2004; Sulentic et al., 2007; Marziani et al., 2009).

Además de haber una clara diferencia entre las distintas características espectrales, las propiedades físicas parecen también tener un comportamiento diferente en ambas poblaciones. Se ha observado que la densidad

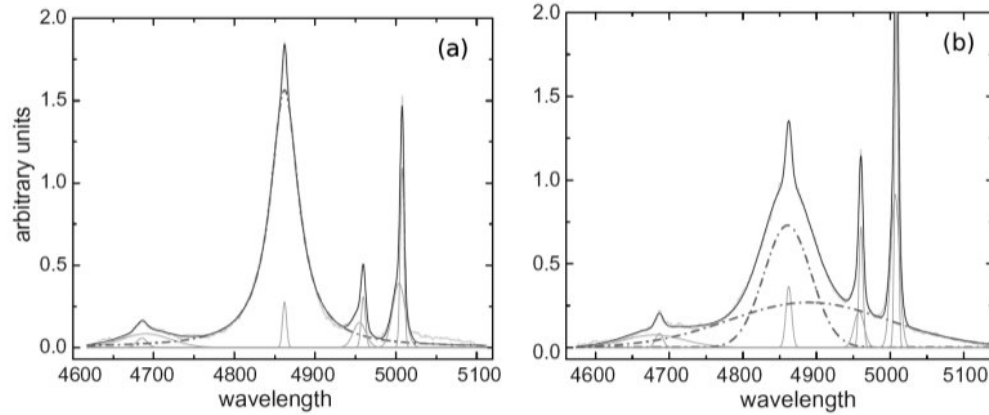


Figura 1.6: Ajustes multicomponentes para espectros promedios de fuentes de población A2 (izquierda) y B1 (derecha). Las líneas sesgadas marcan la componente ancha de $H\beta$. En el caso de la fuente B1 se puede apreciar el doble perfil gaussiano, con la componente muy ancha corrida al rojo. Las demás líneas mostradas son la componente delgada de $H\beta$, $[O\ III] \lambda\lambda 4959, 5007$ y $He\ II \lambda 4686$ (Zamfir et al., 2010).

de partículas parece incrementarse de la población B a la A, además de que la masa del agujero negro es mayor en las fuentes de población B. Se piensa que el principal operador detrás de este comportamiento es la razón de Eddington (L_{bol}/L_{Edd}), la cual se incrementa de las fuentes de población B a la A (Boroson & Green, 1992; Marziani et al., 2001, 2003b; Baskin & Laor, 2005).

Capítulo 2

Líneas de baja ionización en los núcleos activos de galaxias

La formación de las líneas de baja ionización en los núcleos activos de galaxias ha sido un tema abierto por muchos años. En este artículo se hace una recopilación de los estudios dedicados a estas líneas, principalmente del O I $\lambda 8446$ y el triplete de Ca II $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$.

En el espectro de un AGN se pueden observar líneas tanto de baja ($I \lesssim 20$ eV), como alta ($I \gtrsim 40$ eV) ionización. Fue a principios de los años 80's con el desarrollo de los primeros códigos de fotoionización que el origen líneas, como Fe II, fue puesto en duda. Usando condiciones físicas semejantes a las de las líneas de hidrógeno, no se lograban reproducir los cocientes de línea donde el Fe II estaba involucrado (Wills et al., 1985). Cambiando las condiciones físicas, se encontró que para reproducir los cocientes de líneas observados se necesitaban altas densidades ($n_H = 10^{11,5-12}$ cm^{-3}), altas densidades columnares ($N_c = 10^{24}$ cm^{22}) y bajas temperaturas ($T \sim 8000$ °K) las cuales coinciden con las esperadas para los discos de acreción (Collin-Souffrin et al., 1980; Collin-Souffrin, 1987; Joly, 1987; Ferland & Persson, 1989; Matsuoka et al., 2007). Debido a su compleja estructura electrónica y a las incertidumbres asociadas a los datos atómicos, su modelación es complicada. Por estas razones, se buscaron iones de baja ionización con una estructura electrónica más sencilla, tales es el caso del O I $\lambda 8446$ y el triplete de Ca II $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$.

El O I $\lambda 8446$ y el triplete de Ca II $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$ son emitidos

en la zona del cercano infrarrojo, la cual por muchos años fue difícil de estudiar espectroscópicamente. Además de no contar con buenos detectores para este rango del espectro electromagnético, la región se ve afectada por la presencia de bandas telúricas. Por otro lado, el ancho equivalente de las líneas es pequeño ($W \sim 10 - 20 \text{ \AA}$), lo cual hace difícil su detección. Los estudios previos sólo cuentan con observaciones de fuentes a bajo redshift (Grandi, 1980; Persson, 1988; Rodríguez-Ardila et al., 2002b; Matsuoka et al., 2007, 2008). Con estos resultados se han podido determinar los procesos físicos detrás de la producción de las líneas y las condiciones físicas de la zona de emisión. Al igual que el Fe II, la emisión del Ca II y del O I necesitan bajas densidades ($n_H \sim 10^{11,5} \text{ cm}^{-2}$) y altas densidades columnares ($N_c \sim 10^{23-25} \text{ cm}^{-2}$), es decir, ambos iones estarían siendo desde la misma región, es decir, el disco de acreción. Sin embargo, en nuestros modelos de fotoionización el O I $\lambda 8446$ también puede ser emitido bajo condiciones físicas semejantes a las de $H\beta$.

Tomando como ejemplo el espectro del cuasar HE0035–2853 observado con el VLT usando el instrumento ISAAC se realizó un ajuste multicomponentes. Claramente se pueden observar el *bump* formado por el O I y el Ca II y la contribución de la línea de Pa9 $\lambda 9229$. Tal como se hizo en los perfiles de $H\beta$ para las fuentes de población B se ajustó una componente muy ancha (VBLR; por sus siglas en inglés) al O I $\lambda 8446$, encontrando un ajuste adecuado. Esto indicaría que la línea de $H\beta$ y la del O I tienen un comportamiento similar y estarían siendo emitidos, al menos parte del O I, desde una configuración aplanada de nubes, mientras que Fe II y Ca II son emitidos desde el disco de acreción.

Dentro de la secuencia del 4D Eigenvector 1, se ha encontrado que parte de las líneas de alta ionización, como C IV $\lambda 1549$, son emitidas desde un flujo debido a la asimetría hacia el azul observada en el perfil, la cual parece estar anticorrelacionada con el ancho equivalente del Fe II $\lambda 4570$. Esto indica que existe una dependencia con la orientación entre las fuentes de población A y B (Dultzin-Hacyan et al., 1999). Si se observa de frente al disco de acreción en dirección paralela al eje del cono desde donde están siendo emitidas las líneas de alta ionización, veríamos un perfil asimétrico, y la emisión de el Fe II y el Ca II se vería maximizada. Si la línea de visión forma un ángulo con el disco de acreción, la asimetría hacia el azul del perfil de C IV desaparecería conforme disminuye el ángulo, hasta tener

un perfil simétrico. De igual forma, la intensidad del Fe II y del Ca II disminuiría conforme el ángulo. $H\beta$ seguiría el mismo comportamiento, pero siendo emitida desde una configuración aplanada de nubes. El ángulo con que se observa al objeto determinaría si se trata de un objeto de población A o B.

Referencia:

- Marziani, Paola; **Martínez-Aldama, Mary Loli**; Dultzin, Deborah; Sulentic, Jack W., *Astronomical Review*, 2013, 8, 4.

La recopilando de la información, la elaboración de las imágenes y la escritura del borrador del artículo estuvieron a cargo de Mary Loli Martínez-Aldama. Además, se muestra el ajuste multicomponentes el cuasar HE0035-2843, el cual fue reducido y ajustado por Mary Loli Martínez-Aldama. Es de resaltar que en este ajuste se incluye una componente muy ancha (VBC) para el O I, resultado de los modelos de fotoionización, los cuales fueron realizados por la Dra. Paola Marziani, quien también se encargó del proceso de revisión del texto y del envío a la revista junto con la Dra. Deborah Dultzin.

Low Ionization Emission Lines in Quasars

Clues from OI 8446 and the CaII Triplet^{*}

Paola Marziani,[†] Mary Loli Martínez-Aldama, Deborah Dultzin,[‡]
and Jack W. Sulentic[§]

Abstract

The formation of low emission lines in quasars and active galactic nuclei is still an open issue. Aided by the organizing power of the 4D eigenvector 1 scheme, we review basic developments since the 1980s, devoting special attention to the CaII IR triplet and the OI 8446 emission lines. Coverage of these lines is cumbersome since they are shifted in an inconvenient IR domain already at modest redshifts (≈ 0.2). Their detection is also difficult since they are faint and often buried in the CaII absorption of the host galaxy. We discuss how these lines can provide unambiguous constraints on the physical conditions of the broad line emitting regions of quasars when detected in emission, and summarise preliminary results for a sample of luminous, intermediate redshift quasars.

1 INTRODUCTION

Several fields of quasar astronomy are still on uncertain grounds. Although a basic understanding in terms of accretion on a supermassive black hole seems now established [12, and references therein], there are several aspects of quasars that still defy comprehension or at least a consistent view. Even if we learned many important things on quasars in the past fifty years, we have to acknowledge that mechanisms giving rise to continuum emission in several bands of the electromagnetic spectrum are still poorly understood, as recently stressed by several authors [12, 1]. Specifically, it is not clear how soft X-ray emission originates, and why radio emission is strong in a minority of quasar and faint in the wide majority. And we do not know well how quasars evolve since there is no major sign of evolution from redshift almost 0 to (at least) 4, when the Universe was about $\frac{1}{4}$ of its current age. A maze of apparently confusing pieces of evidence still fogs the connection between evolution and unification schemes. Not to mention the processes that give rise to prominent line emission. Going beyond heuristic considerations based on the nebular

^{*}Submitted to the *Astronomical Review*.

[†]INAF, Osservatorio Astronomico di Padova, Italia.

[‡]Instituto de Astronomía, UNAM, México.

[§]Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC), Granada, Spain.

physics developed to interpret HII regions and planetary nebulae in the 1950s and 1960s has proved a daunting challenge. The complexity of quasar emitting regions, dense gas exposed to an incredibly strong radiation field became clear relatively early after quasar discovery [10, 11]. So it is perhaps not surprising if some basic and important issues have been left in a limbo, without a clear understanding ever being reached, as discussed by Sulentic et al. [59]. One of the issues concerns the emission mechanism of low-ionization lines in quasars.

If we start looking at quasars from their optical and UV spectra, one of their notable properties is the coexistence of low and high emission lines, where for low and high ionization we understand lines emitted by ionic species whose ionization potential is $\lesssim 20$ eV (hydrogen, singly ionized ionic species of magnesium, carbon, iron, calcium), and $\gtrsim 40$ eV (triple ionized carbon, helium, four times ionized nitrogen) respectively. There is now convincing evidence that high ionization and hydrogen lines are mainly photoionized by the strong quasar continuum since emission line luminosity is proportional to continuum luminosity (at least to a first approximation, [52]) and lines respond to continuum luminosity changes [47]. The issue is still not solved at the time of writing for FeII, whose emission features extend from the far UV to the near IR and are in some cases dominating the appearance of optical quasar spectra [29, 64].

2 ORGANIZING QUASAR DIVERSITY: LOW IONIZATION LINES IN THE 4DE1 CONTEXT

The 4D Eigenvector 1 (4DE1) is a parameter space best suited to understand the phenomenology of the of the broad line region (BLR), nowadays an “umbrella term” that embraces an unresolved but complex region where all broad lines are emitted [58, 60, 38, 37, 39, 56, 68, 42]. Following the 4DE1 scheme, sources can be divided in two populations, A and B, with separation at $\text{FWHM}(\text{H}\beta) = 4000 \text{ km s}^{-1}$. Several differences are found between sources above and below this limits (see Refs. [56, 55] for reviews). Population A shows: (1) a scarcity of RL sources, (2) strong/moderate FeII emission, (3) a soft X-ray excess, (4) high-ionization broad lines showing blueshift/asymmetry and (5) broad line profiles are best described by Lorentz fits. Meanwhile, Population B: (1) includes the large majority of the RL sources, (2) shows weak/moderate FeII emission, (3) does not show a soft X-ray excess nor a prominent high ionization line (HIL) blueshift/asymmetry, and (4) their $\text{H}\beta$ profiles are best fit with double Gaussian models. Considering that the eigenvector 1 identifies a single dimension in a multidimensional space, it is appropriate to talk of a “sequence along the eigenvector 1” (see for example Fig. 1 of Marziani & Sulentic [30]). The equivalent width of HILs is anti-correlated with $\text{FeII}\lambda 4570$ equivalent width [3, 58], suggesting a systematic decrease in ionization level from population B to population A [38]. In addition, there are systematic Eddington ratio differences along the sequence, with Pop. A sources being higher radiators. The blue ward asymmetry observed in the $\text{CIV}\lambda 1549$ profile indicates that at least a part of the HILs is emitted in outflowing gas where the receding part of the flow is obscured [19, 32, 49]. The prominence of the outflow is maximised at the high Eddington ratio end of the 4DE1 sequence

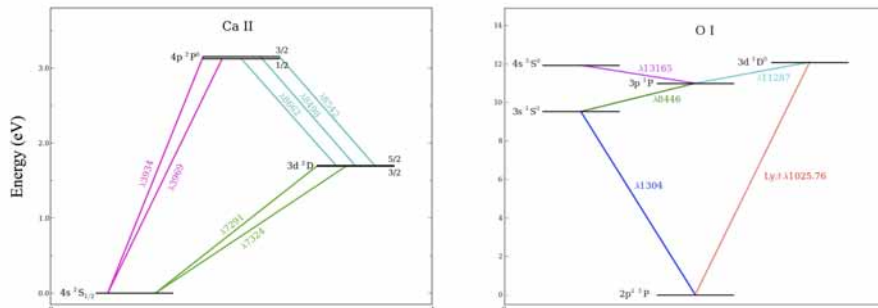


Figure 1: Highly simplified Grotrian diagrams for singly ionized calcium (left) and neutral oxygen (right). Only levels leading to main transitions discussed in the text are shown. Note that Ca II and O I are not on the same vertical scale. The red line identifies the O I transition that is affected by Bowen resonance with $Ly\beta$ photons.

[32, 33]. Interestingly enough, there are trends that are preserved along the 4DE1 sequence. For example, $Mg\text{II}\lambda 2800$ and $Fe\text{II}$ show systematically narrower profiles than $H\beta$ [34, 61]. If motion is predominantly virial, then $Fe\text{II}$ and $Mg\text{II}\lambda 2800$ might be emitted at larger distance from the ionizing sources than $H\beta$.

In Figure 1 of Dultzin-Hacyan et al. [14] we can see two extreme orientations. At one extreme of this configuration – when the central source is seen face-on, parallel to the axis of the cone – $C\text{IV}\lambda 1549$ shows an asymmetric profile and a minimum equivalent width, and $Fe\text{II} - Ca\text{II}$ emission is strong. The accretion disk obscures the receding half of the emitting clouds, allowing us to see only the approaching side. When the line of sight forms an angle with respect to the disk axis, we expect to have symmetric $C\text{IV}\lambda 1549$ profiles and less $Fe\text{II} - Ca\text{II}$ emission. The $H\beta$ core shares the same behavior as $Fe\text{II}_{opt}$. It is unshifted, symmetric, and is consistent with a flattened or nearly spherical distribution of clouds.

Summing up, the location of a source in the 4DE1 sequence appears to be governed by Eddington ratio with orientation acting as a source of scatter [38, 63]. Black hole mass and, to a lower extent, metallicity are also found to have a broadening effect on the 4DE1 sequence [57, 67]. Even if 4DE1 eases the systematization of quasar spectral properties, a full understanding of some parameters used in the formulation of the 4DE1 itself is still missing.

3 LOW IONIZATION LINES: THE $Fe\text{II}$ PROBLEM

Photoionization models have troubles in explaining the intensities of some prominent low-ionization lines (LILs): the wording “ $Fe\text{II}$ problem” has been widely used to address the issue of the impossibility to reproduce the strength of $Fe\text{II}$ (optical and UV) with simple photoionization models [66]. The complexity of the energy level structure of the $Fe\text{II}$ ion and the uncertainties in the atomic data make theoretical models calculations

very difficult [45, 21, 5]. It was recognised in the late 1970s that an important – albeit insufficient – mechanism for producing optical FeII emission is collisional excitation [48]. Over the years, the importance of continuum and line fluorescence (especially Ly α and FeII lines self fluorescence) has been also recognized [54] for explaining the whole FeII emission from UV to IR. However, the large number of electronic transitions of the singly ionized iron ion form a pseudo-continuum especially prominent in the UV range between 2000 and 4000 Å. As stressed since long [66], FeII can be the single largest contributor to the emission line spectra, and is therefore a major cooling agent in the BLR. The effect of cooling is to lower excitation temperature and hence to saturate FeII emission with increasing iron abundance [15, 54, 65]. Photoionization models fail to account for strong FeII emitters with $R_{\text{FeII}} \gtrsim 1$, where R_{FeII} is the intensity ratio between the FeII blend at 4570 Å and H β . It is still unclear whether models are inadequate, or an independent heating source is needed. At any rate, the problems of photoionization models led to the suggestion that FeII is emitted in a region which is not radiatively heated, arguably of high density ($n_{\text{H}} \sim 10^{11.5} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$), high column density ($N_{\text{c}} \sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$), and relatively low electron temperature, $T \sim 8000 \text{ K}$ [8, 9, 21, 16, 41]. A possible scenario involves a shocked region shielded from the central continuum source [23].

The locus of the emission of all LILs in the BLR is subject of debate since many years. As far as spatial location of FeII emission is concerned, circumstantial evidence indicated the outer part of the BLR [50] or the outer part of the accretion disk [7, 14]. Recent efforts were successful in estimating the reverberation distance of Fe II $_{\text{opt}}$ in two low- z sources with Fe II $_{\text{opt}}$ of moderate intensity [2], indicating a time-delay distance ≈ 1.5 times larger than the one of H β , as found for MgII λ 2800 [35].

4 THE CALCIUM IR TRIPLET AND OI λ 8446

OI λ 8446 – Given the difficult interpretation and prediction of the FeII spectrum, one could resort to the study of the a much simpler ionic species. Especially helpful could be the near IR CaII triplet at 8498, 8542, 8662 Å (hereafter indicated with CaII for brevity), and the OI λ 8446 emission lines. It has been suggested that these lines are emitted under the same physical conditions as the FeII lines [21, 16, 50, 41, 40].

Grandi [20] carried out a landmark observational study of the OI λ 8446 line for thirteen Seyfert 1 galaxies, showing that the strength and width of these lines are very similar to the H α line. He suggested that the emission is associated to the BLR due to the lack of a narrow component.¹ Netzer & Penston [44] proposed Bowen fluorescence (or Ly β fluorescence) as the main excitation process for OI λ 8446. There is a coincidence of the energy levels between hydrogen and neutral oxygen: Ly β (λ 1025.72 Å) can excite the O I ground state resonance transition $2p \ ^3P \rightarrow 3d \ ^3D^o$ (λ 1025.88 Å) if the thermal line width is as expected at $T \sim 10^4 \text{ K}$, a typical temperature of photoionized gases. A simplified Grotrian diagram of the O 0 atom is shown in Fig. 1; the red line identifies the Ly α -

¹Landt et al. [25] were able to detect the narrow component in Seyfert 1 and 1.5 galaxies, therefore showing that OI λ 8446 emission is not a exclusive of the BLR. In the following we will be concerned only with broad OI λ 8446 emission.

induced transition. The OI $\lambda 8446$ line can also be excited by H α if the gas is optically thick in this line [20]. During the cascade emission to the ground level, other O I photons are emitted: OI $\lambda 11287$ and OI $\lambda 1304$. Hence, the photon flux ratio between $\lambda 11287$ and $\lambda 8446$ has to be exactly one; smaller values suggest that other excitation processes increase the emission of $\lambda 8446$.

The OI $\lambda 7775$ line was first detected by Rodríguez-Ardila et al. [51] in one object, and later detected for several objects by Landt et al. [25]. This line is produced by collisional excitation,² and thus the presence of this mechanism was corroborated. The transitions probabilities imply OI $\lambda 7775 / \lambda 8446 \sim 1.1$ for recombination, and OI $\lambda 7775 / \lambda 8446 \sim 0.3$ for collisional excitation. Landt et al. [25] could recognize both contributions in different proportions. Matsuoka et al. [41], using photoionization models, verified that both Ly β fluorescence and collisional excitation produce the OI emission in a gas with $n_{\text{H}} \sim 10^{11.5} \text{ cm}^{-3}$, illuminated by radiation with a ionization parameter $U \sim 10^{-2.5}$. Therefore, Bowen fluorescence is not the only excitation process for OI $\lambda 8446$ although it accounts for most or at least half of the photon flux in the wide majority of the sources studied by Landt et al. [25]. Continuum fluorescence, recombination and collisional excitation by electrons are likely to be present in different proportions for each source.

CaII – Singly-ionized calcium emission is mainly due to three multiplets emerging from five levels (Fig. 1): (1) the optical H and K lines ($\lambda 3933$, $\lambda 3968 \text{ \AA}$) are emitted from level 4p to the ground level 4s; (2) the infrared multiplet, $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662 \text{ \AA}$ arises from transitions from the 4p level to the 3d metastable levels; (3) finally, the forbidden multiplet, $\lambda 7291$, $\lambda 7324 \text{ \AA}$, arises from the 3d metastable levels to the ground level. The ionization potential of Ca⁺ is 11.871 eV, so the gas where the IR triplet is emitted should be strongly shielded from incident ionization at wavelengths shortward of Ly α ($\approx 10.20 \text{ eV}$). We expect that this region is neutral, optically thick and with high column density [16, 22]. Due to the similarity between the energy of Ly α and the ionization potential of Ca⁺, the 3d metastable level is highly populated and the collisional excitation process leading to the CaII IR triplet emission is efficient. Attempting to reproduce the gas conditions requires that processes like free-free heating, photoionization from excited levels, bound-free heating and Compton recoil ionization be included in photoionization calculations. These processes are able to heat neutral gas with great depths [16] and produce low ionization lines without the need to call upon nonradiative heating processes.

The first survey of CaII near-IR triplet in luminous Seyfert 1 galaxies and low- z quasars was performed by Persson [46]. He could clearly detect the CaII emission in fourteen objects, and he could also test that the three lines of the calcium triplet emerge from an optically thick region since they show the same intensity within the uncertainties. In addition, Persson [46] found that the field velocities of CaII and OI $\lambda 8446$ are closely related, with OI $\lambda 8446$ being somewhat narrower. On other hand, Rodríguez-Ardila et al. [50] did not find differences in widths, suggesting that OI $\lambda 8446$ and CaII are emitted at

²The lower level associated to this feature, $3s \ ^5S^{\circ}$, is the ground level of the quintuplet system of OI and is metastable.

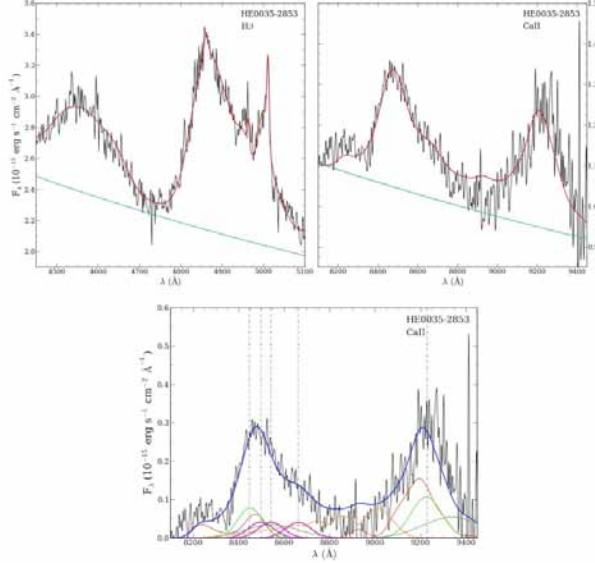


Figure 2: Analysis of a Pop. B quasar, HE 0035-2853. Top: the left and right panels show the H β , and the CaII and OI λ 8446 spectral ranges respectively, in their rest frame. The spectra were obtained from VLT-ISAAC observations at different epochs. The red line traces the model spectrum including emission, absorption (negligible in this cases) components and continuum. The pale blue lines mark the modelled continuum underlying all emission features. Abscissa is rest frame wavelength and ordinate rest frame specific flux. Bottom: various component included in the multicomponent fit carried out to measure the OI λ 8446 (pale green) and CaII (magenta) lines, again in rest frame specific flux versus rest frame wavelength. This panel shows the continuum subtracted CaII spectral range, with model spectrum colored navy blue. The orange line traces high order Paschen lines, while the red line represents FeII emission according to the Garcia-Rissmann et al. [18] template. The lemon green line at ≈ 9200 Å is Pa 9, with both broad and very broad component shown.

the same distance from the ionizing source.

Comparing Pa β λ 12818, OI λ 11287, FeII λ 11127 and CaII triplet, Rodríguez-Ardila et al. [50] proposed that Pa β is emitted in an intermediate part of the BLR, while FeII, OI λ 8446 and CaII are emitted in the outermost part of the BLR. Matsuoka et al. [41] compared EW predicted from photoionization models to the observed ones, and concluded that HILs should be emitted in regions which are more highly ionized and thus closer to the ionizing source. Comparing the intensity ratios of CaII/OI λ 8446 and OI λ 11287/OI λ 8446 with photoionization models predictions for several sources, Matsuoka et al. [40] found that these lines are being emitted in gases with similar density, but exposed to different ionizing photon flux. This is likely due to a difference in distance from the central continuum source of the quasar.

A natural site of emission is the accretion disk that offers the high column density required for emitting LILs [6, 7]. Dultzin-Hacyan et al. [14] found a very similar behavior between the ratios of FeII λ 4570/H β and CaII/H β as a function of FWHM(H β), respectively, suggesting that they arise in the same region, an optically thick accretion disk. Collin-Souffrin et al. [9] and Ferland & Persson [16] proposed that there may be a nonradiative source of heating which can be the dissipation of mechanical heating inside

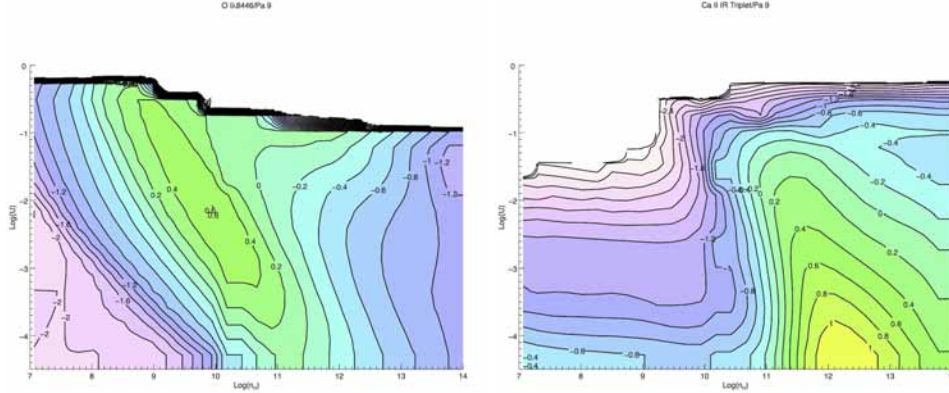


Figure 3: Behavior of the $O\text{I}\lambda 8446/Pa9$ and $Ca\text{II}/Pa9$ intensity ratios as a function of logarithm of hydrogen density n_H and ionization parameter U . Isophotes are drawn at 0.2 dex intervals. The white areas at the top of both diagrams indicate $Ca\text{II}$ and $O\text{I}\lambda 8446} \rightarrow 0$. Qualitatively similar trends in the plane (n_H, U) are obtained if ratios are computed for $H\beta$ in place of $Pa 9$.

the accretion disk. We want to point out that although the emitting regions may be at the same distance, they do not have to be the same physical region. For example, we may envision a configuration of plane parallel distribution of BLR clouds above and below the accretion disk. In this configuration the clouds dynamics is dominated by gravity and thus the emitting gas is virialized. Some of these clouds might be at the same distance from the ionization source as some regions within the accretion disk. And thus they share the same dynamics. However, they do not necessarily share the same physical conditions. On the other hand, the presence of non gravitational forces such as radiation pressure is not excluded [43]. As we explain below, the emitting gas within the BLR may be subject to different dynamics. This is why in order to accurately fit a broad line we often need more than one component [31, 42].

5 PRELIMINARY RESULTS FROM CAII AND OI λ 8446 OBSERVATIONS OF QUASARS

Several important aspects emerge from the previous discussion: LILs like FeII and CaII can be both emitted in a low ionization, dense medium of high column density, possibly shielded from the central continuum sources. The narrower line width of FeII and MgII λ 2800 indicate that the distance from the central continuum source could be larger than for other LILs like the Balmer lines. The 4DE1 sequence is defined as a sequence of increasing FeII prominence, and we have seen that FeII emission is still not satisfactorily modelled. While there has been a considerable progress with photoionization models of FeII, and photoionization is now supported by the observation of the FeII response to continuum changes [2], it is not clear if strong FeII emitters can be explained in a pure photoionization scheme. According to Collin and Joly, a different source of heating is

needed. The strongest FeII emitters show however no solution of continuity with fainter FeII emitters in the 4DE1 sequence. By Occam’s razor, it should be avoided to invoke an additional mechanism if no discontinuity is observed. As we have seen, the CaII and OI λ 8446 line formation is better understood. What happens to these lines along the 4DE1 sequence?

We will not present here a full answer to this question. There are several difficulties to face before a full answer can be obtained. An important side of the issue is observational: CaII and OI λ 8446 are shifted in the near IR even if redshift is just $z \gtrsim 0.2$. Obtaining near IR spectra with the same quality (S/N and dispersion) of optical ones has become possible only in recent times, and there is currently a very limited number of observatories where these lines can be observed in quasars. The consequence is that there are almost no data available even for luminous, low- and intermediate redshift quasars that make most of the samples over which the eigenvector correlations are analysed. The very spectral range around $1\mu\text{m}$ in rest frame is not well understood. The continuum shape is uncertain, since at $1\mu\text{m}$ the low energy end of the continuum emitted by the accretion disk, and the high energy end of the hot dust dominating in the mid and far IR merge creating a “hollow” in the spectral energy distribution [26]. In addition, the stellar population of the underlying galaxy bulge is expected to emit a spectrum peaking at $\approx 1\mu\text{m}$, with CaII in absorption. Turning to the emission lines, significant FeII has been revealed in the range 8000 – 10000 Å [53, 50]. It is interesting to note that the main mechanism responsible for the near IR FeII emission is fluorescence excitation by Ly α and in a minimal proportion collisional excitation since the lines at 8900 – 9300 Å are emitted by cascading from a high excitation level that can be populated only by Ly α fluorescence. The intensity of these lines are predicted by photoionization calculations and it is possible to model them in the observed spectrum using a template developed *ad hoc* [18]. The last additional complication is that the OI λ 8446 and CaII and high order Paschen lines lines are blended together. Extracting information on line fluxes of OI λ 8446 and CaII requires therefore a careful modelling of the continuum and a multicomponent fit to the emission blend. An example is shown in Fig. 2.

We analyzed a sample of 14 high luminosity Hamburg-ESO quasars with $M_B < -26$ and $0.85 < z < 1.64$ using the VLT ISAAC IR spectrometer during 2010 in service mode.³ These sources had previous high quality H β observations obtained with the same instrument [62, 61, 36]. In addition, the Pa9 line recorded on the same spectra can be used as a proxy of H β . Our sample contains 4 Pop. A and 10 Pop. B sources making lower intensity FeII sources ($0.1 \lesssim R_{\text{FeII}} \lesssim 0.5$) well represented in our sample.

A major result is that CaII is detected in all sources, even in sources where FeII is relatively faint. This has profound implications. Fig. 3 shows the behavior of predicted OI λ 8446/Pa9 and CaII/Pa9 intensity ratios as a function of hydrogen density n_H and ionization parameter U . The ratios have been computed from an array of CLOUDY 08 [17] simulations that assumed constant n_H and U for a gas slab of solar metallicity, $N_c = 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, illuminated by a standard quasar continuum. Given the S/N ratio of our

³A full account of observations of observations and results will be presented elsewhere, in Martínez-Aldama et al., in preparation.

spectra, a detection of CaII implies a sharp lower limit to density, $n_{\text{H}} \approx 10^{11.5} \text{ cm}^{-3}$. Lower density values would make CaII undetectable. A second result is that the strongest CaII emitters in our sample, with $\text{CaII}/\text{H}\beta \approx 0.35$ imply $\log U \sim -2$, and $n_{\text{H}} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Inferences on density and ionization parameters are reinforced by the measures of the $\text{CaII}/\text{H}\beta$ ratio in extreme Pop. A sources like I Zw 1 or Mark 231: $\text{CaII}/\text{H}\beta \approx 0.4 - 0.5$ requires $-2.5 \lesssim \log U \lesssim -2$, and $n_{\text{H}} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Therefore, CaII appears to be accounted for within the framework of photoionization models. An additional result emerging from the simulations is the different behaviour of $\text{OI}\lambda 8446$ and CaII in the plane (n_{H}, U) : $\text{OI}\lambda 8446$ emission is favoured at higher photon flux than CaII. We interpret the difference in behaviour as due to the Bowen fluorescence mechanism that is strongly influenced by the ionizing photon flux. The Bowen mechanism has indeed been found to be the major contributor to the $\text{OI}\lambda 8446$ intensity in most active nuclei studied by Landt et al. [25]. The important implication is that $\text{OI}\lambda 8446$ emission can originate in deep regions exposed to a large ionizing photon flux provided that column density is high, $N_{\text{c}} \gtrsim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$.

The $\text{H}\beta$ line profile close to the line base is significantly redshifted in the spectra of Pop. B sources; however, the ratio shift/width $\approx 0.1 - 0.2$ is modest and indicates predominance of virial broadening. If so, the emitting gas should be exposed to the strongest ionizing photon flux since it is at the smallest distance from the ionizing source [24]. Empirically, a model with 2 Gaussian functions has been highly successful in reproducing the $\text{H}\beta$ profiles of Pop. B sources [39, 36, 69]. The broadest Gaussian has been aptly named “very broad component,” with FWHM $\sim 10000 \text{ km s}^{-1}$. The diagrams in Fig. 3 indicate that $\text{OI}\lambda 8446$ emission is possible for the ionization parameter associated to the emitting gas of the VBC, $\log U \sim -1$ [33], where CaII emission should be negligible. The implication is that $\text{OI}\lambda 8446$ and CaII should show different profiles, especially in Pop. B sources. The $\text{OI}\lambda 8446 + \text{CaII}$ blend in Pop. B sources indeed shows a striking similarity to the $\text{H}\beta$ profile, and we have considered a very broad component along with a broad component in the fit of Fig. 2.

6 CONCLUSION

The aim of this paper was not to conduct an extensive review on the formation of the LILs in the spectra of quasars, but rather to gather together pieces and lines of evidence under the framework of the 4DE1 with the hope of gaining additional constraints on the origin of the LILs. We can tentatively conclude that both CaII and FeII are mainly emitted in the same dense region at low ionization [40, 4] since the values we derive from CaII are consistent with the ones of the best model for FeII obtained, for example, by Brühweiler & Verner [4]. This dense low ionization region appears to be present in both Pop. B and Pop. A sources. In extreme Pop. A sources [13, 42] it may be the only region left contributing to LIL emission, while for Pop. B and some (most?) Pop. A sources there is probably a wide gradient in density and physical properties. Nonetheless, if our results are correct, the difference in prominence of FeII emission may be associated more to the relative contribution of this dense region to the total line flux rather than to a continuous

change in physical properties from Pop. A to Pop. B [33].

Conventional photoionization models can account for $R_{\text{FeII}} \lesssim 0.5$ if iron abundance is solar; the upper limit is increased to $R_{\text{FeII}} \approx 1$ if abundances are 5–10 times super solar. Sources that are strong FeII emitters have $R_{\text{FeII}} \gtrsim 1$ and are relatively rare, $\approx 10\%$ in well-defined flux-limited samples [69, 35]. Most of them have $1 \lesssim R_{\text{FeII}} \lesssim 1.5$; only $\approx 2\%$ of all sources have $R_{\text{FeII}} \gtrsim 1.5$ [34]. Therefore, one can say that photoionization models come very close to accounting for FeII emission even for relatively rare strong FeII emitters. Nonetheless, it seems important that LIL emission in these extreme Pop. A sources is further investigated. They are the sources with the strongest evidence of a wind [32, 28, 33]; shocks cannot be excluded as an excitation/ionization mechanism. Extreme Pop. A sources show very similar spectra in terms of diagnostic line ratios and profile shapes [13, 42]. Similar structure and dynamics are probably at the origin of the spectral similarity, and it is at least conceivable that a strong wind transfers mechanical energy to the outer regions of the accretion disk, at the same time shielding them from the central ionizing source [27, 28].

REFERENCES

- [1] Antonucci, R. 2013, *Nature*, 495, 165
- [2] Barth, A. J., et al. 2013, *ApJ*, 769, 128
- [3] Boroson, T. A., & Green, R. F. 1992, *ApJS*, 80, 109
- [4] Brühweiler, F., & Verner, E. 2008, *ApJ*, 675, 83
- [5] Collin, S., & Joly, M. 2000, *NAR*, 44, 531
- [6] Collin-Souffrin, S. 1987, *AAp*, 179, 60
- [7] Collin-Souffrin, S., Dyson, J. E., McDowell, J. C., & Perry, J. J. 1988, *MNRAS*, 232, 539
- [8] Collin-Souffrin, S., Joly, M., Dumont, S., & Heidmann, N. 1980, *AAp*, 83, 190
- [9] Collin-Souffrin, S., Joly, M., Pequignot, D., & Dumont, S. 1986, *AAp*, 166, 27
- [10] Davidson, K. 1972, *ApJ*, 171, 213
- [11] Davidson, K., & Netzer, H. 1979, *Reviews of Modern Physics*, 51, 715
- [12] D’Onofrio, M., Marziani, P., & Sulentic, J. W., eds. 2012, *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 386, *Fifty Years of Quasars From Early Observations and Ideas to Future Research* (Springer Verlag, Berlin-Heidelberg)
- [13] Dultzin, D., Martinez, M. L., Marziani, P., Sulentic, J. W., & Negrete, A. 2011, in *Proceedings of the conference "Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and their place in the Universe"*. April 4-6, 2011. Milano, Italy., ed. L. F. et al. (Eds.), *Proceedings of Science*
- [14] Dultzin-Hacyan, D., Taniguchi, Y., & Uranga, L. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 175, *Structure and Kinematics of Quasar Broad Line Regions*, ed. C. M. Gaskell, W. N. Brandt, M. Dietrich, D. Dultzin-Hacyan, & M. Eracleous, 303
- [15] Dumont, A.-M., Collin-Souffrin, S., & Nazarova, L. 1998, *AAp*, 331, 11
- [16] Ferland, G. J., & Persson, S. E. 1989, *ApJ*, 347, 656
- [17] Ferland, G. J., et al. 2013, *RevMexA&Ap*, 49, 137

- [18] Garcia-Rissmann, A., Rodríguez-Ardila, A., Sigut, T. A. A., & Pradhan, A. K. 2012, *ApJ*, 751, 7
- [19] Gaskell, C. M. 1982, *ApJ*, 263, 79
- [20] Grandi, S. A. 1980, *ApJ*, 238, 10
- [21] Joly, M. 1987, *AAp*, 184, 33
- [22] —. 1989, *AAp*, 208, 47
- [23] Joly, M., Véron-Cetty, M., & Véron, P. 2008, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, Vol. 32, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, 59–61
- [24] Korista, K. T., & Goad, M. R. 2004, *ApJ*, 606, 749
- [25] Landt, H., Bentz, M. C., Ward, M. J., Elvis, M., Peterson, B. M., Korista, K. T., & Karovska, M. 2008, *ApJS*, 174, 282
- [26] Landt, H., Elvis, M., Ward, M. J., Bentz, M. C., Korista, K. T., & Karovska, M. 2011, *MNRAS*, 414, 218
- [27] Leighly, K. M. 2004, *ApJ*, 611, 125
- [28] Leighly, K. M., & Moore, J. R. 2004, *ApJ*, 611, 107
- [29] Marziani, P., Dultzin-Hacyan, D., & Sulentic, J. W. 2006, *Accretion onto Supermassive Black Holes in Quasars: Learning from Optical/UV Observations (New Developments in Black Hole Research)*, 123
- [30] Marziani, P., & Sulentic, J. W. 2012, *The Astronomical Review*, 7, 040000
- [31] Marziani, P., Sulentic, J. W., & Dultzin, D. 2008, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, Vol. 32, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, 69–73
- [32] Marziani, P., Sulentic, J. W., Dultzin-Hacyan, D., Calvani, M., & Moles, M. 1996, *ApJS*, 104, 37
- [33] Marziani, P., Sulentic, J. W., Negrete, C. A., Dultzin, D., Zamfir, S., & Bachev, R. 2010, *MNRAS*, 409, 1033
- [34] Marziani, P., Sulentic, J. W., Plauchu-Frayn, I., & del Olmo, A. 2013, *ArXiv e-prints*
- [35] —. 2013, *ApJ*, 764
- [36] Marziani, P., Sulentic, J. W., Stirpe, G. M., Zamfir, S., & Calvani, M. 2009, *A&Ap*, 495, 83
- [37] Marziani, P., Sulentic, J. W., Zamanov, R., Calvani, M., Dultzin-Hacyan, D., Bachev, R., & Zwitter, T. 2003, *ApJS*, 145, 199
- [38] Marziani, P., Sulentic, J. W., Zwitter, T., Dultzin-Hacyan, D., & Calvani, M. 2001, *ApJ*, 558, 553
- [39] Marziani, P., Zamanov, R. K., Sulentic, J. W., & Calvani, M. 2003, *MNRAS*, 345, 1133
- [40] Matsuoka, Y., Kawara, K., & Oyabu, S. 2008, *ApJ*, 673, 62
- [41] Matsuoka, Y., Oyabu, S., Tsuzuki, Y., & Kawara, K. 2007, *ApJ*, 663, 781
- [42] Negrete, A., Dultzin, D., Marziani, P., & Sulentic, J. 2012, *ApJ*, 757, 62
- [43] Netzer, H., & Marziani, P. 2010, *ApJ*, 724, 318
- [44] Netzer, H., & Penston, M. V. 1976, *MNRAS*, 174, 319
- [45] Netzer, H., & Wills, B. J. 1983, *ApJ*, 275, 445
- [46] Persson, S. E. 1988, *ApJ*, 330, 751

- [47] Peterson, B. M., Foltz, C. B., Byard, P. L., & Wagner, R. M. 1982, *ApJS*, 49, 469
- [48] Phillips, M. M. 1978, *ApJ*, 226, 736
- [49] Richards, G. T., et al. 2006, *ApJS*, 166, 470
- [50] Rodríguez-Ardila, A., Viegas, S. M., Pastoriza, M. G., & Prato, L. 2002, *ApJ*, 565, 140
- [51] Rodríguez-Ardila, A., Viegas, S. M., Pastoriza, M. G., Prato, L., & Donzelli, C. J. 2002, *ApJ*, 572, 94
- [52] Shuder, J. M. 1981, *ApJ*, 244, 12
- [53] Sigut, T. A. A., & Pradhan, A. K. 1998, *ApJL*, 499, L139
- [54] —. 2003, *ApJS*, 145, 15
- [55] Sulentic, J., Marziani, P., & Zamfir, S. 2011, *Baltic Astronomy*, 20, 427
- [56] Sulentic, J. W., Bachev, R., Marziani, P., Negrete, C. A., & Dultzin, D. 2007, *ApJ*, 666, 757
- [57] Sulentic, J. W., Marziani, P., & Calvani, M. 2001, *X-ray Astronomy: Stellar Endpoints, AGN, and the Diffuse X-ray Background*, 599, 963
- [58] Sulentic, J. W., Marziani, P., & Dultzin-Hacyan, D. 2000, *ARA&A*, 38, 521
- [59] Sulentic, J. W., Marziani, P., & M., D. 2012, *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 386, *Fifty Years of Quasars*, ed. M. D’Onofrio, P. Marziani, & J. W. Sulentic (Springer Verlag, Berlin-Heidelberg)
- [60] Sulentic, J. W., Marziani, P., Zwitter, T., Dultzin-Hacyan, D., & Calvani, M. 2000, *ApJL*, 545, L15
- [61] Sulentic, J. W., Repetto, P., Stirpe, G. M., Marziani, P., Dultzin-Hacyan, D., & Calvani, M. 2006, *A&Ap*, 456, 929
- [62] Sulentic, J. W., Stirpe, G. M., Marziani, P., Zamanov, R., Calvani, M., & Braitto, V. 2004, *A&Ap*, 423, 121
- [63] Sulentic, J. W., Zamfir, S., Marziani, P., Bachev, R., Calvani, M., & Dultzin-Hacyan, D. 2003, *ApJL*, 597, L17
- [64] Vanden Berk, D. E., et al. 2001, *AJ*, 122, 549
- [65] Verner, E. M., Verner, D. A., Korista, K. T., Ferguson, J. W., Hamann, F., & Ferland, G. J. 1999, *ApJS*, 120, 101
- [66] Wills, B. J., Netzer, H., & Wills, D. 1985, *ApJ*, 288, 94
- [67] Zamanov, R., & Marziani, P. 2002, *ApJ*, 571, L77
- [68] Zamfir, S., Sulentic, J. W., & Marziani, P. 2008, *MNRAS*, 387, 856
- [69] Zamfir, S., Sulentic, J. W., Marziani, P., & Dultzin, D. 2010, *MNRAS*, 403, 1759

Capítulo 3

Observaciones de O I λ 8446 y Ca II en cuasares con corrimiento al rojo intermedio

La zona del cercano infrarrojo en AGNs ha sido escasamente estudiada debido a la falta de buenos detectores, así que los pocos trabajos existentes se han enfocado en cuasares y galaxias Seyfert 1 a bajo redshift $z \lesssim 0,1$ (Grandi, 1980; Persson, 1988; Rodríguez-Ardila et al., 2002a,b; Matsuo-ka et al., 2007, 2008). En esta región del espectro electromagnético se observa la última contribución al continuo del disco de acreción y aproximadamente a $1 \mu\text{m}$ comienza la contribución del toro de polvo. Al continuo se superponen principalmente las líneas en emisión de Paschen y Bracket, el pseudocontinuo de Fe II y las líneas de baja ionización O I λ 8446 y el triplete de Ca II λ 8498, λ 8542, λ 8662. Estas últimas han sido usadas como representantes de las líneas de baja ionización y así estudiar su comportamiento. Con el desarrollo de los grandes telescopios y la mejora en los detectores se lograron obtener espectros con una buena señal a ruido con corrimiento al rojo intermedio, los cuales son presentados en este trabajo.

Usando el *Infrared Spectrometer and Array Camera* (ISAAC) perteneciente al *Very Large Telescope* (VLT), se observaron 14 cuasares de alta luminosidad ($-26 \gtrsim M_V \gtrsim -29$), con corrimiento al rojo intermedio ($0,85 \lesssim z \lesssim 1,65$) y resolución espectral $R_S \sim 1000$. Los espectros observados cubren la región de $0.8\text{--}1 \mu\text{m}$, donde claramente se puede apreciar la contribución del O I, el triplete de Ca II, la línea de Pa9 λ 9229 y el Fe II. A diferencia de la mues-

tra de Persson (1988), las tres líneas del triplete de Ca II en esta muestra no pueden ser resueltas estereoscópicamente y se encuentran totalmente mezcladas con el O I $\lambda 8446$.

Los ajustes se realizaron dentro del contexto del 4D Eigenvector 1. Para poder definir el tipo espectral del cuasar y con ello el tipo de ajuste, se utilizaron los espectros ópticos alrededor de la zona de $H\beta$ observados por Sulentic et al. (2004) y Marziani et al. (2009). Nuestra muestra cuenta con 4 objetos de población A y 11 de población B, aunque uno de ellos no pudo ser considerado en el análisis debido a la baja señal a ruido presentada. El continuo fue ajustado localmente para cada región y sólo es el debido al disco de acreción, ya que no se encontró una gran contribución del polvo caliente; aunque para el espectro infrarrojo del cuasar HE2202-2557 se ajustó el continuo estelar de la galaxia subyacente. En los espectros ópticos se puede apreciar la presencia de $H\beta$, [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$, el pseudocontinuo de Fe II (Marziani et al., 2009), y para algunas fuentes $H\gamma$ $\lambda 4340$ y [O III] $\lambda 4363$. En los espectros infrarrojos además del O I, Ca II, Pa9 y Fe II, también se aprecian las líneas de alto orden de Paschen (Pa9 $\lambda 9229$ – Pa24 $\lambda 8333$), y en algunos casos O I $\lambda 7775$, Pa7 $\lambda 10049$, Pa8 $\lambda 9546$ y [S III] $\lambda 9531$.

El análisis de los datos fue hecho considerando la muestra de Persson (1988), cuyas propiedades en luminosidad, corrimiento al rojo, tipo espectral (población A o B) y ancho de líneas son totalmente diferentes a las presentadas en este trabajo. Por lo tanto, podemos comparar el comportamiento de las diferentes propiedades en cada muestra. Dinámicamente, ambas muestras presentan el ancho de $H\beta$ ligeramente mayor al presentado por el Ca II y el O I, siendo el ancho de estos dos últimos semejante. Esto significa que $H\beta$ es emitido por una región más cercana al agujero negro que la zona emisora del Ca II y el O I. Sin embargo, considerando los modelos de fotoionización y los cocientes de líneas en ambas muestras, se observa que las condiciones físicas del Ca II son semejantes a las mostradas por el Fe II ($n_H \gtrsim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $N_c \sim 10^{24-25} \text{ cm}^{-2}$), mientras que las del O I pueden cubrir zonas de baja densidad y no es necesaria una alta densidad columnar ($n_H \gtrsim 10^{10-11} \text{ cm}^{-3}$, $N_c \sim 10^{23-25} \text{ cm}^{-2}$). Dado que el O I presenta propiedades semejantes a las de $H\beta$, las fuentes de población B deberían tener asociada una componente muy ancha corrida hacia el rojo, tal y como se mostró en el capítulo anterior. Sin embargo, ajustando esta componente

no se obtiene un cambio significativo ni en el ajuste ni en las propiedades de las líneas, debido principalmente a la baja señal a ruido de los objetos.

El triplete de Ca II ha sido observado en fuentes con una alta emisión de Fe II, como es el caso de la mayoría de las fuentes de Persson (1988), por lo cual se piensa que ambos iones están correlacionados. Este resultado ha sido confirmado en la muestra a alto corrimiento al rojo y predicho por Joly (1989). Por otro lado, el O I parece no estar relacionado con el Fe II y el Ca II, y sumado al hecho de las condiciones físicas son diferentes, indica que el O I tiene un origen parcialmente distinto al de Fe II y al del Ca II.

Cuando se hace una comparación del ancho equivalente del Ca II respecto a la luminosidad (M_B) y corrimiento al rojo, se observa un comportamiento diferente que no está presente ni en la dinámica ni en los procesos de excitación de las líneas. La emisión del Ca II aumenta conforme aumenta el corrimiento al rojo, efecto que no se observa en el Fe II. El Fe II se forma en las supernovas Tipo Ia, las cuales tiene escalas de tiempo muy largas, 10^9 años (Wyse & Gilmore, 1988; Matteucci, 2003). El Ca II junto con el O, Ne, Mg, Si y Ti son llamados los elementos α , los cuales son formados en las supernovas Tipo II, y están asociados a escalas de tiempo más cortas, $\sim 10^7$ años. Por lo tanto, un incremento en la abundancia del Ca II respecto al del Fe II indica que se ha estado generando más Ca II por medio de nuevos brotes de formación estelar. Sin embargo, es importante señalar que este resultado puede estar siendo afectado por un sesgo en la luminosidad y en el corrimiento al rojo, el cual puede ser aclarado con un mayor número de fuentes y cubriendo un rango mayor en corrimiento al rojo.

Referencia:

- **Martínez-Aldama, Mary Loli**; Dultzin, Deborah; Marziani, Paola; Sulentic, Jack W.; Bressan, Alessandro; Chen, Yang; Stirpe, Giovanna M., *Astrophysical Journal Supplements*, 2015, 217, 3.

La solicitud de tiempo de telescopio para la obtención de los espectros en la zona del cercano infrarrojo corrió a cargo principalmente de la Dra. Paola Marziani. La toma y extracción de los espectros ópticos fue llevado a cabo por Sulentic et al. (2004) y Marziani et al. (2009). A pesar de ya existir ajustes para estos espectros, por las razones explicadas en el artículo los ajustes fueron rehechos para este trabajo por Mary Loli Martínez-Aldama.

Los modelos de síntesis de población estelar fueron desarrollados por Yang Chen y Alessandro Bressan. La reducción de datos, ajustes, análisis, interpretación, preparación de gráficas, escritura y envío a la revista fue hecho por Mary Loli Martínez–Aldama, en todo momento asesorada por la Dra. Deborah Dultzin y la Dra. Paola Marziani. Además de recibir comentarios del Dr. Jack Sulentic y la Dra. Giovanna Stirpe para la mejora del análisis y su escritura. Al igual que en el artículo anterior los modelos de fotoionización fueron hechos por la Dra. Paola Marziani. En este artículo se presenta el grueso del trabajo hecho durante el doctorado.

O I AND Ca II OBSERVATIONS IN INTERMEDIATE REDSHIFT QUASARS*

MARY LOLI MARTÍNEZ-ALDAMA¹, DEBORAH DULTZIN¹, PAOLA MARZIANI², JACK W. SULENTIC³,

ALESSANDRO BRESSAN⁴, YANG CHEN⁴, AND GIOVANNA M. STIRPE⁵

¹Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, México

²INAF, Osservatorio Astronomico di Padova, Italia

³IAA-CSIC, Granada, España

⁴Scuola Internazionale Superiore di Studi Avanzati (SISSA), Trieste, Italy

⁵INAF, Osservatorio Astronomico di Bologna, Italy

Received 2014 May 30; accepted 2015 January 5; published 2015 February 26

ABSTRACT

We present an unprecedented spectroscopic survey of the Ca II triplet + O I for a sample of 14 luminous ($-26 \gtrsim M_V \gtrsim -29$), intermediate redshift ($0.85 \lesssim z \lesssim 1.65$) quasars. The Infrared Spectrometer and Array Camera spectrometer on the ESO Very Large Telescope allowed us to cover the Ca II near-infrared spectral region redshifted into the *H* and *K* windows. We describe in detail our data analysis which enabled us to detect Ca II triplet emission in all 14 sources (with the possible exception of HE0048–2804) and to retrieve accurate line widths and fluxes of the triplet and O I λ 8446. The new measurements show trends consistent with previous lower-*z* observations, indicating that Ca II and optical Fe II emission are probably closely related. The ratio between the Ca II triplet and the optical Fe II blend at λ 4570 Å is apparently systematically larger in our intermediate redshift sample relative to a low-*z* control sample. Even if this result needs a larger sample for adequate interpretation, higher Ca II/optical Fe II should be associated with recent episodes of star formation in intermediate redshift quasars and, at least in part, explain the apparent correlation of Ca II triplet equivalent width with *z* and *L*. The Ca II triplet measures yield significant constraints on the emitting region density and ionization parameter, implying Ca II triplet emission from $\log n_H \gtrsim 11$ [cm⁻³] and ionization parameter $\log U \lesssim -1.5$. The line width and intensity ratios suggest properties consistent with emission from the outer part of a high-density broad line region (a line emitting accretion disk?).

Key words: black hole physics – line: profiles – quasars: emission lines – quasars: general

1. INTRODUCTION

Explaining the origin of Fe emission in quasar spectra is a long-standing problem in studies of active galactic nuclei (AGNs). Recent observations and models fail to reach a consensus on the ionization mechanism, even in the case of moderate Fe II emitters. Purely collisional models are unable to account for the spectral energy distribution of Fe II emitters (Kuehn et al. 2008). At the same time, the ratio of UV Fe II to optical Fe II emission is more easily explained in the context of collisional ionization (Sameshima et al. 2011). Akn 564 Fe II reverberates in response to continuum changes (Shapovalova et al. 2012), providing support for the role of photoionization. At the same time, Akn 120 Fe II does not show any response (Kuehn et al. 2008). The extreme complexity of the Fe II ion makes theoretical model calculations very difficult and line blending makes estimation of the Fe II width and strength parameters uncertain.

Given the difficulty involved with the interpretation and prediction of the Fe II spectrum, the study of simpler ionic species like Ca II (emitting the IR triplet λ 8498, λ 8542, λ 8662, hereafter CaT) and O I is more straightforward. The Ca II ion is much simpler. The ionization potential of neutral Calcium (≈ 6.1 eV) leads us to expect that Ca II ions exist where Hydrogen is not fully ionized. Several lines of evidence suggest that CaT and optical Fe II are produced in the same region. Data from Persson (1988) and photoionization calculations (Joly 1989) found that CaT is emitted by gas at

low temperature (8000 K), high density ($>10^{11}$ cm⁻³), and high column density ($>10^{23}$ cm⁻²), similar to optical Fe II. Matsuoka et al. (2007, 2008) computed photoionization models using the O I λ 8446 and λ 11287 lines and CaT, and found that a high density ($\sim 10^{11.5}$ cm⁻³) and low ionization parameter ($U \sim 10^{-2.5}$) are needed to reproduce flux ratios consistent with the physical conditions expected for optical Fe II emission. The density and ionization parameters are in agreement with those found by Joly (1989).

Ferland & Persson (1989) improved the photoionization models by including physical processes like H⁰ free-free, H⁻ bound-free, and Compton recoil ionization. These authors demonstrated the need for very large column densities ($N_e > 10^{24.5}$ cm⁻²) to reproduce the Ca II spectrum. Such large column densities could be provided by an accretion disk. A similar behavior to the one described by Joly (1989) for CaT/H β and Fe II/H β was found by Dultzin-Hacyan et al. (1999). These authors also suggested that the line emitting region could be associated with the outer part of an accretion disk. The width measured for the unblended Fe II λ 11126 line (which belongs to the so-called 1 μ m Fe II lines) is very similar to those of CaT and O I λ 8446 and narrower than that of the Hydrogen lines. In a purely kinematical interpretation, this means that low ionization lines like Fe II, CaT, and O I λ 8446 are emitted in the outer zone of the broad line region (BLR; Rodríguez-Ardila et al. 2002a, 2002b; Matsuoka et al. 2007, 2008), and are probably associated with the accretion disk with physical conditions different from the region emitting most of the high ionization lines.

* Based on observations collected at the European Organization for Astronomical Research in the southern hemisphere, Chile, under programme ID 085.B-0158(A).

Physical modeling (via a photoionization code like CLOUDY, Ferland et al. 2013) requires input from measurements that are retrieved through model fits of the observed spectra. The Ca II triplet and O I λ 8446 lines can be easier to model than Fe II but they are not as strong as Fe II optical features which, however, are heavily blended. They are located in a wavelength range where the putative accretion disk continuum and the high-energy tail of hot dust emission form a sort of valley in the spectral energy distribution. The old stellar population associated with the quasar host galaxy peaks at $\approx 1 \mu\text{m}$ (Landt et al. 2011). In many low-luminosity quasars, CaT and O I λ 8446 are confused with the underlying absorption of the host galaxy.

The near-infrared region (NIR) has not been easy to observe due to the lack of high-quality IR spectrometers. Only in relatively recent times has the development of new instruments made it possible to obtain high signal-to-noise ratio (S/N) spectra for sources with redshifts larger than $z \gtrsim 0.1$. It is not surprising that the Ca II and O I features remain relatively unstudied even in sources for which a wealth of optical data exists.

The present work extends the study of the Ca II triplet in emission to include 14 high-luminosity and intermediate-redshift quasars (Section 2). Whenever possible, they are analyzed within the 4D eigenvector 1 context (4DE1; Boroson & Green 1992; Sulentic et al. 2000a, 2000b, 2007; Marziani et al. 2001, 2003a, 2003b), which serves as a spectroscopic unifier/discriminator of the emission line properties for type 1 AGNs. The parameters defining the four dimensions of the E1 space involve: (1) FWHM($H\beta_{\text{BC}}$), (2) the ratio between the equivalent width (W) of the optical Fe II λ 4570 blend and $H\beta$, $R_{\text{Fe II}} = W(\text{Fe II } \lambda 4570)/W(H\beta) \approx I(\text{Fe II } \lambda 4570)/I(H\beta)$, (3) the soft X-ray photon index (Γ_{soft}), and (4) the centroid line shift of high-ionization C IV λ 1549, with the strongest correlations involving parameters 2–4 (Sulentic et al. 2007). In the 4DE1 framework, broad line AGNs can be divided into two populations, A and B (Sulentic et al. 2002). Considering the broad component (BC) of the $H\beta$ line, populations A and B can be separated at $\text{FWHM}(H\beta_{\text{BC}}) = 4000 \text{ km s}^{-1}$. The spectra of sources above and below this limit look substantially different. It is possible to introduce a finer subdivision that will not be used in this paper because of its small sample size: we will distinguish sources as Pop. A or B only. Quasars can be divided into bins of $\Delta\text{FWHM}(H\beta)$ and $\Delta R_{\text{Fe II}}$. The bins of Pop. A (A1, A2, A3, A4) are defined in terms of increasing $R_{\text{Fe II}}$, while Pop. B bins (B1, B1⁺, B1⁺⁺) are defined in terms of increasing $\text{FWHM}(H\beta)$. Population A shows (1) a scarcity of RL sources, (2) strong/moderate Fe II emission, (3) a soft X-ray excess, (4) high-ionization broad lines (HIL) with blue-shift/asymmetry, and (5) low-ionization broad line profiles (LIL) best described by Lorentz fits. Population B (1) includes the large majority of RL sources, (2) shows weak/moderate Fe II emission, and (3) includes sources with less prominent or no soft X-ray excess (Sulentic et al. 2007) and (4) with HIL blueshift/asymmetry or no blue shifts at all. Finally, (5) Pop. B shows LIL Balmer lines best fit with double Gaussian models. The physical drivers that change along the 4DE1 sequence have been identified: number density appears to increase from Pop. B to A, and black hole mass increases with large scatter from A to B. The principal driver of source occupation in 4DE1 space is probably the Eddington ratio, which increases from B to A (Marziani et al. 2001; Boroson 2002). The 4DE1

parameter space is, to first approximation, not strongly dependent on luminosity. The same basic distinction between Pop. A and B is also recognizable for very luminous sources (Marziani et al. 2009).

This paper presents new observations and data reduction of the spectra of the Ca II IR triplet, as a representative LIL, as well as of the O I λ 8446 line in very luminous quasars of the Hamburg-ESO (HE) survey (Sections 2–4). We discuss in some detail the identified line and continuum components for a proper data analysis (Section 5). The basic results obtained from the measurements are briefly reported in Section 6. In Section 7, we compare observational data and photoionization predictions, the role of CaT and O I λ 8446 within the 4DE1 context, possible implications for star formation, and a preliminary geometry for the BLR. Conclusions are presented in Section 8.

2. SAMPLE SELECTION

Our original sample of HE sources was defined with the aim of testing/extending the 4DE1 correlation at relatively high z and at high luminosity (Marziani et al. 2009). The HE original sample of $H\beta$ Infrared Spectrometer and Array Camera (ISAAC) observations was therefore flux limited and unbiased in terms of Fe II strength. Our Ca II subsample was extracted from the 52 source ISAAC sample of Marziani et al. (2009). The only selection criterion was that IR atmospheric absorptions did not affect the Ca II and O I lines. All of the targets in the present investigation therefore have optical spectra around $H\beta$ already obtained with the same instrument.

The Ca II + O I sample contains 15 high-luminosity HE quasars with $M_B < -26$ in the redshift range $0.846 < z < 1.638$. They were observed using the Very Large Telescope (VLT-UT3) equipped with ISAAC which yielded a spectral resolution of $R_S \approx 1000$. Sample characteristics and the log of the observations are reported in Table 1. The first column lists the coordinate name from the HE survey for each object of our sample. In columns 2–5, we report redshift, apparent and absolute magnitudes, and Kellerman’s radio-loudness parameter, as previously given by Sulentic et al. (2004) and Marziani et al. (2009). Column 6 lists the population in the Eigenvector 1 sequence (Sulentic et al. 2002). One of the sources (HE2259–5524) was excluded from the analysis because of poor S/N.

The median absolute magnitude of the selected 14 HE sources is ≈ -28 , which makes them among the most luminous quasars known. The sample presented in this paper is small; however, Ca II and O I observations of quasars until now have been obtained for only 66 sources (Persson 1988; Matsuoka et al. 2005, 2007, 2008; Landt et al. 2008), of which only 1 is at $z > 1$. Therefore, the present sample represents the first systematic study of the Ca II and O I lines in quasars at redshift > 1 .

In the following, we will consider as a reference low- z , low-luminosity “control” sample the sources of Persson (1988) which were observed with very high S/N and spectral resolution, similar to the one achieved in the present paper. This previous Ca II sample contained sources with strong Fe II emission at low redshift, similar to other, more recent samples (Matsuoka et al. 2007). We stress again that our sample is not selected on the basis of Fe II intensity. The selected ISAAC sources do not show very strong optical Fe II emission: 10 of them are Pop. B and 4 are Pop. A

Table 1
Basic Properties of Sources and Log of Observations

Object ^a	z^b	m_B^c	M_B^d	$\log R_{\zeta}^e$	Population ^f	Date ^g	Band ^h	DIT ⁱ	N_{exp}^j	Seeing ^k	S/N ^l
HE0005–2355	1.4120	16.9	–27.6	2.56	B1	07/30/10	K	120	6	1.054	20
HE0035–2853	1.6377	17.0	–28.1	<0.21	B2	07/27/10	K	150	4	0.840	55
HE0043–2300	1.5402	17.1	–27.9	2.03	A1	07/07/10	K	120	6	1.078	45
HE0048–2804	0.8467	17.3	–26.0	...	B1	07/27/10	H	150	8	0.863	35
HE0058–3231	1.5821	17.1	–27.9	<0.24	B1	07/27/10	K	150	4	0.759	10
HE0203–4627	1.4381	17.3	–27.5	2.07	B1	07/02/10	K	180	6	1.184	25
HE0248–3628	1.5355	16.6	–28.2	0.55	A1	07/22/10	K	120	6	0.965	50
HE1349+0007	1.4442	16.8	–28.0	–0.18	B1	04/15/10	K	150	6	0.749	20
HE1409+0101	1.6497	16.9	–28.3	0.4	B1	04/15/10	K	150	6	0.775	25
HE2147–3212	1.5432	16.8	–28.2	<0.14	B2	06/12/10	K	120	6	0.847	20
HE2202–2557	1.5347	16.7	–28.1	1.8	B1	07/23/10	K	120	6	0.606	40
HE2259–5524	0.8549	17.1	–26.1	...	A2	05/25/10	H	150	8	1.863	10
HE2340–4443	0.9216	17.1	–26.3	...	A1	07/23/10	H	120	6	0.568	25
HE2349–3800	1.6040	17.5	–27.4	1.93	B1	06/12/10	K	120	6	0.789	20
HE2352–4010	1.5799	16.1	–28.8	...	A1	07/23/10	K	150	6	0.639	35

^a Hamburg/ESO Survey coordinate name.

^b Heliocentric redshift.

^c Apparent Johnson *B* magnitude

^d Absolute *B* magnitude.

^e Decimal logarithm of the ratio between specific flux at 6 cm and 4440 Å. References for redshift uncertainty, apparent, absolute magnitude, and ratio ratio to optical: (1) Sulentic et al. (2004); (2) Marziani et al. (2009).

^f Spectral type according to the Eigenvector 1 scheme (Sulentic et al. 2002).

^g Date of observation.

^h Photometric band of the covered spectra range.

ⁱ Detector Integration Time (DIT) in seconds.

^j Number of exposures with a single exposure time equal to DIT.

^k Average seeing.

^l S/N (1σ) at continuum level.

(Table 1). The Pop. A sources are of spectral type A1 following Sulentic et al. (2002), and for all sources we therefore have $R_{Fe II} \lesssim 0.5$. This allows us to explore a domain in the Fe II emission and in the 4DE1 parameter space where the study of Ca II could provide new insights into the origin of low-ionization lines for the majority of quasars with moderate Fe II emission. At the same time, the preferential selection of high $R_{Fe II}$ sources at low- z should be taken into account when possible luminosity and z effects are studied.

3. OBSERVATIONS

Observations aimed to obtain spectra of the O I $\lambda 8446$ and CaT lines for the sample described in the previous section. Considering the rather low efficiency of IR spectrometers available until a few years ago and the relatively low equivalent width of the features we wanted to observe (≈ 10 – 20 Å), the collecting area of a large telescope was needed to obtain a sufficient signal with moderate dispersion.

The VLT includes four 8.2 m diameter telescopes located on top of Cerro Paranal, and instruments are mounted at the foci of the four telescopes. ISAAC was⁶ one of them, and for many years has been one of the few instruments available worldwide for moderate-resolution IR spectroscopy of faint sources like high- z quasars. ISAAC was able to obtain images and spectra in the wavelength range 1– $5 \mu\text{m}$ (Moorwood et al. 1998). It was equipped with gratings for high ($R_{\zeta} \sim 3000$) and low spectral resolution ($R_{\zeta} \sim 1000$).

Our spectra were collected on the Rockwell CCD detector (pixel size $18.5 \mu\text{m}$ yielding a pixel scale of $0''.148/\text{pixel}$) at low

⁶ ISAAC was decommissioned in 2013.

resolution but with a slit width of $0''.6$, that ensured $R_{\zeta} \approx 1000$, as measured on sky and arc lamp lines. The second part of Table 1 provides the date of observation, the photometric band of the covered ranges, the detector integration time (DIT), and the number of sequential exposures with fixed DIT in the spectral band covering the CaT + O I blend. Seeing values, reported in the penultimate column of Table 1, are averages over 10–15 measures at Paranal obtained during each quasar exposure. The S/N was measured on the continuum at 8300–8400 Å. The instrumental spectral resolution at FWHM measured on sky lines was $\approx 330 \text{ km s}^{-1}$.

4. DATA REDUCTION

We used the IRAF software to reduce our spectra. Frames were obtained alternating exposures of two or three DITs in two different positions (A and B) along the slit, following an A–B–B–A sequence. The frames in each position were averaged and then subtracted one from the other. This procedure cancelled the bias and dark current present on each frame, assuming that they remained constant during the sequence, and also subtracted most of the sky background, facilitating the spectrum extraction. After subtraction, the frames were divided by the corresponding flat fields. We extracted the 1D spectra using the IRAF task APSUM where a low-order polynomial function was fitted and subtracted to eliminate any residual background. 1D spectra were wavelength calibrated using an Ar–Xe lamp. The calibration was achieved using a third-order polynomial with a typical rms of 0.3 \AA in the *H* band and 0.4 \AA in the *K* band. This calibration, if applied to the sky spectrum, yielded a slight displacement that was corrected using measures of OH sky line wavelengths. We

applied the offset-corrected wavelength calibration to the quasar spectra. Finally, 1D quasar spectra were combined to obtain one median spectrum. The spectra of the standard stars (observed right before or after the quasar spectrum) were extracted and wavelength calibrated in the same way.

We corrected for the effect of telluric lines using the `TELLURIC IRAF` task. This procedure involved a change in the quasar continuum shape since the task `TELLURIC` carried out a division between the quasar and the standard star. To return to the original quasar continuum after the elimination of the telluric bands, we divided the quasar spectrum by the standard star continuum (i.e., by the standard star divided by a synthetic atmospheric transmission spectrum).

Fourteen standard stars were spectral type B and one was spectral type G. The B stars belonged to different luminosity classes (supergiants, giants, and main sequence), while the G star is a main-sequence star. Comparing the NIR stellar spectral library from Ranade et al. (2004) and Ranade et al. (2007) with theoretical libraries in the H and K bands (Pickles 1998), we found that the theoretical spectra could reproduce the observed spectra of main-sequence stars but not those of giants and supergiant stars. For the giant and supergiant stars, we considered a spectral energy distribution provided by blackbody emission at the temperature tabulated for the star (Ammons et al. 2006). Blackbody emission fits the spectra very well after erasing the stellar absorptions lines with the tool `XYDRAW` of the `SPLIT IRAF` task (see Figure 1). In order to render our approach uniform, we fitted all of the stars using a blackbody because there is practically no difference between the simple blackbody fit and the continuum spectra of the stars. Finally, the standard star spectra were normalized to H and K 2MASS magnitudes.

The sensitivity function was obtained by dividing the standard star spectra by the blackbody model. The final relative flux calibration was achieved by dividing the spectrum by the sensitivity function. Spectra were corrected for Galactic extinction following Schlegel et al. (1998) but no internal extinction correction was applied. Quasar spectra were normalized to 2MASS magnitudes as was done for the standard stars in order to minimize the effect in the continuum flux change possibly induced by intrinsic variability (see next section). Redshift correction was performed using the redshift values reported in Sulentic et al. (2004) and Marziani et al. (2009). These redshifts were measured on $H\beta_{\text{NC}}$, $H\gamma_{\text{NC}}$ and $[\text{O III}]\lambda\lambda 4959, 5007$ with an uncertainty usually $cz < 150 \text{ km s}^{-1}$ in the rest frame. Figure 2 shows the rest-frame flux and wavelength-calibrated spectra before continuum subtraction.

4.1. Variability

The $H\beta$ spectra were taken between 2001 and 2005, while the NIR spectra were collected in 2010. There is a difference of 5–10 yr between the $H\beta$ and NIR observations. In order to estimate a possible broad line flux variation in response to continuum changes, we used the BLR radius versus luminosity relation of Bentz et al. (2013). Comparing the expected response time with the difference in date between the optical and IR observations, we found that eight objects could have varied. Extracting the light curves from the Catalina Real-Time Transient Survey (CRTS; Drake et al. 2009), we could identify eight cases of actual variation. Five of the eight objects show a systematic variation $\lesssim 0.1$ mag in a period of 6–8 yr when they

were monitored by CRTS. The remaining three objects, HE0048–2804, HE0203–4627, and HE2147–3212, show a “high frequency” variation which is apparent even from visual inspection of the light curve. The amplitude is modest, ≈ 0.2 mag, and does not hint at any systematic variation over longer periods. We normalized the Ca II spectra to H and K 2MASS magnitudes, and the $H\beta$ spectra to J and H magnitudes, in order to obtain an accurate flux scale as well as to remove any variability effect on line and continuum fluxes. This normalization was not possible for two objects, HE0048–2804 and HE2340–4443, since 2MASS does not have information on the I or Z photometric bands that cover redshifted $H\beta$ (see Appendix A for a brief discussion).

5. MEASUREMENTS

The fits and data analysis were carried out within the Eigenvector 1 context (Boroson & Green 1992; Sulentic et al. 2000a, 2000b, 2007; Marziani et al. 2001, 2003a, 2003b). We performed multicomponent fits including all of the relevant components that we presume contribute to the spectral ranges under investigation. The objects analyzed in this paper belong to a sample of intermediate redshift quasars for which $H\beta$ is available from previous ISAAC observations. The $H\beta$ line profile parameters can guide us in the interpretation of the NIR region. The optical spectra were previously analyzed by Sulentic et al. (2004) and Marziani et al. (2009). The analysis of this paper adds an $H\beta$ multicomponent `SPECFIT` modeling that was not carried out for individual sources or, if carried out, was not presented in previous papers. The optical and the NIR spectra were modeled with the task `SPECFIT` of `IRAF`, a routine that carries out simultaneous fits of several line and continuum components to 1D spectra (Kriss 1994). Each component is described by a set of parameters that are varied according to the initial guess between a maximum and a minimum value. The best fit is achieved via χ^2 minimization. The multicomponents fits are shown in the Figure 3. The left panel shows the optical spectra and the right panel the NIR spectra.

Few parameters were actually free to vary in the NIR spectral range. The $H\beta$ profile was taken as a proxy for Pa9 $\lambda 9229$ and $\text{O I } \lambda 8446$, and the peak shifts of these two lines were set as measured on $H\beta$. The flux ratio between the BC and the very broad component (VBC) of Pa9 is assumed to be the same for $H\beta$. The width and shift of $[\text{O III}]\lambda\lambda 4959, 5007$ set the width and shift of $[\text{S III}]\lambda 9531$, so that only the intensity of the latter line is left free to vary. The centroid of CaT was set in the quasar rest-frame. The only remaining free parameters were therefore the specific flux scale and the index of the power-law continuum (2), the intensity scaling of the Fe II template (2), the intensity and width of $\text{O I } \lambda 8446$ and CaT (4), the intensity scaling of the high-order Paschen lines (1), and the intensity and temperature of Paschen continuum (PaC) (2), providing a total number of 11 free parameters. However, not all of these parameters refer to features blended with $\text{O I } \lambda 8446$ and CaT: the PaC properties do not affect the blend $\text{O I } + \text{CaT}$; the intensity scalings of the high-order Paschen lines and of the Fe II template are also set by features outside of the blend. This makes the fits more robust, and ensures that $\text{O I } \lambda 8446 + \text{CaT}$ intensity and width are the parameters most affecting the χ^2 in the wavelength range they cover. The following sections describe each one of the components used for the fits and the error estimates.

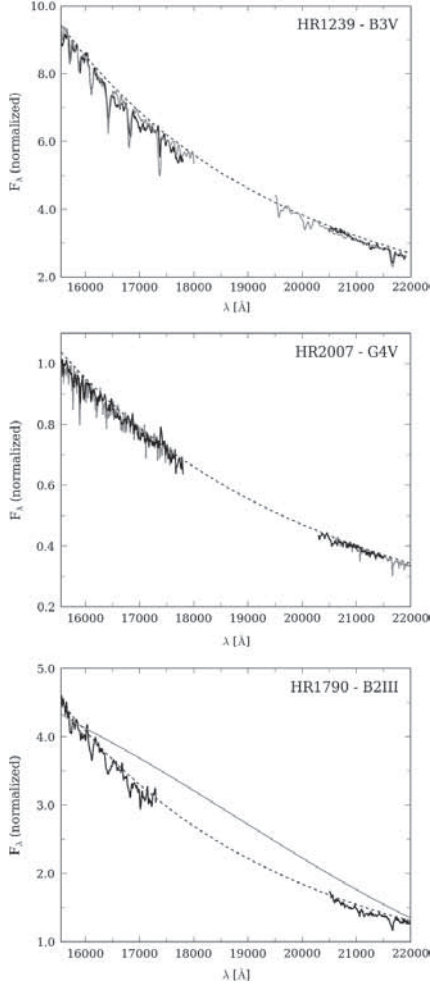


Figure 1. Comparison between Pickles stellar theoretical and observed emission of main-sequence B (upper panel) and G (middle panel) stars and a giant B (bottom panel) star with a blackbody spectral energy distribution. The black line is the observed emission, the gray line is the theoretical emission, and the dashed line is the blackbody emission.

5.1. Continuum

The main continuum emission present in the UV to NIR spectral region of quasars is due to an accretion disk (Malkan & Sargent 1982; Malkan 1983). Accretion disk emission is thermal (a “stretched blackbody”) but can be modeled locally with a power law with a slope of -2.4 . Optical and NIR spectra should share in part the same underlying continuum, i.e., the low-energy tail of the accretion disk emission. However, we could not consistently fit the continuum with a single slope from the optical to the NIR. In the majority of sources, the NIR

spectrum is $\sim 30\text{--}80\%$ above the NIR extrapolation of the optical continuum. Therefore, a local power-law continuum was fit for each quasar assuming a free power-law index. The optical continuum was defined at 4750 and 5100 Å. The IR continuum was set at 8100, 8800, and/or 9400 Å, depending on the wavelength range covered by each NIR spectrum.

A possible origin of the disagreement between the optical and NIR continuum is a contribution from two additional NIR components (Landt et al. 2011). The first component is a diffuse continuum (due to thermal emission and scattering) that may flatten the NIR spectrum (Korista & Goad 2001). The second component is due to the finite albedo of the same dusty clouds emitting the thermal far-IR continuum (Landt et al. 2011). The small range covered by our spectra makes it impossible to measure their contributions. The continuum can be also affected by the host galaxy (this seems to be case for only one quasar in our sample, see Section 5.8).

5.2. Fe II Template

Over the years, there have been several efforts to model the ultraviolet and optical Fe II contribution (Sigut & Pradhan 2003; Sigut et al. 2004; Bruhweiler & Verner 2008). In the NIR, a semi-empirical Fe II template based on the I Zw 1 spectrum was produced by Garcia-Rissmann et al. (2012) who kindly made it available to us. A theoretical template based on photoionization was also computed by the same authors (table 3 of Garcia-Rissmann et al. 2012). A comparison of the two templates is shown in the upper left panel of Figure 4. The agreement between the two templates is fair; both indicate significant Fe II emission around 8400, 9200 Å, and $1 \mu\text{m}$. These features are expected to be produced through Ly α pumping of high energy levels (≈ 11 eV) in the Fe⁺ ion, although Ly α pumping may not be the only production mechanism, and additional mechanisms are still being debated (Sigut & Pradhan 1998; Rudy et al. 2000; Rodríguez-Ardila et al. 2002a; Garcia-Rissmann et al. 2012). Ly α fluorescence makes the difference between optical and NIR emission. Currently, we do not have evidence that this process could induce a difference between the NIR Fe II spectrum of Pop. A and B sources. We considered Fe II measures of table 6 of Landt et al. (2008) for Pop. A (13) and B (4) sources. The median Fe II relative intensities measured in the range 8000–9810 Å are almost identical.

The upper right side of Figure 4 shows an example of fits to the same spectrum (HE1349+0007) using different templates. The lower panels of Figure 4 show the HE1349+0007 NIR spectral range after background subtraction to illustrate the effect of the Fe II template on O I λ 8446 and CaT measures.

In our spectra with high S/N, we observe a rather symmetrical bump due to Pa9 + Fe II at ≈ 9200 Å. The emission on the blue side of this bump cannot be reproduced with the semi-empirical template. The width of Pa9 is limited by the assumption that it should be consistent with that measured for the Balmer lines in the optical spectra. For this reason, we could not model Pa9 with a profile broad enough to fill the observed excess emission. In addition, higher-order Paschen lines constrain the Pa9 intensity. Therefore, the excess of emission with respect to the semi-empirical template has to be ascribed to Fe II. Given the problem with the semi-empirical template, the Fe II emission of our spectra was fitted with both the semi-empirical and the theoretical template.

Between 8600 and 8800 Å, the semi-empirical template presents a contribution that is not modeled by the theoretical

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL SUPPLEMENT SERIES, 217:3 (29pp), 2015 March

MARTÍNEZ-ALDAMA ET AL.

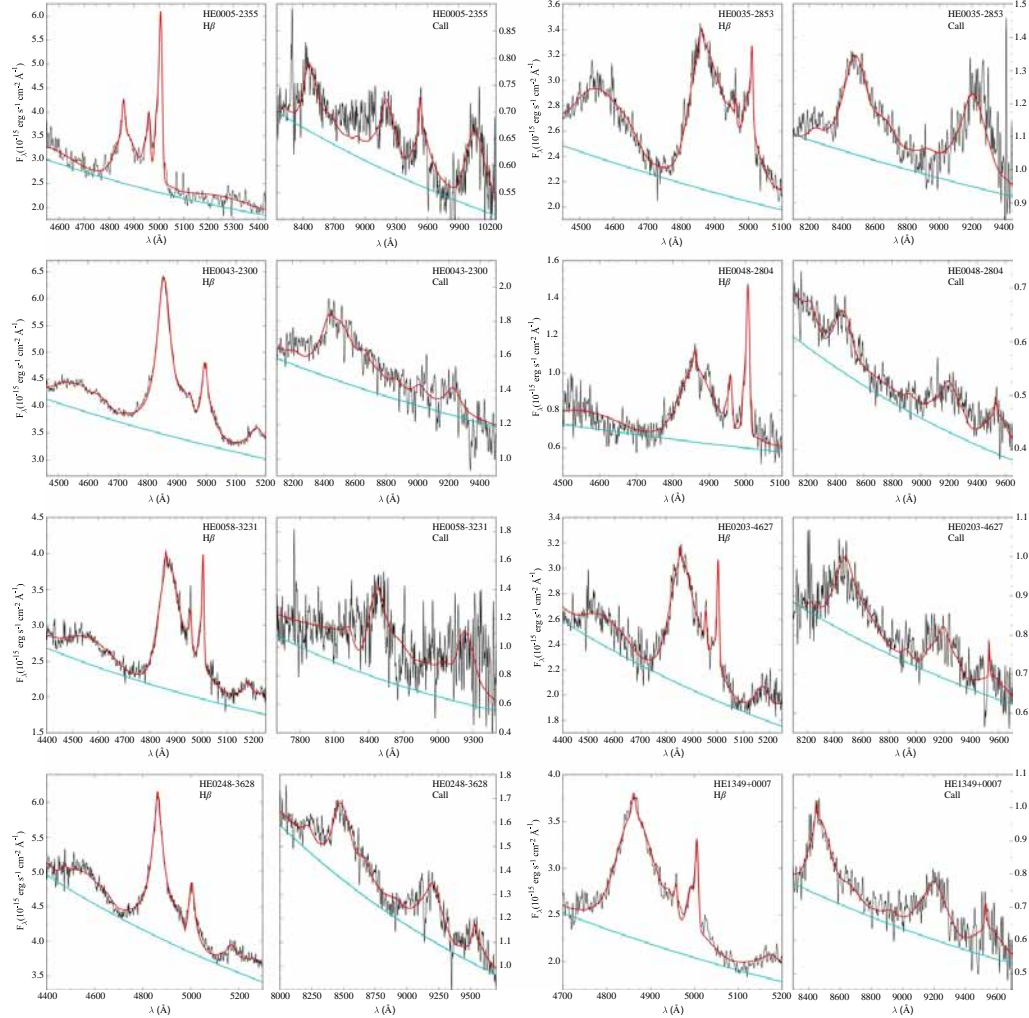


Figure 2. Calibrated spectra. Pairs of close panels show the $H\beta$ (left) and $Ca\ II$ (right) spectral regions before continuum subtraction for each object of our sample. In both panels, the best fit is marked by the red color line and the continuum level is marked with the cyan line. Abscissae are rest-frame wavelength in \AA and ordinates are rest-frame specific flux in units of $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$.

one. This feature affects the flux and equivalent width of the line $Ca\ II\ \lambda\ 8662\ \text{\AA}$. Because the three lines have the same intensity, if the semi-empirical template is used, the equivalent width and flux of CaT and $O\ I\ \lambda\ 8446$ decrease. In our sample, the $O\ I\ \lambda\ 8446$ and CaT flux and equivalent widths are affected by less than 20%, save for two sources where the difference reaches $\approx 20\text{--}35\%$ for $O\ I\ \lambda\ 8446$ (HE2340-4443 and HE0203-4627), and four sources where CaT differs by 20-35% (HE0203-4627, HE2352-4010, HE0248-3628, and HE2340-4443).

We then choose the template that gave the minimum χ^2_{ν} value. We found that the theoretical template is better suited for the majority of the cases. In only three cases (HE2147-3212, HE2349-3800, and HE2352-4010) was the semi-empirical template used; in the remaining sources, the theoretical template was applied.

In the IR, the strongest, most isolated $Fe\ II$ emission features are around $1\ \mu\text{m}$, but this wavelength range is not covered by our spectra. In the wavelength range covered by our spectra, we have no truly isolated $Fe\ II$ features. However, we could still

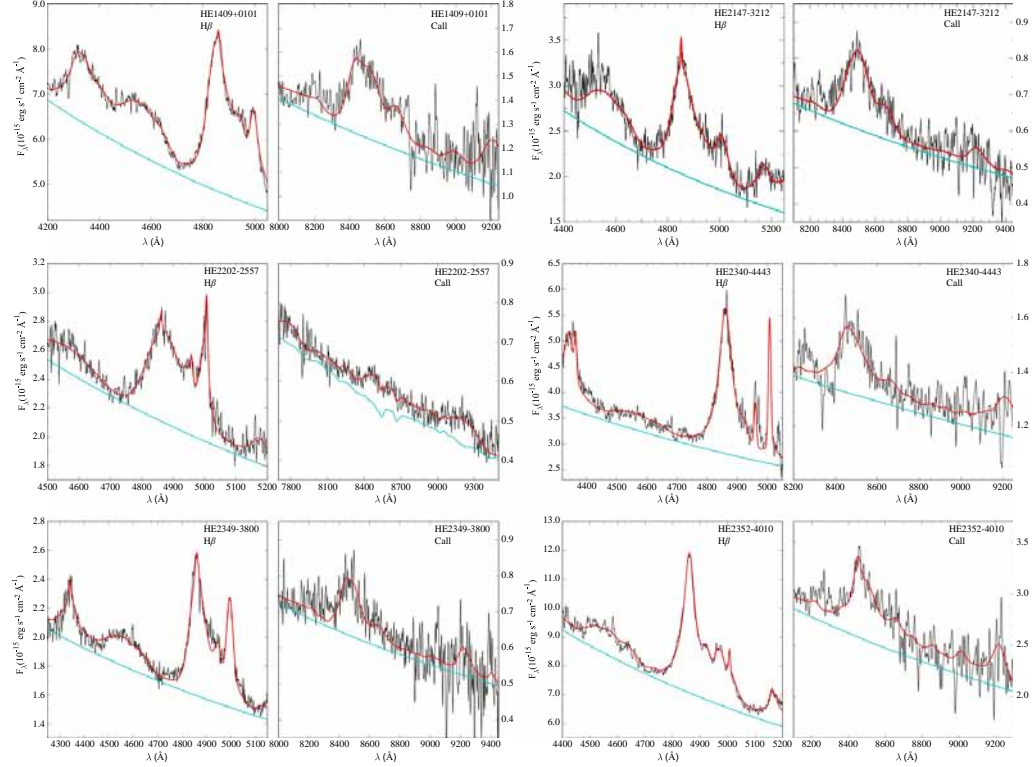


Figure 2. (Continued.)

accurately measure the Fe II contribution in the range of 9000–9400 Å from the scaled and broadened template, and consider it as an estimate of the NIR Fe II emission. In the majority of our spectra, we were able to neatly fit the Fe II and Paschen 9 line contribution.

For the Fe II optical contribution in the H β region we used the template previously employed by Marziani et al. (2009), mainly based on a high S/N optical spectrum of I Zw 1. Iron emission gives rise to a fairly isolated bump at \sim 4450–4680 Å. Optical Fe II emission was defined by the total emission in this range (conventionally indicated with Fe II λ 4570), which is a standard practice (Boroson & Green 1992).

5.3. Broad Component

Following the 4DE1 approach (Sulentic et al. 2000a, 2000b, 2007; Marziani et al. 2001, 2003a, 2003b), we assume that low-ionization lines in Pop. A and B sources have profiles that are best fitted by Lorentzian (Pop. A) or double Gaussian (Pop. B). All the BCs were modeled with this assumption. We note that the Lorentzian approach is roughly equivalent to fitting two Gaussians with the same shifts (usually \lesssim 200 km s $^{-1}$ for

Pop. A sources, Sulentic et al. 2012), one broader and one narrower. However, this is strictly true if the S/N is low: at very high S/N (not the case of our data), a Lorentz function yields a lower χ^2_{ν} (Marziani et al. 2003b). Since the best data suggest that Pop. A H β profiles are Lorentzian (Véron-Cetty et al. 2001; Marziani et al. 2003b; Zamfir et al. 2010; Shapovalova et al. 2012), we fit Lorentzian functions to the broad line profiles of all Pop. A sources in our sample. With a double Gaussian fit, the difference between Pop. A and B would be that the broader Gaussian is usually redshifted in Pop. B.

The H β line profile was taken as a reference for modeling the CaT and O I λ 8446 blend, since its profile is well defined and well understood. CaT was modeled with three BCs of equal intensity and the same FWHM since it is believed that the Ca II triplet components are optically thick (Persson 1988; Ferland & Persson 1989). As Ca II lines are completely blended, it is difficult to measure a shift, so that the Ca II lines were held fixed at rest-frame wavelength. The maximum shifts possible for O I λ 8446 were the ones measured on H β due to the relation between the two lines (see also Section 7.1). FWHM and shifts of H β and high-order Paschen lines were assumed to be identical within the uncertainties.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL SUPPLEMENT SERIES, 217:3 (29pp), 2015 March

MARTÍNEZ-ALDAMA ET AL.

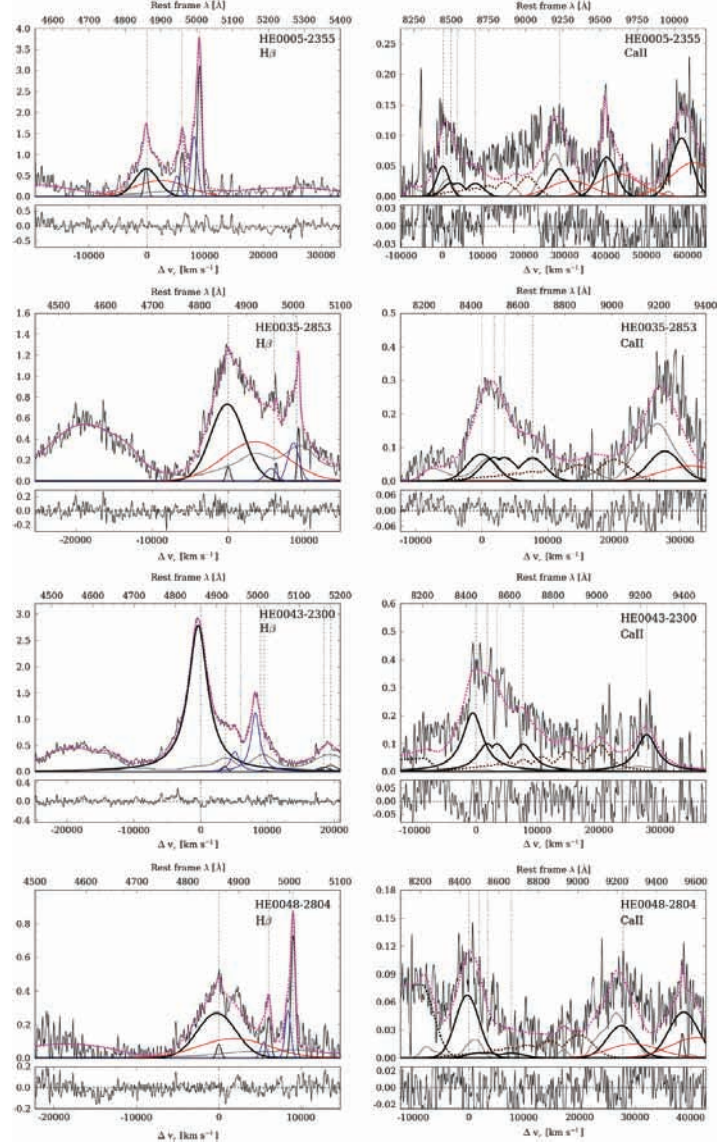


Figure 3. Quasar spectra after continuum subtraction. Abscissae are rest-frame wavelength in \AA and ordinates are rest-frame specific flux in units of $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$. The left panels show the $H\beta$ spectral region and the right panels show the Ca II triplet spectral region. The vertical dashed lines are the rest frame $H\beta$, $[O III] \lambda\lambda 4959, 5007$, $O I \lambda 8446$ and $Ca II \lambda 8498, \lambda 8542, \lambda 8662$. Line coding is as follows. Thick black lines: broad components; thin black lines: narrow components; blue lines: blueshifted components of $H\beta$; red lines: $H\beta$ and Pa9 VBC; gray lines: Fe II contribution; thick dashed black lines: Paschen continuum; thick-brown lines: high-order Paschen lines; thin-dashed pink lines: best-fit model. Note that the Ca II triplet and high-order Paschen lines are shown as blends of individual lines and not as their sum.

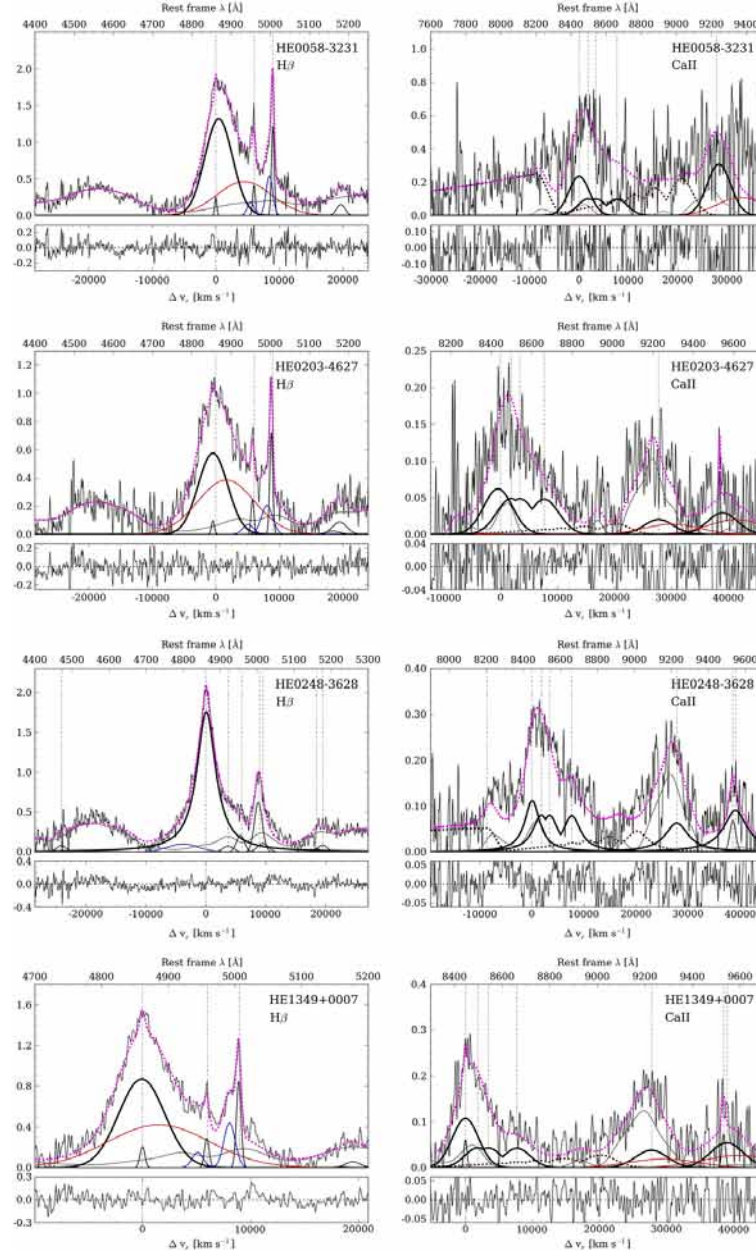


Figure 3. (Continued.)

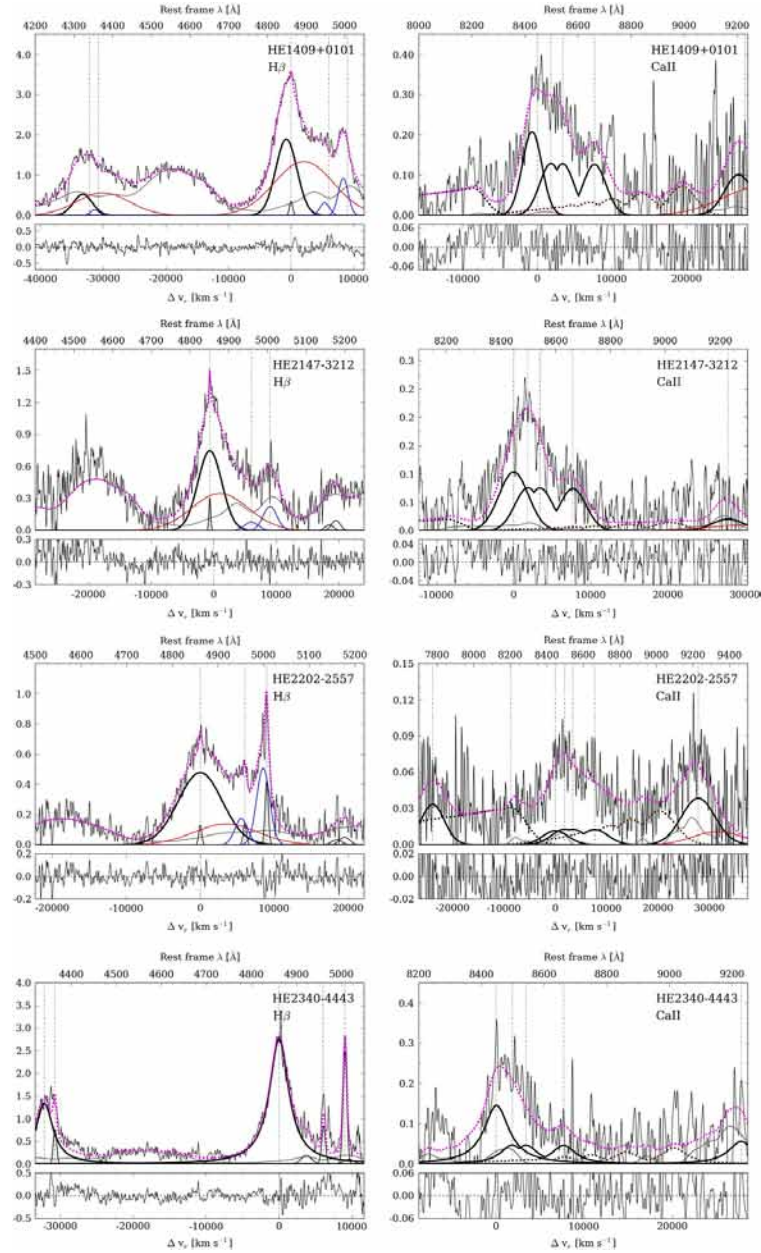


Figure 3. (Continued.)

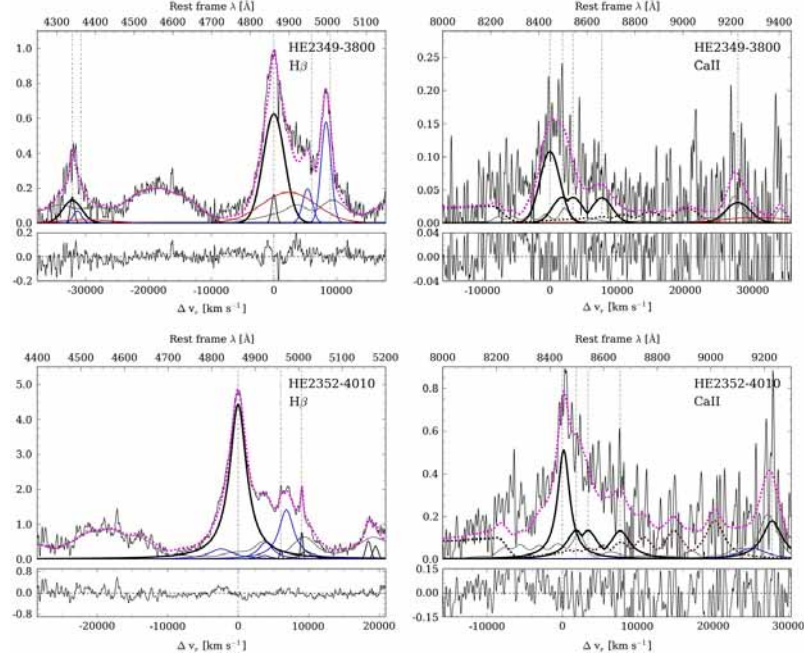


Figure 3. (Continued.)

5.4. Very Broad Component

A VBC was fitted to $H\beta$ and the most intense high-order Paschen lines (Pa9, Pa ϵ λ 9546, and Pa δ λ 10049) for all Pop. B sources. The shift and FWHM were assumed equal to those of $H\beta$ within the uncertainties. A VBC was not fit to the Ca II triplet, since the VBC is believed to be associated with a very high ionization region (the very broad line region, VBLR, e.g., Snedden & Gaskell 2007 and Marziani et al. 2010) that is expected to emit negligible Fe II and Ca II. Since there is no clear spectroscopic evidence of the presence of a VBC for O I, only a BC was first considered also for this line (although the possibility of an O I VBC is debatable and discussed in section Section 7.2).

5.5. Narrow Components (NCs) and Narrow Lines

We considered the $H\beta$ NC ($H\beta_{NC}$) and [O III] $\lambda\lambda$ 4959, 5007. In the NIR, we were able to detect a hint of the NC for O I only in HE1349+0007, a source in which $H\beta_{NC}$ is especially strong. Also, in all the spectra covering the region around \sim 9500 Å, we could detect [S III] λ 9531.

5.6. High-order Paschen Lines

Modeling the NIR spectral range with only the strongest high-order Paschen lines visible in our spectra (Pa9 λ 9229, Pa ϵ λ 9546, and Pa δ λ 10049) results in an emission deficit between 8700 and 9100 Å. Therefore we decided to include even higher-order Paschen lines: from Pa9 λ 9229 up to Pa24 λ 8334.

Since Pa9 is clearly seen in the majority of our spectra, it was taken as a reference to scale the intensity of the other Paschen lines. The intensity ratios were computed from case B values from CLOUDY simulations (version 08.00; Ferland et al. 1998, 2013) which have an exponential decay with increasing order number. This set of lines forms a pseudo-continuum that cannot be neglected in some cases. Previously, Persson (1988) found that Paschen lines contribute \sim 12% of the flux of Ca II λ 8662 in Mrk 42, so that they were ignored. Comparing the flux of Pa13 λ 8665 and the Ca II λ 8662, we found that Paschen lines do contribute by a fraction \gtrsim 30% in 10 sources; in 2 sources, the contribution is \sim 10% (HE0203–4627 and HE2147–3212). In two cases (HE0048–2804 and HE0058–3231), the high-order Paschen lines dominate the fit.

5.7. Paschen Continuum

We could detect a hint of PaC in HE0048–2804 and HE2202–2557, so we included an optically thin model of PaC at 8204 Å. The inclusion has little effect on the O I λ 8446 and CaT measures, since the Paschen series head is separated in wavelength from the O I + CaT blend. A CLOUDY simulation with $\log U = -2.5$ and $\log n_H = 12$ provided us with predictions on the relative intensity of Pa9 and of the integrated PaC (see Osterbrock & Ferland 2006). We then estimated the continuum specific intensity at the Paschen edge and assumed an exponential decrease toward shorter wavelengths appropriate for an optically thin case. Our estimates appear to be in

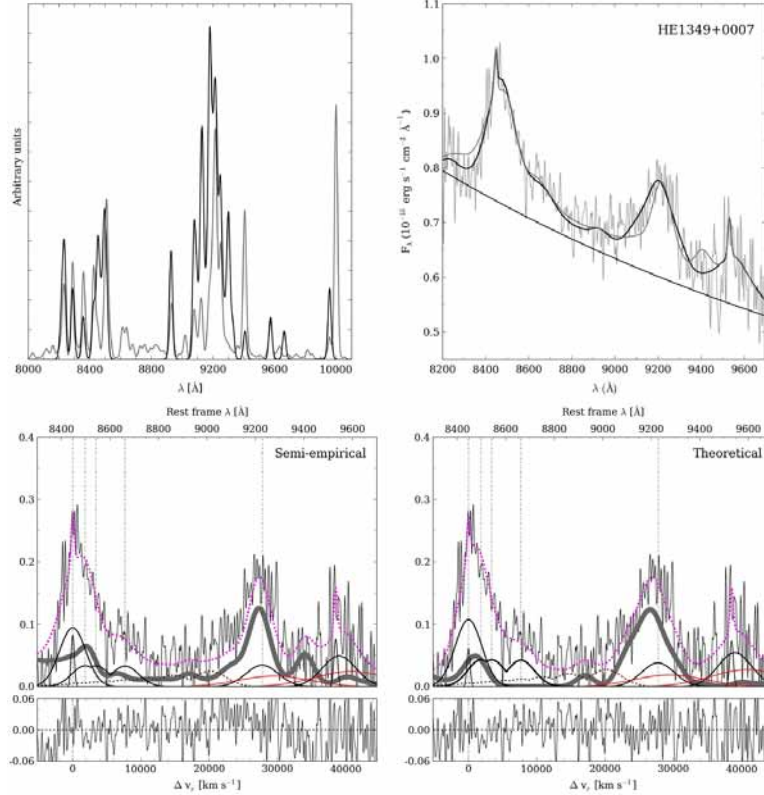


Figure 4. Upper left panel: comparison between theoretical (black line) and semi-empirical (gray line) templates, as obtained by Garcia-Rissmann et al. (2012). Upper right panel: models of the NIR spectral region for HE1349+0007 using the two templates. The Fe II prominent feature at ~ 9200 Å is less strong in the semi-empirical template, leaving a flux deficit in the observed blend with Pa9 $\lambda 9229$. The lower panels emphasize the difference between the two Fe II templates (thick gray line; left: semi-empirical, right: theoretical). Line coding is the same as for the previous figure.

excess with respect to the observations since the best fits require a PaC smaller than that predicted. There are three main possible explanations: (1) CLOUDY computations over-predict the recombination continuum (a distinctly possible case since the assumed conditions are unlikely to be found in optically thin gas), (2) the quasar continuum level is not correct, and the actual continuum is lower, or (3) PaC is not optically thin. We cannot test these options on our data since the spectra cover only a small wavelength range. To properly define PaC, we need to cover a spectral range spanning from the optical to the NIR. We will try to address the issue of the PaC intensity in the future.

5.8. Contribution of the Host Galaxy

A new stellar population synthesis model (Y. Chen et al. 2015, in preparation), based on the code of Bressan et al. (1998) with updated stellar evolutionary tracks (Bressan et al. 2012) and with stellar atmospheres was used to account for the possible contribution of the quasar host galaxy. These

computations are suitable for the analysis of stellar absorption lines in the optical and NIR spectral regions (Sánchez-Blázquez et al. 2006a, 2006b, 2006c; Rayner et al. 2009). From the lookback time at the quasar redshift, we estimated an upper limit to the host age. Then we computed the black hole mass, and estimated the host mass assuming the $M_{\text{bulge}}/M_{\text{BH}}$ ratio (Magorrian et al. 1998; Merloni et al. 2010) appropriate for the quasar redshift. The $0.9 \mu\text{m}$ specific flux was then derived from the stellar population synthesis models that are provided as a function of mass. We found that the underlying stellar absorption of the host galaxy is significant only in HE2202–2557 with a luminosity contribution of $\approx 50\%$, while the rest of the sample is affected only by $\lesssim 10\%$. In the HE2202–2557 case, we assumed a spheroid mass $\approx 1.1 \times 10^{12} M_{\odot}$, an age of 2.4 Gyr, and a metallicity of $2Z_{\odot}$. These properties are consistent with massive ellipticals expected to host very luminous quasars at intermediate redshift (Trager et al. 2000; Kukulka et al. 2001; Sánchez et al. 2004; Falomo

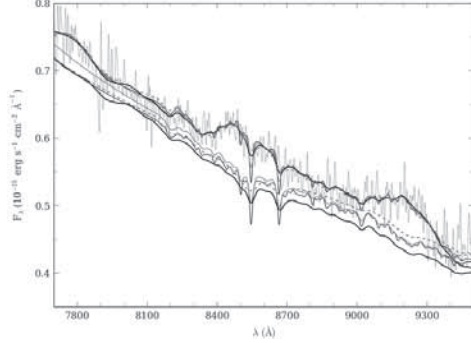


Figure 5. Stellar contribution of HE2202–2557 using different spheroid masses. The thin black and gray lines mark host galaxies with masses of 10^{10} and $10^{11} M_{\odot}$, respectively. The thick black line marks the host galaxy with a mass of $10^{12} M_{\odot}$. The dashed gray line indicates the galaxy with the higher mass $10^{13} M_{\odot}$. Metallicity $2Z_{\odot}$ and age 2.4 Gyr are assumed in all cases. Abscissae are rest-frame wavelength in Å, ordinates are rest-frame flux in units of $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Å}^{-1}$.

et al. 2004; Kotilainen et al. 2007; Spolaor et al. 2009; Floyd et al. 2013).

In order to test the behavior of several stellar templates, we performed several models taking different spheroid masses (10^{10} , 10^{11} , 10^{12} , $10^{13} M_{\odot}$, but keeping metallicity equal to $2Z_{\odot}$, and host age 2.4 Gyr). Model spectra with different spheroid masses provide a similar total spectrum, but spectra differ in the CaT range where the stellar absorptions have different depths and widths, as shown in Figure 5. The CaT intensity in absorption decreases with increasing galaxy mass and/or velocity dispersion (Cenarro et al. 2003; van Dokkum & Conroy 2012) while its width increases. These changes affect the emission lines measurements. The flux and equivalent width of CaT in emission and of O I $\lambda 8446$ increase with galaxy mass. The effect induced by a three orders of magnitude mass change is, in general, $\lesssim 50\%$. In the HE2202–2557 case, Figure 5 shows that host masses lower than $1 \times 10^{12} M_{\odot}$ would yield significant residuals and a worse χ_{ν}^2 , while for $1 \times 10^{13} M_{\odot}$ the χ_{ν}^2 will not change significantly. We assume a bulge mass $1.1 \times 10^{12} M_{\odot}$, consistent with the value expected from $M_{\text{bulge}}/M_{\text{BH}}$ ratio at intermediate redshift following Merloni et al. (2010).

6. RESULTS

Figure 3 shows the multicomponent fits after continuum subtraction for the H β and O I $\lambda 8446$ + CaT spectral regions. Results of multicomponent fits are provided in Tables 2 and 3. Table 2 reports H β and Pa9 $\lambda 9229$ measurements. The first column lists the name of the object and the second column is the continuum flux measured at the line’s rest-frame. The next columns list equivalent width (W), flux (F), and FWHM for BC, NC, and VBC. The last column reports the FWHM of the full profile, i.e., the sum of BC and VBC. Table 3 reports the O I $\lambda 8446$ and CaT $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, and $\lambda 8662$ measurements. As for Table 2, the second column lists the continuum flux at the O I $\lambda 8446$ wavelength and the other columns report W , flux, and FWHM for the BCs. The NC was detected for O I only in

the case of HE1349+0007. Error estimates were obtained as described in Appendix B. The equivalent width and flux for optical and NIR Fe II are reported in Table 4. The last column reports which NIR template (i.e., theoretical or semi-empirical) was used in the fits. Shifts are, at first guess, assumed to be consistent with those of H β , and are found to be in general close to zero (i.e., consistent with the quasar rest frame). They are therefore not reported. Only in one case, HE1409+0101, does H β_{BC} show a significant blueshift, -700 km s^{-1} , and a similar shift was applied to the O I peak to make it consistent with H β . The Ca II triplet was assumed to always be at rest frame. The VBC of hydrogen lines was fit with a broad Gaussian that has a large shift to the red, $\sim 1000\text{--}3000 \text{ km s}^{-1}$, assumed to be the same for the optical and NIR hydrogen lines.

6.1. Ca II Triplet Detection

The Ca II triplet has been observed in sources with strong Fe II emission, as in the majority of the Persson (1988) sample. CaT could be observed in many Fe II strong sources because they are narrow line Seyfert 1s, and emission lines are therefore relatively narrow (FWHM H $\beta \lesssim 2000 \text{ km s}^{-1}$) and sharply peaked. In our sources, CaT lines are often broad and totally blended with O I $\lambda 8446$ and high-order Paschen lines, making it necessary to confirm that CaT is really detected. The $\lambda 8498$ and $\lambda 8542$ lines do not provide conclusive evidence because they are heavily blended among themselves and with O I $\lambda 8446$. On the other hand, Ca II $\lambda 8662$ is in a region relatively free from strong contaminating lines, and in some cases this line could be detected by a simple visual inspection of the spectra (HE0248–3628 is an example). In two cases of sources with weak CaT, like HE0048–2804 and HE2202–2557, visual inspection is inconclusive. To test whether or not detections are real, we performed a fit with no CaT emission. In HE0048–2804, we could observe a slightly positive residual around 8600 Å; CaT emission is very weak, if there is any at all (Figure 6, left). The positive residual is strong in HE2202–2557 and without any doubt that CaT emission is present (Figure 6, right). We conclude that the Ca II triplet is detected in all of our sources with the possible exception of HE0048–2804, even if the detection of CaT emission was not a priori expected on the basis of the Fe II–Ca II correlation (Persson 1988; Joly 1989; Ferland & Persson 1989; Dultzin-Hacyan et al. 1999). We also note that $W(\text{CaT})$ can be as large as $\approx 50 \text{ Å}$.

6.2. Relations between Ca II Triplet and O I $\lambda 8446$

The equivalent width distributions of CaT and O I $\lambda 8446$ for Persson (1988) and our sample are shown in the upper panels of Figure 7. The spread of O I $\lambda 8446$ and CaT values is similar in the two samples. In our sample, $W(\text{CaT})$ is distributed over a wide range, whereas the $W(\text{O I})$ distribution is peaked around $\approx 15\text{--}20 \text{ Å}$. The Persson sample similarly shows a narrower distribution of $W(\text{O I } \lambda 8446)$. The difference in the equivalent width distributions is reflected in the wide range of the CaT/O I $\lambda 8446$ ratio: from almost 0 to CaT significantly stronger than O I $\lambda 8446$.

If we add the 11 upper limits in the sample of Persson (1988) to the distribution, then the CaT seems to be significantly more prominent in our sample. Two sample tests that include censored data indicate a confidence level between 0.92 (Gehan’s Generalized Wilcoxon test) and 0.98 (Logrank

Table 2
Measurements of Equivalent Width, Flux, and FWHM of H β and Pa9 Lines

Object Name	f_{λ} ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	BC			NC			VBC			Full Profile
		W(\AA)	F ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	FWHM (km s^{-1})	W(\AA)	F ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	FWHM (km s^{-1})	W(\AA)	F ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	FWHM (km s^{-1})	FWHM (km s^{-1})
H β											
HE0005-2355	2.5 \pm 0.1	21.8 \pm 2	54.6 \pm 5	4780 \pm 710	3.7 \pm 0.4	9.3 \pm 1.0	790 \pm 120	28.7 \pm 9	70.5 \pm 21	10490 \pm 1550	5810 \pm 340
HE0035-2853	2.1 \pm 0.1	30.3 \pm 1	65.0 \pm 2	5140 \pm 390	0.7 \pm 0.1	1.5 \pm 0.1	620 \pm 50	30.2 \pm 5	63.4 \pm 9	9690 \pm 740	6200 \pm 190
HE0043-2300	3.5 \pm 0.2	69.3 \pm 5	247.7 \pm 12	3500 \pm 110	-	-	-	3500 \pm 110
HE0048-2804	0.6 \pm 0.03	40.1 \pm 4	25.4 \pm 2	5500 \pm 470	1.4 \pm 0.2	0.9 \pm 0.1	620 \pm 90	32.4 \pm 6	20.3 \pm 4	10000 \pm 1480	6610 \pm 380
HE0058-3231	2.1 \pm 0.1	55.4 \pm 2	116.7 \pm 3	5130 \pm 160	0.8 \pm 0.1	1.7 \pm 0.1	390 \pm 30	39.9 \pm 7	81.3 \pm 13	10010 \pm 390	6200 \pm 190
HE0203-4627	2.1 \pm 0.1	26.1 \pm 3	54.4 \pm 5	5490 \pm 810	0.4 \pm 0.1	0.9 \pm 0.1	550 \pm 80	34.1 \pm 10	70.0 \pm 21	10490 \pm 900	6630 \pm 380
HE0248-3628	4.1 \pm 0.1	40.7 \pm 2	170.0 \pm 7	3800 \pm 150	0.6 \pm 0.1	2.3 \pm 0.4	600 \pm 50	2.4 \pm 1*	10.0 \pm 3*	6000 \pm 460*	4460 \pm 170*
HE1349+0007	2.3 \pm 0.1	33.5 \pm 4	75.5 \pm 7	5030 \pm 430	0.8 \pm 0.1	1.9 \pm 0.2	530 \pm 80	36.2 \pm 11	80.1 \pm 24	10980 \pm 430	6110 \pm 350
HE1409+0101	4.9 \pm 0.1	26.8 \pm 1	130.5 \pm 2	4000 \pm 160	0.7 \pm 0.03	3.6 \pm 0.1	600 \pm 20	53.8 \pm 2	256.0 \pm 11	11000 \pm 110	4840 \pm 50
HE2147-3212	2.0 \pm 0.1	28.4 \pm 3	57.7 \pm 6	4490 \pm 660	0.8 \pm 0.1	1.7 \pm 0.2	310 \pm 50	31.6 \pm 10	63.1 \pm 19	10520 \pm 1560	5470 \pm 320
HE2202-2557	2.1 \pm 0.1	27.4 \pm 1	57.6 \pm 2	7000 \pm 540	0.5 \pm 0.04	1.0 \pm 0.1	470 \pm 40	11.7 \pm 2	23.9 \pm 4	9990 \pm 760	8030 \pm 310
HE2340-4443	2.8 \pm 0.1	77.5 \pm 3	224.6 \pm 6	3200 \pm 100	-	-	-	3200 \pm 100
HE2349-3800	1.6 \pm 0.03	27.1 \pm 1	43.1 \pm 1	4000 \pm 160	1.5 \pm 0.1	2.4 \pm 0.1	850 \pm 30	19.8 \pm 3	31.0 \pm 4	10060 \pm 410	4870 \pm 150
HE2352-4010	7.1 \pm 0.1	45.3 \pm 1	327.0 \pm 9	2900 \pm 90	4.0 \pm 0.1*	30.0 \pm 2*	4000 \pm 162*	3300 \pm 30*
Pa9 λ 9229											
HE0005-2355	0.6 \pm 0.02	11.9 \pm 5 (5)	7.0 \pm 3 (3)	4770 \pm 2690 (3500)	15.6 \pm 3 (5)	9.1 \pm 2 (3)	10500 \pm 2410 (3210)	5800 \pm 3270 (4360)
HE0035-2853	0.9 \pm 0.01	15.8 \pm 2 (2)	18.0 \pm 2 (2)	5120 \pm 1020 (1450)	12.7 \pm 1 (1)	14.6 \pm 1 (1)	9700 \pm 740 (800)	6170 \pm 3070 (3570)
HE0043-2300	1.3 \pm 0.03	18.0 \pm 6 (6)	23.5 \pm 8 (8)	3660 \pm 1640 (1810)	-	-	-	3660 \pm 1640 (1810)

THE ASTRONOMICAL JOURNAL SUPPLEMENT SERIES 217:3 (29pp), 2015 March

MARTINEZ-ALDAMA ET AL.

Table 2
(Continued)

Object Name	f_{λ} ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ \AA^{-1})	BC			NC			VBC			Full Profile
		$W(\text{\AA})$	F ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	FWHM (km s^{-1})	$W(\text{\AA})$	F ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	FWHM (km s^{-1})	$W(\text{\AA})$	F ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	FWHM (km s^{-1})	FWHM (km s^{-1})
HE0048-2804	0.4 ± 0.01	14.6 ± 2 (2)	6.3 ± 1 (1)	5550 ± 1250 (2400)	11.9 ± 1 (9)	5.0 ± 0.2 (0.3)	9980 ± 880 (1690)	6650 ± 1000 (1920)
HE0058-3231	0.6 ± 0.06	86.3 ± 13 (13)	51.9 ± 5 (5)	5130 ± 770 (1520)	62.0 ± 9 (9)	36.3 ± 3 (4)	10020 ± 1590 (3140)	6200 ± 930 (1840)
HE0203-4627	0.7 ± 0.03	5.3 ± 4 (4)	3.7 ± 3 (3)	5500 ± 3180 (3670)	6.9 ± 4 (4)	4.7 ± 2 (3)	10200 ± 2340 (2700)	6610 ± 3730 (4300)
HE0248-3628	1.1 ± 0.02	12.8 ± 0.4 (0.4)	14.9 ± 0.3 (0.3)	4900 ± 500 (500)	-	-	-	4900 ± 500 (500)
HE1349+0007	0.6 ± 0.02	10.6 ± 6 (7)	6.3 ± 4 (4)	5100 ± 3010 (2850)	11.4 ± 3 (5)	6.7 ± 2 (3)	10860 ± 720 (730)	6190 ± 3300 (3320)
HE1409+0101	1.1 ± 0.04	12.6 ± 5 (5)	13.4 ± 5 (5)	4030 ± 2270 (2200)	15.6 ± 5 (6)	26.2 ± 5 (6)	10990 ± 2400 (2440)	4870 ± 710 (730)
HE2147-3212	0.5 ± 0.02	6.0 ± 4 (4)	3.0 ± 2 (2)	4500 ± 2600 (3450)	6.3 ± 4 (4)	3.3 ± 1 (1)	10520 ± 2410 (3190)	5470 ± 3170 (4190)
HE2202-2557	0.2 ± 0.004	20.1 ± 4 (5)	8.8 ± 1 (1)	6990 ± 1050 (1040)	8.5 ± 2 (2)	3.3 ± 0.3 (0.3)	10000 ± 1290 (1290)	8020 ± 3020 (3070)
HE2340-4443	1.2 ± 0.05	5.5 ± 5 (5)	8.6 ± 6 (6)	3200 ± 1430 (1450)	-	-	-	3200 ± 1430 (1450)
HE2349-3800	0.4 ± 0.02	7.7 ± 6 (6)	4.0 ± 3 (3)	3940 ± 2280 (2380)	5.2 ± 3 (4)	2.9 ± 2 (2)	10060 ± 2310 (2400)	4780 ± 2770 (2880)
HE2352-4010	2.1 ± 0.04	11.2 ± 3 (3)	25.0 ± 6 (6)	2900 ± 1110 (1070)	4.3 ± 0.4 (0.4)*	10.0 ± 1 (1)	4020 ± 450 (430)	3300 ± 470 (490)

Notes. *The asterisk (*) indicates Pop. A sources with a BC blueshifted component. *The component that was not observed is marked by ellipsis (...). *The dashed line (-) indicates that the component is not appropriated for this kind of source. *In parentheses, we report the uncertainty taking into account the Fe II template effect. See Appendix B. In some cases, the uncertainty appears below the value.

THE ASTRONOMICAL JOURNAL SUPPLEMENT SERIES, 217:3 (29pp), 2015 March

MARTINEZ-ALDAMA ET AL.

Table 3
Measurements of Equivalent Width, Fluxes, and FWHM of O I $\lambda 8446$ and Ca II Triplet

Object Name	f_{λ} ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$)	BC		
		W (\AA)	F ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	FWHM (km s^{-1})
O I $\lambda 8446$				
HE0005–2355	0.7 ± 0.03	7.8 ± 2 (2)	5.2 ± 1 (1)	3500 ± 820 (1080)
HE0035–2853	1.0 ± 0.02	9.4 ± 2 (2)	12.1 ± 2 (2)	5000 ± 370 (410)
HE0043–2300	1.5 ± 0.03	24.5 ± 3 (3)	37.1 ± 4 (5)	4000 ± 360 (390)
HE0048–2804	0.5 ± 0.01	18.4 ± 1 (2)	10.1 ± 1 (1)	4990 ± 270 (500)
HE0058–3231	0.8 ± 0.08	44.4 ± 8 (8)	35.0 ± 5 (5)	4960 ± 100 (100)
HE0203–4627	0.8 ± 0.03	13.6 ± 3 (4)	11.1 ± 3 (3)	6000 ± 250 (250)
HE0248–3628	1.4 ± 0.02	12.2 ± 2 (2)	17.3 ± 3 (3)	3490 ± 260 (260)
HE1349+0007	0.7 ± 0.03	19.9 ± 4 (5)	14.7 ± 3 (4)	4580 ± 680 (850)*
HE1409+0101	1.3 ± 0.05	15.3 ± 2 (2)	19.3 ± 3 (3)	3100 ± 310 (310)
HE2147–3212	0.6 ± 0.02	22.1 ± 6 (11)	13.6 ± 4 (7)	4300 ± 860 (1450)
HE2202–2557	0.3 ± 0.01	3.6 ± 1 (3)	2.0 ± 0.4 (1)	5810 ± 1060 (1370)
HE2340–4443	1.3 ± 0.05	15.9 ± 1 (2)	22.0 ± 2 (2)	3430 ± 220 (220)
HE2349–3800	0.6 ± 0.02	17.6 ± 4 (5)	11.3 ± 2 (3)	3480 ± 520 (520)
HE2352–4010	2.6 ± 0.05	16.6 ± 2 (3)	43.5 ± 4 (4)	1930 ± 110 (110)
Ca II $\lambda 8498, \lambda 8542, \lambda 8662$				
HE0005–2355	0.7 ± 0.03	13.9 ± 8 (11)	9.1 ± 5 (7)	4600 ± 1070 (1690)
HE0035–2853	1.0 ± 0.02	27.9 ± 2 (2)	28.8 ± 2 (2)	4540 ± 170 (180)
HE0043–2300	1.4 ± 0.03	36.1 ± 3 (4)	53.3 ± 4 (6)	4000 ± 150 (160)
HE0048–2804	0.5 ± 0.01	4.9 ± 3 (4)	2.6 ± 2 (2)	5170 ± 2400 (3200)
HE0058–3231	0.8 ± 0.08	59.6 ± 14 (21)	45.0 ± 10 (15)	4910 ± 740 (750)
HE0203–4627	0.8 ± 0.03	33.2 ± 3 (4)	26.3 ± 3 (3)	5960 ± 530 (650)
HE0248–3628	1.3 ± 0.02	31.3 ± 2 (2)	42.8 ± 2 (3)	3990 ± 150 (150)
HE1349+0007	0.7 ± 0.03	24.7 ± 7 (7)	17.7 ± 5 (5)	4530 ± 940 (1100)
HE1409+0101	1.2 ± 0.05	19.9 ± 6 (7)	41.4 ± 8 (8)	3550 ± 500 (510)
HE2147–3212	0.6 ± 0.02	47.4 ± 4 (5)	28.1 ± 2 (3)	3990 ± 150 (150)
HE2202–2557	0.3 ± 0.01	13.0 ± 3 (4)	6.8 ± 1 (1)	5900 ± 330 (400)
HE2340–4443	1.3 ± 0.05	14.8 ± 10 (11)	20.1 ± 14 (15)	3190 ± 1700 (1760)
HE2349–3800	0.6 ± 0.02	19.9 ± 6 (6)	12.3 ± 3 (3)	3520 ± 700 (730)
HE2352–4010	2.5 ± 0.05	21.7 ± 3 (3)	55.7 ± 6 (6)	3080 ± 180 (180)

Notes. ¹In parentheses, we report the uncertainty taking into account the Fe II template effect. ²The equivalent width, flux, and FWHM values for O I NC are 1.3 ± 1.0 \AA , 1.0 ± 0.7 $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$, and 550 ± 250 km s^{-1} , respectively.

test). The O I $\lambda 8446$ distributions (no upper limit; lower left) are instead consistent. Persson (1988) fails to detect CaT emission if $\text{CaT/O I } \lambda 8446 \lesssim 0.3$ with $W(\text{O I } \lambda 8446) \sim 10\text{--}20$ \AA . These sources all show $R_{\text{Fe II}} \lesssim 0.5$ and are of spectral type B1 or A1. This finding leaves open the possibility that there could be a dependence on L and/or z (Section 6.5) specially for CaT.

6.3. Line Widths of H β , O I $\lambda 8446$, and Ca II Triplet

Our data and that of Persson are complementary because our sample is mainly made of Pop. B sources (Table 1; column 6). Twelve of the Persson (1988) sources are Pop. A, for which $\text{FWHM}(\text{H}\beta) \leq 4000$ km s^{-1} , and two are Pop. B. (π Zw 136 and Mrk 376). If we compare the FWHM of H β (measured on the full profile, without separating VBC from BC; top panel of Figure 8), we see an overall consistency of $\text{FWHM}(\text{H}\beta)$ with $\text{FWHM}(\text{CaT})$ and $\text{FWHM}(\text{O I } \lambda 8446)$ for Pop. A sources, while for Pop. B sources $\text{FWHM}(\text{H}\beta)$ is significantly larger

than the FWHM of the NIR lines. This is the effect of the VBC that broadens the full profile of Pop. B by 20–30% (Marziani et al. 2013a).

If we restrict our attention to the BC of H β , there is an obvious correlation between $\text{FWHM}(\text{H}\beta_{\text{BC}}) \gtrsim \text{FWHM}(\text{CaT}) \sim \text{FWHM}(\text{O I } \lambda 8446)$ (middle panel of Figure 8), which confirms and extends the trend found by Persson (1988). In the middle panel of Figure 8, Pop. A sources are located around the equality line, while Pop. B sources are located below. The Pop. B trend is significant at a 2σ confidence level according to a Wilcoxon signed rank test (Wilcoxon 1945), and may indicate that there is a systematic difference between the widths of H β BC only and O I $\lambda 8446$ or CaT in Pop. B sources. A discrepancy could also be due to different quality of data and/or to different measurement techniques, since Pop. A sources are mainly from the Persson sample and Pop. B sources are from our sample, and the H β profiles need a BC/VBC decomposition. If broadening is predominantly due to virial motions, and

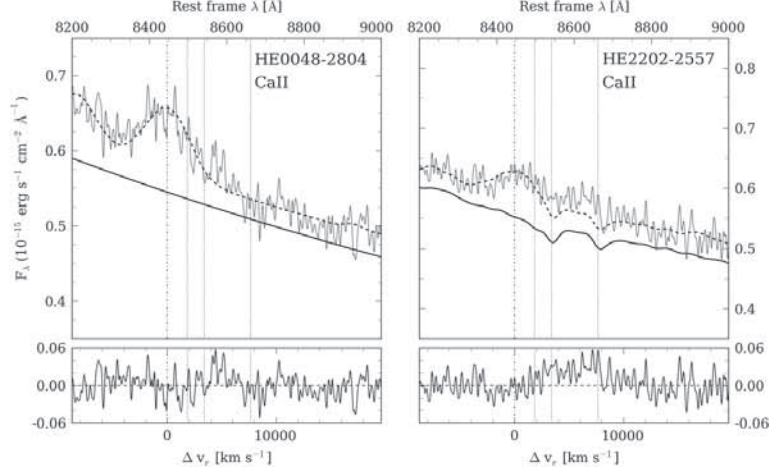


Figure 6. Quasar spectra modeled without Ca II triplet contribution but with all other features present. A positive residual at $\sim 8542\text{--}8662$ Å indicates the presence of the Ca II triplet. Vertical dash-dot and dot lines mark O I λ 8446 and Ca II λ 8498, λ 8542, λ 8662 rest-frame wavelengths. The thick black line traces the assumed continuum (for HE2202–2557 it includes the best-fit host galaxy template).

Table 4
Measurements of Equivalent Width and Flux for Optical and NIR Fe II

Object Name	Fe II _{opt}		Fe II _{NIR}		Template Used
	W (Å)	F (erg s ⁻¹ cm ⁻²)	W (Å)	F (erg s ⁻¹ cm ⁻²)	
HE0005–2355	17.2 ± 2	51.4 ± 8	20.4 ± 5	12.1 ± 9	Theoretical
HE0035–2853	40.7 ± 3	97.0 ± 8	34.2 ± 4	32.5 ± 8	Theoretical
HE0043–2300	20.0 ± 1	78.7 ± 6	2.8 ± 0.3	3.5 ± 0.2	Theoretical
HE0048–2804	22.3 ± 2	15.9 ± 2	18.8 ± 1	8.2 ± 1	Theoretical
HE0058–3231	27.7 ± 2	68.3 ± 19	47.3 ± 4	28.9 ± 7	Theoretical
HE0203–4627	14.4 ± 2	41.5 ± 6	25.1 ± 4	17.3 ± 4	Theoretical
HE0248–3628	13.6 ± 0.5	62.7 ± 3	28.1 ± 3	31.1 ± 1	Theoretical
HE1349+0007	18.5 ± 1	51.6 ± 6	38.5 ± 8	23.2 ± 6	Theoretical
HE1409+0101	36.2 ± 2	203.8 ± 79	3.4 ± 0.4	3.6 ± 1	Theoretical
HE2147–3212	35.0 ± 4	85.4 ± 12	11.3 ± 2	5.6 ± 1	Semi-empirical
HE2202–2557	12.7 ± 1	31.1 ± 3	8.1 ± 2	3.6 ± 1	Theoretical
HE2340–4443	15.4 ± 1	50.4 ± 3	13.0 ± 1	15.2 ± 4	Theoretical
HE2349–3800	19.9 ± 1	35.7 ± 2	8.6 ± 1	4.5 ± 1	Semi-empirical
HE2352–4010	17.6 ± 0.3	147.6 ± 5	12.8 ± 1	26.8 ± 3	Semi-empirical

if $\text{FWHM}(H\beta_{\text{BC}})$ is really systematically larger than $\text{FWHM}(\text{CaT})$ and $\text{FWHM}(\text{O I } \lambda 8446)$, the $H\beta$ emission associated with BC only may still preferentially come from regions closer to the central black hole than CaT and O I $\lambda 8446$.

It is also interesting to compare the FWHM of O I $\lambda 8446$ and CaT (bottom panel of Figure 8). At least to a first approximation, O I $\lambda 8446$ and CaT show consistent FWHM values. The Persson data suggest that CaT is slightly systematically broader than O I $\lambda 8446$. This effect is not seen in our data, however, which have much larger uncertainties. A small CaT and O I $\lambda 8446$ FWHM difference may be explained in the context of the different emissivity of the two lines as a function of ionization parameter and density. If the two lines are not emitted in a coexistence region (Rodríguez-Ardila et al. 2002a; Matsuoka et al. 2005, 2007), they can be emitted in two regions

with different physical conditions but which are kinematically coupled. Considerations of ionization parameter and density may support this possibility (discussed in Section 7.1).

6.4. Relation to Fe II

Photoionization models performed by Joly (1989) have shown that the relation between the ratios $\text{CaT}/H\beta$ and $\text{Fe II } \lambda 4570/H\beta$ provides evidence of a common origin for CaT and Fe II $\lambda 4570$: $\text{CaT}/H\beta$ increases at high density and low temperature as does $\text{Fe II } \lambda 4570/H\beta$ (Joly 1987). Our sample follows the same trend found by Joly (Figure 9), with a Spearman correlation coefficient $\rho \approx 0.73$, yielding a negligible probability ($P < 10^{-4}$) that the correlation arises from statistical fluctuations. The correlation is consistent with the

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL SUPPLEMENT SERIES, 217:3 (29pp), 2015 March

MARTÍNEZ-ALDAMA ET AL.

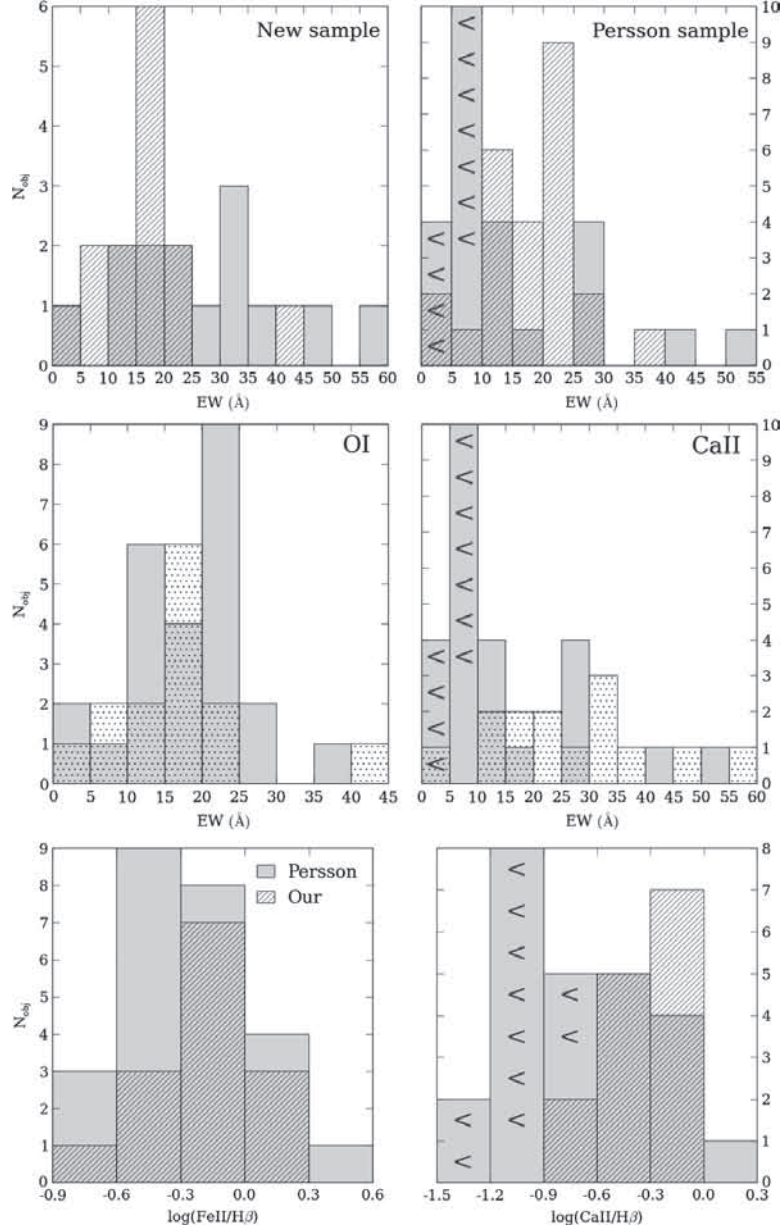


Figure 7. Top panels: histograms of $W(\text{O I})$ (hatched) and $W(\text{Ca II})$ (shaded) for our new ISAAC sample and Persson (1988). Arrowheads indicate upper limits. Middle panels: distributions of $W(\text{O I } \lambda 8446)$ (left) and $W(\text{Ca II})$ (right) in our new sample (dotted) and from Persson (1988; shaded). Bottom panel: distributions of $\text{Fe II } \lambda 4570/H\beta$ ($R_{\text{Fe II}}$) and $\text{Ca II}/H\beta$ for our ISAAC sample (hatched) and Persson (1988; shaded).

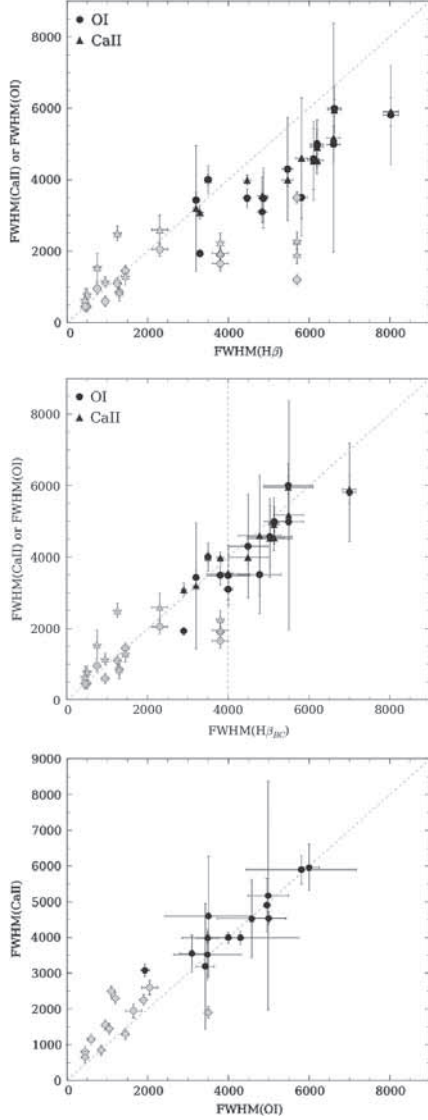


Figure 8. Top: comparison between the Ca II triplet, O I $\lambda 8446$, and H β FWHMs, in km s^{-1} . Abscissa is the H β FWHM (full profile, i.e., BC + VBC), ordinate is the Ca II Triplet and O I $\lambda 8446$ FWHM. Circles represent the O I data, while squares are Ca II triplet data. Black symbols are from our sample and gray symbols represent the Persson sample. The diagonal dashed line is the equality line. The vertical dashed line at 4000 km s^{-1} indicates the separation between Pop. A and B. Middle: same as above but for FWHM H β_{BC} . Bottom: FWHM(CaII) vs. FWHM(O I $\lambda 8446$).

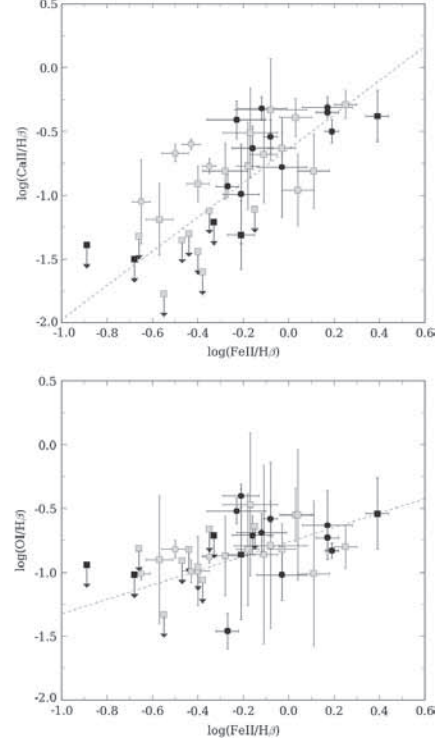


Figure 9. Top: relation between the observed ratios $\log(\text{Fe II } \lambda 4570/\text{H}\beta)$ and $\log(\text{CaT}/\text{H}\beta)$. Circles indicate our sample, while squares indicate the Persson sample. Gray symbols indicate Pop. A sources, while black symbols indicate Pop. B sources. The arrows mark upper limits. Trendlines are represented by gray dashed lines. Bottom: same as above but for $\log(\text{O I } \lambda 8446/\text{H}\beta_{BC})$ vs. $\log(\text{Fe II } \lambda 4570/\text{H}\beta_{BC})$.

idea that Fe II $\lambda 4570$ and CaT are both emitted in a similar region, since the two lines are expected to be emitted under very similar physical conditions. If not, a hidden variable (metallicity or even orientation: Dultzin-Hacyan et al. 1999) could give rise to the observed correlation.

A least-squares fit including censored data provides the following relation: $\log(\text{CaT}/\text{H}\beta) \approx (1.33 \pm 0.23) \log(\text{Fe II } \lambda 4570/\text{H}\beta) - (0.63 \pm 0.07)$. The relation between O I $\lambda 8446/\text{H}\beta$ and Fe II $\lambda 4570/\text{H}\beta$ is, on the contrary, much more shallow, even if the slope is significantly different from 0: $\log(\text{O I } \lambda 8446/\text{H}\beta) = (0.56 \pm 0.14) \log(\text{Fe II } \lambda 4570/\text{H}\beta) - (0.76 \pm 0.05)$, implying that the systematic O I $\lambda 8446/\text{H}\beta$ change is a factor ≈ 3.5 for an order-of-magnitude increase in $R_{\text{Fe II}}$.

6.5. Correlation with Redshift and Luminosity

Figure 10 shows that $W(\text{O I } \lambda 8446)$ does not correlate with luminosity over a range covering 4 dex in luminosity, as defined by our sample and Persson's data, with the addition of intermediate-luminosity sources from Matsuoka et al. (2007).

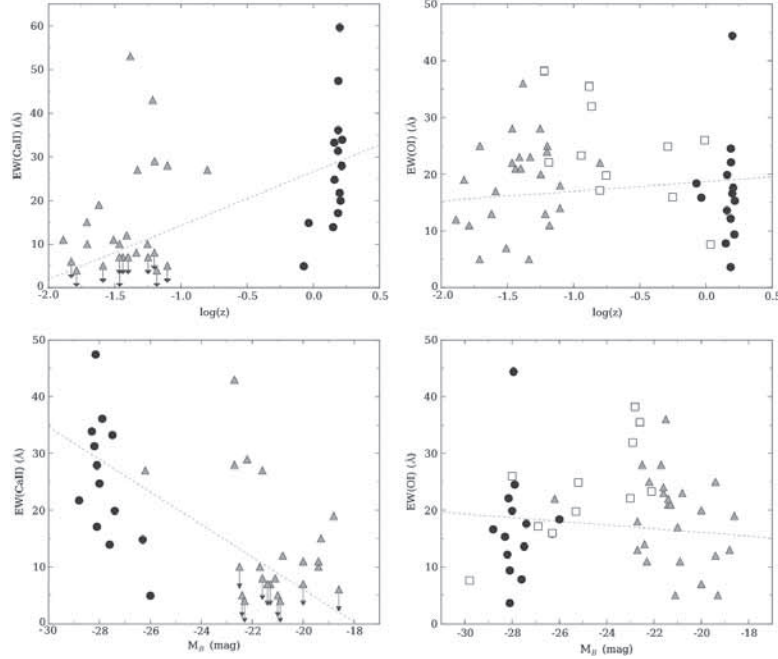


Figure 10. Equivalent width of CaT and O I $\lambda 8446$ as a function of z (top) and absolute B magnitude (bottom). Filled circles: sample presented in this paper; triangles: data from Persson (1988); open squares: data from Matsuoka et al. (2007). Gray dashed lines are trendlines.

The present data do not support earlier claims of a low-ionization Baldwin effect in O I, either as a function of luminosity or as a function of redshift (i.e., an “evolutionary Baldwin effect”).

The data shown in Figure 10 are statistically biased in terms of both z and L (i.e., they are not uniformly distributed over the covered range). In addition, there is a less-visible, difficult to quantify “Eddington bias” (see Sulentic et al. 2014 for a discussion on this topic): our high- z Pop. B sources may be those with the largest L/L_{Edd} possible for Pop. B. Therefore, great care should be taken when interpreting the bottom left panel of Figure 10 before claiming a correlation, even if the correlation coefficient is -0.564 with a probability $<10^{-4}$ of a chance correlation. If we accept this at face value, the trend between M_B and $W(\text{CaT})$ would imply an increase in the prominence of CaT with L and z . We see two possible explanations for this result, in addition to an intrinsic luminosity effect: (a) a larger ratio CaT/Fe II $\lambda 4570$ in the high- L sample; (b) a systematic difference in the Fe II $\lambda 4570/H\beta$ distribution between our sample and the sample of Persson (1988).

The correlation between CaT/ $H\beta$ and Fe II $\lambda 4570/H\beta$ implies that strong CaT emission is associated with strong Fe II $\lambda 4570$ emission. The bottom left panel of Figure 7 shows the $R_{\text{Fe II}}$ distribution for our sample and Persson’s. They are not significantly different according to generalized Wilcoxon’s tests (also repeated without censored data). Therefore, the trend in Figure 10 cannot be ascribed to a systematic difference in

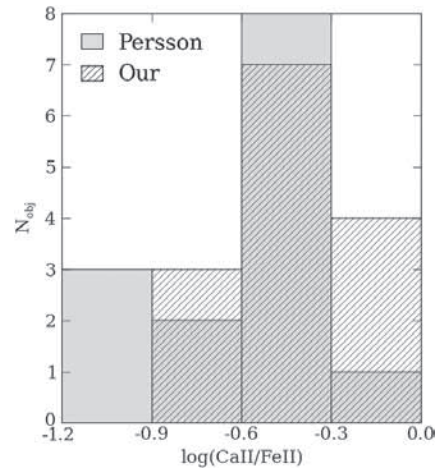


Figure 11. Distribution of CaT/Fe II $\lambda 4570$ for the samples presented in this paper (hatched) and in Persson (1988; shaded).

$R_{\text{Fe II}}$. The bottom right panel of Figure 7 shows the CaT/ $H\beta$ distributions. In this case, the same two sample tests yield a significant difference. Figure 11 shows the CaT/

Fe II $\lambda 4570$ distributions (only for detected data) that are probably least affected by selection effects⁷ and they are found to be significantly different with a confidence above the 2σ level: the CaT/Fe II $\lambda 4570$ ratio average is larger by a factor ≈ 1.7 for the ISAAC sample. This effect can account at least in part for the L and z trends in Figure 10, and is a potentially important result that will be discussed in Sections 7.3 and 7.4, even if confirmation from a larger sample and a set of observations obtained with the same instrument including low- and high- z sources is needed.

7. DISCUSSION

7.1. Comparison With Photoionization Models

We computed photoionization models using the code CLOUDY (Ferland et al. 1998, 2013) in order to constrain the physical conditions of the region where CaT and O I $\lambda 8446$ are emitted. The simulations include a 371-level Fe II ion that allows some limited comparison with the observations of optical and IR Fe II emission. Simulations span the density range $7.00 < \log n_H < 14.00 \text{ cm}^{-3}$ and the ionization parameter range $-4.50 < \log U < 00.00$, in intervals of 0.25 dex assuming plane-parallel geometry. The spectral energy distribution of the ionizing continuum is that of Mathews & Ferland (1987) which is considered a standard for quasars. Open geometry, line thermal broadening, and solar metallicity are assumed. We consider column density values 10^{23} and 10^{25} cm^{-2} . Figure 12 shows isopleths of the predicted CaT/O I $\lambda 8446$ ratio as a function of U and n_H for the two values of column density. Figure 13 shows the panel isopleths in the plane (U, n_H) for CaT/H β , O I $\lambda 8446$ /H β , CaT/Pa9, and O I $\lambda 8446$ /Pa9, again for the two values of column density.

From a first comparison between the photoionization prediction at $Z = Z_\odot$ and the observed line ratios, we can draw the following preliminary conclusions.

1. The geometrical depth of the fully ionized zone does not exceed the geometrical depth of the gas slab in the case of $N_c = 10^{25} \text{ cm}^{-2}$. There is a depth range where the gas is only partially ionized, even at the highest U ($\log U \sim 0$). In other words, the ionizing photon flux is not able to make the cloud optically thin. In a photoionization context, O I $\lambda 8446$ and especially CaT emission will be observed only if the emitting gas remains optically thick to the Lyman continuum. Therefore, in the high-ionization parameter area of the plane (n_H, U), we still have some emission of O I $\lambda 8446$ and CaT that it is not predicted when N_c is smaller, 10^{23} cm^{-2} .
2. Constraints on the density of the emitting regions follow from maximum and minimum measured values of CaT/H β , O I $\lambda 8446$ /H β , CaT/Pa9, and O I $\lambda 8446$ /Pa9. Regardless of N_c , the ratios involving CaT (when CaT emission is detected at a high significance) suggest that emission occurs only at relatively high density $\log n_H \gtrsim 11.00$, with an upper limit to the ionization parameter $\log U \approx -1.5$, in agreement with the results of Matsuoka et al. (2007).
3. The median values of the CaT/H β (≈ -0.6) and CaT/O I (≈ 0.2) ratios do not favor the area in the plane (U, n_H)

at very low ionization and high density ($\log n_H \gtrsim 12$, $\log U \lesssim -2.5$), unless density becomes $\log n_H \sim 13$. In this region, significant emission of CaT—but not of O I $\lambda 8446$ —can occur.

4. The ratios of CaT and O I $\lambda 8446$ normalized to H β and Pa9 look strikingly similar (Figure 13). H β and Pa9 are practically interchangeable. The upper half of Table 5 lists the logarithm of the observed flux ratios for H β and Pa9 (BC only), O I $\lambda 8446$, and CaT.

The observed equivalent width of CaT can be $\approx 50 \text{ \AA}$, and W(O I $\lambda 8446$) $\lesssim 25 \text{ \AA}$. These large equivalent widths are observed in both our sample and the Persson sample. Reaching values that high for CaT is possible in the framework of photoionization within the broad n_H lower limit and U upper limit set above. W(CaT) is strongly dependent on the column density in the area centered at (n_H, U) $\approx (11.5, -2.5)$: the larger column density case yields an almost 10 fold increase in W(CaT), while the effect is much lower for O I $\lambda 8446$.

If we want to impose the conditions that O I $\lambda 8446$ and CaT are emitted mainly within the same range of physical conditions, then a high metallicity ($5 Z_\odot$) seems to be required in order to account for the largest observed W(O I $\lambda 8446$) with a reasonable covering factor (≈ 0.2). Metallicity of solar or higher than solar is a very likely condition for HE sources. They are among the most luminous quasars known and there is a well-defined correlation between Z and luminosity (e.g., Shin et al. 2013). Among Pop. B sources, the HE quasars show large $R_{\text{Fe II}}$. Therefore, strong CaT and O I $\lambda 8446$ emitters (the values of Table 3 are loosely correlated) would benefit from large column density and high Z . We remark that the condition of high Z is needed to explain in particular the O I strength if we require that O I $\lambda 8446$ and CaT are emitted under similar conditions. This might not necessarily be the case.

At variance with CaT, O I $\lambda 8446$ can be emitted over a wide range of densities: $9.00 \lesssim \log n_H \lesssim 12.00$. We interpret the difference in behavior as due to (1) the similarity of neutral hydrogen and oxygen ionization potentials ($\approx 13.6 \text{ eV}$) and (2) the Bowen fluorescence mechanism, which is strongly influenced by the ionizing photon flux. The Bowen mechanism has indeed been found to be the major contributor to the O I intensity in most AGNs studied by Rodríguez-Ardila et al. (2002a) and Landt et al. (2008). Therefore O I $\lambda 8446$ emission can originate in deep regions exposed to a large ionizing photon flux provided that the column density is high $N_c \sim 10^{23-25} \text{ cm}^{-2}$. These properties are consistent with those of VBLR seen in Pop. B sources (Marziani et al. 2010).

To frame these results for physical conditions in a broader scenario encompassing kinematics, we have to consider inferences that come from an analysis of internal line shifts and profile differences. A basic result is that the BLR can be separated into two main regions: one emitting mostly LILs and the other emitting HILs. In Pop. A sources, a blueshift and asymmetry (as in the prototypical HIL C4 λ 1549) indicate that the HILs are emitted within a partially obscured flow (Sulentic et al. 2007; Richards et al. 2011; Wang et al. 2011). Photoionization models further suggest that the HIL emitting region has a relatively low density ($n_H \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$), a column density of $10^{21-23} \text{ cm}^{-2}$, and a high ionization parameter, $U \sim 10^{-1}$, which is more than 10 times the value appropriate for LIL emission (Netzer 2013).

The hydrogen lines (typically H β) have been used as representative lines of the LILs. Photoionization models show

⁷ There is no a priori reason why we should select sources with a biased distribution of CaT/Fe II $\lambda 4570$ since we are able to measure the ratio CaT/Fe II $\lambda 4570$ over a broad range of values ($\sim 0.05-0.7$) and we have undistinguishable $R_{\text{Fe II}}$ distributions for the Persson and ISAAC sample.

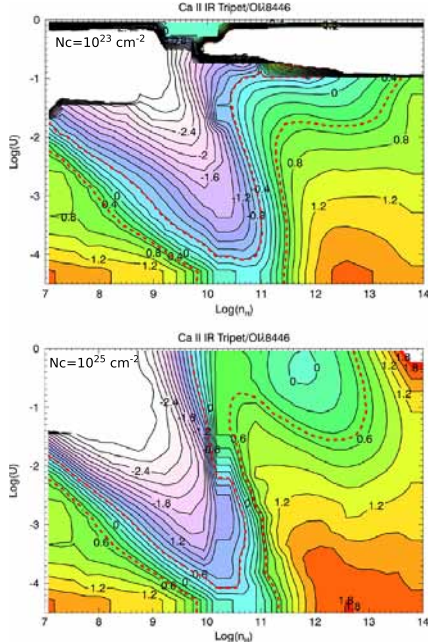


Figure 12. Isocontours of CLOUDY simulation results for line ratio $\log(\text{CaT}/\text{O I } \lambda 8446)$. Abscissa is hydrogen density in cm^{-3} , ordinate is the ionization parameter, both in logarithmic scale. Top: models with N_c of 10^{23} cm^{-2} . Bottom: models with N_c of 10^{25} cm^{-2} . The dashed red line marks the maximum and the minimum value from the observations. All our measurements are inside this region.

that LIL emission is associated with a density that can be as high as $\sim 10^{11.5-12} \text{ cm}^{-3}$, column density $\gtrsim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, and a rather low-ionization parameter $\log U \approx -2$ (Marziani et al. 2010; Netzer 2013). However, even under these conditions, it is not possible to reproduce the intensity of very low ionization lines, like the Fe II features (Wills et al. 1985). Fe II lines need a higher column density ($N_c \sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$) that makes possible an extended partially ionized zone at a relatively low electron temperature ($T \sim 8000 \text{ K}$; Collin-Souffrin et al. 1980; Collin-Souffrin 1987; Joly 1987; Ferland & Persson 1989; Matsuoka et al. 2007).

In Pop. B the blueshifted component seems to be less prominent. The HILs are emitted closer to the central source than the LILs (Peterson & Wandel 1999), implying a radial stratification of the emitting region. The distinction of BC/VBC is the most simple parameterization of the ionization stratification, with VBC being associated with highly ionized ($\log U \sim -0.1$), large column density gas ($\log N_c \gtrsim 23$), probably with a broad range of density (Snedden & Gaskell 2007; Marziani et al. 2010).

7.2. A VBC for O I 8446?

We observe a similarity between the O I 8446 and H β profiles (see Landt et al. 2008). If we take into account

the results of photoionization models, then it is reasonable to investigate the possibility that O I 8446 shows significant VBC emission similar to redshifted VBC emission observed in H β of Pop. B sources.

In order to test the presence of VBC in O I 8446, we added this component to the fits for Pop. B sources. The fits for HE0035-2853 and HE1349+0007 are shown in Figure 14. The results are basically the same with or without the inclusion of VBC. Even if the FWHM of O I 8446 and CaT are the same using models with and without VBC, the flux values changed. The inclusion of VBC reduces the intensity in O I 8446 and CaT by 10–30% and 20–60%, respectively. This reduction implies only slightly different physical conditions when the intensity ratios are entered into the (U , n_H) contour diagrams. The lower half of Table 5 reports values for the CaT/H β , O I 8446/H β , CaT/Pa9, O I 8446/Pa9, and CaT/O I 8446 ratios including a VBC for O I 8446. Comparing the ratios with and without VBC, we see that there is no difference within the errors. For example, if we only assume a BC, then the range of the ratio CaT/O I 8446 is $[-0.59, 0.53]$, while including the O I 8446 VBC implies $[-0.62, 0.40]$. Therefore, the inclusion of an O I 8446 VBC does not significantly modify inferences about the density in the CaT and O I 8446 emitting region: $\log n_H \gtrsim 11.00$ and $9.00 \lesssim \log n_H \lesssim 12.00$, respectively.

The fits carried out without an O I 8446 VBC indicate that there is no empirical requirement for significant VBC emission to obtain acceptable residuals. However, the photoionization models indicate that some O I 8446 VBC contribution could be present. Also, the shape of the CaT + O I 8446 blend bears a striking similarity to the H β profile in sources where the H β VBC is unambiguously present. The S/N of our data is not high enough to constrain any VBC emission in χ^2_ν solutions. We consequently decided to consider a model involving a single Gaussian for O I 8446 with eventual consideration for a possible VBC contribution.

7.3. Ca II Triplet and O I 8446 (and Fe II) in the 4DE1 Context

Several important aspects emerge from the previous analysis: in the context of a photoionized gas, CaT can mainly be emitted in a low-ionization, dense medium of high column density. In the last few decades, there has been considerable progress in modeling Fe II emission in the context of photoionization. As mentioned, the same physical conditions suited for Ca II are also suggested for Fe II emission. The relation between $R_{\text{Fe II}}$ and Ca II/H β implies that the same physical mechanisms should be operating in the emission of both Fe II and Ca II.

The present study confirms that Ca II and Fe II emissions are correlated even in very high luminosity objects (Figure 9). Figure 8 shows that our sample and the low-luminosity sample of Persson partly overlap and smoothly merge. This is further confirmation that 4DE1 correlations involving low-ionization emission line ratios are also orthogonal to luminosity.

The 4DE1 sequence is, at least in part, a sequence of increasing optical Fe II prominence (Marziani et al. 2009 and references therein), and our sample contains mainly Pop. B sources; the Ca II detection confirms that a dense, low-ionization region also has to be present in Pop. B sources. Therefore, the change along the 4DE1 sequence should be ascribed to a systematic variation contribution of a low-ionization region: from a low contribution to Fe II and

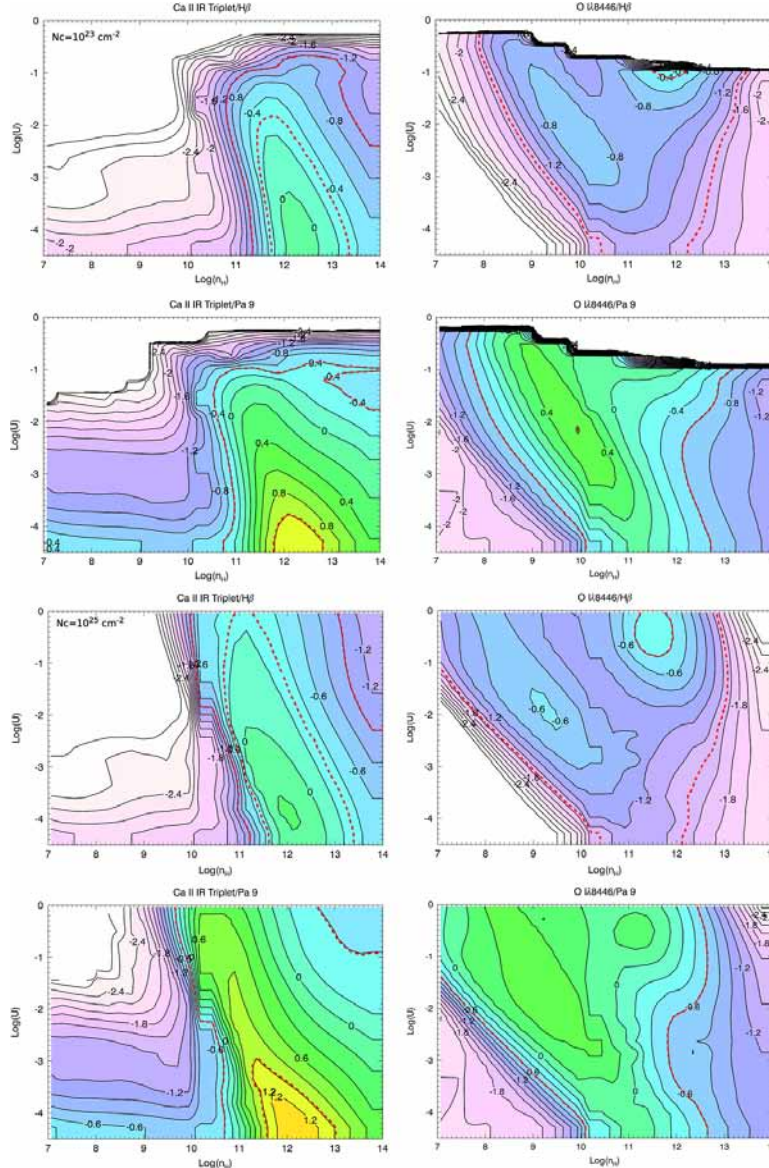


Figure 13. Isocontours of CLOUDY simulation results for line ratios $\log(\text{CaT}/\text{H}\beta)$, $\log(\text{O I } \lambda 8446/\text{H}\beta)$, $\log(\text{CaT}/\text{Pa}\beta)$, and $\log(\text{O I } \lambda 8446/\text{Pa}\beta)$. Abscissa is hydrogen density in cm^{-3} , ordinate is the ionization parameter, both in logarithmic scale. Top: model with column density $N_c = 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. Bottom: model with $N_c = 10^{25} \text{ cm}^{-2}$.

Ca II emission in extreme Pop. B sources, to a maximum contribution in extreme Pop. A sources (Negrete et al. 2012).

Recent results for the reverberation time lag measured for three Seyfert 1 galaxies (NGC 4593, Mrk 1511, and Akn 564) strongly support the conclusion that Fe II emission originates in

photoionized gas located predominantly in the outer portion of BLR (Shapovalova et al. 2012; Barth et al. 2013). Our analysis indicates that CaT and O I $\lambda 8446$ can be interpreted as emission from photoionized gas, with CaT strongly favored at low ionization and high density. The conditions we suggest are

Table 5
Observed Flux Ratios for the BC of H β , Pa9, O I λ 8446, and Ca II Triplet

Object Name	log	log	log	log	log
	(CaT/ H β)	(O I/ H β)	(CaT/ Pa9)	(O I/ Pa9)	(CaT/ O I)
No O I VBC					
HE0005–2355	–0.78	–1.02	0.11	–0.13	0.24
HE0035–2853	–0.35	–0.73	0.28	–0.09	0.38
HE0043–2300	–0.67	–0.82	0.35	0.20	0.16
HE0048–2804	–0.99	–0.40	–0.39	0.20	–0.59
HE0058–3231	–0.41	–0.52	–0.06	–0.17	0.11
HE0203–4627	–0.32	–0.69	0.86	0.48	0.37
HE0248–3628	–0.60	–0.99	0.46	0.07	0.39
HE1349+0007	–0.63	–0.71	0.45	0.37	0.08
HE1409+0101	–0.50	–0.83	0.49	0.16	0.33
HE2147–3212	–0.31	–0.63	0.97	0.66	0.32
HE2202–2557	–0.93	–1.46	–0.07	–0.60	0.53
HE2340–4443	–1.05	–1.01	0.37	0.41	–0.04
HE2349–3800	–0.54	–0.58	0.49	0.45	0.04
HE2352–4010	–0.77	–0.88	0.35	0.24	0.11
O I VBC					
HE0005–2355	–0.94	–1.10	–0.05	–0.21	0.17
HE0035–2853	–0.58	–0.79	–0.02	–0.23	0.21
HE0043–2300	–0.67	–0.82	0.35	0.20	0.16
HE0048–2804	–1.14	–0.52	–0.52	0.10	–0.62
HE0058–3231	–0.74	–0.52	–0.40	–0.17	–0.22
HE0203–4627	–0.70	–0.75	0.37	0.32	0.05
HE0248–3628	–0.60	–0.99	0.46	0.07	0.39
HE1349+0007	–0.74	–0.89	0.34	0.19	0.15
HE1409+0101	–0.67	–0.96	0.36	0.08	0.29
HE2147–3212	–0.45	–0.71	0.83	0.57	0.26
HE2202–2557	–0.96	–1.36	–0.01	–0.41	0.40
HE2340–4443	–1.05	–1.01	0.37	0.41	–0.04
HE2349–3800	–0.70	–0.65	0.34	0.39	–0.05
HE2352–4010	–0.77	–0.88	0.35	0.24	0.11

similar to those identified for Fe II (Verner et al. 1999; Sigut & Pradhan 2003; Sigut et al. 2004; Bruhweiler & Verner 2008). Therefore, photoionization models are probably appropriate at least in moderate Fe II emitters. Refinements in modeling Fe II emission are needed to reconcile observations with theory, in order to reproduce the observed multiplet ratios and especially Fe II_{UV}/Fe II_{opt} (Sameshima et al. 2011).

Can the strongest Fe II emitters also be explained in a pure photoionization scheme? According to Collin-Souffrin (1986) and Joly (1987), a different source of heating is needed. The strongest Fe II emitters show continuity with fainter Fe II emitters in the 4DE1 sequence (Zamfir et al. 2010; Marziani & Sulentic 2012). By Occam’s razor, invoking an additional mechanism should be avoided if no discontinuity is observed. By virtue of the correlation in Figure 9, a strong CaT emitter should be also strong Fe II emitters. If log CaT/H β \approx –0.3, then we expect $R_{\text{Fe II}} \approx 2$. The results of this paper indicate that the strongest observed CaT can be accounted for in a photoionization scenario, suggesting that strong Fe II emitters with $R_{\text{Fe II}} \lesssim 2$ could also be explained by photoionization if CaT is a valid tracer of the Fe II emitting gas.

7.4. Implications for Star Formation

We pointed out (Section 6.5) a possible increase of $W(\text{CaT})$ with luminosity. This trend is prone to selection effects and

should be viewed with caution. The CaT/Fe II λ 4570 ratio is, on average, a factor of ≈ 1.7 larger in our sample than in Persson (1988). We regard CaT/Fe II λ 4570 as a reliable measurement. It is unlikely that the difference stems from different analysis techniques. In fact, our measures are corrected for Fe II and high-order Paschen lines while Persson’s were not. There could be several other factors affecting the CaT/Fe II λ 4570 ratio, for example, effects associated with microturbulence and spectral energy distribution (Verner et al. 2003; Matsuoka et al. 2007). The effect of microturbulence on UV Fe II could be especially relevant if v_{turb} is as high as 100 km s $^{-1}$. Its effect on the optical Fe II emission could be much less, as tested by CLOUDY simulations for plausible values of U and n_{H} (–2.5, 12.00). The possibility of a softer SED has been checked by comparing a simulation with the Mathews & Ferland (1987) SED and with the NLSy1 SED of Marziani & Sulentic (2014). The effect of a softer X-ray spectrum is relatively modest, yielding a $\approx 25\%$ decrease in the CaT/Fe II λ 4570 ratio at a fixed U . This last effect may influence our data since Persson sources are mainly NLSy1, while our sample includes mainly Pop. B but is unable to fully account for the difference between the two samples.

If (1) CaT/Fe II λ 4570 traces the calcium abundance as well as the abundance ratio of calcium and iron and (2) if the calcium abundance scales with other α elements, then a CaT/Fe II λ 4570 increase at higher z could be associated with circumnuclear star formation or host galaxy evolution because the ratio $[\alpha/\text{Fe}]$ represents a sort of “chemical clock” with $[\alpha/\text{Fe}]$ being higher at earlier cosmic times (e.g., Matteucci 2012 and references therein). An overabundance, relative to Fe, of α elements such as calcium is expected if there has been enrichment from a recent burst of star formation: the α elements are produced through core collapse supernovae on timescales $\lesssim 3 \times 10^7$ yr, while iron is due to Type Ia supernovae associated with much longer timescales, $\sim 10^9$ yr (Wyse & Gilmore 1988; Matteucci 2003). The sources with largest $W(\text{CaT})$ in the Persson (1988) sample (e.g., the ultra-luminous IR galaxy Mrk 231; Braito et al. 2004) are also those known to be associated with strong star formation and large $R_{\text{Fe II}}$. These low- z sources, however, show a CaT/Fe II λ 4570 ratio that is close to the average of the low- z sample. In the simplest scenario of a circumnuclear burst of star formation, an enhanced CaT/Fe II λ 4570 ratio may imply that star formation in intermediate- z quasars has been sustained over a shorter timescale than in the case of the large $R_{\text{Fe II}}$ sources in the low- z sample or, more likely, that massive stars are continuously forming. It is generally accepted that black hole growth and star formation are closely related (e.g., Sani et al. 2010; Kormendy & Ho 2013, for a review). Therefore, the higher CaT/Fe II λ 4570 ratio observed in the ISAAC sample could possibly reflect the coevolution of the black hole and host galaxy (in the framework of massive black hole formation and bulge growth after a wet merger) that is expected to occur at intermediate and high z and to ultimately power the most luminous quasars.

7.5. A Possible Geometry of the BLR

The narrower line width of Fe II and Mg II λ 2800 indicates that the distance from the central continuum source could be larger for these lines than for the Balmer lines (Sulentic et al. 2006; Marziani et al. 2013b) if the velocity field associated with line broadening is predominantly virial. According to the physical condition inference from CaT, a natural site of

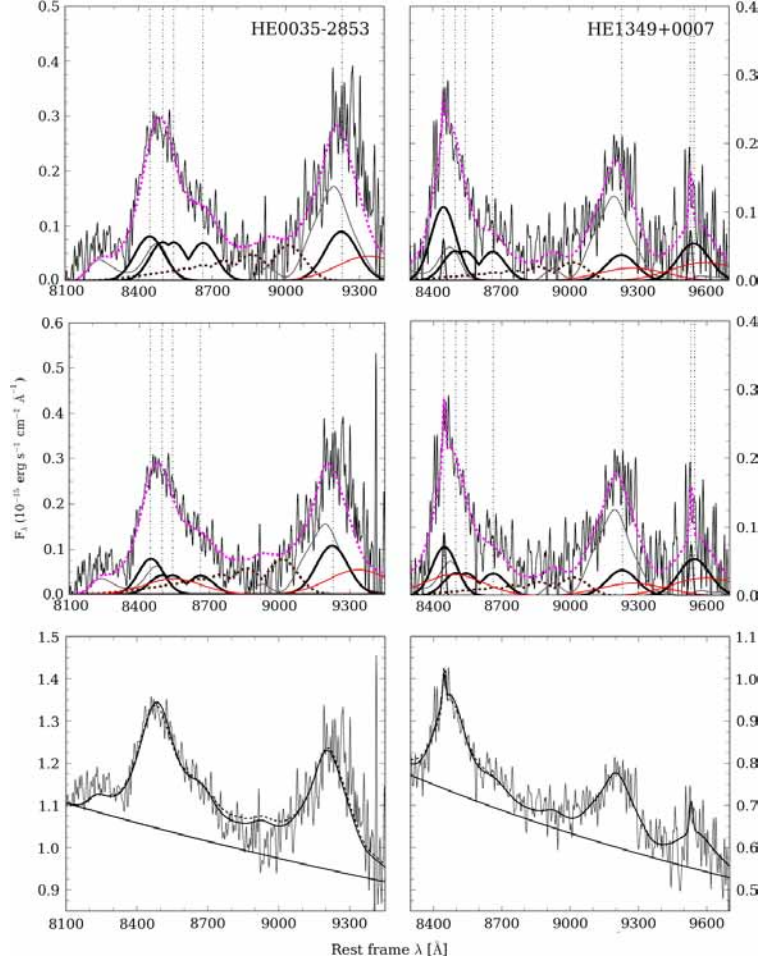


Figure 14. Fits with and without O I $\lambda 8446$ VBC. The upper panels show the model with only BC. The middle panels present model fits with O I $\lambda 8446$ VBC. The meaning of the line coding is the same of Figure 3. In the bottom panels, the continuous lines mark the model with O I $\lambda 8446$ BC only, while the dashed lines mark the model with BC+VBC. We do not observe a significant difference.

emission for LILs is the accretion disk that provides a high column density environment (Collin-Souffrin 1987; Collin-Souffrin et al. 1988; Ferland & Persson 1989). Physical conditions may not be strictly the same for O I and Ca II emission. O I is more likely emitted in a region with physical conditions similar to H β (Section 7.1).

For example, we may envision a plane-parallel distribution of BLR clouds above and below the accretion disk. In this configuration, the cloud dynamics is dominated by gravity and the emitting gas motion is virialized. Some of these clouds might be at the same distance from the ionization source as some accretion disk regions, and therefore they may share the same dynamics.

The Ca II and O I emitting regions should share a similar ionization status since the two ions have similar ionization potentials. This (along with the kinematical similarity) leads to the interpretation that Ca T and O I $\lambda 8446$ are emitted from physically overlapping gas. However, they do not necessarily share exactly the same density and ionization status. From Figure 13, we see that the observed O I $\lambda 8446$ /H β ratio leads to poor constraints on n_H and U . If r is similar because of similar kinematics, then there is a large range in n_H and U that will be consistent with the observed O I $\lambda 8446$ /H β , keeping the ionizing photon flux the same for the two lines. This indicates that O I $\lambda 8446$ and Ca T may have similar FWHM even if they are emitted in somewhat different conditions. A possible model

involves an illuminated accretion disk in vertical hydrostatic equilibrium at each radius: Ca II may arise with higher efficiency than O I $\lambda 8446$ from the deepest regions of the disk.

The geometry of BLR is likely dependent on the source location in the 4DE1 sequence. The 4DE1 is probably a sequence of the Eddington ratio, which decreases from Pop. A to Pop. B (Marziani et al. 2001). Non-gravitational forces such as radiation pressure are expected to be operating at maximum strength in extreme Pop. A sources (Marziani et al. 2008; Netzer & Marziani 2010; Negrete et al. 2013). Among Pop. B sources, we frequently observe strong redward asymmetries in the H β profiles, and they are very prominent in the spectra of our sources. The physical origin of these features is unclear (e.g., Punsly & Zhang 2010) and may be associated with a non-Doppler process. If redward asymmetries are associated with non-virial gas motions, then they may be seen as perturbations whose amplitude increases toward the line base of the H β profile, and thus toward the central continuum source. In the profile interpretation we adopt, we isolate a VBC in H β profiles that should represent this innermost part of the Hydrogen emitting region, the VBLR. The VBLR cannot emit Fe II or Ca II because the ionization level is too high.

As mentioned, however, hydrogen and oxygen have very similar ionization potentials but not necessarily the same ionization status, and O I $\lambda 8446$ and H β could both be produced in an inner region exposed to a strong radiation field. Some O I $\lambda 8446$ emission could be associated with VBLR. O I $\lambda 8446$ emission could also be favored in an accretion disk plus wind scenario if the innermost regions of line emission are the densest and of highest optical depth (Flohic et al. 2012). The wind/disk scenario is also consistent with the idea of a mostly virial BLR for Pop. B in which an ionization gradient with distance is responsible for differences in line profiles and differences in response times found by reverberation mapping (the BC/VBC can be seen as a crude phenomenological model of such an ionization gradient). It remains to be seen how much O I $\lambda 8446$ can be produced in the VBLR. Theoretical profiles for the different lines will be computed in a companion paper in order to ascertain how strong an O I $\lambda 8446$ VBC might be.

8. CONCLUSION

We have analyzed a set of Ca II IR triplet + O I $\lambda 8446$ observations for a sample of high- z luminous quasars and reported the detection of CaT emission in all sources with the exception of two. We carried out multicomponent fits that included detailed modeling of all emission features—most notably Fe II and high-order Paschen lines—in the range 8000–9500 Å. The fits allowed us to retrieve accurate line widths and fluxes of CaT and O I $\lambda 8446$. The new measurements indicate that Ca II and optical Fe II emission are likely closely related. A possible systematic difference in the CaT/Fe II $\lambda 4570$ ratio (which may also account for an apparent correlation of $W(\text{CaT})$ with z and L) has been found and indicates that recent star formation may be driving gas enrichment in the intermediate z -sample.

We present a preliminary interpretation of our measurements within a photoionization context. Photoionization models show that Ca II triplet and O I $\lambda 8446$ can be emitted in regions with similar physical conditions, although there is a range of ionization parameter and density where only O I $\lambda 8446$ emission is possible and CaT emission is negligible. We propose a scenario where the geometry of the BLR consists

of plane parallel distributions of clouds above and below an accretion disk. In this configuration, cloud dynamics is dominated by gravity. Some of these clouds could be at the same distance from the ionization source as high-density regions within the accretion disk. The clouds and the emitting regions of the disk would share the same dynamics (same FWHM) but differ in physical conditions. Much CaT emission could come from the disk, while O I $\lambda 8446$ could come from less dense gas located, however, at the same distance.

In this paper, we have followed a predominantly empirical approach with a detailed description of data analysis. In a companion paper, we will present additional data along with a study of the ionization mechanism associated with a Ca II triplet and O I $\lambda 8446$ emission.

The authors thank the reviewer for the useful comments to improve this manuscript. D. D. acknowledges support from grant IN107313, PAPIIT UNAM. M. L. M.-A. acknowledges support from a CONACYT scholarship.

APPENDIX A NOTES ON INDIVIDUAL SOURCES

HE0005–2355—CaT and O I $\lambda 8446$ are completely blended. This is the source where Pa7 is detected. Emission on the red side of the Ca II triplet cannot be attributed to high-order Paschen lines because the decrease in intensity should be exponential and this is not observed. [S III] $\lambda 9531$ is clearly seen.

HE0035–2853—One of the highest S/N spectra. The similarity between H β and the O I $\lambda 8446$ + CaT blend is remarkable. We see significant Fe II emission which is also strong in the optical region. There is a clear asymmetry in the Pa9 + Fe II blend at ~ 9000 Å due to Fe II. We can also see Fe II on the blue side of O I $\lambda 8446$. It is underestimated in both theoretical and semi-empirical Fe II templates.

HE0043–2300—The contribution of NIR Fe II emission is weak (optical Fe II is also weak). The whole emission feature at ~ 9200 Å is therefore likely to be Pa9. Although the spectrum is rather noisy, we can detect high-order Paschen lines (specially Pa10 and Pa11). Some excess emission on the blue side of O I $\lambda 8446$ could not be reproduced.

HE0048–2804—This quasar shows the weakest CaT emission, if any. The blend fit is dominated by O I $\lambda 8446$. Emission on the blend red side is well fit by high-order Paschen lines. Although Fe II is weak in the optical spectrum, it is reasonably strong in the NIR. Fe II contributes $\sim 70\%$ of the observed flux in the bump at ~ 9200 Å. Another interesting feature involves the prominent rise in intensity at ~ 8200 Å which may be the beginning of the Paschen continuum. An I-band magnitude value is reported in the USNO-B Catalog (Monet et al. 2003), originating from photographic data taken ~ 20 yr ago. If we normalize the H β spectrum to the USNO-B I magnitude, then we get a significant continuum flux increase of 25% which does not produce a qualitative change in our sample statistics. Due to the large period of time between photographic observations and our data, we prefer not to re-normalize the H β spectrum.

HE0058–3231—O I $\lambda 8446$ is clearly detected but the CaT detection is uncertain. The higher-order Paschen line emission could not be reproduced, especially at ~ 9000 Å. On the blue side of the spectrum, the presence of emission that decreases towards shorter wavelengths is evident and may hint at the presence of Paschen continuum.

HE0203–4627—O I $\lambda 8446$ shows a blueshift of $\sim 450 \text{ km s}^{-1}$ similar to the one observed in the hydrogen lines. O I $\lambda 8446$ and CaT are completely blended, showing a smooth profile but with a clear red asymmetry revealing the presence of CaT emission. The low intensity of Pa9 indicates that the contribution from higher-order Paschen lines is small. For instance, the contribution from Pa13 to the Ca II $\lambda 8662$ profile is $<10\%$. For this reason, the emission at $\sim 8900 \text{ \AA}$ cannot be ascribed to Paschen lines. The Fe II template underestimates the intensity of this feature. Fe II emission is nonetheless favored because Fe II is three times stronger than Pa9 at 9200 \AA .

HE0248–3628—The high S/N of the spectrum allows us to detect Ca II $\lambda 8662$ but does not allow us to distinguish Ca II $\lambda 8498$ from $\lambda 8542$. H β and NIR profiles show a strong similarity. Fe II emission is twice as strong as Pa9 and Pa10 and can partially account for the observed emission at 8900 \AA . There is also a small feature at ~ 9400 that has been identified with Fe II (García-Rissmann et al. 2012) but that is not modeled by theoretical templates. Narrow [S III] $\lambda 9531$ width is comparable to the narrow optical lines. We could not reproduce emission observed on the blue side of O I $\lambda 8446$.

HE1349+0007—We found evidence for a narrow component in O I $\lambda 8446$. For many years O I $\lambda 8446$ was thought to be produced only in the broad line region (Grandi 1980). More recently, evidence was found that part of this line might arise in the narrow line region (Lundt et al. 2008). Fe II ($>50\%$ of the flux in the Pa9 region) dominates the fit with higher-order Paschen lines making a minor contribution.

HE1409+0101—The optical spectrum shows prominent Fe II emission while the NIR spectrum may indicate less prominent Fe II emission. Some Paschen continuum emission may be present.

HE2147–3212—Low S/N spectrum. The only feature clearly observed is the O I $\lambda 8446$ + CaT blend. Ca II $\lambda 8662$ can be readily seen. We cannot fit the Pa9 line with good accuracy.

HE2202–2557—The only source spectrum requiring the subtraction of a host galaxy contribution. Host galaxy absorptions are clearly visible (especially the Ca II triplet). The stellar spectrum contributes 50% of the quasar continuum luminosity. After continuum subtraction, the O I $\lambda 8446$ + CaT emission blend appears similar to the H β profile. O I $\lambda 7775$ and O I $\lambda 8446$ show the same width, with O I $\lambda 7775$ stronger than O I $\lambda 8446$. Emission between these lines can be well fit by the Paschen continuum. Higher-order Paschen lines are present but not unusually strong. O I $\lambda 8446$ and CaT lines are weak with an equivalent width of a few angstroms. The reported flux and equivalent width errors in Table 3 are estimated in a manner consistent with the other sources. In the case of HE2202–2557, a large uncertainty is associated with continuum placement. Repeating the SPECIFY analysis indicates that $\pm 50\%$ may be a more realistic estimate of the flux and equivalent width uncertainty.

HE2340–4443—Modest S/N at 9200 \AA prevents a reliable fit of the Pa9 line. High-order Paschen lines and Fe II measurements have a large uncertainty. O I $\lambda 8446$ and CaT are completely blended and O I $\lambda 8446$ dominates the fit. An I-band magnitude value is reported in the USNO–B Catalog (Monet et al. 2003). The I magnitude would change the flux scale by 40%. As for HE0048–2804, we prefer to keep the flux scale obtained from our calibration.

HE2349–3800—Low S/N makes it difficult to measure Pa9 and Fe II. The O I $\lambda 8446$ + CaT blend is the only distinct feature. We can isolate the contribution of the Ca II $\lambda 8662$ line. There is a bump on the blue side of O I that we cannot reproduce.

HE2352–4010—In this case, we distinguish the contribution of Ca II $\lambda 8662$ as well as the other two lines of the triplet. We observe a bump on the blue side of O I $\lambda 8446$ that cannot be modeled.

APPENDIX B ERROR ESTIMATES

Synthetic Gaussian line profiles were built to estimate statistical errors involved in the line parameter measures. Since we are not dealing with isolated emission lines, we have to consider the effect of blending on error estimates. For the optical spectra, we considered the BC and VBC of H β . For the NIR spectra, we took into account that O I $\lambda 8446$ and CaT are blended together. Model blends were constructed using O I $\lambda 8446$ and the three individual components of CaT, to which we added Gaussian noise. Model profiles were built considering for the typical FWHM and equivalent width measured in our spectra. For H β BC, we assumed FWHM = 4800 km s^{-1} , $W = 24, 40, 56, 70$, and S/N = 20, 30, 40, 50, 60. For H β VBC, we considered FWHM = $10,500 \text{ km s}^{-1}$, $W = 5, 10, 20, 30, 50$, and the same S/N values. For O I $\lambda 8446$, we considered FWHM = 4500 km s^{-1} , $W = 10, 15, 20, 40$, and S/N = 10, 20, 30, 40, 55. For CaT FWHM = 4300 km s^{-1} , $W = 10, 20, 30, 50, 60$ (sum of the three lines), and the same S/N values. In this way, we were able to build blended spectra with profiles similar to the ones seen in the real data of each quasars.

Let p_0 be a blended profile with a given FWHM and W to which noise has been added. Around it, a set of profiles $p_{0,ij}$ was built: (1) changing FWHM and keeping the flux and peak of the line fixed, and then (2) changing flux (and W) but keeping FWHM fixed. $\chi_{v,ij}^2$ values were computed for a fixed noise level as a function of FWHM and flux. The original profile p_0 is associated with the minimum $\chi_{v,ij}^2$. Errors are set through the ratio $F_{ij} = \chi_{v,ij}^2 / \chi_{v,\min}^2$, and precisely by values of F_{ij} that correspond to the probability ≈ 0.32 (1σ confidence level) of reaching a $\chi_{v,ij}^2$ value because of statistical errors (i.e., associated with noise). Values of F_{ij} are computed for the degrees of freedom set by the number pixels in wavelength covered by the lines, minus the number of parameters appearing in the line model. The F_{ij} values provide confidence intervals as a function of FWHM, W , and S/N that define our uncertainty range. The FWHM error was taken from models where the FWHM varies and the peak of the line is fixed. Flux can be written as the product of FWHM times peak intensity. Error propagation on FWHM and peak intensity yields the total error on flux. The left panel of Figure 15 shows an example of blended synthetic profiles with FWHM(O I) = 4500 km s^{-1} , FWHM(Ca II) = 4300 km s^{-1} , $W(\text{O I}) = 20 \text{ \AA}$, $W(\text{CaT}) = 20$, and S/N = 20. The right panel shows the uncertainty range on FWHM and flux estimated from the appropriate F_{ij} value. The parameter $F = \chi_{v,ij}^2 / \chi_{v,\min}^2$ is shown in Figure 15 as a function of FWHM and the intensity of CaT and O I $\lambda 8446$. $F \approx 1.03$ provides 1σ confidence ranges on the parameters. This is basically the classical χ_v^2 technique for error estimates described by Bevington & Robinson (2003) and by Press et al. (1995).

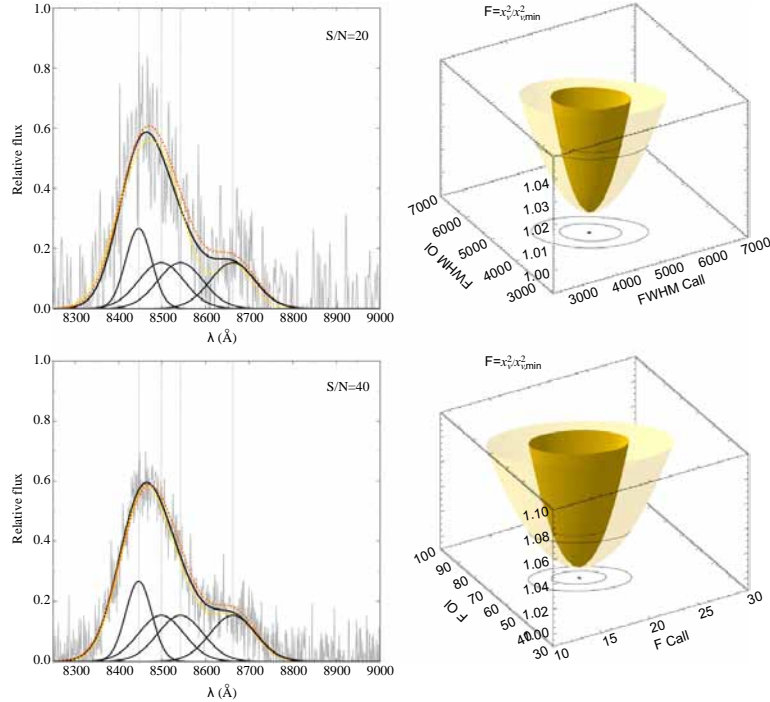


Figure 15. In the left panels we show the synthetic profiles for the blend O I $\lambda 8446$ + CaT with $\text{FWHM}(\text{O I } \lambda 8446) = 4500 \text{ km s}^{-1}$, $\text{FWHM}(\text{Ca II}) = 4300 \text{ km s}^{-1}$, $W(\text{O I } \lambda 8446) = 20 \text{ \AA}$, $W(\text{Ca II}) = 20$, and $S/N = 20, 40$ (top and bottom, respectively). The dark line marks the model with the minimum χ_r^2 , while the dashed line in color indicates the model at 1σ for FWHM and Flux (yellow and orange). The vertical dashed lines are the rest-frame for O I $\lambda 8446$ and the Ca II triplet. In the right panels, the behavior of the F statistics is shown for the two different S/N values (pale: $S/N = 20$, dark $S/N = 40$). Contour lines (traced on the 3D paraboloids and on the xy plane) trace the 1σ confidence ranges on FWHM and flux reached for $F \approx 1.03$.

We also tested the effect of Ca II+O I blending with Monte Carlo simulations that allowed us to simultaneously fit flux and FWHM. The cases studied for the χ_r^2 analysis were all repeated for different values of S/N . The Monte Carlo simulations involved the repetition of the blend fits for a large number of trials (≈ 1500 for each case) with different realizations of Gaussian noise patterns. The uncertainty on line parameters was then retrieved by the distribution of the measurements obtained changing the random noise patterns. We found that the errors are correlated with the ones estimated through the χ_r^2 analysis but are significantly smaller, between a factor 1.3–1.5 and a factor $\gtrsim 2$ for the flux of CaT. The lower errors can be understood by considering the nature of the Monte Carlo Method and by the fact that we are dealing with spectra whose S/N is relatively high, $\gtrsim 20$ except for one case. In these conditions, the fitting routine converges to values close to the “true” ones, i.e., the starting values in absence of noise, yielding a rather peaked parameter distribution for different noise realizations.

In addition to Gaussian noise, another relevant source of error is continuum placement. To estimate its effect on flux, we considered a continuum intensity displacement of $\pm 1\sigma$ with respect to the best fit. The W uncertainty was then estimated by

propagating the errors for continuum and flux following the definition of W .

The uncertainty due to the inclusion of the Fe II template has been estimated through Monte Carlo simulations considering all components assumed to be present in the whole spectral range 8000–9900 \AA . The flux and width assumed for each line are the ones reported in Tables 2 and 3, i.e., the ones measured on the observed spectra. We run two cases for each object in which the fitting routine (1) considers only one template as listed in Table 4, and (2) is left free to choose between the two different templates (theoretical or semiempirical). The ratio between the errors found for case 2 and case 1 gives us the uncertainty added by Fe II over the uncertainty associated with other components. We multiplied χ_r^2 uncertainties by this ratio (always $\gtrsim 1$) to include the effect associated with the Fe II template. The uncertainty increase ranges from a median of $\approx 10\%$ to a maximum $\approx 50\%$. The effect depends on S/N and W and, in the Monte Carlo simulation context, should be ascribed to the inability of the fitting routine to identify which template is the best. The uncertainties computed with and without the effect of the Fe II template are reported in Tables 2 and 3. Figures 8 and 9 error bars include Fe II template uncertainty.

REFERENCES

- Ammons, S. M., Robinson, S. E., Strader, J., et al. 2006, *ApJ*, **638**, 1004
 Barth, A. J., Pancoast, A., Bennert, V. N., et al. 2013, *ApJ*, **769**, 128
 Bentz, M. C., Denney, K. D., Grier, C. J., et al. 2013, *ApJ*, **767**, 149
 Bevington, P. R., & Robinson, D. K. 2003, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences* (3rd ed.; Boston, MA: McGraw-Hill)
 Boroson, T. A. 2002, *ApJ*, **565**, 78
 Boroson, T. A., & Green, R. F. 1992, *ApJS*, **80**, 109
 Braito, V., Della Ceca, R., Piconcelli, E., et al. 2004, *A&A*, **420**, 79
 Bressan, A., Granato, G. L., & Silva, L. 1998, *A&A*, **332**, 135
 Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., et al. 2012, *MNRAS*, **427**, 127
 Bruhweiler, F., & Verner, E. 2008, *ApJ*, **675**, 83
 Cenarro, A. J., Gorgas, J., Vazdekis, A., Cardiel, N., & Peletier, R. F. 2003, *MNRAS*, **339**, L12
 Collin-Souffrin, S. 1986, *A&A*, **166**, 115
 Collin-Souffrin, S. 1987, *A&A*, **179**, 60
 Collin-Souffrin, S., Dyson, J. E., McDowell, J. C., & Perry, J. J. 1988, *MNRAS*, **232**, 539
 Collin-Souffrin, S., Joly, M., Dumont, S., & Heidmann, N. 1980, *A&A*, **83**, 190
 Drake, A. J., Djorgovski, S. G., Mahabal, A., et al. 2009, *ApJ*, **696**, 870
 Dultzin-Hacyan, D., Taniguchi, Y., & Uranga, L. 1999, in *ASP Conf. Series*, Vol. 175, *Structure and Kinematics of Quasar Broad Line Regions*, ed. C. M. Gaskell, et al. (San Francisco, CA: ASP), 303
 Falomo, R., Kotilainen, J. K., Pagani, C., Scarpa, R., & Treves, A. 2004, *ApJ*, **604**, 495
 Ferland, G. J., & Persson, S. E. 1989, *ApJ*, **347**, 656
 Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A., et al. 1998, *PASP*, **110**, 761
 Ferland, G. J., Porter, R. L., van Hoof, P. A. M., et al. 2013, *RMxAA*, **49**, 137
 Flohic, H. M. L. G., Eracleous, M., & Bogdanović, T. 2012, *ApJ*, **753**, 133
 Floyd, D. J. E., Dunlop, J. S., Kukula, M. J., et al. 2013, *MNRAS*, **429**, 2
 Garcia-Rissmann, A., Rodríguez-Ardila, A., Sigut, T. A. A., & Pradhan, A. K. 2012, *ApJ*, **751**, 7
 Grandi, S. A. 1980, *ApJ*, **238**, 10
 Joly, M. 1987, *A&A*, **184**, 33
 Joly, M. 1989, *A&A*, **208**, 47
 Korista, K. T., & Goad, M. R. 2001, *ApJ*, **553**, 695
 Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, *ARA&A*, **51**, 511
 Kotilainen, J. K., Falomo, R., Labita, M., Treves, A., & Uslenghi, M. 2007, *ApJ*, **660**, 1039
 Kriss, G. 1994, *adass*, **3**, 437
 Kuehn, C. A., Baldwin, J. A., Peterson, B. M., & Korista, K. T. 2008, *ApJ*, **673**, 69
 Kukula, M. J., Dunlop, J. S., McLure, R. J., et al. 2001, *MNRAS*, **326**, 1533
 Landt, H., Bentz, M. C., Ward, M. J., et al. 2008, *ApJS*, **174**, 282
 Landt, H., Elvis, M., Ward, M. J., et al. 2011, *MNRAS*, **414**, 218
 Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, *AJ*, **115**, 2285
 Malkan, M. A. 1983, *ApJ*, **268**, 582
 Malkan, M. A., & Sargent, W. L. W. 1982, *ApJ*, **254**, 22
 Marziani, P., Martínez-Aldama, M. L., Dultzin, D., & Sulentic, J. 2013a, *ARev*, **8**, 4
 Marziani, P., & Sulentic, J. W. 2012, *ARev*, **7**, 33
 Marziani, P., & Sulentic, J. W. 2014, *MNRAS*, **442**, L211
 Marziani, P., Sulentic, J. W., & Dultzin, D. 2008, *RMxAA*, **32**, 69
 Marziani, P., Sulentic, J. W., Negrete, C. A., et al. 2010, *MNRAS*, **409**, 1033
 Marziani, P., Sulentic, J. W., Plauchu-Frayn, I., & del Olmo, A. 2013b, *A&A*, **555**, A89
 Marziani, P., Sulentic, J. W., Stirpe, G. M., Zamfir, S., & Calvani, M. 2009, *A&A*, **495**, 83
 Marziani, P., Sulentic, J. W., Zamanov, R., et al. 2003a, *ApJS*, **145**, 199
 Marziani, P., Sulentic, J. W., Zwitter, T., Dultzin-Hacyan, D., & Calvani, M. 2001, *ApJ*, **558**, 553
 Marziani, P., Zamanov, R. K., Sulentic, J. W., & Calvani, M. 2003b, *MNRAS*, **345**, 1133
 Mathews, W. G., & Ferland, G. J. 1987, *ApJ*, **323**, 456
 Matsuoka, Y., Oyabu, S., Tsuzuki, Y., & Kawara, K. 2007, *ApJ*, **663**, 781
 Matsuoka, Y., Oyabu, S., Tsuzuki, Y., Kawara, K., & Yoshii, Y. 2005, *PASJ*, **57**, 563
 Matsuoka, Y., Peterson, B. A., Oyabu, S., et al. 2008, *ApJ*, **685**, 767
 Matteucci, F. 2003, *Ap&SS*, **284**, 539
 Matteucci, F. 2012, *Chemical Evolution of Galaxies* (Berlin, Heidelberg: Springer)
 Merloni, A., Bongiorno, A., Bolzonella, M., et al. 2010, *ApJ*, **708**, 137
 Monet, D. G., Levine, S. E., Canzian, B., et al. 2003, *AJ*, **125**, 984
 Moorwood, A., Cuby, J.-G., Biereichel, P., et al. 1998, *Msngr*, **94**, 7
 Negrete, C. A., Dultzin, D., Marziani, P., & Sulentic, J. W. 2012, *ApJ*, **757**, 62
 Negrete, C. A., Dultzin, D., Marziani, P., & Sulentic, J. W. 2013, *ApJ*, **771**, 31
 Netzer, H. 2013, in *The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei*, ed. H. Netzer (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 2013
 Netzer, H., & Marziani, P. 2010, *ApJ*, **724**, 318
 Osterbrock, D. E., & Ferland, G. J. 2006, in *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* ed. D. E. Osterbrock, & G. J. Ferland (2nd ed.; Sausalito, CA: Univ. Science Books), 2006
 Persson, S. E. 1988, *ApJ*, **330**, 751
 Pickles, A. J. 1998, *PASP*, **110**, 863
 Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1995, *Numerical recipes in Fortran: the art of scientific computing* (2nd ed.; Cambridge: Cambridge Univ. Press)
 Peterson, B. M., & Wandel, A. 1999, *ApJL*, **521**, L95
 Punshly, B., & Zhang, S. 2010, *ApJ*, **725**, 1928
 Ranade, A., Gupta, R., Ashok, N. M., & Singh, H. P. 2004, *BASI*, **32**, 311
 Ranade, A. C., Singh, H. P., Gupta, R., & Ashok, N. M. 2007, *arXiv:0705.4560*
 Rayner, J. T., Cushing, M. C., & Vacca, W. D. 2009, *ApJS*, **185**, 289
 Richards, G. T., Kruczek, N. E., Gallagher, S. C., et al. 2011, *AJ*, **141**, 167
 Rodríguez-Ardila, A., Viegas, S. M., Pastoriza, M. G., & Prato, L. 2002a, *ApJ*, **563**, 140
 Rodríguez-Ardila, A., Viegas, S. M., Pastoriza, M. G., Prato, L., & Donzelli, C. J. 2002b, *ApJ*, **572**, 94
 Rudy, R. J., Mazuk, S., Puetter, R. C., & Hamann, F. 2000, *ApJ*, **539**, 166
 Sameshima, H., Kawara, K., Matsuoka, Y., et al. 2011, *MNRAS*, **410**, 1018
 Sánchez, S. F., Jahnke, K., Wisotzki, L., et al. 2004, *ApJ*, **614**, 586
 Sánchez-Blázquez, P., Gorgas, J., Cardiel, N., & González, J. J. 2006a, *A&A*, **457**, 787
 Sánchez-Blázquez, P., Gorgas, J., Cardiel, N., & González, J. J. 2006b, *A&A*, **457**, 809
 Sánchez-Blázquez, P., Gorgas, J., & Cardiel, N. 2006c, *A&A*, **457**, 823
 Sani, E., Lutz, D., Risaliti, G., et al. 2010, *MNRAS*, **403**, 1246
 Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, **500**, 525
 Shapovalova, A. I., Popović, L. C., Burenkov, A. N., et al. 2012, *ApJS*, **202**, 10
 Shin, J., Woo, J.-H., Nagao, T., & Kim, S. C. 2013, *ApJ*, **763**, 58
 Sigut, T. A. A., & Pradhan, A. K. 1998, *ApJL*, **499**, L139
 Sigut, T. A. A., & Pradhan, A. K. 2003, *ApJS*, **145**, 15
 Sigut, T. A. A., Pradhan, A. K., & Nahar, S. N. 2004, *ApJ*, **611**, 81
 Snedden, S. A., & Gaskell, C. M. 2007, *ApJ*, **669**, 126
 Spolaor, M., Proctor, R. N., Forbes, D. A., & Couch, W. J. 2009, *ApJL*, **691**, L138
 Sulentic, J. W., Bachev, R., Marziani, P., Negrete, C. A., & Dultzin, D. 2007, *ApJ*, **666**, 757
 Sulentic, J. W., Marziani, P., del Olmo, A., & Plauchu-Frayn, I. 2014, *A&A*, **570**, A96
 Sulentic, J. W., Marziani, P., & Dultzin-Hacyan, D. 2000a, *ARA&A*, **38**, 521
 Sulentic, J. W., Marziani, P., Zamanov, R., et al. 2002, *ApJL*, **566**, L71
 Sulentic, J. W., Marziani, P., Zamfir, S., & Meadows, Z. A. 2012, *ApJL*, **752**, L7
 Sulentic, J. W., Repetto, P., Stirpe, G. M., et al. 2006, *A&A*, **456**, 929
 Sulentic, J. W., Stirpe, G. M., Marziani, P., et al. 2004, *A&A*, **423**, 121
 Sulentic, J. W., Zwitter, T., Marziani, P., & Dultzin-Hacyan, D. 2000b, *ApJL*, **536**, L5
 Trager, S. C., Faber, S. M., Worthey, G., & González, J. J. 2000, *AJ*, **120**, 165
 van Dokkum, P. G., & Conroy, C. 2012, *ApJ*, **760**, 70
 Verner, E. M., Verner, D. A., Korista, K. T., et al. 1999, *ApJS*, **120**, 101
 Verner, E., Bruhweiler, F., Verner, D., Johansson, S., & Gull, T. 2003, *ApJL*, **592**, L59
 Véron-Cetty, M.-P., Véron, P., & Gonçalves, A. C. 2001, *A&A*, **372**, 730
 Wang, H., Wang, T., Zhou, H., et al. 2011, *ApJ*, **738**, 85
 Wilcoxon, F. 1945, *Biometrics Bull.*, **1**, 80
 Wills, B. J., Netzer, H., & Wills, D. 1985, *ApJ*, **288**, 94
 Wyse, R. F. G., & Gilmore, G. 1988, *AJ*, **95**, 1404
 Zamfir, S., Sulentic, J. W., Marziani, P., & Dultzin, D. 2010, *MNRAS*, **403**, 1759

Capítulo 4

Contribuciones presentadas en congresos de investigación

El trabajo hecho en esta tesis fue presentado en diversos foros nacionales e internacionales, lo cual contribuyó a la mejora de éste. Estos foros fueron: (1) *A capacity development workshop for Latin American astronomers on emission-line objects in the Universe* (2013), (2) *9th Serbian Conference on Spectral Line Shapes in Astrophysics* (2013), (3) Congreso Nacional de Astronomía (2013), (4) Primera Reunión de Estudiantes de Astronomía (2013), (5) *Guillermo Haro 2014: Advanced School on Integral Field Spectroscopy Techniques and Analysis* (2014), (6) Segunda Reunión de Estudiantes de Astronomía (2014), (7) *Osservatorio Astronomico di Padova* (2014) y (8) *Cloudy workshop* (2015), así como los seminarios dentro del Instituto de Astronomía (UNAM).

4.1. Líneas de baja ionización en cuasares de alta luminosidad: El triplete de Ca II

De la *9th Serbian Conference on Spectral Line Shapes in Astrophysics* (2013) resultó un artículo arbitrado con los primeros resultados de este trabajo. En éste se presentan los ajustes de dos objetos como representación de las fuentes de población A y B, con lo cual enfatizamos la diferencia que existe entre ellas. Para estos ajustes consideramos una componente muy ancha para el O I $\lambda 8446$ para el cuasar HE0035–2853 (Pop. B), de

tal forma que la línea es ajustada con dos perfiles gaussianos: una componente ancha y una muy ancha. Estas suposiciones se desprenden de los resultados obtenidos de los códigos de fotoionización, donde el Ca II es emitido por un gas con $n_H \gtrsim 10^{11,5} \text{ cm}^{-3}$ y $\log U \sim -1,5$, mientras que la emisión del O I $\lambda 8446$ se favorece para bajas densidades ($n_H < 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) y un parámetro de ionización mayor. Considerando un promedio de los anchos en los 14 objetos, tenemos: $\text{FWHM}(\text{H}\beta_{\text{BC+VBC}}) = 6,100 \text{ km s}^{-1}$, $\text{FWHM}(\text{O I}_{\text{BC+VBC}}) = 5,500 \text{ km s}^{-1}$ y $\text{FWHM}(\text{Ca II}) = 4,600 \text{ km s}^{-1}$. Por lo tanto $\text{FWHM}(\text{H}\beta) \gtrsim \text{FWHM}(\text{O I } \lambda 8446) \gtrsim \text{FWHM}(\text{Ca II})$. Lo cual refleja una posible estratificación de ionización, es decir, en las zonas más internas la ionización es muy alta lo que impide la formación de el Ca II y el O I, mientras que en las zonas externas el parámetro de ionización y se permite la emisión de las líneas.

De lo anterior podemos proponer una configuración plano paralela de nubes o filamentos arriba y abajo del disco de acreción. Estas nubes podrían estar a la misma distancia que la fuente central así como de la región del disco de acreción desde donde son emitidos el Ca II y el O I $\lambda 8446$. Con esta configuración las nubes puede compartir la misma dinámica, pero no necesariamente son emitidas desde la misma zona. Esto provee una explicación de la similaridad de los anchos de las líneas.

Referencia:

- **Martínez-Aldama, Mary Loli;** Dultzin, Deborah; Marziani, Paola; Sulentic, Jack W.; Bressan, Alessandro; Stirpe, Giovanna M., *Advance and Space Research*, 2014, 54, 1375.

La solicitud de tiempo de telescopio para la obtención de los espectros en la zona del cercano infrarrojo corrió a cargo principalmente de la Dra. Paola Marziani. La toma y extracción de los espectros ópticos fue llevado a cabo por Sulentic et al. (2004) y Marziani et al. (2009). Los ajustes en el óptico e infrarrojo fueron hechos por Mary Loli Martínez-Aldama. Los modelos de la contribución de la galaxia huésped fueron desarrollados por Yang Chen y Alessandro Bressan. La escritura y envío de éste fue realizado por Mary Loli Martínez-Aldama, en todo momento asesorada por la Dra. Deborah Dultzin y la Dra. Paola Marziani. El trabajo durante la *9th Serbian Conference on Spectral Line Shapes in Astrophysics* fue presentado en forma de poster por la Dra. Paola Marziani.

Available online at www.sciencedirect.com

ScienceDirect

Advances in Space Research 54 (2014) 1375–1381

ADVANCES IN
SPACE
RESEARCH
(a COSPAR publication)
www.elsevier.com/locate/asr

Low ionization lines in high luminosity quasars: The calcium triplet

Mary Loli Martínez-Aldama^{a,*}, Deborah Dultzin^a, Paola Marziani^b, Jack W. Sulentic^c,
Yang Chen^d, Alessandro Bressan^d, Giovanna M. Stirpe^e

^a Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Aptdo. Postal 70-264, México, D. F. 04510, Mexico

^b INAF, Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell Osservatorio 5, 35122 Padova, Italy

^c Instituto de Astronomía de Andalucía (CSIC), Cl Camino Bajo de Huétor 50, 18008 Granada, Spain

^d Scuola Internazionale Superiore di Studi Avanzati (SISSA), via Bonomea 265, I-34136 Trieste, Italy

^e INAF, Osservatorio Astronomico di Bologna, via Ranzani 1, 40127 Bologna, Italy

Available online 1 December 2013

Abstract

In order to investigate where and how low ionization lines are emitted in quasars we are studying a new collection of spectra of the CaII triplet at $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$ observed with the Very Large Telescope (VLT) using the Infrared Spectrometer And Array Camera (ISAAC). Our sample involves luminous quasars at intermediate redshift for which CaII observations are almost nonexistent. We fit the CaII triplet and the OI $\lambda 8446$ line using the $H\beta$ profile as a model. We derive constraints on the line emitting region from the relative strength of the CaII triplet, OI $\lambda 8446$ and $H\beta$.

© 2013 COSPAR. Published by Elsevier Ltd. All rights reserved.

Keywords: Line formation; Quasars: general; Quasars: emission lines

1. Introduction

Explaining the origin of Fe emission in quasars is a long-standing problem in active galactic nuclei (AGN) research. The extreme complexity of the FeII ion makes theoretical model calculations very difficult and line blending makes estimation of FeII width and strength parameters uncertain. The Ca^+ ion is, by contrast, far simpler. The ionization potential of neutral Calcium is 6.1 eV so we expect CaII ions to exist wherever hydrogen is not fully ionized. Several lines of evidence suggest that CaII IR triplet at $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$ (hereafter CaII for brevity) and optical FeII are produced in the same region. Data from Persson (1988) and photoionization calculations from Joly (1989) found that CaII is emitted by gas with low temperature (8000 K), high density ($>10^{11} \text{ cm}^{-3}$) and a high column density ($>10^{23} \text{ cm}^{-2}$) similar to the optical FeII. Ferland and Persson (1989) improved the photoionization models

including physical processes like H^0 free-free, H^- bound-free and Compton recoil ionization, that showed the need for very large column densities ($>10^{24.5} \text{ cm}^{-2}$) to reproduce the CaII spectrum. Such large column density gas could be provided by an accretion disk. A similar behavior for CaII/ $H\beta$ and FeII/ $H\beta$ was found by Dultzin-Hacyan et al. (1999). These authors also suggested that the line emitting region could be associated with the outer part of an accretion disk. Recently Matsuoka et al. (2007) performed photoionization models and found that low ionization parameters ($U \sim 10^{-2.5}$) are needed to reproduce the flux ratios. Therefore, there is evidence pointing toward low ionization lines like FeII and CaII arising in a region probably associated with an accretion disk, with physical conditions different from the regions emitting most of the high ionization lines.

The present work extends the study of CaII $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$ to 14 high luminosity and intermediate redshift quasars that are analyzed within the 4D Eigenvector 1 parameter space context (4DE1; Sulentic et al., 2000; Sulentic et al., 2000; Marziani et al., 2001, 2003a,b; Sulentic

* Corresponding author.

E-mail address: maldama@astro.unam.mx (M.L. Martínez-Aldama).

4.1. LÍNEAS DE BAJA IONIZACIÓN EN CUASARES DE ALTA LUMINOSIDAD: EL TRIPLETE DE CA II

et al., 2007), which serves as a spectroscopic unifier/discriminator of the emission lines properties for type 1 AGN. 4DE1 includes (1) FWHM ($H\beta_{BC}$), (2) equivalent width (EW) of the optical Fe II λ 4570 blend and $H\beta$ defined as the ratio $R_{FeII} = W(\text{Fe II } \lambda 4570)/W(H\beta)$, (3) the soft X-ray photon index (Γ_{soft}) and (4) the centroid line shift of high-ionization C IV λ 1549 with the strongest correlations involving parameters 2, 3 and 4 (Sulentic et al., 2007).

In the 4DE1 parameter framework the broad line AGNs can be divided in two populations, A and B (Sulentic et al., 2002). Considering the broad component of the $H\beta$ line, population A and B can be separated at $FWHM(H\beta_{BC}) = 4000 \text{ km s}^{-1}$; spectra of sources above and below this limit look substantially different. Population A shows: (1) a scarcity of RL sources, (2) strong/moderate Fe II emission, (3) a soft X-ray excess, (4) high-ionization broad lines with blueshift/asymmetry and (5) low-ionization broad line profiles (LIL) best described by Lorentz fits. Meanwhile, Population B: (1) includes the large majority of the RL sources, (2) shows weak/moderate Fe II emission, includes sources (3) with less prominent or no soft X-ray excess (Sulentic et al., 2007) and (4) with HIL blueshift/asymmetry or no blue shifts at all. Last, (5) Pop. B shows LIL Balmer lines best fit with double Gaussian models. The physical drivers that change along the 4DE1 sequence have been identified: number density appears to increase from Pop. B to A, and black hole mass increases with large scatter from A to B. The principal driver of source occupation in 4DE1 space involves Eddington ratio which increases from B to A (Marziani et al., 2001).

This paper presents new observations and data reduction of spectra of the CaII IR triplet (Section 2), as a representative low ionization lines, which are used to try to know the physical conditions from the emitting region. We discuss in some detail the line and continuum components identified for a proper data analysis (Section 3). Preliminary results obtained for the comparison between observational data and photoionization predictions are briefly reported in Section 4. Conclusions are present in Section 5.

2. Observations and data reduction

2.1. Sample selection and observations

Up to recent time CaII samples were selected in sources with strong FeII emission and low redshift (Persson, 1988; Matsuoka et al., 2007). CaII had been seen in absorption, coming from the host galaxy of the AGN, so that a strong FeII emission guarantees the observation of CaII in emission from the broad line region (BLR). Our sample was selected without considering FeII intensity. We selected sources where CaII and OI lines were not affected by atmospheric absorption present in the infrared region. Also, we only chose targets where the optical spectrum around $H\beta$ has already been observed.

Following the 4DE1 context, population A sources show strong FeII emission and therefore we expect CaII emission to be strong. The majority of previous observations involved population A sources where both ions show strong emission. Our sample contains 4 Pop. A and 10 B sources making lower intensity FeII sources well represented in our sample. Our sample therefore explores a domain in FeII emission where the study of CaII could give new hints about the origin of low ionization lines.

The sample contains 14 high luminosity Hamburg-ESO quasars with a spectral resolution, $R_S, \sim 300$, $M_B < -26$ and $0.847 < z < 1.638$ observed at the Very Large Telescope (VLT) equipped with the Infrared Spectrometer And Array Camera (ISAAC) during 2010, in service mode. Table 1 lists target name, redshift, absolute magnitude, Kellermann's coefficient for radio-loudness and spectral type in the Eigenvector 1 sequence. The last column reports the standard star name used for sensitivity function calibration.

VLT is made up by four telescopes of 8.2 m diameter located on top of Cerro Paranal. Each telescope operates with a large collection of high quality instruments. ISAAC is one of them, and has been for many years one of the few instruments available worldwide for moderate resolution IR spectroscopy of faint sources like high- z quasars. It is a camera able to obtain images and spectra with a high resolution at 1–5 μm (Moorwood et al., 1998) and it is equipped with gratings for high ($R_S, \sim 3000$) and low resolution ($R_S, \sim 500$) for a 1" slit width. Our spectra were collected at low resolution but with a slit width of 0.6" that ensured a spectral resolution $R_S \approx 1000$.

Table 1
Basic properties of sources.

Target name	z ¹	M_B ²	$\log(R_K)$ ³	Sp. T. ⁴	Standard Star ⁵
HE0005–2355	1.412	–27.6	2.56	B1	Hip000183
HE0035–2853	1.638	–28.1	<0.21	B	Hip005988
HE0043–2300	1.540	–27.9	2.03	A1	Hip005988
HE0048–2804	0.847	–26.0	...	B1	Hip005988
HE0058–3231	1.582	–27.9	<0.24	B1	Hip005988
HE0203–4627	1.438	–27.5	2.07	B2	Hip012248
HE0248–3628	1.536	–28.2	0.55	A1	Hip108612
HE1349+0007	1.444	–28.0	–0.18	B	Hip082037
HE1409+0101	1.650	–28.3	0.40	B	Hip088609
HE2147–3212	1.543	–28.2	<0.14	B	Hip099286
HE2202–2557	1.535	–28.1	1.80	B1	Hip111563
HE2340–4443	0.922	–26.3	...	A1	Hip111563
HE2349–3800	1.604	–27.4	1.93	B2	Hip104374
HE2352–4010	1.580	–28.8	...	A1	Hip001904

¹ Redshift, uncertain and reference in Sulentic et al. (2007) & Marziani et al., 2009

² Absolute magnitude, reference in Sulentic et al. (2007) & Marziani et al. (2009)

³ Decimal logarithm of the specific flux at 6 cm and 4440 Å

⁴ Spectral type in the Eigenvector 1 sequence: Population A or B.

⁵ Standard star name used for sensitivity function calibration.

2.2. CaII – data reduction

Data reductions were performed using IRAF software. Sequences of frames were obtained alternating the source placement at different locations (e.g. A, B) along the slit. All frames with the same source location were averaged. The average observation at one location was subtracted from the one at the different position to obtain two background subtracted frames (e. g. $\bar{A} - \bar{B}$, and $\bar{B} - \bar{A}$). The resulting differences were divided by the appropriate flat field frames. Spectra were extracted using the IRAF program `apsun` and were calibrated on wavelength with a xenon/argon arc spectrum that was extracted from the calibration frame. The wavelength scale was set using 3rd order Chebyshev polynomial fits to the positions of the most intense lines in the H and K band, 1.5–2 μm and 2–3 μm respectively. Once matched with the corresponding arc calibrations, spectra of each source were rebinned to a linear wavelength scale whose zero point was readjusted using suitable skylines. Frames were then averaged with weights proportional to their total integration time.

The spectra of the telluric standard stars were extracted and wavelength-calibrated in the same way. We eliminated the atmospheric features by dividing the quasar and the standard star spectra by a synthetic atmospheric transmission spectrum. The majority of the standard stars are spectral type B. Unfortunately, we could not find theoretical libraries of spectra with a consistent model for reproducing the spectrum in the H and K band. Therefore we decided to use a black-body model corresponding to the temperature of the star determined on the basis of its tabulated spectral type, since this approach yielded a good approximation to stars with observed IR spectral energy distribution. The sensitivity function was then obtained dividing the standard star spectrum by the black-body model.

Finally, the correct flux calibration was achieved by scaling the standard star spectra according to its magnitude. Since the seeing almost always exceeded the width of the slit, a significant light loss occurred and an additional correction had to be applied. Although extinction is not large in this region, the spectra were corrected using the data given by Schlegel et al. (1998). Redshift correction was carried out assuming redshift values reported by Sulentic et al. (2004) and Marziani et al. (2009) based on $H\beta_{\text{NC}}$, $H\gamma_{\text{NC}}$ and [OIII] $\lambda\lambda 5007, 4959$ with an uncertainty usually $< 150 \text{ km s}^{-1}$. The right-hand panels of Fig. 1 show examples of two calibrated CaII spectra.

2.3. $H\beta$ observations

CaII observations are complemented with optical spectra that cover all or part of the $H\beta$, FeII $\lambda 4570$ and/or FeII $\lambda 5130$ blend. Optical measurements were obtained with VLT ISAAC in service mode between 2001 and 2005 (Sulentic et al., 2004; Marziani et al., 2009). Since $H\beta$ and CaII spectra were observed at widely different epochs ($\approx 10 \text{ yr}$ apart), both spectra were normalized to 2MASS

magnitudes, setting a normalized flux scale of the same epoch to avoid variability effects (the response times of the BLR to continuum changes is several years). HE0048–2804 and HE2340–4443 were observed in the Z band to cover $H\beta$. 2MASS data are not available in Z, so that no normalization was applied to their $H\beta$ spectra. The flux scale is therefore the one obtained from the standard star. Two examples of $H\beta$ are shown in the left panels of Fig. 1.

3. Data analysis

We built models of the spectral regions using `specfit`, an IRAF task that performs simultaneous fits of various line and continuum components (Kriss, 1994). Each component has a specific number of associated parameters. Providing a lower and an upper limit, and an initial guess value for each parameter, `specfit` can compute a minimum χ^2 fit. At first we performed the $H\beta$ fits, allowing all parameters to vary freely. Although Sulentic et al. (2004) and Marziani et al. (2009) provide previous ones for $H\beta$, we decided to redo all measurements for $H\beta$ as aid for processing high order Paschen lines, where the same FWHM and shift were fitted. For CaII and OI we only took the $H\beta$ FWHM as an initial guess, leaving `specfit` free to compute the best model within reasonable upper and lower limits. Two examples of the fits are shown in Fig. 2 (left: $H\beta$, right: CaII). In the following we describe the component used for the fits.

1. *Continuum.* We assume that the continuum underlying optical and near-infrared regions is a power law with variable slope. For $H\beta$ it was fixed taking as reference 4750 and 5100 \AA . Due to the small bandwidth of our IR spectra, the identification of the continuum was difficult. Depending on the wavelength range in each spectrum, we fit a local continuum taking one or two reference points at 8100, 8800 and 9400 \AA , obtaining a different slope for each case.
2. *FeII template.* For the FeII optical contribution in $H\beta$ we used the template previously employed by Marziani et al. (2009). In the past, the main efforts in modelling the FeII contribution were focussed on the ultraviolet and optical regions. Only recently Garcia-Rissmann et al. (2012) produced the first semi-empirical near-infrared template based on the I Zw 1 spectrum. We used the template kindly made available to us by Garcia-Rissmann et al. (2012) to model the FeII emission. The main FeII contributions are at 9200 \AA close to Pa9 $\lambda 9229$. According to Garcia-Rissmann, in I Zw 1 the contribution is $\sim 50\%$ of Pa9. This relative intensity is however not always observed since there are objects in which FeII is visually stronger as, for example, HE0248–3628. We also found a slight FeII deficit in the blue side of Pa9. In those cases we preferred to use the theoretical values reported in the paper by Garcia-Rissmann et al. (2012), and found that the fits improved.

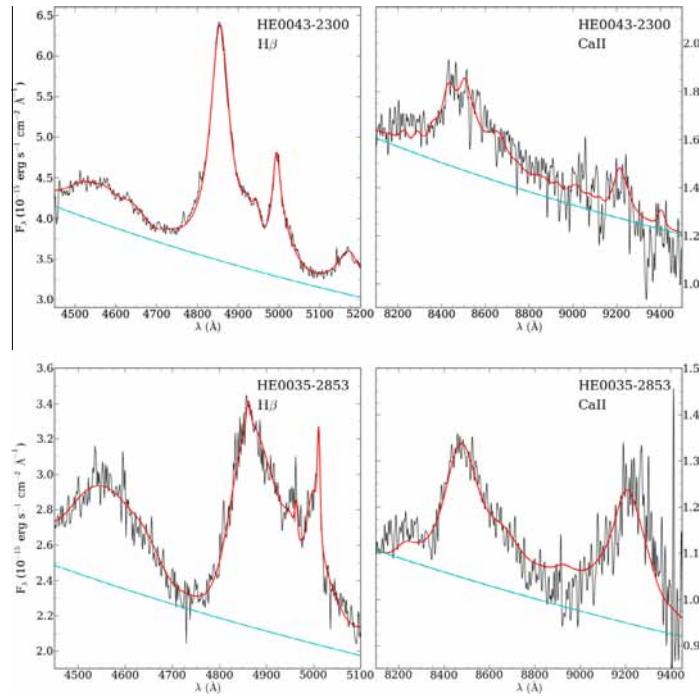


Fig. 1. Example of intermediate-redshift quasars. The top panel shows a source representative of Pop. A, the bottom one of Pop. B. Abscissae are rest-frame wavelength in Å, ordinates are specific flux in units of $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$. The left panels show $H\beta$ spectral region before continuum subtraction. Right panels show CaII spectral region. In both panels the best fit is marked by the red color line and the continuum level is marked with the cyan line. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

In several spectra we observe a little bump at 8200–8300 Å that cannot be reproduced using either the theoretical or the semi-empirical template.

3. *Broad component.* Following 4DE1 we assume that low ionization lines in Pop. A and B sources (FWHM $H\beta_{BC} < \text{and} > 4000 \text{ km s}^{-1}$ respectively) show Lorentzian and double Gaussian profiles in the broad component. Therefore all the broad components were fitted using a Lorentzian in Pop. A sources and a Gaussian in Pop. B sources. The $H\beta$ line was taken as a reference to carry out the fits of the CaII blend, since its profile is well defined. The $H\beta$ FWHM and shifts were also applied to high order Paschen lines present in the near-infrared spectra. Even if $H\beta$ and OI are emitted in a region with similar physical conditions (see below), the FWHM is not the same: $\text{FWHM}(\text{OI}_{BC}) \leq \text{FWHM}(H\beta_{BC})$, although OI FWHM was allowed to vary over a wide range. CaII triplet was modelled using three BCs of equal intensity and with the same FWHM, since the CaII triplet is optically thick (Ferland and Persson, 1989). As CaII lines are completely blended it is difficult to measure a shift, and so the CaII lines were held fixed at rest-frame wavelength.

4. *Very broad component.* A red asymmetry in population B sources with $H\beta$ FWHM $\geq 4000 \text{ km s}^{-1}$ has been associated with the existence of a distinct emitting region, the so-called Very Broad Line Region (VBLR; Marziani et al., 2009). A VBC was fit to $H\beta$, OI λ 8446 and the most intense high order Paschen lines: Pa9, Pa8 and Pa7. The shift and FWHM were assumed equal in $H\beta$ and Paschen lines. Simulation results indicate that OI and $H\beta$ are emitted in similar regions, whose physical conditions are less restrictive than those needed for significant CaII emission (see Section 4.1). Therefore a VBC was not fitted to CaII emission.

5. *Narrow component.* The narrow lines or components present in the optical spectra are [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 and $H\beta$. Due to the low S/N in near-infrared spectra it is usually not possible to detect narrow line emission (that is anyway weak in most cases): only in HE1349 + 0007 we were able to fit the NC of OI. We could also detect [SIII] λ 9531.

6. *High order Paschen lines.* The most intense Paschen lines in our spectra are Pa9, Pa8 and Pa7. However, if we only considered these lines along with FeII, we would get a deficit of emission at 8700–9100 Å, so we have decided

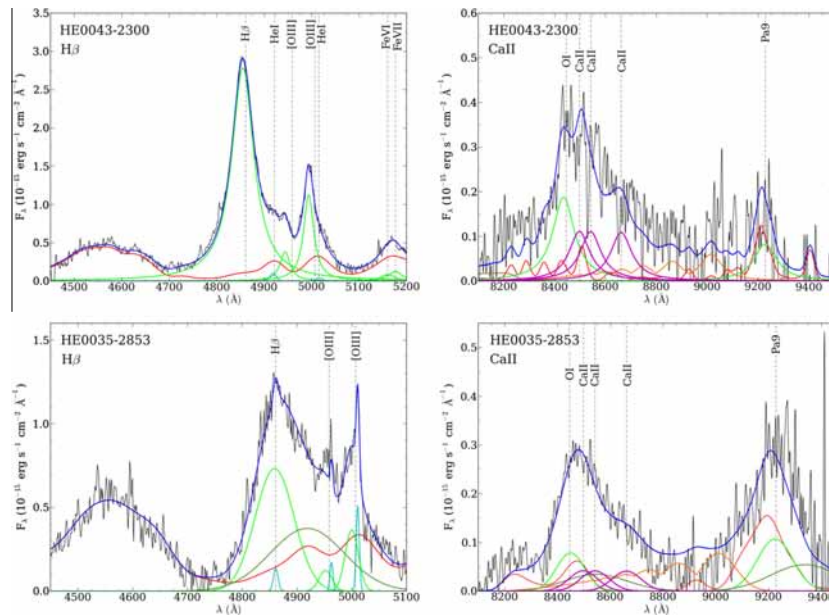


Fig. 2. Continuum-subtracted spectra for $H\beta$ and CaII spectral regions (left and right panels). Blue lines show the best fit. BC is marked by the fluorescent green, VBC is marked by the cyan line and the magenta line marks the CaII triplet. Red line traces FeII emission and orange line traces the pseudo-continuum of High Order Paschen Lines. The vertical dash-point lines mark the rest-frame wavelength of the lines fitted. Abscissae are rest-frame wavelength in Å, ordinate are specific flux in units of $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Å}^{-1}$. In $H\beta$ spectra can be observed [OIII] $\lambda\lambda 5007, 4959$, both spectra present blueshifted broad component commonly associated to a wind. Only HE0035–2853 present a narrow component the rest-frame for $H\beta$ and [OIII]. In HE0043–2300 could be observed a weak emission of HeI $\lambda 4921$, HeI $\lambda 5015$, FeVI $\lambda 5160$ and FeVII $\lambda 5177$. In the infrared spectra for both cases, OI and CaII triplet are completely blended, with OI most intense than CaII. In HE0035–2853 high order Paschen lines contribute largely to the total spectrum. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

to include high order Paschen lines. Because Pa9 is present in all our spectra, we decided to take it as a reference. Higher order Paschen lines were scaled using the results of CLOUDY simulations (version 08.00) (Ferland et al., 1998). We noted the presence of the high order Paschen lines form a pseudo-continuum that cannot be neglected. This pseudo-continuum covers part of the CaII triplet region specially at $\lambda 8662$. Its inclusion has an effect on the intensity and FWHM of the CaII triplet. Given that our objective is to try to model the emission in this region as accurately as possible, we decided to consider high order Paschen lines from Pa9 to Pa24. Persson (1988) found that Pa14 $\lambda 8598$ contributes $\sim 12\%$ of the flux of $\lambda 8662$ in Mrk 42, so it was ignored. However in HE0035–2853, we found that the contribution of Pa14 is $\sim 70\%$, while in HE0048–2804 CaII emission is insignificant and Paschen lines dominate the fit.

7. *Paschen continuum.* Two of our targets, HE0058–3231 and HE2202–2557 cover the head of the Paschen continuum (PaC) at 8204 Å . It is interesting to note that previous quasar studies have neglected the PaC due to the expectation that its contribution would be smaller

than the Balmer continuum. We could detected a hint of PaC in HE0058–3231 and HE2202–2557. In the other sources we could only cover the region beyond the Paschen limit. A CLOUDY simulation with $\log(U) = -2.5$ and $\log(n_H) = 12$ provided us with predictions on the relative intensity of Pa9 and of the integrated PaC (c.f. Osterbrock and Ferland, 2005). We then estimated the continuum specific intensity at the Paschen edge, and assumed an exponential decrease toward shorter wavelengths appropriate for an optically thin continuum. Our estimates appear to be in excess with respect to the observations since the best fits require a PaC smaller than that predicted. There are two main possible explanations: (1) CLOUDY computations overpredict the recombination continuum, or (2) the quasar continuum level we set is not correct; the actual continuum is lower. Unfortunately, we cannot test these options on our data since the spectra cover only a small wavelength range. To properly define PaC we need to cover a spectral range spanning from the optical to the NIR. We will try to address the issue of the PaC intensity in the future.

8. *Stellar absorptions.* To subtract the stellar component we used new stellar population synthesis models (Chen et al. in preparation), based on the code of Bressan et al. (1998) with updated stellar evolutionary tracks (Bressan et al., 2012) and stellar atmospheres suitable for the analysis of stellar absorption lines in the optical and near infrared spectral regions (Sánchez-Blázquez et al., 2006a,b,c; Rayner et al., 2009). We found that the underlying stellar absorption of the host galaxy is significant only in HE2202–2557, with a luminosity contribution of $\sim 20\%$, while the rest of the sample was affected only by $<10\%$. The stellar population synthesis model was selected taking into account redshift (that sets the maximum age of the host galaxy) and typical black hole mass: we assumed a spheroid mass of $1.13 \times 10^{12} M_{\odot}$, an age of 2.4 Gyr, and metallicity of $2 Z_{\odot}$. These properties are consistent with massive ellipticals expected to host very luminous quasars at intermediate redshift.

4. Preliminary results

4.1. Observations vs. photoionization models

If we consider the broad component only, the flux ratios in our sample are approximately $\log(\text{CaII/OI}) \approx 0.01$, $\log(\text{CaII/H}\beta) \approx -0.7$, $\log(\text{CaII/Pa9}) \approx 0.35$, $\log(\text{OI/H}\beta) \approx -0.8$ and $\log(\text{OI/Pa9}) \approx 0.1$. We carried out model calculations in the photoionized BLR using the code CLOUDY version 08.00 (Ferland et al., 1998). The gas was modeled with a column density of 10^{23} cm^{-2} and (U, n_{H}) sets of $7 < \log n_{\text{H}} < 13$ and $-4.5 < \log U < 0$. Chemical composition was assumed solar. The measured ratios, compared to those predicted by the simulations, consistently indicate $n_{\text{H}} > 10^{11.5} \text{ cm}^{-3}$ for CaII in agreement with previous works (Joly, 1989; Ferland and Persson, 1989; Matsuoaka et al., 2007, 2008) and with the physical conditions found for FeII. The ionization parameter is constrained to be $\log U < -1.5$.

4.2. Where are OI and CaII emitted?

OI emission is favored at somewhat lower density ($n_{\text{H}} < 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) and higher ionizing photon flux than CaII; in other words, the behaviour of OI is more similar to that of H β . Since H β and OI are expected to be emitted in similar regions on the basis of photoionization predictions, we include a VBC for the OI line of population B sources. This means that emission of H β and OI are assumed to occur in both a Broad Line Region and a Very Broad Line Region associated with the BC and VBC respectively. A good fit to the profile blend OI + CaII is possible in this case. The resulting OI profile is consistent with H β BC + VBC and broader than CaII for which we include a BC only. We stress again that CaII is expected to be emitted mainly in the BLR associated with the BC only, since the ionization parameter and density in the

VBLR are believed to be unsuitable for significant CaII emission.

Combining our data and Persson's we can see that the original relation between FWHM of CaII, OI $\lambda 8446$ and H β found by Persson (1988) himself is basically confirmed: $\text{FWHM}(\text{H}\beta_{\text{BC}}) \sim \text{FWHM}(\text{CaII}) \sim \text{FWHM}(\text{OI}_{\text{BC}})$ (Fig. 3). There are however a few Pop. A sources that have a significant broader CaII. Our sources are too low S/N to claim that this difference is real. The data of Persson were analyzed without several emission features (FeII, OI narrow component, high order Paschen lines, ...) that we now know are blended with OI and CaII. To ascertain that $\text{FWHM}(\text{OI}) < \text{FWHM}(\text{CaII})$ in Pop. A, a new analysis of the old Persson's data should be carried out.

On the other hand, taking the full profile (BC + VBC) in Pop. B sources for H β and OI, we obtained the following average values: $\text{FWHM}(\text{H}\beta_{\text{BC+VBC}}) = 6100 \text{ km s}^{-1}$, $\text{FWHM}(\text{OI}_{\text{BC+VBC}}) = 5500 \text{ km s}^{-1}$ and $\text{FWHM}(\text{CaII}) = 4600 \text{ km s}^{-1}$; $\text{FWHM}(\text{H}\beta_{\text{BC+VBC}}) > \text{FWHM}(\text{OI}_{\text{BC+VBC}}) > \text{FWHM}(\text{CaII})$ (Fig. 3). This second sequence reflects the likely possibility of an ionization stratification from the innermost zones where ionization is too high for OI and CaII emission, to the outermost ones where CaII emission is favored.

The equivalent width of CaII is distributed over a wide range, whereas the equivalent width of OI is not. This result also indicates that OI is unlikely to be emitted exclusively in the very same region of the CaII triplet. OI is pumped by Bowen fluorescence, but CaII is not and Ly β photons can ionize Ca^+ to Ca^{++} from Ca^+ ground level. Pumping is especially effective at the boundary between the fully and partially ionized zone (PIZ), where OI can be neutral. Therefore significant emission is expected

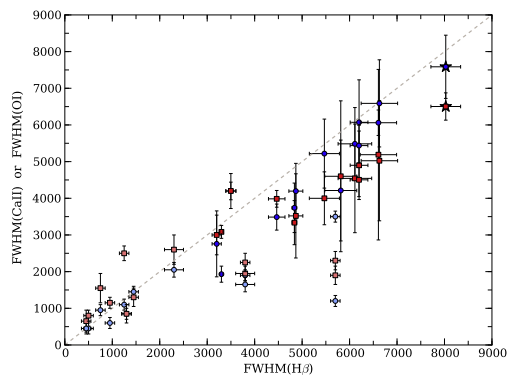


Fig. 3. Comparison between CaII (BC), OI (BC + VBC) and H β (BC + VBC) FWHMs in km s^{-1} . Abscissa is the H β FWHM, ordinate is the CaII Triplet and OI $\lambda 8446$ FWHM. Blue circles: OI data. Red squares: CaII data; pale color data points belong to the Persson's sample (Persson, 1988). Starred point is HE2202–2557, the quasar with significant stellar absorption. The dashed line has a slope of unity. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

whenever the Ly β opacity is high and the gas is optically thick to the ionizing continuum, so that a PIZ can exist. Large column density is necessary.

The previous results suggest that OI emission is not restricted to the CaII emitting region. We cautiously considered VBC emission of OI on the basis of appearance of the OI + CaII blends and of the photoionization simulation prediction, assuming that no OI VBC implies stronger CaII emission. Our conclusions will be little affected in this case because, at low ionization parameter, the CaII/Pa9 ratio shows a steep increase with density at $\log n_H > 11 - 11.5$. Only if the CaII triplet were not detected at all, our conclusions would be affected. We plan, however, to study the effect of different emissivity laws on line profiles in a forthcoming study (Martínez-Aldama et al., in preparation).

Both CaII and OI are emitted in the BLR associated with the BC along with other higher ionization lines. We can figure out a configuration that is plane parallel with a distribution of clouds/filaments above and below the accretion disk. Some of the clouds might be at the same distance from the ionization source as the dense CaII emitting regions within the accretion disk. Therefore, clouds and disk may share the same dynamics but they do not necessarily share the same physical conditions. This provides an explanation for the similarity of the BC profiles; a slightly larger emissivity-weighted distance for OI could explain some FWHM differences, for example FWHM (CaII) > FWHM (OI_{BC}).

5. Conclusions

We analyzed a new sample of CaII IR triplet and OI $\lambda 8446$ in luminous quasars at intermediate redshift in order to investigate the physical conditions required for low ionization line emission. This work extends previous samples including several quasars with broader lines (Pop. B) and modest or weak FeII emission. For the first time we include a FeII NIR template, high order Paschen lines and Paschen continuum in the analysis of the spectral region around CaII triplet. According to photoionization predictions, CaII is emitted in a region with $n_H > 10^{11.5} \text{ cm}^{-3}$ and $\log U < -1.5$. These conditions are similar to those capable of accounting for the FeII emission in a photoionization scenario. Meanwhile OI emission is favored $n_H < 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ and higher ionizing photon flux. The physical conditions for OI are more similar to H β , so that we included BC + VBC emission in Pop. B., sources for OI $\lambda 8446$. This yielded a better fit of the whole OI + CaII blend.

We thank both reviewers for their useful comments to improve this manuscript. D.D. acknowledges support from Grant IN107313, PAPIIT UNAM.

References

Bressan, A., Granato, G.L., Silva, L., 1998. Modelling intermediate age and old stellar populations in the Infrared. *A&A* 332, 135–148.

- Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., et al., 2012. PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PADova and TRIeste stellar evolution code. *MNRAS* 427, 127–145.
- Dultzin-Hacyan, D., Taniguchi, Y., Uranga, L., 1999. Where is the Ca II triplet emitting region in AGN?. *ASPC* 175 303–308.
- Ferland, G.J., Persson, S.E., et al., 1989. Implications of CA II emission for physical conditions in the broad-line region of active galactic nuclei. *ApJ* 347, 656–673.
- Ferland, G.J., Korista, K.T., Verner, D.A., et al., 1998. CLOUDY 90: numerical simulation of plasmas and their spectra. *PASP* 110, 761–778.
- García-Rissmann, A., Rodríguez-Ardila, A., Sigut, T.A.A., et al., 2012. A near-infrared template derived from I Zw 1 for the Fe II emission in active galaxies. *ApJ* 751, 7–19.
- Joly, M., 1989. Formation of CA II lines in active galactic nuclei. *A&A* 208, 47–51.
- Kriss, G., 1994. Fitting models to UV and optical spectral data astronomical data analysis software and systems III. *ASP Conf. Ser.* 61, 437–446.
- Marziani, P., Sulentic, J.W., Zwitter, T., et al., 2001. Searching for the physical drivers of the eigenvector 1 correlation space. *ApJ* 558, 553–560.
- Marziani, P., Sulentic, J.W., Zamanov, R., et al., 2003a. An optical spectroscopic atlas of low-redshift active galactic nuclei. *ApJS* 145, 199–211.
- Marziani, P., Zamanov, R.K., Sulentic, J.W., et al., 2003b. Searching for the physical drivers of eigenvector 1: influence of black hole mass and Eddington ratio. *MNRAS* 345, 1133–1144.
- Marziani, P., Sulentic, J.W., Stirpe, et al., 2009. VLT/ISAAC spectra of the H region in intermediate-redshift quasars. III. H β broad-line line analysis and inferences about BLR structure. *A&A* 495, 83–112.
- Matsuoka, Y., Oyabu, S., Tsuzuki, Y., et al., 2007. Observations of O I and Ca II emission lines in quasars: implications for the site of Fe II line emission. *ApJ* 663, 781–798.
- Matsuoka, Y., Peterson, B.A., Oyabu, S., et al., 2008. Optical to near-infrared spectrum of a massive evolved galaxy at $z = 1.26$. *ApJ* 685, 767–772.
- Moorwood, A., Cuby, J.G., Biereichel, P., et al., 1998. ISAAC sees first light at the VLT. *The Messenger* 94, 7–9.
- Osterbrock, Donald E., Ferland, Gary F., 2005. *Astrophysics Of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, second ed. University Science Books, Sausalito, California.
- Persson, S.E., 1988. Calcium infrared triplet emission in active galactic nuclei. *ApJ* 330, 751–765.
- Rayner, J.T., Cushing, M.C., Vacca, W.D., 2009. The infrared telescope facility (IRTF) spectral library: cool stars. *ApJS* 185, 289–432.
- Sánchez-Blázquez, P., Gorgas, J., Cardiel, N., et al., 2006a. Stellar populations of early-type galaxies in different environments. I. Line-strength indices. Relations of line-strengths with σ . *A&A* 457, 787–808.
- Sánchez-Blázquez, P., Gorgas, J., Cardiel, N., et al., 2006b. Stellar populations of early-type galaxies in different environments. II. Ages and metallicities. *A&A* 457, 809–821.
- Sánchez-Blázquez, P., Gorgas, J., Cardiel, N., 2006c. Stellar populations of early-type galaxies in different environments. III. Line-strength gradients. *A&A* 457, 823–839.
- Schlegel, D., Finkbeiner, D., Davis, M., 1998. Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds. *ApJ* 500, 525–553.
- Sulentic, J.W., Marziani, P., Dultzin-Hacyan, D., 2000. Phenomenology of broad emission lines in active galactic nuclei. *ARA&A* 38, 521–571.
- Sulentic, J.W., Zwitter, T., Marziani, P., et al., 2000. Eigenvector 1: an optimal correlation space for active galactic nuclei. *ApJ* 536, 5–9.
- Sulentic, J.W., Marziani, P., Zamanov, R., et al., 2002. Average quasar spectra in the context of eigenvector 1. *ApJ* 566, 71–75.
- Sulentic, J.W., Stirpe, G.M., Marziani, P., et al., 2004. VLT/ISAAC spectra of the H region in intermediate redshift quasars. *A&A* 423, 121–132.
- Sulentic, J.W., Bachev, R., Marziani, P., et al., 2007. C IV 1549 as an eigenvector 1 parameter for active galactic nuclei. *ApJ* 666, 757–777.

4.2. Narrow-Line Seyfert 1: una nueva definición basada en la luminosidad

Dentro de las galaxias Seyfert existen algunos objetos con características que las diferencian del resto las cuales son llamadas las galaxias narrow-line Seyfert 1 (NLS1). Osterbrock & Pogge (1985) identificaron por primera vez algunas de sus propiedades: FWHM de las líneas de Balmer $\leq 2,000$ km s⁻¹, un cociente de líneas [O III] $\lambda 5007/H\beta < 3$, una alta emisión de Fe II y una variabilidad en los rayos-X suaves. Con el tiempo se han identificado otras características como el desplazamiento o asimetría hacia el azul en el perfil de C IV $\lambda 1549$ y una alta emisión del blend formado por Al III $\lambda 1860$ y C III] $\lambda 1909$ (blend 1900). El objeto prototipo de este tipo de galaxias es 1 Zw 1. Haciendo una búsqueda en el SDSS DR7 se pueden encontrar más de 200 fuentes con características semejantes a las galaxias narrow-line Seyfert 1, pero con anchos mayores (masa del agujero negro mayor) y con corrimientos al rojo mayores. Tal es el ejemplo del cuasar SDSS J1201+0116 localizado en $z = 3.2$. En la figura 1 se puede apreciar la similitud entre los perfiles de C IV $\lambda 1549$ y el blend 1900.

Por lo tanto, se propone una nueva definición no basada en el ancho de las líneas de Balmer, sino en la luminosidad: high- L NLS1. Considerando que el ancho de las líneas es debido a movimientos viriales y que la fuente no radía en el límite de Eddington, se llega a que el ancho de la línea puede ser descrito en términos de una ley de potencias de la luminosidad, $\text{FWHM} \propto f^{-1/2} L^{(1-a)/2}$, con f el factor de cubrimiento y $a=0.52$ (Bentz et al., 2009) ó $a=0.67$ (Kaspi et al., 2005). Tomando $f=1.2$, en la figura 1 se puede apreciar que existe una zona aparentemente no cubierta por los AGNs tipo 1 (zona gris), la cual pone un límite a los anchos que pueden tomar las fuentes. Tomando un ancho de $2,000$ km s⁻¹, las fuentes quedan limitadas alrededor del límite inferior, mientras que si se consideran fuentes con anchos hasta $4,000$ km s⁻¹, se tiene un rango más amplio para la existencia de fuente high- L NLS1. Por lo cual, el límite para considerar fuentes con un comportamiento high- L NLS1, sería mucho más adecuado a $4,000$ km s⁻¹ que a $2,000$ km s⁻¹.

Referencia:

- Dultzin, Deborah; Martínez-Aldama, Mary Loli; Marziani, Paola; Su-

lentic, Jack W.; Negrete, Alenka., Proceedings of Sciences: Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and their Place in the Universe, 2011, 12.

La selección de la muestra, análisis y escritura del artículo estuvieron a cargo de la Dra. Deborah Dultzin, la Dra. Paola Marziani, la Dra. Alenka Negrete y el Dr. Jack Sulentic. Mary Loli Martínez-Aldama estuvo a cargo de la presentación de este trabajo en formato de poster durante el congreso Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and their Place in the Universe.



Narrow-Line Seyfert 1s: a luminosity dependent definition

Deborah Dultzin, Mary Loli Martínez¹

*Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México
DF 04510, Mexico
E-mail: deborah@astroscu.unam.mx*

Paola Marziani

*INAF, Osservatorio Astronomico di Padova
Vicolo dell' Osservatorio 5, IT 35122, Padova, Italy
E-mail: paola.marziani@oapd.inaf.it*

Jack W. Sulentic²

*Instituto de Astrofísica de Andalucía
C/ Camino Bajo de Huétor 50, 18008 Granada, Spain
E-mail: sulentic@iaa.es*

Alenka Negrete

*Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México
DF 04510, Mexico
E-mail: anegrete@astroscu.unam.mx*

Do sources equivalent to Narrow Line Seyfert 1s in the local Universe exist at high luminosity? The answer is “yes.” A fraction of quasars at $z \sim 3$ show rest frame UV spectra that bear a striking resemblance to the one of the NLSy1 prototype I Zw 1. We derive their physical properties, and found them consistent with the ones of I Zw 1. A fixed limit on line FWHM, customarily set to 2000 km s^{-1} on H β at low- z is however inadequate to describe high- z luminous NLSy1s. Objects with $\text{FWHM} < 2000 \text{ km s}^{-1}$ become impossible at high luminosity unless they are significantly super-Eddington and the virial assumption is violated. The minimum FWHM of low-ionization lines in NLSy1s-like sources is expected to increase monotonically with luminosity and to become larger than 2000 km s^{-1} , making it necessary to introduce a luminosity-dependent FWHM upper limit for the inclusion of “narrow line” quasars.

*Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe (NLS1)
Milan (Italy)
April 04-06, 2011*

¹ Speaker

² Professor emeritus at the University of Alabama.

1. Introduction

Narrow Line Seyfert 1s (NLSy1s) were first identified by Osterbrock & Pogge in 1985 who noticed the existence of Seyfert 1 sources with unusually narrow low-ionization lines [18]. Since then the most widely accepted defining criterion of NLSy1s is that the width of the broad component of Balmer lines has to be less than 2000 km s^{-1} . Other typical properties involve an often small $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ ratio (< 3), rather strong optical FeII emission, soft X-ray spectra that are very steep and variable (see [8][9][22] for reviews), and unfrequent radio loudness [7]. NLSy1s are neither peculiar low-luminosity nor rare AGNs [22]. They constitute $\approx 15\%$ of a sample of hard X-ray selected AGNs [20], and may amount to $\approx 30\% - 50\%$ of all detected Seyfert 1 sources and in soft X-ray selected samples [5][19]. NLSy1s are well represented among Palomar-Green bright quasars: they account for 27% of the radio-quiet sample of Boroson & Green [1], probably because of the frequent presence of a steeply rising blue continuum [4]. This last result indicate that NLSy1s are not generally low-luminosity sources, and that at low redshift they reach luminosities typical of quasars (in this communication we keep using the term NLSy1 regardless of luminosity). In the so-called optical plane of the Eigenvector 1, NLSy1s are at one end of an elbow-shaped distribution of data points and therefore appear to drive the correlations associated to the 1st eigenvector [2][21].

The original definition of NLSy1s is not void of difficulty since a sharp discontinuity in many properties of type-1 sources is seen at $\text{FWHM}(\text{H}\beta_{\text{BC}}) \approx 4000 \text{ km s}^{-1}$, and not at $\text{FWHM}(\text{H}\beta_{\text{BC}}) \approx 2000 \text{ km s}^{-1}$. In other words, in the range $2000 \text{ km s}^{-1} < \text{FWHM}(\text{H}\beta_{\text{BC}}) < 4000 \text{ km s}^{-1}$ sources still show properties of their optical-UV emission line spectrum that are similar to the ones of NLSy1s, although less extreme. Therefore, they seem to be part of a broader population extending up to $\text{FWHM} \approx 4000 \text{ km s}^{-1}$ (dubbed “Population A” [3][21] [22]).

2. A revelation of AGN structure

The spectrum of several NLSy1s shows features in the visual band and UV that can be easily recognized: the CIV doublet at $\lambda 1549$ with a large shift to the blue and/or a blue asymmetric profile, remarkable FeII and FeIII emission (the latter confined to the UV), prominent AlIII emission at $\lambda 1860 \text{ \AA}$, and weak CIII] $\lambda 1909$ ([13], Figure 1). The spectrum of a NLSy1 like I Zw 1 reveals important clues to the inner workings of an AGN. Low-ionization lines can be fit by a single function well approximated by a Lorentzian [21]. This component is probably associated to dense, low-ionization gas (contributing especially to FeII, [13]) reputed to be moving under a predominantly virial velocity field. To fit high-ionization lines, both a core and a blueshifted component are needed (Figure 1). The blueshifted component might be associated to outflowing gas whose receding side is obscured: it could be a high ionization wind originating from an accretion disk [10].

4.2. NARROW-LINE SEYFERT 1: UNA NUEVA DEFINICIÓN BASADA EN LA LUMINOSIDAD

100

Narrow-Line Seyfert 1s: a luminosity dependent definition

Dultzin et al.

The UV features revealed in sources like I Zw 1 at low redshift are found also in high-luminosity objects. If we perform a search on the SDSS DR7 spectra of quasars in the redshift range where both CIV $\lambda 1549$ and the $\lambda 1900$ blend are recorded in optical spectra ($z > 1.5$), we find more than 200 sources out of 5000 with a spectrum resembling the one of I Zw 1. The lower panels of Fig. 1 show fits of the CIV $\lambda 1549$ line and the $\lambda 1900$ blend for one of these sources, SDSS J1201+0116 ($z \approx 3.2$). The width of the lines is $\approx 4000 \text{ km s}^{-1}$. The spectrum of SDSS J1201+0116 shows lines that are broader than the 2000 km s^{-1} limit, so nominally SDSS J1201+0116 should not be considered a NLSy1. However, the emission line ratios (and hence the physical conditions) are very close to the ones of I Zw 1 [16].

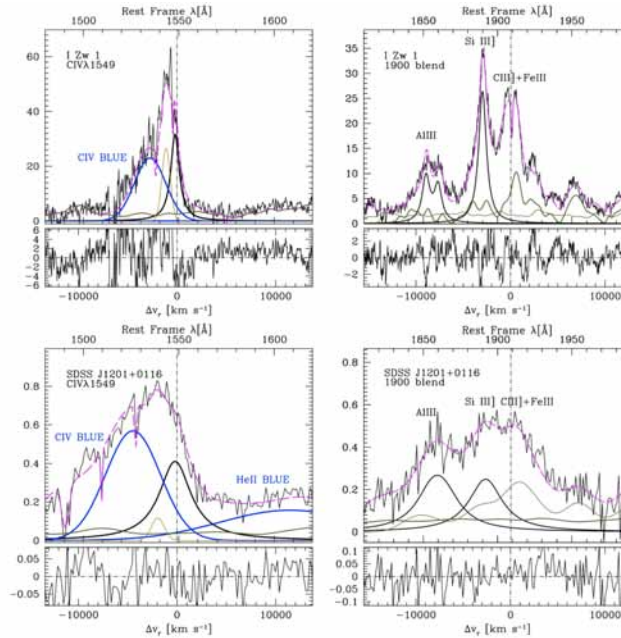


Figure 1 Multicomponents fits of the CIV $\lambda 1549$ line and of the 1900 \AA spectral region for I Zw 1 (upper panels) and SDSS J1201+0116 (lower panels). The ordinate is specific flux at rest frame in units of $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$. The lower part of each panel shows residuals as a function of radial velocity. Thin black line: continuum-subtracted rest-frame spectrum; thick dashed (magenta) line: multicomponents fit results. Thick continuous lines: blueshifted component (blue) and Lorentzian core component (black). Thin orange line: narrow-line components; thin dark green line: Fe II template emission. In the $\lambda 1900 \text{ \AA}$ blend panels, the thick dark green line shows the adopted Fe III template. In these panels the expected contribution of CIII] $\lambda 1909$ is not shown (although considered in the multi-component fit); this line is expected to be severely blended with Fe III $\lambda 1914$, a feature that is affected by Ly α resonance and whose intensity can be significantly larger than the one assumed in the template.

3

100

POS(NLS1)012

3. The increase in minimum FWHM

If quasar emission lines are broadened because of Doppler effect and the velocity distribution of the emitting gas follows a virial law, the FWHM of any emission line has a minimum value for a given bolometric luminosity if quasars do not radiate above the Eddington limit. A minimum FWHM can be computed from the virial relationship under the assumption that the distance of the line emitting gas increases following a power-law: $r_{\text{BLR}} \propto L^a$, with $a = 0.52 - 0.67$ [1][6]. The virial mass can be written as: $M_{\text{BH}} = f r_{\text{BLR}} \text{FWHM}^2 / G$ where G is the gravitational constant and f is a factor parameterizing the (unknown) effect of the broad line region geometry and dynamics. The FWHM then becomes $\text{FWHM}^2 \propto f^{-1} L^{1-a} M_{\text{BH}} / L$. Since $M_{\text{BH}} / L \propto (L/L_{\text{Edd}})^{-1}$. FWHM will be minimum if $L/L_{\text{Edd}} = 1$ (if super-Eddington sources are not allowed), yielding $\text{FWHM} \propto L^{(1-a)/2}$.

The black solid line in Figure 2 presents this behavior for the broad component of the H β line. The two horizontal dot-dashed lines represent the constant upper limits for NLSy1s (at 2000 km s⁻¹; blue) and for Pop. A (at 4000 km s⁻¹; magenta) defined from relatively low-luminosity samples. The magenta and blue curves show the luminosity-dependent behavior of the NLSy1 and Pop. A boundary, respectively ($a = 0.67$ is assumed).

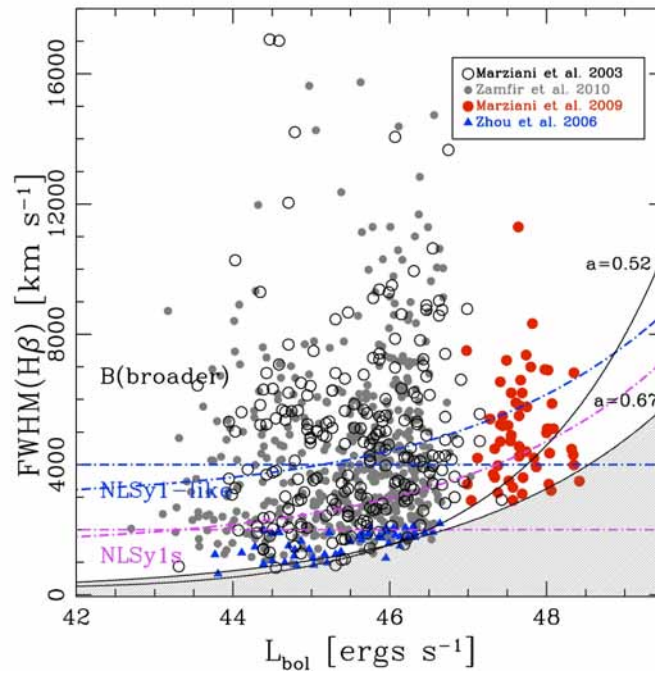
The shaded area below the curve with $a = 0.67$ is an apparent zone of avoidance for broad-line AGNs. We remark that the zone of avoidance is not due to a photometric limit hampering discovery of quasars; objects located there should not happen at all under the assumptions made. Of course the existence of high- L NLSy1-like sources does not imply that smaller black hole mass sources like 1 Zw 1 do not exist at high z . Those sources might be lost in a survey because of limits in discovery magnitude; however their FWHM should be consistent with the L -dependent limit shown in the Figure. The normalization adopted assumes $f \approx 2.1$. This value is believed appropriate for the narrowest sources [3]. If $a = 0.52$, at high L there are sources lying below the minimum limit. A possible interpretation is that their FWHM is underestimated because the symmetry axis of their accretion disk is close to the observer's line of sight. Orientation effects and dynamical factors like radiation pressure can strongly influence the value of f [3] [17].

4. Conclusion

NLSy1s are believed to radiate at high Eddington ratio, be intrinsically young or rejuvenated by newly available accretion material [14][15][22]. They are even expected to become more frequent at high- z where they could well constitute a population of very luminous quasars. Apart from the larger FWHM, properties of typical NLSy1s like 1 Zw 1 seem to be preserved also in high luminosity sources found at high redshift, with the detection of low-EW, blueshifted CIV emission and the revelation of Lorentz-like profiles for H β .

Considering the trend of FWHM and luminosity, a luminosity-dependent definition of NLSy1s (and of NLSy1-like Population A quasars, defined by a limiting FWHM ≈ 4000 km s⁻¹ at low-luminosity) seems appropriate.

4.2. NARROW-LINE SEYFERT 1: UNA NUEVA DEFINICIÓN BASADA EN LA LUMINOSIDAD



POS (NLS1) 012

Figure 2 Behavior of FWHM $H\beta$ vs. bolometric luminosity for two samples of bright quasars (from SDSS: grey dots, Zamfir et al. [23]; open circles: Marziani et al. [11], and high luminosity Hamburg-ESO quasars reported in Marziani et al. (red circles, [10]). A sample of very narrow NLSy1s (blue triangles; Zhou et al. [24]) is also shown. The dot-dashed lines indicate the limits for NLSy1s (magenta) and for Pop. A sources (blue).

References

- [1] M. C. Bentz et al. 2009, *The Radius-Luminosity Relationship for Active Galactic Nuclei: The Effect of Host-Galaxy Starlight on Luminosity Measurements. II. The Full Sample of Reverberation-Mapped AGNs*, *ApJ* 697, 160
- [2] T. D. Boroson, R. F. Green 1992, *The emission-line properties of low-redshift quasi-stellar objects*, *ApJS* 80, 109
- [3] S. Collin, et al. 2006, *Systematic effects in measurement of black hole masses by emission-line reverberation of active galactic nuclei: Eddington ratio and inclination*, *A&A* 456, 75
- [4] D. Grupe et al. 1998, *New bright soft X-ray selected ROSAT AGN. I. Infrared-to-X-ray spectral energy distributions*, *A&A* 330, 25

- [5] D. Grupe et al. 1999, *New bright soft X-ray selected ROSAT AGN. II. Optical emission line properties*, A&A, 350, 805
- [6] S. Kaspi et al. 2005, *The Relationship between Luminosity and Broad-Line Region Size in Active Galactic Nuclei*, ApJ 629, 61
- [7] S. Komossa et al. 2006, *Radio-loud Narrow-Line Type 1 Quasars*, AJ 132, 531
- [8] S. Komossa 2008, *Narrow-line Seyfert 1 Galaxies*, RevMexA&A, Serie de Conferencias 32, 86
- [9] P. Marziani, D. Dultzin, J. W. Sulentic 2006, *Accretion onto Supermassive Black Holes in Quasars: Learning from Optical/UV Observations*, in *New Developments in Black Hole Research*, Paul V. Kreidler (Ed.), New York: Nova Science Publisher, p. 123
- [10] P. Marziani et al. 1996, *Comparative Analysis of the High- and Low-Ionization Lines in the Broad-Line Region of Active Galactic Nuclei*, ApJS 104, 37
- [11] P. Marziani et al. 2003, *An Optical Spectroscopic Atlas of Low-Redshift Active Galactic Nuclei*, ApJS 145, 199
- [12] P. Marziani et al. 2009, *VLT/ISAAC spectra of the H β region in intermediate-redshift quasars. III. H β broad-line profile analysis and inferences about BLR structure*, A&A 495, 83
- [13] P. Marziani, et al. 2010, *Broad-line region physical conditions along the quasar eigenvector 1 sequence*, MNRAS 409, 1033
- [14] P. Marziani, Sulentic J. W., Dultzin, D. 2008, *The Broad Line Region of Quasars*, RevMexA&A, Serie de Conferencias 32, 69
- [15] S. Mathur 2000, *Narrow-line Seyfert 1 galaxies and the evolution of galaxies and active galaxies*, MNRAS 314, L17
- [16] C. A. Negrete et al. 2011, *Physical Conditions in the Broad Line Region of z~3 Quasars: A Photoionization Method to Derive r_{BLR}*, submitted, arXiv:1011.4248
- [17] H. Netzer, P. Marziani, 2010, *The Effect of Radiation Pressure on Emission-line Profiles and Black Hole Mass Determination in Active Galactic Nuclei*, ApJ 724, 318
- [18] D. E. Osterbrock, R. W. Pogge 1985, *The spectra of narrow-line Seyfert 1 galaxies*, ApJ 297, 166
- [19] E. M. Puchnarewicz et al., 1992, *Optical properties of active galaxies with ultra-soft X-ray spectra*, MNRAS 256, 589
- [20] S. A. Stephens 1989, *Optical spectroscopy of X-ray-selected active galactic nuclei*, AJ 97, 10
- [21] J.W. Sulentic et al. 2000, *Average Quasar Spectra in the Context of Eigenvector 1*, ApJ 566, L71
- [22] J.W. Sulentic, P. Marziani, D. Dultzin-Hacyan 2000, *Phenomenology of Broad Emission Lines in Active Galactic Nuclei*, ARA&A 38, 521
- [23] S. Zamfir, et al. 2010, *Detailed characterization of H β emission line profile in low-z SDSS quasars*, MNRAS 403, 1759
- [24] H. Zhou, et al. 2006, *A Comprehensive Study of 2000 Narrow Line Seyfert 1 Galaxies from the Sloan Digital Sky Survey. I. The Sample*. ApJS 166, 128

Capítulo 5

Conclusiones generales

Con el propósito de indagar la naturaleza de las líneas de baja ionización en AGNs analizamos una muestra de 14 cuasares con corrimiento al rojo intermedio cubriendo la región del cercano infrarrojo y el óptico, específicamente la región alrededor del triplete de Ca II $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$, O I $\lambda 8446$ y H β . Los espectros fueron observados entre 2005 y 2010 con el telescopio VLT usando el instrumento ISAAC. Se realizaron ajustes multicomponentes con todas las posibles contribuciones siguiendo el contexto del Eigenvector 1, incluyendo la contribución del Fe II en el cercano infrarrojo y la de la galaxia huésped subyacente, ésta última considerada sólo en un caso. De esta forma se obtuvieron con una alta precisión los anchos y flujos de H β , O I $\lambda 8446$, Ca II, Fe II, Pa9 $\lambda 9229$, y en algunos casos de Pa7 $\lambda 10049$, Pa8 $\lambda 9546$ y [S III] $\lambda 9531$. En todas las fuentes la contribución de el O I, el Ca II, el Fe II y las líneas de Paschen están mezcladas, lo cual puede incrementar las incertidumbres en las mediciones, sin embargo esta incertidumbre fue incluida en el cálculo de los errores. El triplete de Ca II pudo ser detectado en todas las fuentes con la posible excepción de una, donde la inclusión o no del triplete de Ca II parece no provocar una diferencia significativa en el ajuste.

Nuestros datos fueron completados con la muestra de Persson (1988), cuyas fuentes presentan propiedades espectroscópicas, de luminosidad y corrimiento al rojo diferentes al de las estudiadas en este trabajo, permitiendo un análisis completo. Las relaciones entre los cocientes de líneas Ca II/H β y Fe II/H β siguen la misma tendencia previamente encontrada por Joly (1989), dando indicios de que el Ca II y el Fe II son emitidos desde la

misma región. El comportamiento del ancho equivalente del Ca II respecto a la luminosidad y al corrimiento al rojo es distinto, siendo mayor para corrimientos al rojo intermedios y grandes luminosidades, es decir, existe una mayor abundancia de Ca II en estas fuentes. El cociente Ca II/Fe II también indica una sobreabundancia de Ca II en fuentes con corrimiento al rojo intermedio. Esto significa que en las fuentes con corrimiento al rojo mayor hubo recientemente un brote de formación estelar. Sin embargo, este resultado necesita ser comprobado con un mayor número de fuentes y descartando posibles sesgos en la luminosidad y en el corrimiento al rojo.

Dinámicamente el O I y el Ca II presentan anchos semejantes indicando que se forman a la misma distancia del continuo ionizante. Por otra parte, las líneas de H β presentan anchos ligeramente mayores, es decir, H β es emitido en una zona más interna de la BLR. Para intentar esclarecer si el lugar de formación de O I y Ca II es el mismo, realizamos modelos de fotoionización usando el código CLOUDY con el fin de determinar las condiciones físicas de las zonas emisoras. Encontramos que el Ca II necesita de altas densidades ($n_H \gtrsim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) y altas densidades columnares ($N_c \gtrsim 10^{25} \text{ cm}^{-2}$), tal como fue encontrado previamente. Los modelos de fotoionización indican que el O I $\lambda 8446$ no sólo puede ser emitido a altas densidades, sino que también a densidades bajas, del orden de las necesarias para la emisión de las líneas de hidrógeno. Además de que la producción de O I puede cubrir un rango amplio de densidades columnares, $N_c \sim 10^{23-25} \text{ cm}^{-2}$. Debido a la similitud con el comportamiento de las líneas de hidrógeno es natural pensar que O I $\lambda 8446$ también presenta una componente muy ancha. Si se incluye esta componente no se logra apreciar una mejora en el ajuste debido a la resolución de los espectros y a que todas las componente están completamente mezcladas. Este tema deberá ser esclarecido usando futuras muestras.

Tomando en consideración lo anterior se propone un modelo geométrico para la región de líneas anchas. Supongamos que tenemos una distribución plano paralela de nubes arriba y abajo del disco de acreción dominadas por gravitación. Algunas de las nubes podrían estar a la misma distancia que zonas del disco de acreción, esto implicaría que los elementos emitidos en las nubes y en el disco presentarían la misma dinámica, como es el caso de O I $\lambda 8446$ y de Ca II–Fe II, sin embargo por ser emitidas en regiones diferentes presentarían condiciones físicas diferentes, con una preferencia

en el O I a ser emitido en las nubes donde se emite $H\beta$.

Capítulo 6

Trabajo a futuro

Con el fin de corroborar y ampliar los resultados presentados en este trabajo, se observó una muestra de 11 cuasares con redshift intermedio usando el espectrógrafo infrarrojo ISAAC del VLT (Tabla 6.1). Esta muestra no tuvo un criterio de selección, simplemente se cuidó que el O I $\lambda 8446$ y el triplete de Ca II no cayeran sobre las bandas telúricas. De manera semejante a la primera muestra se cuenta con los espectros de la región de $H\beta$, los cuales fueron observados y reducidos por Sulentic et al. (2004, 2006) y Marziani et al. (2009). Los espectros para la región del óptico y del cercano infrarrojo se muestran en las figuras 6.1 y 6.2. A continuación se incluye una breve descripción de lo observado en los espectros.

HE0010–4050 – En el espectro del cercano infrarrojo se muestra sólo una línea, que usando el corrimiento al rojo reportado por Savage & Wright (1981) correspondería a O I $\lambda 8446$ con un corrimiento al azul significativo, $-7,645.4 \text{ km s}^{-1}$. Sin embargo, alrededor de 9200 \AA no se detecta la emisión de Pa9+Fe II, que es una de las características más prominentes en el cercano infrarrojo. El corrimiento al rojo de este cuasar fue determinado por medio de una placa fotométrica (Savage & Wright, 1981). El gran corrimiento al azul mostrado en la línea observada nos llevó a pensar que posiblemente exista un error en la determinación del corrimiento al rojo. De acuerdo a los espectros publicados por Glikman et al. (2006) y Landt et al. (2008, 2011) la región espectral que observamos en nuestro espectro coincide con la encontrada alrededor de Pa β $\lambda 12818$. Usando Pa β como referencia determinamos el corrimiento al rojo del cuasar, $z=0.606$.

En la figura 6.1 se muestra el espectro óptico e infrarrojo. Como puede observarse el espectro en el óptico cuenta con una señal a ruido muy baja, por lo cual fue descartado del análisis debido a que no puede reconocerse ninguna característica.

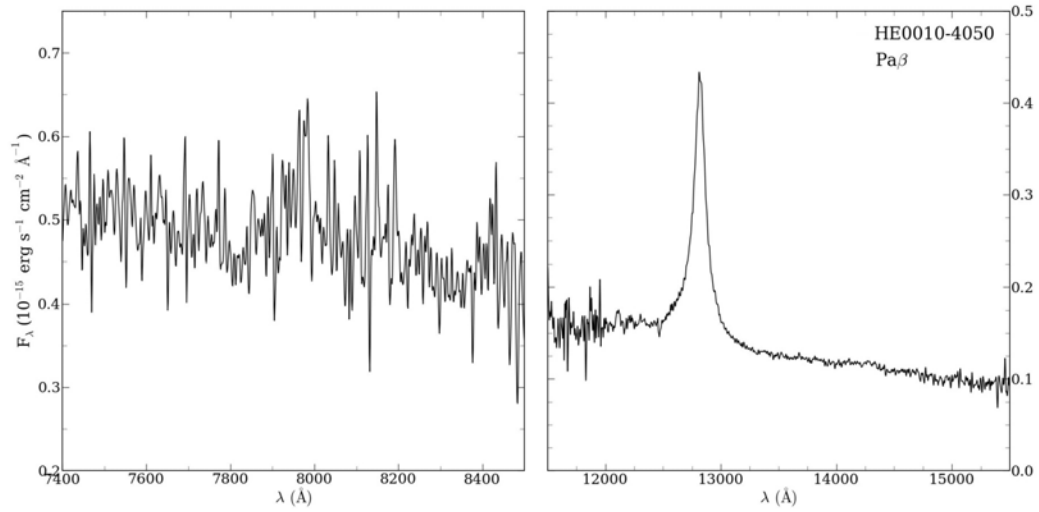


Figura 6.1: El panel izquierdo muestra el espectro óptico, mientras que en el panel derecho se encuentra la región alrededor de $\text{Pa}\beta$ $\lambda 12818$. Con ayuda del espectro infrarrojo se determinó un nuevo corrimiento al rojo para este objeto. En el eje de la abscisa se muestra la longitud de onda en el marco de referencia en reposo en \AA y en el de la ordenada el flujo en unidades de $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$.

HE0349–5249 – Este cuasar es un objeto de la población B. En el espectro óptico puede observarse una gran contribución de la componente muy ancha de $\text{H}\beta$, sobre la cual apenas se nota la presencia de las líneas de $[\text{O III}] \lambda\lambda 4959, 5007$. El $\text{O I } \lambda 8446$ y el triplete de Ca II están mezclados y puede observarse una ligera presencia de la tercera línea del triplete de Ca II , $\lambda 8662$. También se observan $\text{Pa9} + \text{Fe II}$ y $\text{Pa8 } \lambda 9546$. En el ala izquierda de $\text{O I } \lambda 8446$ hay una clara contribución de Fe II , la cual no es modelada por la plantilla de Garcia-Rissmann et al. (2012) y cuya presencia se reafirma con los objetos encontrados en la primera y segunda muestra.

Cuadro 6.1: Propiedades básicas y bitácora de observación de los cuasares de la segunda muestra

Objeto ^a	z^b	m_B^c	M_B^d	$\log R_K^e$	Fecha ^f	Banda ^g	DIT ^h	N_{exp}^i	Seeing ^j	S/N ^k
HE0010–4050*	0.606		17.20		08/20/10	K	160	10	0.694	55
HE0349–5249	1.5409	16.13	–28.7	...	08/22/10	K	140	8	1.059	40
HE0359–3959	1.5209	17.09	–27.9	0.22	08/24/10	K	140	8	0.794	35
HE0436–3709	1.4447	16.84	–27.9	<0.38	08/31/10	K	140	8	1.024	35
HE0454–4620	0.8528	17.23	–25.9	3.37	08/22/10	H	140	8	1.163	25
HE0507–3236	1.577	17.36	–27.6	$\lesssim 0.51$	08/31/10	K	140	8	1.263	20
HE0512–3329	1.5873	17.03	–28.0	$\lesssim 0.38$	08/23/10	K	140	8	1.964	10
HE0926–0201	1.6824	16.23	–29.0	$\lesssim -0.33$	10/28/10	K	140	8	0.584	60
HE1039–0724	1.4584	17.16	–27.9	<0.20	01/27/11	K	140	8	0.581	15
HE1120+0154	1.472	16.31	–28.7	–0.57	01/28/11	K	140	8	0.579	40
HE2349–3800	1.604	17.5	–27.4	1.93	08/21/10	K	130	8	0.600	35

^a Nombre dentro del Survey Hamburg/ESO

^b Corrimiento al rojo heliocéntrico

^c Magnitud aparente de Johnson B

^d Magnitud absoluta B .

^e Logaritmo decimal del radio entre el flujo específico a 6 cm y 4440 Å. La incertidumbre del redshift, la magnitud aparente y absoluta y el cociente radio–óptico provienen de: Sulentic et al. (2004), Sulentic et al. (2006) y Marziani et al. (2009)

^f Fecha de observación

^g Banda fotométrica en el rango de espectral observado

^h Tiempo de integración del detector (DIT; por sus siglas en inglés) en segundos

ⁱ Número de exposiciones con un tiempo de exposición en un DIT

^j Seeing promedio

^k S/N ($1-\sigma$) en el nivel del continuo

HE0359–3959 – Este objeto presenta una gran emisión de Fe II tanto en el óptico como en el cercano infrarrojo, por lo cual es de esperarse una gran contribución del triplete de Ca II. Es el primer objeto con corrimiento al rojo intermedio ($z \sim 1.5209$) en donde pueden observarse las tres líneas del triplete de Ca II aisladas. Esta característica corresponde a un objeto de la población A4, de los más grandes emisores de Fe II. El espectro de $H\beta$ no presenta ninguna característica peculiar, excepto una componente semi-ancha al azul. La contribución de O I $\lambda 8446$ es mucho más débil que la presentada por el Ca II, lo cual no se había observado en alguna otra fuente. Este cuasar puede ayudar a mejorar los modelos de la emisión de Fe II en el cercano infrarrojo y puede ser considerado como un prototipo de NLSy1 de líneas anchas con redshift intermedio (Dultzin et al., 2011).

HE0436–3709 – Este cuasar pertenece a las fuentes de la población B con una fuerte emisión de Fe II, la cual también se ve reflejada en el bump de 9200 Å en el espectro del cercano infrarrojo. Pueden apreciarse claramente Pa7 $\lambda 10049$, Pa8 $\lambda 9546$ y Pa9 $\lambda 9229$, así como la línea prohibida [SIII] $\lambda 9531$. El O I $\lambda 8446$ y el triplete de Ca II se encuentran completamente mezclados, aunque alcanza a observarse a simple vista la emisión del triplete de Ca II. En ~ 9400 Å puede observarse un exceso de emisión correspondiente a Fe II, que no es modelado correctamente por la plantilla teórica de Garcia-Rissmann et al. (2012).

HE0454–4620 – El continuo en el espectro óptico presenta una pendiente positiva, indicando que algún otro continuo no debido al disco de acreción está presente. Landt et al. (2011) reporta que este comportamiento puede ser debido a la contribución de la galaxia huésped, sin embargo nuestros cálculos arrojan que tiene una contribución menor al 10%. Esta característica observada en el continuo puede estar relacionada con la gran intensidad medida en el radio y con el hecho de que la fuente es catalogada como un blazar. El ancho de la componente ancha de $H\beta$, indica que es un objeto de población A, aunque la línea está corrida al rojo. Presenta muy poca emisión de Fe II y una alta contribución de [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$. El espectro del cercano infrarrojo es ruidoso y no puede apreciarse a simple vista la contribución del triplete de Ca II. La línea delgada de [SIII] $\lambda 9531$ es muy intensa, al igual que las líneas delgadas de la región del óptico.

HE0507–3536 – Este cuasar es un objeto de población A con una emisión de Fe II débil. También puede observarse la emisión de $H\gamma$ λ 4340 y las líneas delgadas de [O III] λ 4363, 4959, 5007. En el espectro infrarrojo no puede detectarse a simple vista la contribución del triplete de Ca II. Alrededor de 9000 Å existe una prominencia que no había sido observada en otros espectros. Aunque el espectro en los extremos es ruidoso, pudimos detectar la emisión de Pa8 λ 9546, aunque no de [S III] λ 9531.

HE0512–3329 – Este cuasar presenta una fuerte emisión de Fe II. En [O III] λ 4959, 5007 presenta una emisión semi ancha posiblemente corrida al azul y asociada con vientos. Las líneas coronales de Fe VI 5160 y Fe VII 5177 son intensas. El espectro en la región del cercano infrarrojo tiene una baja señal a ruido, $S/N \sim 10$, lo cual impide apreciar con claridad las componentes presentes. La prominencia del lado izquierdo del perfil de O I permite apreciar una contribución significativa de Fe II.

HE0926–0201 – Este objeto pertenece a las fuentes de población B, claramente se aprecia que sobre la componente muy ancha de $H\beta$ se montan las líneas delgadas de [O III] λ 4959, 5007. Además de presentar una emisión moderada de Fe II. El O I y el triplete de Ca II se encuentran completamente mezclados. Aunque no puede apreciarse a simple vista la contribución del triplete de Ca II, éste suele ser relativamente intenso.

HE1039–0724 – Objeto de la población B, presenta una componente muy ancha de $H\beta$ con gran intensidad y una muy débil emisión de Fe II, lo cual lo hace un objeto de población B extrema. El [O III] λ 4959, 5007 presenta una componente delgada y una semi ancha corrida la azul. En el espectro infrarrojo el O I es la emisión más prominente con una débil contribución de Ca II. Pueden apreciarse Pa9 λ 9229 y Pa8 λ 9546 con una contribución moderada.

HE1120+0154 – Es un objeto de población B con una débil emisión de Fe II, por lo tanto la contribución del Ca II es pequeña. El [S III] λ 9531 es muy intenso, al igual que las líneas delgada del óptico. Se puede observar una falta de Fe II en el ala azul del O I y en ~ 9400 Å.

HE2349–3800 – Este cuasar fue observado en la primera muestra, con la ventaja de que esta nueva observación presenta una mejor señal a ruido.

Es un objeto de población B con una contribución de Fe II moderada. En este nuevo espectro se aprecia con claridad la presencia del Ca II mediante la observación de la línea $\lambda 8662 \text{ \AA}$. El perfil de Pa9 $\lambda 9229$ es más fácil de observar en esta muestra que con la previa. Las mediciones hechas anteriormente y con este nuevo espectro son semejantes dentro de incertidumbres.

Como se mostró en este trabajo los anchos de el O I y el Ca II son muy semejantes, indicando que se forman a la misma distancia del continuo ionizante, pero son emitidos por regiones diferentes dadas las condiciones físicas encontradas. Para comprobar que efectivamente la distancia a la que son emitidos es semejante, se calculará la emisividad de las líneas a diferentes radios para obtener así una ley de emisividad. Las condiciones físicas del Ca II y del Fe II indican que podrían ser emitidas por el disco de acreción, así que se utilizará un disco delgado como el descrito por Shakura & Sunyaev (1973) y se considerará la emisión por anillos. Una vez obtenido el comportamiento de la emisividad se usará el código descrito por Netzer & Marziani (2010) para obtener los perfiles de las líneas y con ellos el ancho. Este modelo comprobará si efectivamente Ca II, O I y $H\beta$ son emitidos en regiones diferentes o simplemente se trata de una nube estratificada.

Se cuenta con una tercera muestra de espectros de cuasares radio fuertes en el cercano infrarrojo con corrimiento al rojo bajo e intermedio: $0.4 \lesssim z \lesssim 0.5$, $1.5 \lesssim z \lesssim 1.6$, observados con el VLT-ISAAC durante 2012. Zamfir et al. (2008) encontró un comportamiento diferente en el ancho y flujo de Fe II entre fuentes radio fuertes y radio calladas, por lo cual es de esperarse un comportamiento similar en el Ca II. El objetivo de esta nueva muestra es estudiar algún efecto sobre las líneas de baja ionización debido a la cantidad de emisión en el radio y comparar el comportamiento de los cocientes de línea (Fe II/ $H\beta$, Ca II/ $H\beta$) en diferentes rangos de corrimiento al rojo. Estos nuevos espectros cubren un rango en corrimiento al rojo pequeño que no ha sido estudiado en muestras previas y ayudarán a descartar sesgos en la relación entre el ancho equivalente de Ca II y el corrimiento al rojo con posibles implicaciones para la formación estelar.

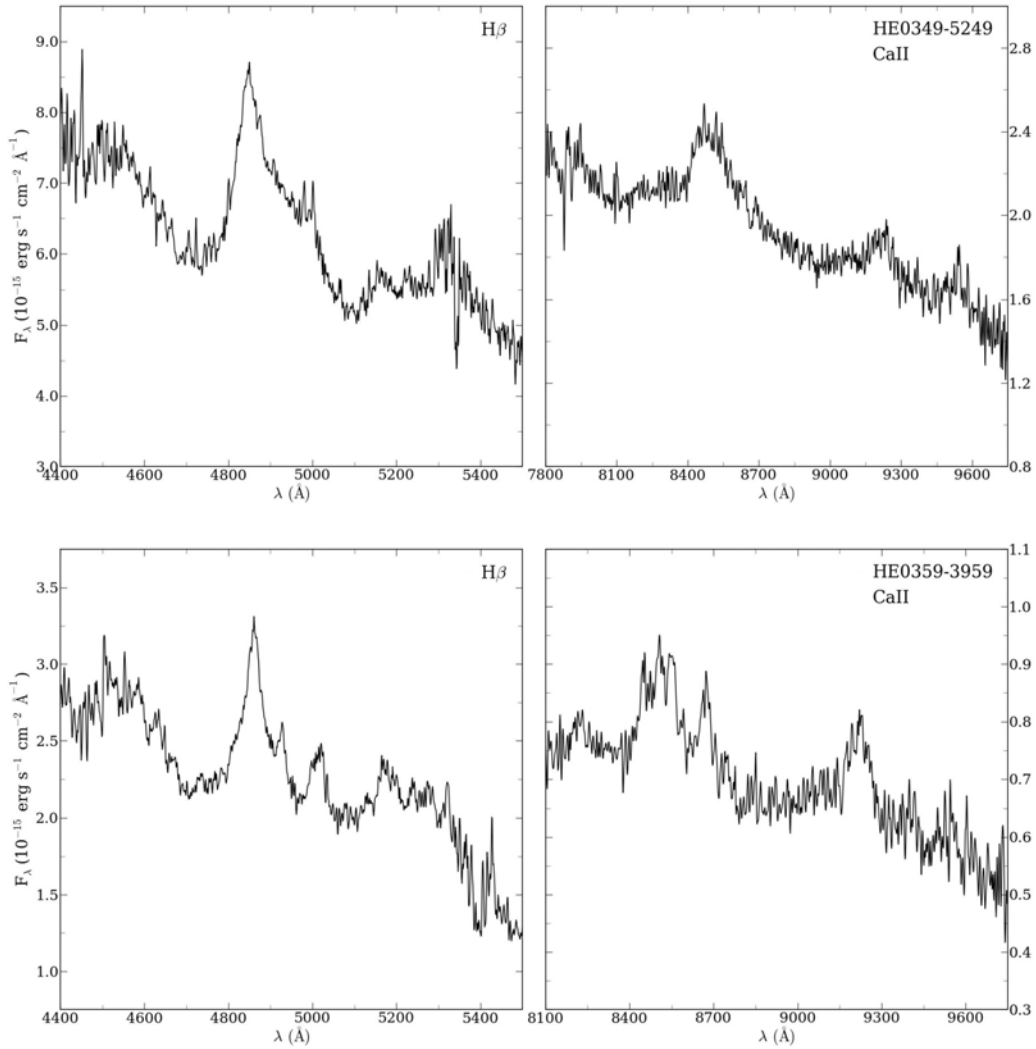


Figura 6.2: Espectros calibrados de la segunda muestra. Los paneles del lado izquierdo muestran el espectro de $H\beta$, mientras que los del lado derecho corresponden a la región espectral de $O\text{ I } \lambda 8446 + \text{Ca II}$. En el eje de la abscisa se muestra la longitud de onda en el marco de referencia en reposo en \AA y en el de la ordenada el flujo en unidades de $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$.

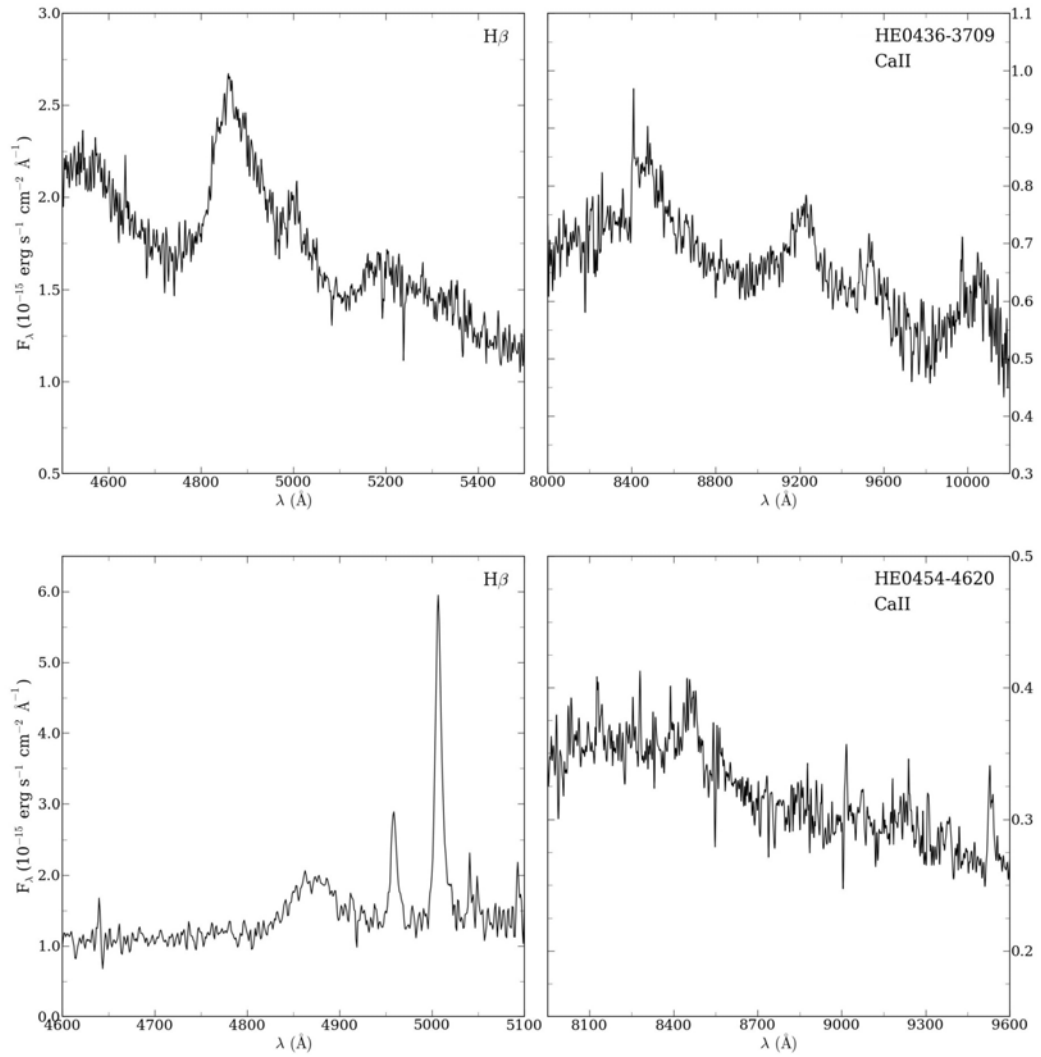


Figura 6.2: Cont.

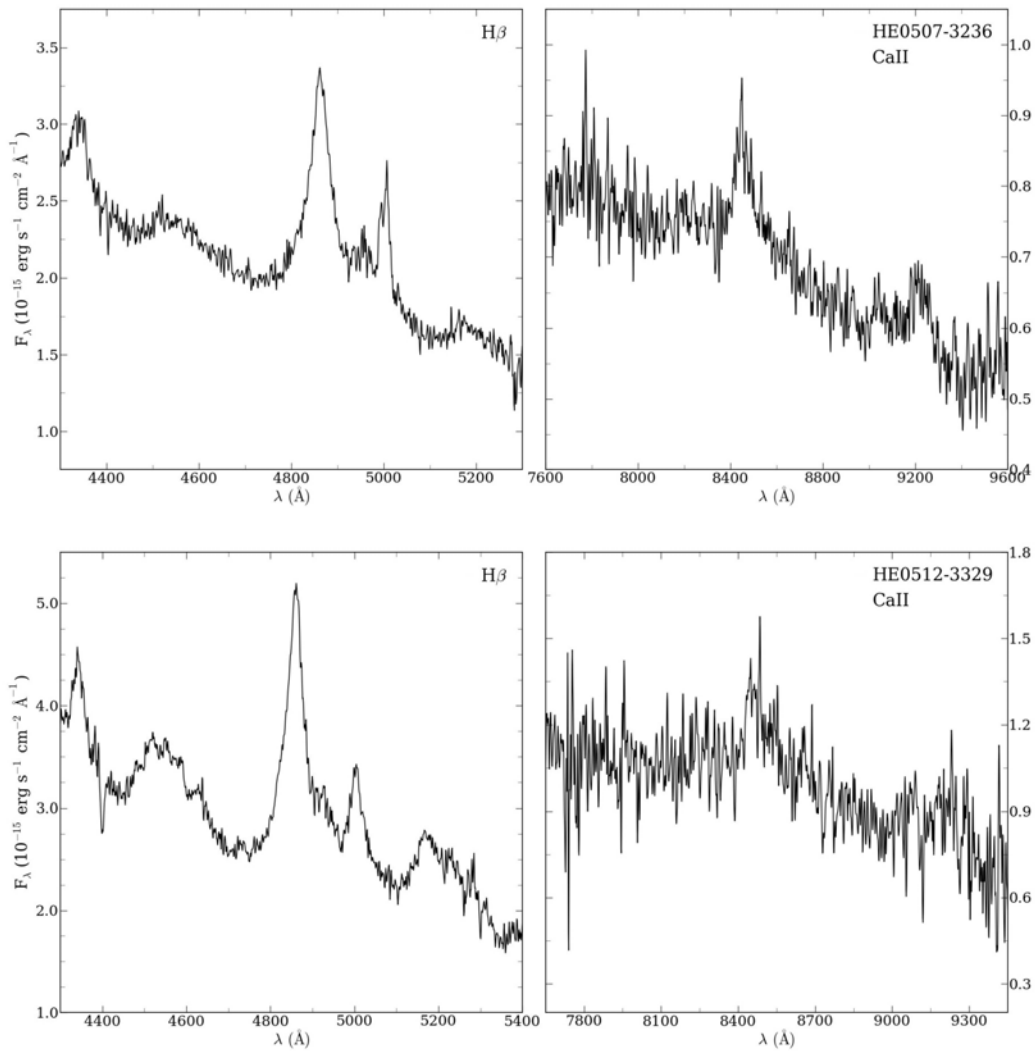


Figura 6.2: Cont.

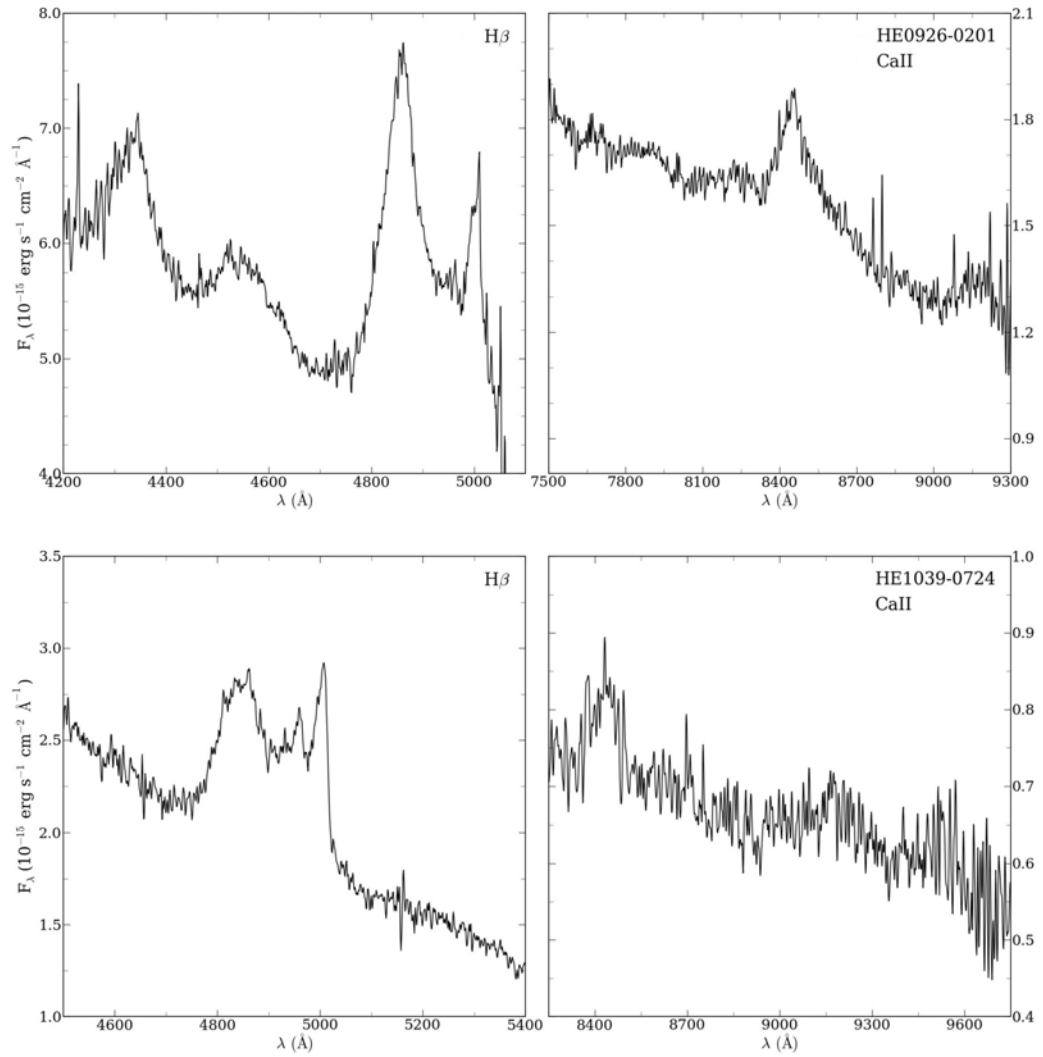


Figura 6.2: Cont.

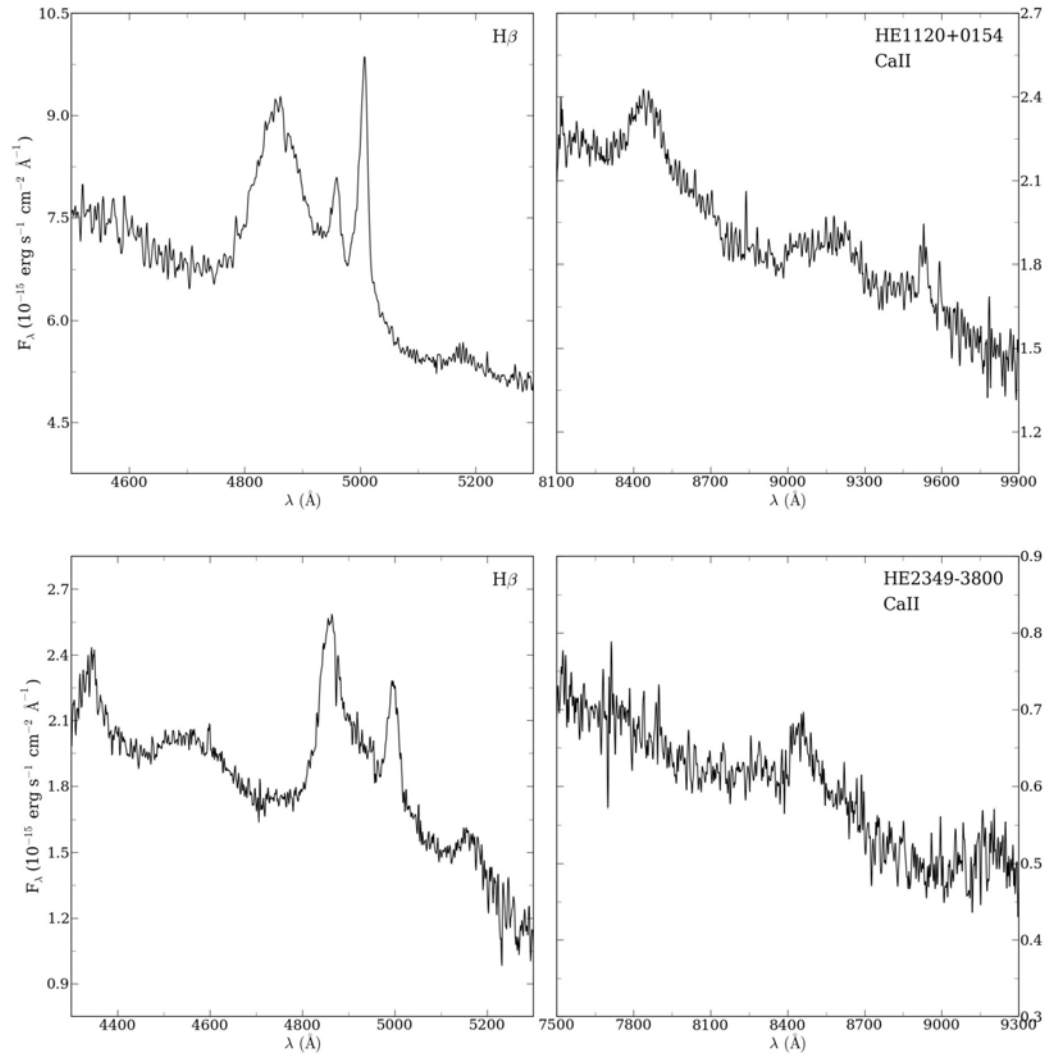


Figura 6.2: Cont.

Bibliografía

- Antonucci, R. 1993, ARAA, 31, 473
- Bachev, R., P., M., Sulentic, J. W., Zamanov, R., Calvani, M., & Dultzin-Hacyan, D. 2004, ApJ, 617, 171
- Barrow, J. D., & Silk, J. 1983, The left hand of creation. The origin and evolution of the expanding universe
- Baskin, A., & Laor, A. 2005, MNRAS, 356, 1029
- Beckmann, V., & Shrader, C. R. 2012, Active Galactic Nuclei
- Begelman, M. C., Blandford, R. D., & Rees, M. J. 1984, Reviews of Modern Physics, 56, 255
- Bennert, N., Falcke, H., Shchekinov, Y., & Wilson, A. S. 2004, in IAU Symposium, Vol. 222, The Interplay Among Black Holes, Stars and ISM in Galactic Nuclei, ed. T. Storchi-Bergmann, L. C. Ho, & H. R. Schmitt, 307–308
- Bentz, M. C., Peterson, B. M., Netzer, H., Pogge, R. W., & Vestergaard, M. 2009, ApJ, 697, 160
- Blandford, R. D. 1990, in Active Galactic Nuclei, ed. R. D. Blandford, H. Netzer, L. Woltjer, T. J.-L. Courvoisier, & M. Mayor, 161–275
- Boroson, T. A., & Green, R. F. 1992, ApJS, 80, 109
- Bridle, A. H., & Perley, R. A. 1984, ARAA, 22, 319
- Carroll, S. M. 2004, Spacetime and geometry. An introduction to general relativity

- Collin-Souffrin, S. 1986, *A&A*, 166, 115
- . 1987, *A&A*, 179, 60
- Collin-Souffrin, S., Joly, M., Dumont, S., & Heidmann, N. 1980, *A&A*, 83, 190
- Condon, J. J. 1992, *ARAA*, 30, 575
- D’Onofrio, M., Marziani, P., & Sulentic, J. W. 2012, *Fifty Years of Quasars: From Early Observations and Ideas to Future Research*, 386
- Dultzin, D., Martinez, M. L., Marziani, P., Wulentic, J. W., & Negrete, A. 2011, in *Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and their Place in the Universe*, 12
- Dultzin-Hacyan, D., Taniguchi, Y., & Uranga, L. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 175, Structure and Kinematics of Quasar Broad Line Regions*, ed. C. M. Gaskell, W. N. Brandt, M. Dietrich, D. Dultzin-Hacyan, & M. Eracleous, 303
- Dunlop, J. S., McLure, R. J., Kukula, M. J., Baum, S. A., O’Dea, C. P., & Hughes, D. H. 2003, *MNRAS*, 340, 1095
- Einstein, A., & Rosen, N. 1935, *Physical Review*, 48, 73
- Elitzur, M. 2012, *ApJL*, 747, L33
- Fanaroff, B. L., & Riley, J. M. 1974, *MNRAS*, 167, 31P
- Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A., Ferguson, J. W., Kingdon, J. B., & Verner, E. M. 1998, *PASP*, 110, 761
- Ferland, G. J., & Persson, S. E. 1989, *ApJ*, 347, 656
- Ferland, G. J., et al. 2013, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, 49, 137
- Frolov, V. P., & Zelnikov, A. 2011, *Introduction to Black Hole Physics* (Oxford University Press)
- Garcia-Rissmann, A., Rodríguez-Ardila, A., Sigut, T. A. A., & Pradhan, A. K. 2012, *ApJ*, 751, 7

- Ghez, A. M., et al. 2008, *ApJ*, 689, 1044
- Glikman, E., Helfand, D. J., & White, R. L. 2006, *ApJ*, 640, 579
- González-Martín, O., et al. 2013, *A&A*, 553, A35
- Grandi, S. A. 1980, *ApJ*, 238, 10
- Hansen, C. J., Kawaler, S. D., & Trimble, V. 2004, *Stellar interiors : physical principles, structure, and evolution*
- Joly, M. 1987, *A&A*, 184, 33
- . 1989, *A&A*, 208, 47
- Jorstad, S. G., et al. 2005, *AJ*, 130, 1418
- Kaspi, S., Maoz, D., Netzer, H., Peterson, B. M., Vestergaard, M., & Jannuzi, B. T. 2005, *ApJ*, 629, 61
- Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., & Green, R. 1989, *AJ*, 98, 1195
- Kellermann, K. I., et al. 2004, *ApJ*, 609, 539
- Korista, K. T., et al. 1995, *ApJS*, 97, 285
- Kormendy, J., & Gebhardt, K. 2001, in *American Institute of Physics Conference Series, Vol. 586, 20th Texas Symposium on relativistic astrophysics*, ed. J. C. Wheeler & H. Martel, 363–381
- Kormendy, J., & Richstone, D. 1995, *ARAA*, 33, 581
- Krolik, J. H., & Begelman, M. C. 1988, *ApJ*, 329, 702
- Kuo, C. Y., et al. 2011, *ApJ*, 727, 20
- Landt, H., Bentz, M. C., Ward, M. J., Elvis, M., Peterson, B. M., Korista, K. T., & Karovska, M. 2008, *ApJS*, 174, 282
- Landt, H., Elvis, M., Ward, M. J., Bentz, M. C., Korista, K. T., & Karovska, M. 2011, *MNRAS*, 414, 218
- Lynden-Bell, D. 1969, *Nature*, 223, 690

- Marziani, P., Sulentic, J. W., Stirpe, G. M., Zamfir, S., & Calvani, M. 2009, *A&A*, 495, 83
- Marziani, P., Sulentic, J. W., Zamanov, R., Calvani, M., Dultzin-Hacyan, D., Bachev, R., & Zwitter, T. 2003a, *ApJS*, 145, 199
- Marziani, P., Sulentic, J. W., Zwitter, T., Dultzin-Hacyan, D., & Calvani, M. 2001, *ApJ*, 558, 553
- Marziani, P., Zamanov, R. K., Sulentic, J. W., & Calvani, M. 2003b, *MNRAS*, 345, 1133
- Mathews, W. G., & Ferland, G. J. 1987, *ApJ*, 323, 456
- Matsuoka, Y., Oyabu, S., Tsuzuki, Y., & Kawara, K. 2007, *ApJ*, 663, 781
- Matsuoka, Y., et al. 2008, *ApJ*, 685, 767
- Matteucci, F. 2003, *Ap&SS*, 284, 539
- McKinney, J. C. 2006, *MNRAS*, 368, 1561
- McLure, R. J., & Dunlop, J. S. 2004, *MNRAS*, 352, 1390
- Merritt, D. 2013, *Dynamics and Evolution of Galactic Nuclei*
- Moorwood, A., et al. 1998, *The Messenger*, 94, 7
- Mortlock, D. J., et al. 2011, *Nature*, 474, 616
- Netzer, H. 2013, *The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei* (Cambridge University Press)
- Netzer, H., & Marziani, P. 2010, *ApJ*, 724, 318
- Netzer, H., & Penston, M. V. 1976, *MNRAS*, 174, 319
- Novikov, I. D. 1990, *Black holes and the universe*
- Osterbrock, D. E., & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*
- Osterbrock, D. E., & Pogge, R. W. 1985, *ApJ*, 297, 166

- Persson, S. E. 1988, *ApJ*, 330, 751
- Peterson, B. M. 1997, *An Introduction to Active Galactic Nuclei*
- . 2008, *Nature*, 52, 240
- Peterson, B. M., et al. 2004, *ApJ*, 613, 682
- Richstone, D., et al. 1998, *Nature*, 395, A14
- Rodríguez-Ardila, A., Viegas, S. M., Pastoriza, M. G., & Prato, L. 2002a, *ApJ*, 565, 140
- Rodríguez-Ardila, A., Viegas, S. M., Pastoriza, M. G., Prato, L., & Donzelli, C. J. 2002b, *ApJ*, 572, 94
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1986, *Radiative Processes in Astrophysics*
- Salpeter, E. E. 1964, *ApJ*, 140, 796
- Savage, A., & Wright, A. E. 1981, *MNRAS*, 196, 927
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Sulentic, J. W., Bachev, R., Marziani, P., Negrete, C. A., & Dultzin, D. 2007, *ApJ*, 666, 757
- Sulentic, J. W., Marziani, P., & Dultzin-Hacyan, D. 2000a, *ARAA*, 38, 521
- Sulentic, J. W., Marziani, P., Zamanov, R., Bachev, R., Calvani, M., & Dultzin-Hacyan, D. 2002, *ApJL*, 566, L71
- Sulentic, J. W., Repetto, P., Stirpe, G. M., Marziani, P., Dultzin-Hacyan, D., & Calvani, M. 2006, *A&A*, 456, 929
- Sulentic, J. W., Stirpe, G. M., Marziani, P., Zamanov, R., Calvani, M., & Braitto, V. 2004, *A&A*, 423, 121
- Sulentic, J. W., Zamfir, S., Marziani, P., & Dultzin, D. 2008, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, vol. 27, Vol. 32, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, 51–58

- Sulentic, J. W., Zwitter, T., Marziani, P., & Dultzin-Hacyan, D. 2000b, *ApJL*, 536, L5
- Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- Volonteri, M., Sikora, M., & Lasota, J.-P. 2007, *ApJ*, 667, 704
- Willott, C. J., et al. 2010, *AJ*, 139, 906
- Wills, B. J., Netzer, H., & Wills, D. 1985, *ApJ*, 288, 94
- Wilson, A. S., & Colbert, E. J. M. 1995, *ApJ*, 438, 62
- Wyse, R. F. G., & Gilmore, G. 1988, *AJ*, 95, 1404
- Zamfir, S., Sulentic, J. W., & Marziani, P. 2008, *MNRAS*, 387, 856
- Zamfir, S., Sulentic, J. W., Marziani, P., & Dultzin, D. 2010, *MNRAS*, 403, 1759
- Zel'dovich, Y. B., & Novikov, I. D. 1964, *Soviet Physics Doklady*, 9, 246