

AUTOR

RAMSÉS OSCAR ISAAC JEREZ NICURCAR

Análisis del Efecto Microlente Cromático en los Sistemas QSO2237+0305 y SDSS1226-0006

Profesor Guía:

Dra. Verónica Motta

Miembros de la Comisión:

Dra. Patricia Arévalo (UV)

Dr. Evencio Mediavilla (IAC)

*Tesis presentada al Instituto de Física y Astronomía para optar al grado de
Magíster en Astrofísica.*

Facultad de Ciencias



Universidad de Valparaíso

Abril 2022

Valparaíso. Chile.

Dedicado a mi familia, a los que ya no están en esta dimensión (Pedro) y a los que se han apagado

Esta tesis es exclusivamente de mi autoría. La reproducción total o parcial, con fines científicos o académicos estará autorizada, incluyendo una referencia bibliográfica a este documento

© Ramsés Oscar Isaac Jerez Nicurcar

Abril 2022.

Valparaíso. Chile.

Agradecimientos

En primer lugar quisiera agradecer a mi profesora guía, la Dra. Verónica Motta, quien me ha dado ayuda y soporte desde el pregrado en la universidad de Valparaíso, cuando recién comenzaba mis primeros estudios en las lentes gravitacionales. Durante el magíster, hubo momentos muy complicados en mi vida, en toda instancia sentí su apoyo y oí las palabras de aliento para lograr el objetivo de dar término a este trabajo. Además, agradecer al comité evaluador, la Dra. Patricia Arévalo, quien fue mi profesora en varios cursos en la universidad, enseñando con mucha paciencia y dedicación y al Dr. Evencio Mediavilla, a quien conocí telemáticamente en la parte final de este proceso, sin embargo, los estudios realizados en esta tesis se basan en parte a sus trabajos.

A mi familia, comenzando por mis padres, Oscar y Miriam, quienes me han dado techo, afecto y sabiduría para enfrentar cualquier adversidad; mis hermanos, Abraham, Cristóbal y Orlando por estar ahí cuando se les pide una mano; a mi hija Isidora, por quererme de forma incondicional, aún cuando he tenido que suspender las visitas por necesitar estudiar para la universidad o simplemente por trabajar, ella sabe que todo lo que estoy haciendo, también es para y por ella y a mi abuela Cecilia, por creer en mi.

A mis amigos, el *squad*, por tantas salidas y juntas que me he perdido, estos cabros han sido fundamentales (Angel, Jp, Alvarito, Pelao, Potter, Eloy, Hool, Manolith, Dober) a la hora de bajar mis niveles de productividad y aumentar mi distracción. Se agradecen las risas, la música y la amistad; a mis amigos de Limache (Agustin, Oveja, Makario, Taty, Yoyi, Caramelo y Charlie), que aunque nos veamos poco, ustedes han estado conmigo desde el liceo y desde el momento en que empecé a estudiar física; a mis compañeros del postgrado en astrofísica de la UV, quienes son las personas que compartí más tiempo estos últimos cuatro años, sin ellos, todo hubiese sido mucho más complicado (Ale, Dani, Cata, Nico, Gatito, Javier, Alex, Felipe, Erick, Greco, Martín); a mi polola, por empujarme y apoyarme durante gran parte de este proceso y a la *cufi*, que aprendió más astronomía que yo y por llenarme el escritorio de pelos y estar en todas las reuniones online.

Resumen

El efecto lente gravitacional es una poderosa herramienta que permite estudiar la estructura interna de los núcleos activos de galaxias. Este proceso es posible de realizar debido a que estas fuentes lejanas son magnificadas, accediendo a una resolución angular que de otra manera no sería posible.

En esta tesis de magíster, se estudiaron los siguientes objetos lentes gravitacionales: el sistema cuádruple QSO2237+0305 (cruz de Einstein) y el sistema doble SDSS1226-0006. El primero concita gran interés debido a que la galaxia lente se encuentra a un corrimiento al rojo muy cercano. En el segundo sistema se han realizado escasos estudios, los cuales están relacionado con la distribución de materia de la galaxia lente, no habiéndose hecho estimaciones de los parámetros del disco de acreción con anterioridad.

Mediante el estudio del espectro de cada imagen lentificada, se han analizado las líneas de emisión y continuo bajo éstas, así como también, se ha cuestionado la existencia de extinción en las líneas de emisión del sistema QSO2237+0305 obtenida en la literatura. Junto a este análisis, se ha encontrado efecto microlente en la región de las líneas anchas. Se ha confirmado la existencia de efecto microlente cromático entre las imágenes de los sistemas, permitiendo modelar el disco de acreción con un perfil de temperatura (p). Dado a que existe una dependencia en la longitud de onda, es posible parametrizarla, de modo que el tamaño del disco de acreción se puede escribir siguiendo una ley de potencia, mediante la relación $r_s \propto \lambda^p$, donde p corresponde al perfil de temperatura. Se han encontrado los tamaños de los discos medidos a $\lambda = 1026 \text{ \AA}$ y los perfiles de temperatura, estos son: $r_s = 26.8_{-9.2}^{+14.1} \sqrt{0.3M/M_\odot}$ días-luz con $p = 0.53 \pm 0.14$ y $r_s = 8.2_{-4.9}^{+12.3} \sqrt{M/M_\odot}$ días-luz, respectivamente. Estos resultados están en buen acuerdo con la literatura citada.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Notas Históricas	1
1.2. Lente Gravitacional	3
1.2.1. Ángulo de Deflexión	3
1.2.2. Geometría y Ecuación de la Lente.	4
1.2.3. Ecuación de la Lente Para Distintas Distribuciones de Masa	7
1.2.4. Potencial de Deflexión	8
1.2.5. Magnificación y Distorsiones de Imágenes	9
1.2.6. Curvas Críticas y Formación de Imágenes	11
1.3. Modelos de Lentes Gravitacionales	12
1.3.1. Esfera Singular Isoterma (SIS)	13
1.3.2. Elipsoide Singular Isotermo (SIE)	14
1.4. Efecto Microlente	14
1.4.1. Efecto Microlente Cromático	15
1.4.2. Efecto Microlente en la Región de Líneas Anchas	17
1.5. Núcleos Activos de Galaxias	18
1.5.1. Agujero Negro Súper Masivo	19
1.5.2. Disco de Acreción	19
1.5.3. Corona	20
1.5.4. Región de Emisión de Líneas Anchas (BLR)	20
1.5.5. Región de Emisión de Líneas Angostas (NLR)	21
1.5.6. Toro de Gas y Polvo	21
1.5.7. Cuásares	22
1.6. Objetivos	22

2. Observaciones y Reducciones	23
2.1. Datos	23
2.1.1. CASTLES	23
2.2. SDSS1226-0006	26
2.3. QSO2237+0305	27
2.4. Reducción de los Datos	27
2.4.1. FORS2	27
2.4.2. X-Shooter	28
3. Métodos	33
3.1. Extracción de los Espectros Descontaminados	33
3.1.1. Determinación de la Bondad del Ajuste	34
3.1.2. Mimización del χ^2_{red}	36
3.1.3. Incertezas en los Flujos Descontaminados.	37
3.2. Estimación del Efecto Microlente	41
3.2.1. Determinación de los Flujos en el Continuo	42
3.2.2. Estimación del Flujo en el <i>Core</i> de las Líneas de Emisión	42
3.2.3. Diferencia de Magnitudes del Continuo y las Líneas de Emisión	44
3.2.4. Extinción por Gas y Polvo en la Galaxia Lente	46
3.2.5. Microlente en la Región de Líneas Anchas	46
3.3. Simulación de los Mapas de Magnificación	48
3.3.1. QSO2237+0305	49
3.3.2. SDSS1226-0006	50
3.4. Estimación de los Parámetros del Disco de Acreción	51
4. Resultados	53
4.1. QSO2237+0305	53
4.1.1. Espectro Descontaminado	53
4.1.2. Comparación del Perfil de las Líneas de Emisión	55
4.1.3. Estimación del Efecto Microlente	58
4.1.4. Estimación del Efecto Microlente en la BLR	63
4.1.5. Parámetros del Disco de Acreción	64

4.2. SDSS1226-0006	67
4.2.1. Espectro Descontaminado	67
4.2.2. Comparación del Perfil de las Líneas de Emisión	68
4.2.3. Estimación del Efecto Microlente	71
4.2.4. Efecto Microlente en la BLR	73
4.2.5. Estimación de los Parámetros del Disco de Acreción	74
5. Conclusiones	76
5.1. QSO2237+0305	77
5.2. SDSS1226-0006	78
5.3. Trabajos Futuros	79
A. Apéndice	80
A.1. Selección de Ventanas de Continuo en el Sistema SDSS1226-0006	81
A.1.1. SDSS1226-0006	81
A.2. Funciones de Distribución de Probabilidades	83

CAPÍTULO 1

Introducción

El efecto lente gravitacional es un mecanismo poderoso y notable que le permite a los astrónomos observar objetos muy lejanos. En las siguientes secciones de este capítulo describiré la teoría relacionada con en esta tesis, así como también un breve resumen de los contenidos asociados a la estructura a los núcleos activos de galaxias. Finalmente presento los objetivos de este trabajo.

1.1. Notas Históricas

Sobre la premisa de que la gravedad curva la trayectoria de los objetos, Isaac Newton se preguntó si los rayos de luz también serían desviados por un campo gravitacional. Cien años tuvieron que transcurrir para que el astrónomo Johann von Soldner (von Soldner, 1804) tome las ideas de Newton para medir la desviación de un rayo de luz proveniente de un cuerpo lejano, y que en su camino hacia la Tierra, pase muy cerca de la superficie del Sol. Según lo estimado por von Soldner, esta desviación sería $0.875''$. Sin embargo, esta predicción no era correcta. En el siglo XX la teoría de la relatividad de Einstein (Einstein, 1905), predijo que la trayectoria de un rayo de luz proveniente de un objeto lejano se desviaría al pasar muy cerca de un objeto masivo, dado que estos deforman el espacio-tiempo. Si este objeto tenía del orden de $1 M_{\odot}$, la desviación sería de $1.745''$. El astrónomo Arthur Eddington, quiso com-

probar si esto era cierto, por lo que concurrió al famoso eclipse solar de 1919 (Eddington, 1919) para tomar fotografías del eclipse y las estrellas circundantes. Al comparar la posición de las estrellas con y sin el Sol, Eddington concluyó que la desviación de los rayos luminosos era la predicha por Einstein.

En el año 1937, Fritz Zwicky sugirió que una galaxia localizada entre un objeto más distante y la Tierra podría enfocar la luz del objeto (Zwicky, 1937), por lo que sería visible gracias al campo gravitacional de la galaxia, concluyendo que un objeto demasiado tenue se haría visible. En este caso, los rayos de luz serían desviados por la galaxia, dándole la idea a Zwicky para desarrollar un método de búsqueda de lentes gravitacionales: buscar objetos idénticos. En la siguiente década, el astrónomo Carl Seyfert obtiene espectros de 6 *nebulosas* (galaxias) (Seyfert, 1943), las cuales contenían líneas de emisión anchas y estrechas, con irregularidades en sus alas. Más tarde, en 1959 Lodewijk Woltjer argumentó que el núcleo de las galaxias Seyfert no puede ser más grande que $r \lesssim 100$ pc (Woltjer, 1959), debido a que parecen objetos puntuales en las imágenes ópticas. Esa misma década, y con el avance de la radioastronomía, una serie de objetos fueron identificados como fuentes de radio, llamados *quasi-stellar object* (QSO). Estos fueron registrados en los catálogos de radio 3C y 3CR (Edge et al. 1959; Bennett 1962). En 1963 Matthews y Sandage (Matthews & Sandage, 1963) mostraron que 3C48 es una fuente puntual con un espectro óptico muy complejo. Más tarde, Maarten Schmidt (Schmidt, 1963) logró medir el *redshift* de la fuente de radio 3C237 ($z = 0.158$), identificando la serie de Balmer desplazada hacia el rojo. Volviendo a lo planteado por Zwicky, la teoría de las lentes gravitacionales fue desarrollada de forma independiente por Klimov, Liebes y Refsdal entre 1963 y 1966, el primero estudió el efecto producido entre galaxias (Klimov, 1963), mientras que Liebes estudió la posibilidad de que estrellas en nuestra galaxia actúen como lentes (Liebes, 1964). Por otra parte, Refsdal calculó el tiempo de retardo entre dos imágenes de una fuente, también indicó que sería una buena herramienta para testear el parámetro de Hubble (Hubble, 1929) H_0 (Refsdal, 1964b,a, 1966b,a). Estos autores indicaron que los cuásares serían objetos ideales para ser estudiados a partir del efecto lente gravitacional. No fue hasta 1979 que se descubrió el primer sistema doble: Q0957+561, observado por Dennis Walsh, Bob Carswell, y Ray Weymann (Walsh et al., 1979). Sus imágenes se encontraban separadas 6", con el mismo *redshift* y espectro. En 1980, fue descubierto el primer sistema cuádruple: PG1115+080 por Young et al. (1981). Siete años más tarde aparecería el primer sistema lente gravitacional que muestra un anillo de Einstein: MG1131+0456, descubierto por Hewitt et al. (1988). Un año más tarde, se

reportaría el primer evento asociado a efecto microlente en QSO2237+0305, detectado por Irwin et al. (1989), en donde objetos compactos de la galaxia lente producen alteraciones en el flujo en las imágenes del cuásar.

1.2. Lente Gravitacional

Se conoce con este nombre al fenómeno resultante de la deflexión de la radiación electromagnética proveniente de un objeto lejano, que atraviesa un campo gravitacional producido por un objeto masivo que se interpone en su camino (conocido como lente). Las lentes gravitacionales se han convertido en una herramienta muy importante para estudiar galaxias y cúmulos de galaxias, su distribución de materia oscura (Kaiser & Squires, 1993), estimar la masa de agujeros negros súper masivos (*Super Massive Black Hole*, SMBH, (Peng et al., 2006; Assef et al., 2011; Sluse et al., 2012), así como restringir la constante de Hubble (Hubble, 1929). Este último parámetro describe una proporción entre la distancia y el corrimiento al rojo (z) de los objetos del Universo.

Para fuentes muy lejanas ($z > 1$), las lentes gravitacionales actúan como telescopios cosmológicos. Una galaxia actuando como lente puede producir múltiples imágenes de la fuente (ver sección 1.2.6), esto se conoce como efecto lente gravitacional fuerte. Las fuentes son principalmente núcleos activos de galaxias (*Active Galactic Nuclei*, AGN). Dado que las fuentes son puntuales, luminosas y lejanas, el efecto lente gravitacional permitirá observar una fuente magnificada, esto quiere decir que, aumentará el brillo observado y su resolución espacial (ver sección 1.2.5).

1.2.1. Ángulo de Deflexión

Según la Teoría General de la Relatividad (Einstein, 1905), un rayo de luz es deflectado por la presencia de un campo gravitacional producido por un objeto masivo, con una trayectoria que sigue las geodésicas. Estas líneas corresponden a la mínima distancia que existe entre dos puntos en el espacio tiempo (Einstein, 1916). Por lo tanto, el ángulo de deflexión de un rayo de luz se define como:

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{c^2\xi}, \quad (1.1)$$

donde G es la constante de gravitación universal de Newton, M es la masa del deflector, ξ es el vector parámetro de impacto en el plano de la lente (ver figura 1.1) y corresponde a la separación de un rayo de luz con respecto al centro del eje óptico. En el caso particular de que un deflector con $M = M_{\odot}$, $\xi = R_{\odot}$, y usando la ecuación 1.1 se obtiene que el ángulo de deflexión corresponde a $\hat{\alpha}_{\odot} = 1.74''$ en las proximidades del Sol.

1.2.2. Geometría y Ecuación de la Lente.

Para describir el efecto lente se asumirá como hipótesis que trabajamos con una lente delgada y axialmente simétrica con respecto a la línea de visión; esto quiere decir que su distribución de materia no se extiende más allá de las dimensiones de todo el sistema y con centro sobre el eje óptico. Así, es posible aproximar la trayectoria de la luz desde el observador hasta la lente, y desde la lente hasta la fuente, empleando el uso de líneas rectas, encerrando un ángulo de deflexión, tal como se muestra en la figura 1.1. La galaxia lente se ubica en un plano de la lente en el cual se produce una deflexión. Los rayos de luz provenientes de una fuente lejana \mathbf{S} , ubicada a una distancia D_S , son desviados por la lente, situada a una distancia D_L . Las distancias son con respecto a un observador y corresponden a las distancias diámetro angular de dichos planos.

Siguiendo Schneider et al. 2006, la ecuación de la lente relaciona $\hat{\alpha}$, que describe la magnitud y dirección de la deflexión, β , la verdadera posición angular de la fuente en el plano de la fuente, con la proyección de las imágenes observadas (S_1 y S_2 en el caso de dos imágenes) en las posiciones θ_1 y θ_2 . Para pasar de coordenadas lineales (η , ξ) a coordenadas angulares (β , α) se utiliza:

$$\beta = \frac{\eta}{D_S}, \quad (1.2)$$

$$\theta = \frac{\xi}{D_L}. \quad (1.3)$$

Relacionando estas magnitudes, con respecto a la posición de la fuente (\mathbf{S}) y de la imagen (\mathbf{S}_1), se puede escribir:

$$\theta D_S = \beta D_S + \hat{\alpha} D_{LS}. \quad (1.4)$$

Definiendo como *ángulo de deflexión reducido*, $\alpha(\theta) \equiv \hat{\alpha} D_{LS} / D_S$, se obtiene:

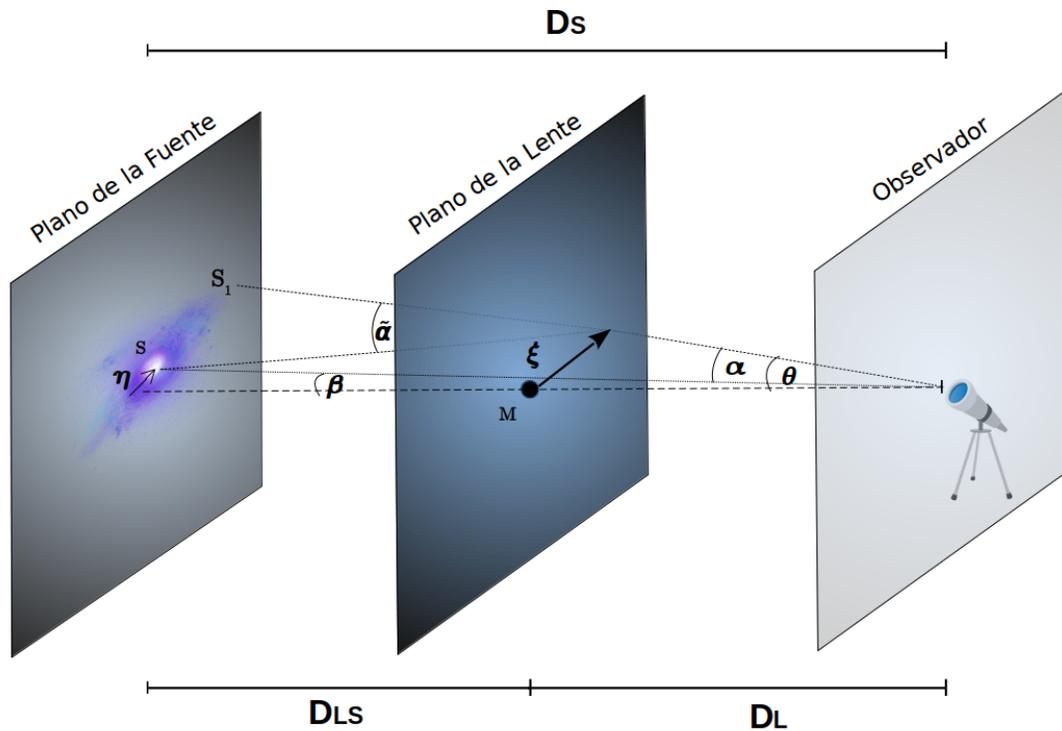


Figura 1.1: Geometría del efecto lente gravitacional. Se localiza al observador, la lente y la fuente en planos perpendiculares al eje óptico, el cual conecta al observador con el centro de la lente (línea segmentada negra). El origen de cada sistema de coordenadas es obtenido mediante la intersección de cada plano perpendicular con el eje óptico. Se asume que la desviación de un rayo de luz proveniente de una fuente situada en η en el plano de la fuente se producirá en el plano lente debido a la presencia de un objeto masivo de masa M (lente), formando un ángulo θ y proyectando una imagen de la fuente en S_1 . En el caso que el observador vea dos imágenes de la fuente se tendrá S_1 y S_2 medidas con ángulos θ_1 y θ_2 , respectivamente.

$$\beta \equiv \theta - \alpha(\theta), \quad (1.5)$$

la que se conoce como ecuación de la lente. Esta ecuación describe un mapeo desde la lente al plano de la fuente para cualquier distribución de masa, en donde el ángulo de deflexión $\alpha(\theta)$ depende de la distribución de masa del deflector. Por otra parte, ecuación no es invertible y requiere de un tratamiento numérico para distribuciones de materia genéricas.

Para obtener las distancias diámetro angular se utiliza la función $E(z)$ (Hogg, 1999), que está descrita en términos de los parámetros cosmológicos Ω_m , Ω_k y Ω_Λ tal que:

$$E(z) = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda}, \quad (1.6)$$

y, de acuerdo al modelo Λ CDM (Λ Cold Dark Matter por sus siglas en inglés), $\Omega_m \approx 0.7$, $\Omega_k \approx 0$ y $\Omega_\Lambda \approx 0.3$ son los parámetros de densidad de materia, de curvatura y de energía oscura respectivamente. A su vez estos parámetros de densidad se definen como la razón entre la densidad actual del Universo ρ con la densidad crítica¹ ρ_o , y $D_H = c/H_0 = 3000h^{-1}$ Mpc. La distancia comóvil de un objeto cuyo corrimiento al rojo es z se define como:

$$D_C = D_H \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}, \quad (1.7)$$

mientras que la distancia comóvil entre dos objetos situados a z_1 y z_2 (con $z_2 > z_1$) está determinada por la ecuación diámetro angular:

$$D_{A12} = \frac{1}{1+z_2} \left[D_{M2} \sqrt{1 + \Omega_k \frac{D_{M1}^2}{D_H^2}} - D_{M1} \sqrt{1 + \Omega_k \frac{D_{M2}^2}{D_H^2}} \right], \quad (1.8)$$

donde D_M corresponde a la distancia comóvil transversal, que es equivalente a la distancia comóvil D_C en el caso en que $\Omega_k = 0$. Entonces, la distancia diámetro angular para dos objetos es:

$$D_{A12} = \frac{c}{H_0(1+z_2)} \left[\int_0^{z_2} \frac{dz_2}{\sqrt{\Omega_m(1+z_2)^3 + \Omega_\Lambda}} - \int_0^{z_1} \frac{dz_1}{\sqrt{\Omega_m(1+z_1)^3 + \Omega_\Lambda}} \right]. \quad (1.9)$$

Los resultados obtenidos por la misión Planck (Aghanim et al., 2020) al estudiar las anisotropías de la radiación de fondo cósmico (CMB por sus siglas en inglés), tanto en la

¹Corresponde al valor en el que la geometría del espacio es plana.

temperatura como en la polarización del campo de radiación, concluyen que los valores de parámetros cosmológicos son $\Omega_m = 0.315 \pm 0.007$, $\Omega_\Lambda = 0.685 \pm 0.007$ y $H_0 = 67.4 \pm 0.5$ km/s/Mpc, los cuales fueron utilizados para esta tesis.

1.2.3. Ecuación de la Lente Para Distintas Distribuciones de Masa

En el caso que la distribución de masa de la galaxia lente sea extensa, es necesario realizar algunas modificaciones. Si el campo gravitatorio ϕ es débil, $\phi/c^2 \ll 1$, se puede linealizar y el ángulo de deflexión puede expresarse como:

$$\hat{\alpha} = \sum_i \hat{\alpha}_i. \quad (1.10)$$

Por lo tanto, la ecuación 1.10 expresada en términos de la posición proyectada ξ_i de los elementos de masa m_i es:

$$\hat{\alpha} = \sum_i \frac{4GM}{C^2} \frac{\xi - \xi_i}{|\xi - \xi_i|^2}, \quad (1.11)$$

Si la distribución es continua y subdividiendo en elementos de masa del tipo $dm = \Sigma(\xi)d^2\xi$; donde $\Sigma(\xi)$ describe la densidad superficial de masa en la posición dada por ξ que se obtiene al proyectar la densidad de masa tridimensional en el plano de la lente, se obtiene:

$$\hat{\alpha} = \frac{4G}{C^2} \int_{\mathbb{R}^2} \frac{\xi - \xi_i}{|\xi - \xi_i|^2} \Sigma(\xi) d^2\xi, \quad (1.12)$$

donde la integral se hace en la extensión bidimensional de la lente. La ecuación 1.5 puede ser reescrita usando las ecuaciones 1.11 y 1.12 en su forma adimensional definiendo las escalas ξ_0 en el plano de la lente y su correspondiente $\eta_0 = \xi_0 D_S / D_L$ en el plano de la fuente. Se definen los vectores adimensionados $\mathbf{x} = \xi / \xi_0$ y $\mathbf{y} = \boldsymbol{\eta} / \eta_0$ tal que la ecuación 1.5 se puede escribir como:

$$\mathbf{y} = \mathbf{x} - \boldsymbol{\alpha}(\mathbf{x}), \quad (1.13)$$

también llamada ecuación de trazado de rayos. Por lo tanto, el ángulo de deflexión escalado se puede escribir como:

$$\alpha(\mathbf{x}) = \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}^2} \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} \kappa(\mathbf{x}') d^2 x' = \frac{D_L D_{LS}}{\xi_0 D_S} \hat{\alpha}(\xi_0 \mathbf{x}), \quad (1.14)$$

se define la densidad superficial de masa adimensionada κ (también llamada convergencia), de modo que:

$$\kappa(\mathbf{x}) = \Sigma(\xi_0 \mathbf{x}) / \Sigma_{cr}, \quad (1.15)$$

donde Σ_{cr} es la densidad superficial de masa crítica tal que:

$$\Sigma_{cr} = \frac{c^2 D_S}{4\pi G D_L D_{LS}}, \quad (1.16)$$

que sólo depende de las distancias diámetro angular D_L y D_S . Si $\Sigma \geq \Sigma_{cr}$ (es decir, $\kappa \geq 1$) significa que en algún lugar de la lente existe posición para la fuente que produce múltiples imágenes (régimen lente gravitacional fuerte), mientras que si $\kappa \ll 1$ no formará imágenes múltiples (régimen lente gravitacional débil). Sobre este último criterio, la distribución de masa de la lente inducirá distorsiones sobre la luz emitida de la fuente a lo largo del camino de visión.

1.2.4. Potencial de Deflexión

Es posible definir el ángulo de deflexión como el gradiente del potencial de deflexión con respecto a \mathbf{x} , de modo que:

$$\alpha(\mathbf{x}) = \nabla \psi, \quad (1.17)$$

con:

$$\psi(\mathbf{x}) = \frac{1}{\pi} \int_{R^2} \kappa(\mathbf{x}) \ln |\mathbf{x} - \mathbf{x}'| d^2 x', \quad (1.18)$$

potencial logarítmico con masa superficial adimensionada $\kappa(\mathbf{x})$. Por lo tanto, la ecuación 1.13 queda como:

$$\mathbf{y} = \mathbf{x} - \psi(\mathbf{x}) = \nabla \left[\frac{1}{2} \mathbf{x}^2 - \psi(\mathbf{x}) \right], \quad (1.19)$$

la cual también puede ser expresada en términos de una función escalar como:

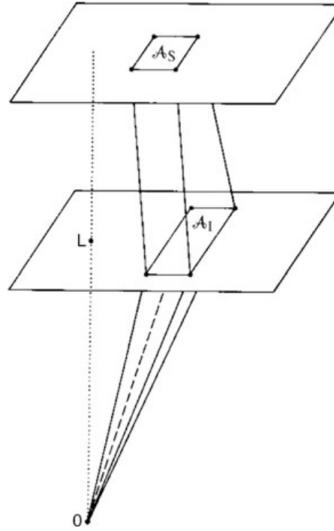


Figura 1.2: Propiedades de la lente gravitacional. Los rayos de luz son deflectados diferencialmente, cambiando la sección transversal de un objeto extendido (A_s), por lo que el ángulo sólido que subtende la fuente (visto por el observador) es modificado por la lente gravitacional obteniéndose (A_l). Créditos imagen: Schneider et al. (1992).

$$\phi(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{1}{2}(\mathbf{x} - \mathbf{y})^2 - \psi(\mathbf{x}). \quad (1.20)$$

Con este último resultado, es posible escribir la ecuación de la lente en función del potencial escalar, cumpliéndose $\nabla\phi(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = 0$ (formulación de Fermat). La ecuación de la lente en términos de la formulación de Fermat permite el cálculo del retraso temporal (*time delay*²).

1.2.5. Magnificación y Distorsiones de Imágenes

El efecto lente gravitacional afecta tanto al tamaño como al flujo de la fuente observada. Esto se conoce como magnificación. El área de la sección transversal de un haz de luz es afectado diferencialmente y al ser desviado se distorsiona (ver figura 1.2).

De acuerdo con el teorema de Liouville, la deflexión de la luz no absorbe ni emite fotones, tampoco altera su frecuencia, por lo que el efecto lente conserva el brillo superficial de la fuente. El flujo de una fuente se define como el producto del brillo superficial y su ángulo

²Tiempo que tarda un fotón para llegar al observador a lo largo de cada camino producido por el efecto lente gravitacional.

sólido, y sobre los efectos de la deflexión de la luz este último cambia, y por ende, se observan cambios en el flujo. Sea ω y ω_s los ángulos sólidos de la fuente con presencia y sin presencia de la lente, respectivamente y S y S_0 los flujos de la fuente, observado y afectado por la lente, respectivamente. Se define la magnificación μ como la razón entre:

$$\mu = \frac{S}{S_0} = \frac{\omega}{\omega_s}, \quad (1.21)$$

la cual describe el cambio de flujo que es causado por la magnificación (aumento o disminución) sobre la imagen de una fuente (ver figura 1.2). En el plano de la lente la distribución de brillo superficial observada $I(\theta)$ es igual a la distribución de brillo superficial en el plano de la fuente $I^s[\beta(\theta)]$, por lo tanto:

$$I(\theta) = I^{(s)}[\beta(\theta)]. \quad (1.22)$$

La relación entre la posición de la fuente (β) y las posiciones de las imágenes (θ) puede ser linealizada localmente, por lo que la distorsión de las imágenes puede ser descrita por la matriz Jacobiana:

$$A(\theta) = \frac{\partial \beta}{\partial \theta} = \left(\delta_{ij} - \frac{\partial^2 \psi(\theta)}{\partial \theta_i \partial \theta_j} \right) = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix}, \quad (1.23)$$

donde κ y γ son la convergencia (ec. 1.15) y el *shear*, respectivamente, y los subíndices i, j están asociados a las componentes de la matriz. Este último describe las propiedades del gradiente de la fuerza gravitacional de deflexión externa y (γ_1, γ_2) son las componentes del *shear*, donde:

$$\gamma_1 = \frac{1}{2} (\partial_{11}^2 \psi - \partial_{22}^2 \psi), \gamma_2 = \partial_{12}^2 \psi. \quad (1.24)$$

Para una mejor comprensión del sentido físico de κ y γ es posible escribir la matriz Jacobiana de la siguiente forma:

$$A = (1 - \kappa) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \gamma \begin{pmatrix} \cos 2\phi & \sin 2\phi \\ \sin 2\phi & -\cos 2\phi \end{pmatrix}, \quad (1.25)$$

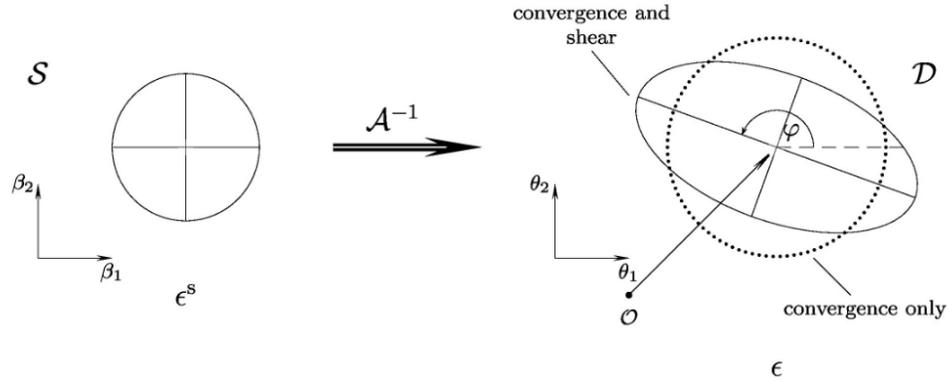


Figura 1.3: Efectos de distorsión sobre una fuente. Izquierda: fuente circular es mapeada con la matriz Jacobiana inversa A^{-1} en una elipse. Si solo actúa κ , la imagen resultante es un círculo, cuyo radio se modificará. Si existe γ la fuente se verá distorsionada en una dirección. Créditos imagen: M. Bradac & Sherry Suyu, *winter school lecture IAC 2012*.

donde ϕ es la dirección de la fuerza de marea (*shear*) inducido con respecto al sistema de coordenadas. La distorsión inducida por κ es isotrópica, mientras que el *shear* cambia la forma intrínseca de la fuente en una dirección privilegiada. La manera en que κ y γ actúan sobre una fuente es representado en la figura 1.3. Estos efectos son visibles en las imágenes lentificadas.

Finalmente, la magnificación μ puede expresarse como la inversa del determinante de la matriz Jacobiana, mediante la siguiente expresión:

$$\mu \equiv \frac{1}{\det(A)} = \frac{1}{(1 - \kappa)^2 - |\gamma|^2}. \quad (1.26)$$

1.2.6. Curvas Críticas y Formación de Imágenes

Para ciertos valores de \mathbf{x} , puede ocurrir que $\det(A) = 0$, por consiguiente, $\mu \rightarrow \infty$. Las curvas críticas están formadas por el conjunto de puntos del plano de la lente en que ocurre esto y las curvas correspondientes en el plano de la fuente se les llama cústicas. En la práctica, la magnificación tiene un valor finito. La forma de las curvas depende de la distribución de materia de la lente, por ejemplo: en una distribución de materia esférica, la curva crítica es una circunferencia, mientras que la cústica es un punto. Si la distribución

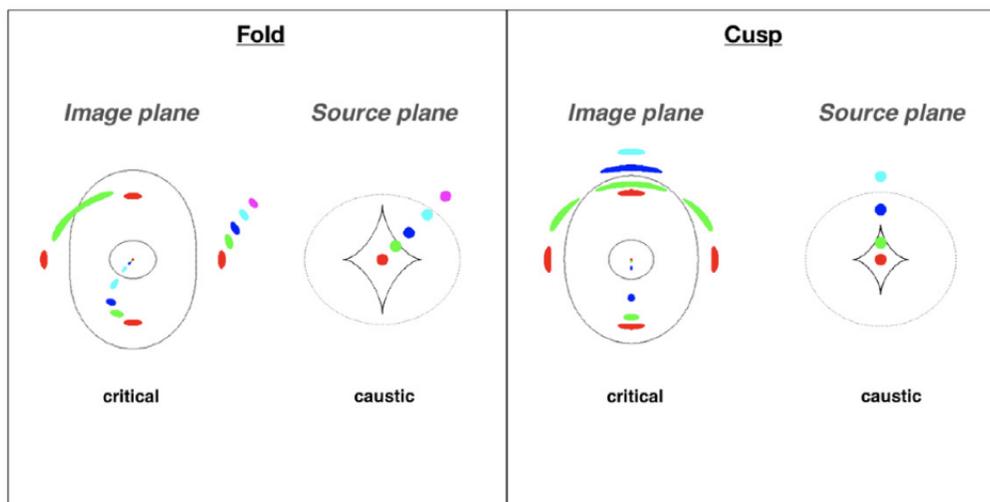


Figura 1.4: Esquema de las posiciones y morfología de las imágenes en el efecto lente gravitacional fuerte. Izquierda: esquema *fold*. Derecha: esquema *cusp*. Imagen tomada desde (Zalesky & Ebeling, 2020).

de materia es asimétrica, aparece más de una curva crítica que se transforman dos curvas caústicas en forma de diamante. La formación de imágenes está directamente relacionada con la posición de la fuente con respecto a las curvas caústicas. Para ejemplificar, la figura 1.4 muestra un esquema del efecto lente gravitacional fuerte para una distribución de materia elíptica, relativo a la posición de las curvas caústicas, en el que se puede observar la posición y morfología de las imágenes para dos configuraciones, *fold* and *cusp* (Bartelmann & Narayan, 1995; Wambsganss, 1998; Schneider et al., 2006; Zalesky & Ebeling, 2020). En ambos esquemas, se observa una fuente situada al centro de las curvas caústicas (rojo) y que forma cuatro imágenes en el plano de la lente. A esta configuración se le conoce como "La cruz de Einstein". A medida que la fuente se mueve al interior de las curvas caústicas es posible observar que pueden formar imágenes muy distorsionadas (verde), al encontrarse con el pliegue (*fold*) o cúspide (*cusp*) de las curvas caústicas, así como también reducir su número de imágenes formadas (cyan).

1.3. Modelos de Lentes Gravitacionales

La utilización de modelos analíticos permite reproducir una configuración de imágenes. Para ello, es necesario determinar cual es la posición relativa y distribución de masas. A

continuación se presentan los modelos más simples utilizados en el efecto lente gravitacional.

1.3.1. Esfera Singular Isotherma (SIS)

Este modelo describe un sistema con simetría esférica (Turner et al., 1984). Asumiendo un que las estrellas se comportan como las partículas en un gas ideal confinado por el potencial gravitacional de la lente en equilibrio termal e hidrostático, y con una distribución de Maxwell de velocidades truncada, siendo σ_v su dispersión de velocidades. El perfil de densidad de materia que satisface estas condiciones es:

$$\rho(r) = \frac{\sigma_v^2}{2\pi G} \frac{1}{r^2}, \quad (1.27)$$

donde r es la distancia desde el centro de la esfera y G la contante de gravitación universal. Cabe mencionar que: si $r \rightarrow 0$ la densidad $\rho \rightarrow \infty$ y si $r \rightarrow \infty$, la masa diverge. Proyectando la densidad tridimensional a lo largo de la línea de visión, es posible obtener la densidad superficial de masa adimensionada $\Sigma(\xi)$, integrando la ecuación 1.27 se tiene que:

$$\Sigma(\xi) = \frac{\sigma_v^2}{2G\xi}. \quad (1.28)$$

Considerando $\xi \neq 0$ y valores grandes de ξ , la densidad superficial de masa adimensionada se comportará de forma similar a la distribución de materia de las galaxias. Usando las relaciones adimensionadas $x = \theta/\theta_E$ y $y = \beta/\theta_E$, la convergencia se puede calcular como $\kappa(x) = 1/2x$ y el ángulo de deflexión como $\alpha(x) = x/|x|$, con esto la ecuación 1.13, en su forma escalar se puede escribir como:

$$y = x - \frac{x}{|x|}. \quad (1.29)$$

En el caso en que $y < 1$ existirán dos soluciones situadas a ambos lados de la lente, con $x_{\pm} = y \pm 1$. Por otro lado, si $y > 1$, la ecuación tendrá una única solución en $x = y + 1$. La magnificación puede ser obtenida mediante:

$$\mu = \frac{1}{\det(A)} = \frac{|x|}{|x| - 1}, \quad (1.30)$$

Como una mejora al modelo, se puede considerar un *shear* externo (SIS+ γ). Esto incide en la manera en que se determina la magnificación, ya que tendrá un término asociado a γ (ver sección 1.2.5).

1.3.2. Elipsoide Singular Isothermo (SIE)

En este modelo Kormann et al. (1994) considera un potencial gravitacional elíptico para la galaxia lente. El perfil de densidad de materia es similar al empleado en el modelo SIS. En este caso se tiene:

$$\rho(r) = \frac{\sigma_v^2}{2\pi G r_e^2}, \quad (1.31)$$

donde $r_e^2 = r_x + r_y/q$, y q es la razón de los semiejes proyectados. En el caso que $r_x = r_y$ se obtiene el modelo SIS.

1.4. Efecto Microlente

El efecto microlente se produce debido al efecto lente gravitacional, se produce por el cruce de objetos compactos masivos (rango de masa: $10^{-6} - 10^6 M_\odot$) que se encuentran en la galaxia lente, alineándose con una imagen (o más) del cuásar y del observador (Chang & Refsdal, 1979; Paczynski, 1986; Wambsganss, 2006). Un objeto microlente producirá fluctuaciones en el brillo de una imagen del cuásar (ver sección 1.4.1) Estas fluctuaciones son debido a la formación de micro imágenes en una de las imágenes del cuásar (ver figura 1.5), con separaciones de micro arcossegundos (Chang & Refsdal, 1979). Dada la instrumentación actual, es imposible resolverlas.

Por otra parte, el efecto microlente es independiente de la longitud de onda, permitiendo estudiar fuentes distantes en todo el espectro electromagnético (Impey et al., 1998; Kochanek et al., 1999; Falco et al., 1999a; Lehár et al., 2000; Kochanek et al., 2005; Morgan et al., 2008; Mosquera et al., 2011).

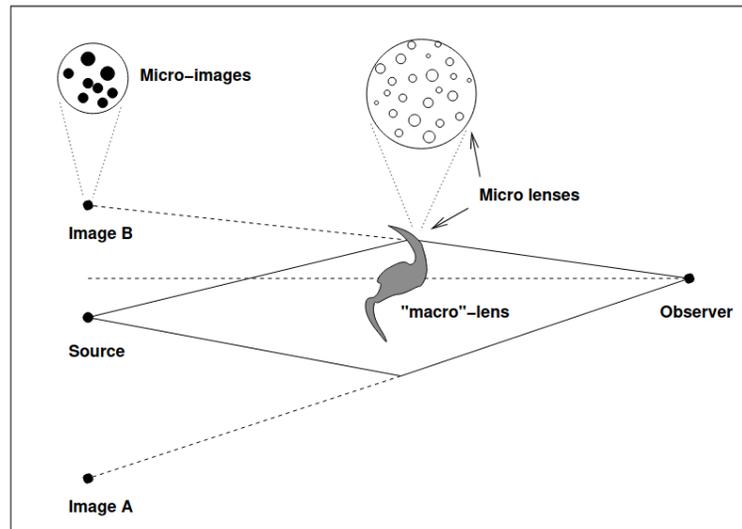


Figura 1.5: Esquema del efecto microlente. En la figura, microlentes localizadas en la galaxia lente forman microimágenes en una de las imágenes de la fuente de fondo. Las microimágenes afectan el brillo de la imagen B, produciendo una magnificación (demagnificación) extra. Frederic Courbin, *Lecture Notes in Physics January 2008*.

Cuando la luz de la fuente es interferida por estos objetos, producirá una magnificación (o demagnificación) extra en el macro modelo. Esta variabilidad no está correlacionada entre las imágenes, y depende de la distribución aleatoria de las microlentes en la galaxia lente (Chang & Refsdal, 1979). La duración de este efecto es transitoria, y dependerá de la masa de la microlente, la velocidad de cruce y las distancias relativas al observador y la fuente. En general, para microlentes de masa estelar ubicados en la Vía Láctea, el tiempo de cruce de una microlente es del orden de semanas (Wambsganss et al., 1989; Paczynski, 1991; Paczynski, 1996). En tanto que para microlentes ubicadas en galaxias lentes, el tiempo de cruce puede ser desde semanas hasta varios meses (Wambsganss et al., 1990a; Kochanek, 2004; Wambsganss, 2006).

1.4.1. Efecto Microlente Cromático

La escala en la cual una microlente causa un efecto sobre el cuásar está dada por el radio de Einstein θ_E del microlente proyectado sobre el tamaño de la fuente R_S (Mosquera & Kochanek, 2011). Schechter et al. 2004 menciona que los patrones de magnificación que afectan a una fuente son independientes de la distribución de masas de las microlentes cuando

el tamaño de la fuente es suficientemente pequeño comparado con θ_E , y sólo se ve afectado por la masa promedio de las mismas. Se define el radio de Einstein (R_E) de una microlente, proyectado al plano de la fuente como:

$$R_E = D_S \left[\frac{4G\langle m \rangle}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_L D_S} \right]^{1/2}, \quad (1.32)$$

donde $\langle m \rangle$ es la masa promedio de la microlente. La microlente afectará la fuente en el caso que $R_S < R_E$, produciendo cambios significantes en la variabilidad del brillo de la fuente. Por esto, es que fuentes pequeñas son afectadas en gran proporción por microlentes. Por esta razón se espera que el disco de acreción en torno a un agujero negro súper masivo, en el centro de galaxia de fondo sea lo suficientemente compacto para satisfacer este criterio. Por el contrario, si la región de emisión es mayor que R_E no se producirán cambios significantes en el brillo del cuásar u objeto lentificado. Por lo tanto, regiones internas del disco de acreción (hacia el azul), y a su vez, más cercanas al agujero negro súper masivo, son mayormente magnificadas que las regiones externas (hacia el rojo) (Blackburne et al., 2011; Mosquera & Kochanek, 2011; Muñoz et al., 2011). Esto produce cambios que pueden ser observados tanto en técnicas fotométricas (Mosquera et al., 2011; Muñoz et al., 2016a), espectroscópicas (Motta et al., 2012; Motta et al., 2017) y curvas de luz a diferentes longitudes de onda (Eigenbrod et al., 2008b). Para ejemplificar este efecto, la figura 1.6 muestra dos casos en los que se detectó efecto microlente cromático. La imagen de la izquierda fue obtenida por Mosquera et al. (2009) y corresponde a la diferencia de magnitudes de los continuos obtenidas con filtros de banda estrecha de las cuatro imágenes del sistema QSO2237+0305. Allí, se puede observar como las variaciones cromáticas son visibles con respecto a la imagen A. La imagen de la derecha fue obtenida por Motta et al. (2012) al analizar los espectros de dos imágenes del sistema SDSS1004+4112. Se observa como los continuos (cuadrados negros) obtenidos integrando bajo la línea de emisión varían, existiendo una mayor diferencia de magnitudes hacia el azul que hacia el rojo, con respecto al flujo integrado en el *core* de las líneas de emisión, representados por los triángulos negros (ver sección 3.2.3). Las variaciones cromáticas son producidas porque, en acuerdo con el modelo de disco delgado de Shakura & Sunyaev (1973), el tamaño del disco de acreción varía con la longitud de onda. La detección de cromaticidad permite modelar el disco de acreción asumiendo un perfil de temperatura, de modo que el tamaño de la región de emisión del disco de acreción r_s es

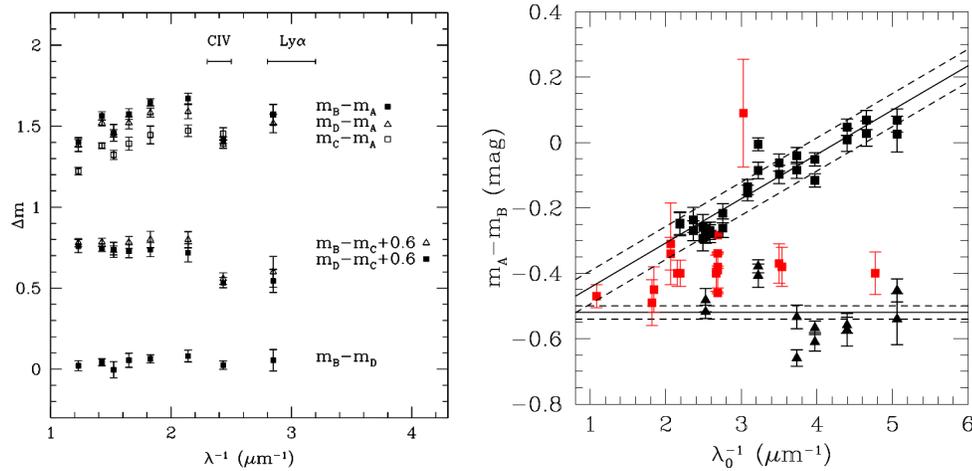


Figura 1.6: Efecto microlente cromático. En ambas figuras, el eje de las abscisas corresponde a la longitud de onda en el *rest frame* de la lente, mientras que el eje de las ordenadas representa la diferencia de magnitudes Δm . Izquierda: diferencia de magnitudes del sistema QSO2237+0305 obtenida por Mosquera et al. (2009). Los flujos fueron obtenidos mediante fotometría usando filtros de banda estrecha. Se observan variaciones cromáticas relativo a la imagen A, no siendo detectadas en la combinación de Δm en los otros pares de imágenes. Derecha: variaciones cromáticas del sistema SDSS1004+4112 obtenidas por Motta et al. (2012). Cuadrados y triángulos negros corresponden a Δm obtenido integrando el continuo bajo la línea y *core* respectivamente, cuadrados rojos corresponden a los datos obtenidos en la literatura dentro de Motta et al. (2012). En ambos sistema se observa que la variación cromática disminuye hacia longitudes de onda larga.

proporcional a λ^p , siendo p el parámetro que mide el perfil de temperatura (Wambsganss & Paczynski, 1991).

1.4.2. Efecto Microlente en la Región de Líneas Anchas

El efecto microlente también puede afectar a la región de líneas anchas (*Broad Line Region*, BLR, para una descripción más detallada, ver siguiente sección). Comúnmente, la microlente afecta a las líneas de emisión de alta ionización, ya que son producidas en regiones más internas del disco de acreción, y por ende, más cercanas al agujero negro súper masivo. Estas líneas de emisión son por ejemplo: CIII], CIV, SiIV]+OIV], MgII, y a líneas de emisión de hierro (FeII y FeIII). Para detectar este efecto, es necesario comparar los perfiles de las líneas de emisión y observar diferencias en la BLR entre las imágenes (Motta et al., 2012; Rojas et al., 2014; Motta et al., 2017; Fian et al., 2018; Rojas et al., 2020).

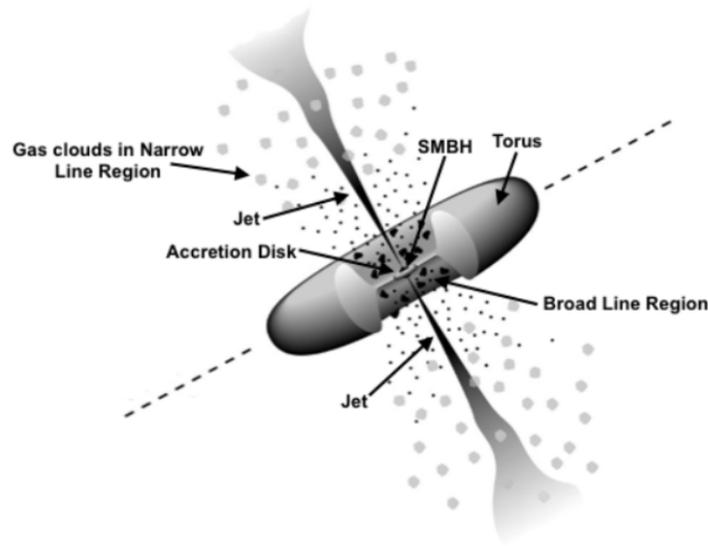


Figura 1.7: Modelo unificado de un AGN. Cada una de las componentes del AGN está indicada con flechas negras. Desde el centro hacia el exterior se observa el agujero negro súper masivo rodeado por el disco de acreción, región de líneas anchas, región de líneas angostas y toro de polvo. *Jets* relativistas salen desde el núcleo. Créditos de la imagen: Urry & Padovani (1995).

1.5. Núcleos Activos de Galaxias

Los núcleos activos de galaxia (AGN) son poderosas fuentes de energía ubicadas en el núcleo de galaxias activas. Son potenciados por gas y material acretado sobre un agujero negro súper masivo, liberando enormes cantidades de energía (Rees, 1984). Esta emisión se detecta en rayos X, ultravioleta y emisiones ópticas del continuo que ionizan el gas en las regiones próximas. Los componentes y propiedades de los AGN son explicados mediante el modelo unificado (Antonucci, 1993), el cual consiste de: un agujero negro súper masivo; una corona; un disco de acreción; una región de emisión de líneas anchas (BLR); una región de emisión de líneas angostas (NLR); un toro de gas y polvo y *jets* relativistas.

1.5.1. Agujero Negro Súper Masivo

Estos objetos se encuentran en el núcleo de una galaxia, son tan densos y masivos que ni la luz puede escapar de su gravedad. Poseen una masa entre 10^6 y $10^9 M_{\odot}$. El material circundante al agujero negro súper masivo es acretao por acción de la gravedad hacia éste, formando un disco de acreción a su alrededor. Este proceso de acreción convierte la energía potencial gravitacional del material en energía cinética y radiación (Salpeter, 1964; Zel'dovich, 1964). Los agujeros negros súper masivos son el principal suministrador de energía para la luminosidad del AGN, la que puede alcanzar hasta 10^{47} erg/s. El tamaño de estos se encuentra en el rango de 10^{10} hasta 10^{15} cm (Peterson, 1997).

1.5.2. Disco de Acreción

El material frío cerca del agujero negro súper masivo es atraído por su fuerza gravitacional. Dado a que el material que cae, tiene un momento angular diferente de cero, girará en torno al objeto central, por lo que formará un disco de acreción. Los procesos de fricción e interacciones magnéticas en el disco de acreción calientan el material y hacen perder el momento angular. Hasta un 10 % de la energía en reposo (i.e la masa) se libera como radiación debido a la conversión de energía potencial gravitatoria en radiación. Este mecanismo es mucho más eficiente que la fusión nuclear. La radiación del disco de acreción excita el material atómico cerca del agujero negro y éste, a su vez, genera las líneas de emisión en un amplio rango de longitudes de onda (rayos X hasta infrarrojo cercano), tal como se puede ver en la figura 1.8. La mayor parte de la emisión del disco de acreción está dominada por la emisión de continuo, la que es producida principalmente por procesos de *synchrotron self-Compton*³ (Peterson, 1997). Esta emisión de continuo es gobernada principalmente por emisión en UV y visible, la que es producida en una región no mayor a 10^{15} cm (Peterson, 1997) y dependerá de la masa del objeto central y de su capacidad para acretar material. La estructura compacta de los discos de acreción requiere de una gran resolución angular para que sean resueltos. No fue hasta el año 2019 que el experimento Event Horizon Telescope (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019) lograra observar esta estructura, mostrando la sombra del agujero negro súper masivo el disco de acreción a su alrededor.

³En un medio ópticamente grueso, los electrones acelerados por los fuertes campos magnéticos producen fotones que son dispersados nuevamente por los electrones del medio.

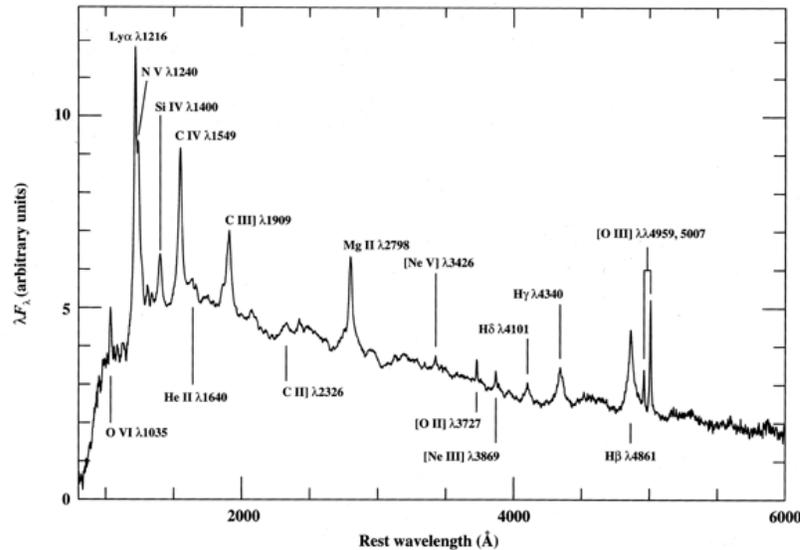


Figura 1.8: Composición del espectro de un cuásar. El eje de las abscisas y ordenadas se encuentran en unidades de longitud de onda y flujo arbitrario. Se observan líneas de emisión anchas de alta ionización y las producidas por las transiciones de hidrógeno. Créditos imagen: Francis et al. (1991)

1.5.3. Corona

La emisión de rayos X está siempre presente en un AGN. Se cree que esta emisión es producida por una corona de electrones calientes ubicada sobre el agujero negro súper masivo, produciendo efecto Compton⁴ sobre fotones UV/ópticos provenientes de el disco de acreción (Haardt & Maraschi, 1991).

1.5.4. Región de Emisión de Líneas Anchas (BLR)

En Esta región se produce el ensanchamiento de las líneas de emisión (*Broad Emission Lines*, BELs). La emisión de rayos X y ultravioleta que es producida tanto en la corona como en regiones del disco de acreción más cercanas al agujero negro súper masivo, ionizan las nubes de gas localizadas en la BLR. El ensanchamiento de las líneas de emisión generadas en BLR se debe al efecto Doppler, dado que este material orbita a altas velocidades, alcanzando del orden de 5000-10000 km/s (Peterson, 1997). Las características de las líneas de emisión

⁴Consiste en el aumento de la longitud de onda de un fotón que incide a un electrón libre. El fotón es dispersado perdiendo parte de su energía. La pérdida de energía del fotón depende el ángulo de incidencia.

proporcionan información importante acerca de la estructura y cinemática de la BLR. El tamaño promedio de la BLR es del orden de 10^{16} cm, o bien aproximadamente a 10 días luz (Peterson, 1997).

1.5.5. Región de Emisión de Líneas Angostas (NLR)

Esta región da origen a la formación de líneas de emisión estrechas (*Narrow Emission Lines*, NELs). Es una región más alejada que la BLR y que envuelve a ésta. La anchura de las líneas son mucho menores que los formados en la BLR, estas presentan un FWHM cuyo rango de velocidades se encuentra entre $200 \lesssim \Delta v_{FWHM} \lesssim 900 \text{ m kms}^{-1}$ y en la mayoría de los casos cerca de $350 - 400 \text{ kms}^{-1}$ (Peterson, 1997). También se producen líneas prohibidas, debido a la baja densidad del gas de esta región. Hasta el año 2019 la NLR era la única componente del AGN que había sido posible resolver (Bennert et al., 2006). Debido a que esta región se encuentra más extendida que la BLR, no es afectada por el efecto microlente (Abajas et al., 2002a). Una microlente cuya masa es comparable con la masa del Sol, producirá un θ_E del orden de 10^{15} cm, el cual es comparable con las dimensiones de el disco de acreción y la BLR, y en menor escala con el tamaño de la NLR ($\gtrsim 10^{18}$ cm) (Peterson, 1997).

1.5.6. Toro de Gas y Polvo

Es una región que se encuentra en el mismo plano que forma el disco de acreción, formado por nubes de gas molecular y polvo de alta densidad que no han sido evaporados por la radiación proveniente desde el interior del AGN. Su orientación juega un rol muy importante, dado que el toro podría ser capaz de oscurecer la BLR, permitiendo explicar las diferencias espectrales que se encuentran en los AGNs tipo I (no oscurecidos), con emisión continua azul y líneas de emisión anchas en el espectro óptico, con los AGNs tipo II (oscurecidos), que no tienen estos atributos y solo presentan líneas angostas producidas por nubes rotando a menor velocidad. Una cantidad considerable de radiación es absorbida por los granos de polvo y reemitida en infrarrojo.

1.5.7. Cuásares

Ópticamente, los cuásares son fuentes puntuales (similares a una estrella). Pertenecen a la clase más luminosa de los AGN y también son considerados los objetos más luminosos del Universo. Es posible encontrarlos con altos valores de corrimiento al rojo (Croom et al., 2005; DESI Collaboration et al., 2016). Los cuásares emiten radiación en todo el espectro electromagnético. En su espectro presentan líneas de emisión anchas y angostas, así como también, líneas de absorción producidas en el mismo cuásar. Los cuásares tienen variaciones de brillo en todas las bandas de energía observadas, sin embargo, su variabilidad es más detectable en rayos X, debido a la proximidad de la región interna del disco de acreción al agujero negro súper masivo. En general se observa que mientras más masivo sea el cuásar, más lento varía 2010macleod.

Debido a lo lejano de estos objetos, su resolución angular es pequeña. Las regiones más internas, tales como el discos de acreción o la BLR hace que sea prácticamente imposible observarlos. Experimentos recientes y sin precedentes han permitido observar la región del disco de acreción, tal y como lo fue el Event Horizon Telescope Collaboration et al. (2019). Por otra parte, la magnificación que produce el efecto lente gravitacional hace posible acceder a la información proveniente del interior del AGN, ofreciéndonos la posibilidad de estimar sus dimensiones y naturaleza.

1.6. Objetivos

El objetivo de la tesis es estimar los parámetros asociados tamaño de el disco de acreción y perfil de temperatura para dos sistemas lente gravitacional a través de la detección de efecto microlente cromático en los espectros de las imágenes del cuásar. Se analizan dos objetos: SDSS1226-0006 y QSO2237+0305. Este último es conocido y muy estudiado en curvas de luz, debido a que la escala del efecto microlente es de pocos meses, a diferencia de SDSS1226-0006. Aquí se realizará un análisis espectroscópico de ambos sistemas, examinando el espectro de cada una de las imágenes del cuásar lentificado.

CAPÍTULO 2

Observaciones y Reducciones

El conjunto de datos utilizados para este trabajo es una mezcla de observaciones realizadas con los espectrógrafos FORS2¹ (Rupprecht & Böhnhardt, 2000) y X-shooter (Vernet et al., 2011) ubicados en *Very Large Telescope* (VLT). Los datos fueron descargados desde la base de datos del *European Southern Observatory*² (ESO). Además, se incorporan imágenes fotométricas obtenidas por el telescopio espacial *Hubble* (HST) y datos de la literatura en distintas épocas. A continuación introduzco una breve descripción los sistemas, junto a los flujos y datos astrométricos registrados en la literatura. Asimismo, presento los resúmenes de las observaciones de cada sistema y el tratamiento utilizado para reducir los datos.

2.1. Datos

2.1.1. CASTLES

CfA-Arizona Space Telescope LEns Survey of gravitational lenses (CASTLES, Falco et al. 1999b) es una base de datos que recopila alrededor de 100 objetos lentes gravitacionales que fueron observados por el HST. Estas observaciones se hicieron con *Near Infrared Camera*

¹Focal Reducer/low dispersion Spectrograph 2

²<https://archive.eso.org/>

Tabla 2.1: Datos astrométricos y fotométricos del sistema SDSS1226-0006

Obs.		A	B	G	G'
Posición	RA	0	1.257±0.003	0.437±0.003	1.708±0.007
	(") DEC	0	-0.056±0.003	0.018±0.003	3.172±0.004
Filtros (mag)	F160W	17.24±0.02	18.01±0.02	17.47±0.12	19.21±0.14
	F555W	18.57±0.01	19.33±0.03	23.78±0.00	23.95±0.06
	F814W	18.84±0.10	19.36±0.07	19.72±0.07	21.54±0.01

Notas:

A y B las coordenadas de las imágenes del cuásar, G las coordenadas de la galaxia lente y G' las coordenadas de una galaxia en el campo de observación. Archivo del HST; Prop ID: 9744, PI Name: Kochanek, C.

Tabla 2.2: Datos astrométricos y fotométricos del sistema QSO2237+0305

Obs.		A	B	C	D	G
Posición	RA	0	-0.673±0.003	0.635±0.003	-0.866±0.003	-0.075±0.004
	(") DEC	0	1.697±0.003	1.210±0.003	0.528±0.003	0.939±0.003
Filtros (mag)	F160W	14.96±0.06	15.46±0.01	15.71±0.01	16.00±0.03	12.22±0.03
	F205W	14.43±0.03	14.96±0.01	15.21±0.02	15.44±0.02	11.88±0.01
	F555W	17.35±0.07	17.47±0.10	18.56±0.10	19.01±0.12	15.49±0.01
	F675W	16.41±0.02	17.86±0.01	17.40±0.01	18.04±0.02	14.66±0.01
	F814W	15.92±0.01	17.21±0.07	16.77±0.11	17.39±0.02	14.15±0.00

Notas:

A, B, C y D son las coordenadas de las imágenes del cuásar (ver figura 2.1) y G las coordenadas de la galaxia lente. Archivo del HST; Prop ID: 8252, PI Name: Kochanek, C.

Tabla 2.3: Datos astrométricos y fotométricos del sistema QSO2237+0305 corregidos de extinción.

		A	B	C	D	G
	F218W	17.47±0.12	18.96±0.28	18.65±0.16	19.38±0.11	
	F255W	16.56±0.07	18.24±0.18	17.96±0.09	18.70±0.21	
Filtros (mag)	F300W	16.25±0.18	17.72±0.10	17.40±0.14	19.38±0.11	
	F336W	15.97±0.21	17.48±0.08	17.08±0.26	17.64±0.25	
	F439W	17.00±0.10	18.46±0.17	17.97±0.12	18.85±0.02	16.98±0.15
	F555W	16.95±0.14	18.32±0.10	17.81±0.02	18.57±0.14	15.53±0.01

Notas:

Datos tomados de Falco et al. (1999a)

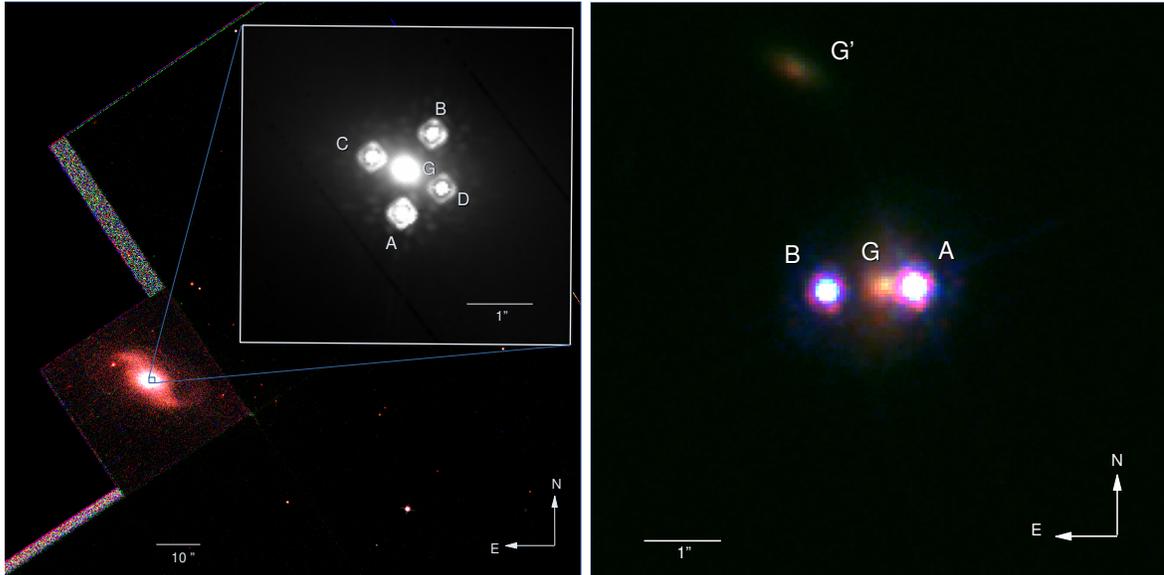


Figura 2.1: Izquierda: imágenes de QSO2237+0305 obtenidas por HST en los filtros F555W, F675W y F814W. Estas fueron combinadas para realizar la composición de la imagen de la galaxia lente. Dentro del bulbo galaxia es posible hallar las imágenes del cuásar QSO2237+0305, las que están etiquetadas de acuerdo a magnitud aparente, siendo A la más brillante y D la menos brillante. Derecha: Combinación de imágenes de SDSS1226-0006 en los filtros F555W, F814W y F160W tomadas por el HST. Se indican las posiciones de las imágenes del cuásar (A y B) y de la galaxia lente (G) y una galaxia cerca del campo de visión (G').

and *Multi-Object Spectrometer* (NICMOS/NIC2; Thompson 1991) (filtro F150W/banda K y filtro F205W/banda H) y *Wide Field/Planetary Camera*, WFPC2/PC1 (filtro F555W/banda V y filtro 814W/banda I). CASTLES registra la posición astrométrica de las imágenes con respecto al centro de la galaxia lente, flujos y datos asociados a los sistemas lentes (número de imágenes o arcos y su separación angular, corrimiento al rojo de la galaxia lente y de la fuente, extinción, retraso temporal, etc), provenientes de distintos artículos. Dentro de los estudios que se han realizado con los objetos de CASTLES, se ha logrado medir la relación masa-luminosidad y comparar la distribución de materia oscura de la galaxia lente con la materia luminosa, entre otros. Los datos astrométricos para SDSS1226-0006 y QSO2237+0305 se muestran en las tablas 2.1 2.2 y 2.3, respectivamente.

2.2. SDSS1226-0006

El sistema lente SDSS1226-0006 tiene dos imágenes con corrimientos al rojo de la lente y la fuente de $z_L = 0.51$ y $z_S = 1.12$ (Eigenbrod et al., 2006), respectivamente. Fue observado y confirmado como una lente gravitacional por Pindor et al. 2003. Posteriormente fue observado por dos instrumentos: FORS2 (ID del programa es 0.84.A-0337) y X-Shooter, (ID del programa 089.B-0275(A)), ambos en modo *long-slit multi object*. Los resúmenes de las observaciones para cada instrumento se encuentran en las tablas 2.4 y 2.5, así como también, los periodos de observación.

Tabla 2.4: Resumen de las observaciones del sistema SDSS1226-0006 usando FORS 2.

Fecha ^a (YY-MM-DD)	Grisma	Filtros	P.A. ^b (°)	E.T. (seg)	Seeing ^c (")	A.M. ^d
2010/02/10	600RI+19	GG435	-91.89	2799.88	0.70	1.11
2010/02/13	600RI+19	GG435	-91.89	2799.88	1.12	1.22

Notas:

^a Fecha de observación de los datos.

^b *Position angle* para alinear ambas componentes dentro de la rendija.

^c *Seeing* tomado desde el header de los datos como HIERARCH ESO TEL IA FWHMLINOBS.

^d *Airmass* al comienzo de la observación.

Tabla 2.5: Resumen de las observaciones del sistema SDSS1226-0006 usando X-Shooter.

Imágenes	Fecha ^a (YY-MM-DD)	P.A. ^b (°)	Brazo	E.T. (seg)	Rendija (")	Seeing ^c (")	A.M. ^d
			UVB	600	11 x 1.6	0.86	1.20
AB	2013-03-07	87.5	VIS	600	11 x 1.5	0.86	1.20
			NIR	600	11 x 0.9JH ^e	0.86	1.20

Notas:

^a Fecha de observación de los datos.

^b *Posición Angle* para alinear ambas componentes dentro de la rendija.

^c *Seeing* tomado desde el header de los datos como HIERARCH ESO TEL IA FWHMLINOBS.

^d *Airmass* al comienzo de la observación.

^e rendija con filtro de bloqueo en banda K.

2.3. QSO2237+0305

El objeto QSO2237+0305, también conocido como "la cruz de Einstein", es un sistema con cuatro imágenes del cuásar. Fue detectado y confirmado por Huchra et al. (1985) que lo describe como un sistema inusual. Los corrimientos al rojo de la lente y la fuente son $z_L = 0.039$ y $z_S = 1.695$ respectivamente. Es un objeto muy estudiado con mediciones de sus curvas de luz, debido a que las imágenes presentan variaciones de brillo por efecto microlente (Lee et al., 2005; Koptelova et al., 2006; Sluse et al., 2011; Goicoechea et al., 2020). Por otra parte, y de forma excepcional, es el sistema lente gravitacional cuya lente está más próxima a nuestro planeta. También se observa que las imágenes del cuásar se ven a través del bulbo de la galaxia lente, por lo que existen muchos fenómenos de variabilidad por efecto microlente asociados a este sistema (Wambsganss & Paczynski, 1991).

Además de las observaciones de CASTLES, se tomaron datos fotométricos obtenidos por el *Nordic Optical Telescope* en ocho filtros diferentes que cubren un intervalo de longitud de onda de 3510-8130 Å, donde Mosquera et al. 2009 detectó efecto microlente en el continuo de las imágenes A y C y efecto microlente cromático en A (ver sección 3.2.3).

Para este trabajo se utilizaron los datos espectroscópicos obtenidos con X-Shooter (ID 101.B.0335(A)). Los datos observacionales de este sistema son presentados en la tabla 2.6, y corresponden a datos de una sola época.

2.4. Reducción de los Datos

2.4.1. FORS2

FORS2 (Rupprecht & Böhnhardt, 2000) ubicado en el VLT-UT1 es un instrumento de modo múltiple (fotometría, polarimetría, espectroscopía) en el rango óptico entre 330-1100 nm. En el modo espectroscópico, los distintos grismas entregan distintas resoluciones ($R = \lambda/\Delta\lambda = 260 - 2600$ respectivamente), asimismo, el modo *long slit* tiene nueve configuraciones de rendija, cuyo ancho va desde 0.3" hasta 2.5", con una escala de píxeles de 0,25/píxel para la estándar y 0,125/píxel para alta resolución.

Estos espectros se redujeron con las tareas usuales de IRAF (Tody, 1986). Estas consisten en sustracción de *bias* y *flat fielding*. Los rayos cósmicos fueron removidos con la tarea *crreject* al combinar los espectros con *scombine*, los cuales fueron extraídos usando

Tabla 2.6: Resumen de las observaciones del sistema QSO2237+0305 usando X-Shooter

Imágenes	Fecha ^a (YY-MM-DD)	P.A. (°)	Brazo	E.T. (seg)	Rendija (")	Seeing ^b (")	A.M ^c
			UVB	8 x 323	11 x 0.8	0.86	1.526
AD	2018-06-20	56.5	VIS	8 x 322	11 x 0.7	0.80	1.526
			NIR	8 x 79	11 x 0.6	0.74	1.525
			UVB	8 x 323	11 x 0.8	1.26	1.618
BC	2018-06-20	68.5	VIS	8 x 322	11 x 0.7	1.23	1.617
			NIR	8 x 79	11 x 0.6	1.34	1.616

Notas:^a Fecha de observación de los datos.^b Seeing tomado desde el *header* de los datos como HIERARCH ESO TEL IA FWHMLINOBS.^c Airmass al comienzo de la observación.

la tarea *apall*, aplicando dos aberturas de 5 – 6 píxeles en cada espectro y fijando el *background* alrededor de las imágenes. Dentro de la tarea, se ha fijado la distribución espacial de los centroides medidos por *apall* con un polinomio de segundo orden, así poder remover el *background*. Posteriormente, los espectros extraídos fueron calibrados en longitud de onda usando las emisiones de una lámpara de HgCdHeAr mediante la tarea *identify*. Los datos del grisma y filtros usados se encuentran en la tabla 2.4, la longitud de onda central del grisma es 678 [nm], cubriendo un rango de 512 - 845 [nm] con una dispersión de 55 [Å/ mm].

2.4.2. X-Shooter

X-Shooter (Vernet et al., 2011) es un espectrógrafo *Echelle* ubicado en UT2-VLT, de resolución media ($R \sim 4000-17000$ dependiendo de la longitud de onda y el ancho de la rendija) que cubre un rango 300-2500 nm divididos en tres brazos espectroscópicos. Las configuraciones de la rendija y su tamaño se muestran en la figura 2.2, donde se han hecho coincidir dos imágenes dentro de está, siendo los pares AB en el sistema SDSS1226-0006 y AD y BC para el sistema QSO2237+0305. El conjunto de datos fue reducido y calibrado en flujo mediante la *pipeline* de la ESO, utilizando el entorno de *Esoreflex* (Freudling et al., 2013). Las diversas tareas son ejecutadas mediante "actores", que pueden resumirse en:

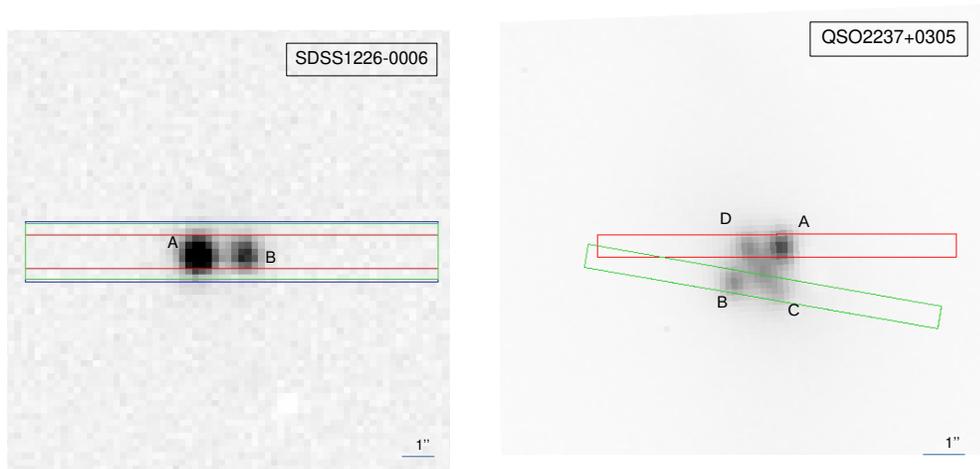


Figura 2.2: Configuración de la rendija (*slit*). Izquierda: Para el sistema SDSS1226-0006 los colores representan los brazos UVB (azul), VIS (verde), NIR (rojo) de X-Shooter y el ancho de las rendijas es $1.6''$ ($R= 3200$), $1.5''$ ($R= 5000$) y $0.9''$ ($R= 5600$) respectivamente, con $11''$ de largo, . La configuración que se presenta obtiene espectros de las imágenes A y B. Derecha: Para el sistema QSO2237+0305 se muestra el esquema de la rendijas de dimensiones $0.8'' \times 11''$ ($R= 6700$) en rojo y verde, en las que se obtienen los espectros de las imágenes en pares DA y BC.

organización de los datos, corrección de *bias* y *flat-fielding*, calibración en longitud de onda, extracción del cielo y calibración en flujo. La extracción del cielo se realiza aprovechando las observaciones con *nodding*³ (Figura 2.3), cuya separación fue de $3.5''$ (dentro de la rendija: cuatro exposiciones en posición A y cuatro en posición B en cada brazo). El detalle de las observaciones se encuentra en la tabla 2.6.

Para el brazo VIS y NIR, se ha realizado una corrección telúrica usando Molecfit (Smette et al. 2015). Molecfit permite corregir los espectros de absorción producida por la atmósfera terrestre. Comúnmente, las absorciones están asociadas a moléculas de H_2O y O_2 en el visible, y H_2O , O_2 , CO_2 , CH_4 en el infrarrojo cercano (figura 2.4). Molecfit proporciona espectros sintéticos basado en las condiciones atmosféricas de la noche de observación, determinados mediante un código que simula los procesos de transferencia radiativa en la atmósfera (Clough et al., 2005). Finalmente, la corrección se basa en dividir el espectro

³Movimiento del telescopio entre dos posiciones (A y B) a lo largo de la rendija. Se usa para mejorar la extracción del cielo en el infrarrojo.

⁴https://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/xshooter/doc/VLT-MAN-ESO-14650-4942_P105v1.pdf

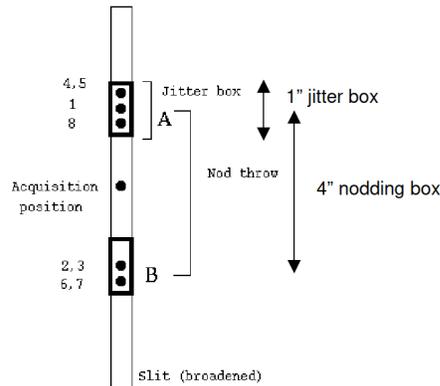


Figura 2.3: Ejemplo de *nodding* de 4" en X-Shooter (Figura de *X-Shooter User Manual*⁴).

del objeto por el espectro de transmisión sintético. El resultado de esta corrección puede ser observado en la figura 2.5, el cual ha sido aplicado al espectro infrarrojo de las imágenes A y D del sistema QSO2237+0305. *Molecfit* es una alternativa para realizar correcciones de absorciones telúricas por distintos motivos: no siempre existe una estrella cerca del objeto con las características apropiadas para realizar la corrección con estrellas telúricas, las condiciones climáticas pueden variar durante la exposición y la relación señal a ruido (S/R) obtenida para la estrella estándar puede ser insuficiente.

Los productos finales son el espectro bidimensional (2D) y la extracción unidimensional (1D) con y sin calibración en flujo. Para esta tesis he considerado los espectros 2D sin calibración en flujo porque utilizo valores relativos de flujos.

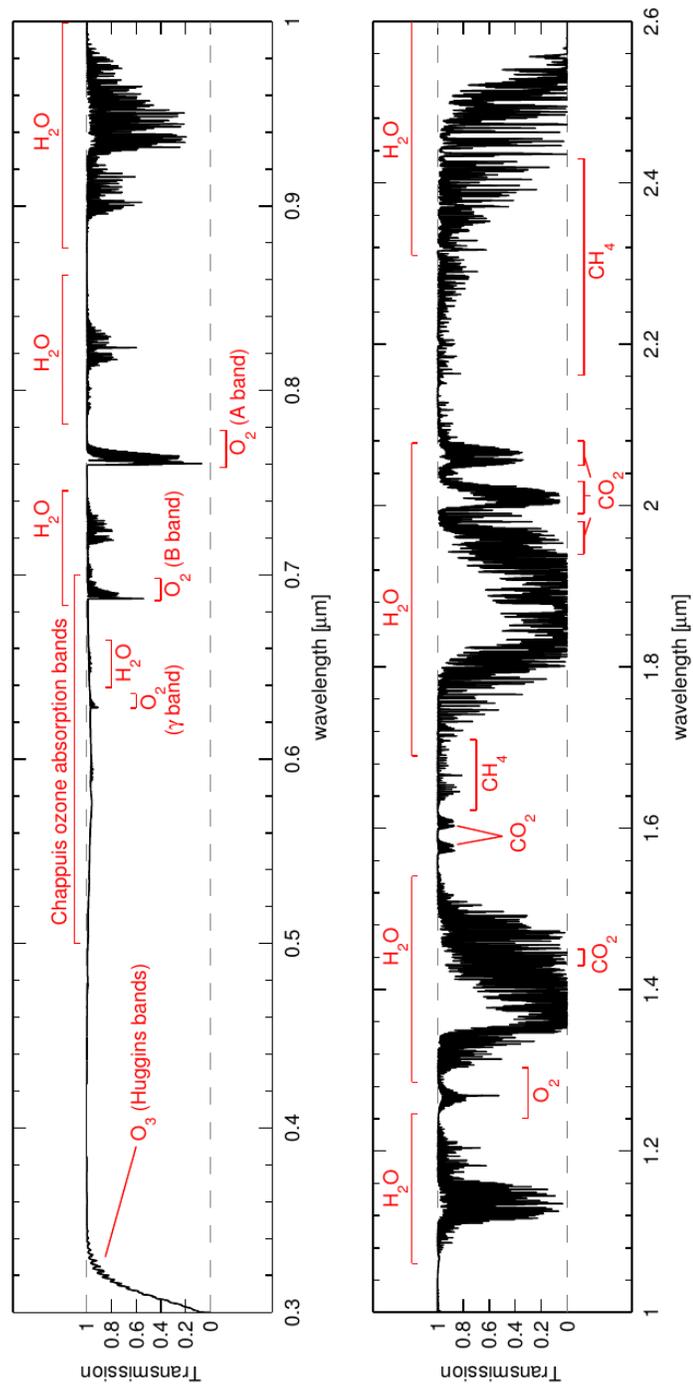


Figura 2.4: Espectro de absorción sintético del cielo entre 0.3 y 2.6 [μm] obtenido mediante el modelo de radiación atmosférica anual de cerro Paranal (Noll et al., 2012) aplicado al código LBLRTM (*Line-By-Line Radiative Transfer Model*, (Clough et al., 2005), $R \sim 10000$). Las líneas rojas indican las regiones que afecta la transmisión. Imagen extraída de (Smette et al., 2015).

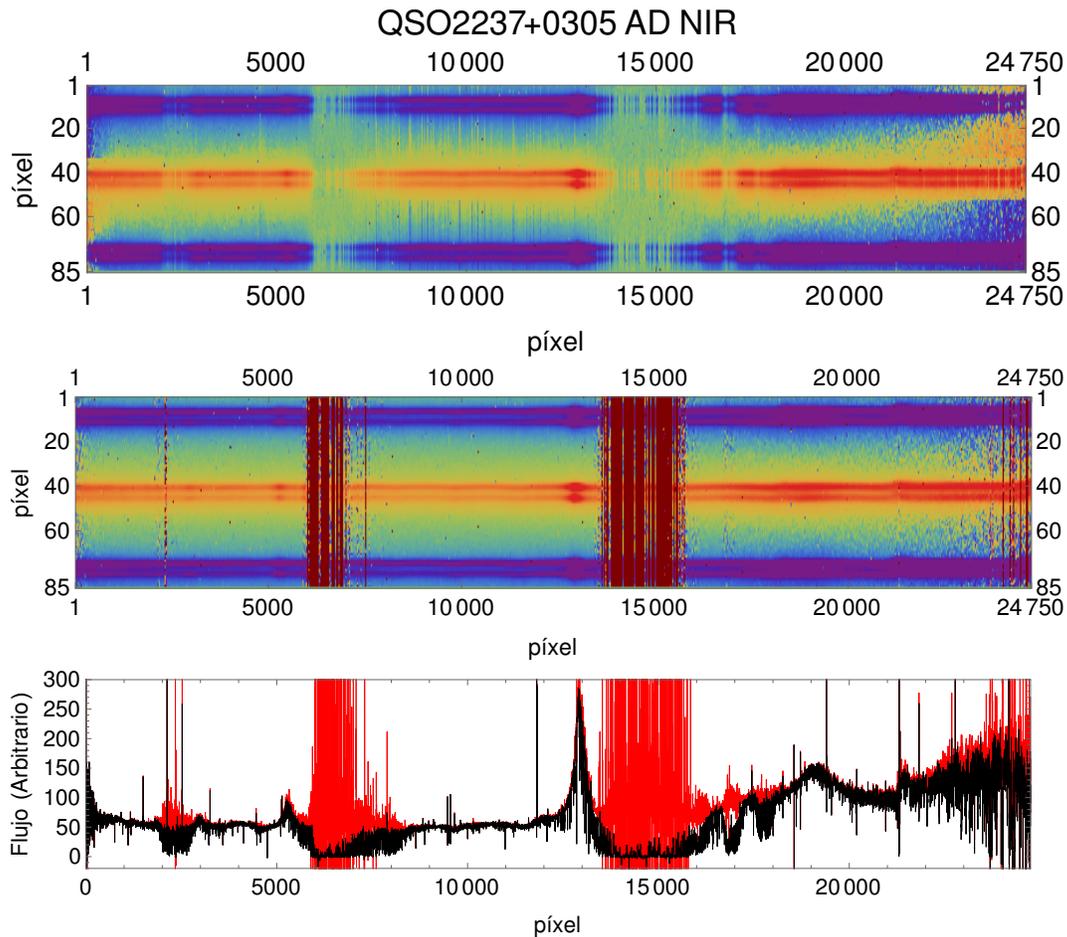


Figura 2.5: Espectro del sistema QSO2237+0305 obtenido por X-Shooter en el brazo NIR. Arriba: ambos espectros 2D corresponden a QSO2237+0305-AD sin corregir las absorciones telúricas y corregido (imagen central), respectivamente. El eje de las abscisa muestra la longitud de onda observada, mientras que el eje de las ordenadas corresponde a la coordenada espacial en unidades de píxeles. Abajo: espectro obtenido al situarse en el píxel 40 donde la emisión es mayor, en rojo para el espectro corregido por absorciones telúricas y en negro el espectro sin corregir. Las abscisas corresponden a la longitud de onda observada, mientras que el eje de las ordenadas representa el flujo en unidades arbitrarias.

CAPÍTULO 3

Métodos

Es este capítulo presento los métodos aplicados para realizar la estimación de los parámetros asociados al tamaño disco de acreción, los cuales fueron obtenidos a partir de los espectros reducidos y calibrados. La estructura es la siguiente: extracción de los espectros descontaminados; estimación de la bondad del ajuste de las funciones y minimización de los parámetros; estimación de las incertezas en los parámetros ajustados y cálculo de los flujos; análisis de las líneas y continuos de cada sistema; determinación del efecto microlente cromático y estimación del perfil de temperatura (p) y tamaño del disco (r_s) a partir de la simulación del efecto microlente.

3.1. Extracción de los Espectros Descontaminados

Se observa que las imágenes de los cuásares presentan una separación $\approx 1''$. El *seeing* promedio de las observaciones es de $0.8''$, por lo tanto existe contaminación de los espectros entre sí. Para analizar cada espectro de forma individual, es necesario eliminar esta contaminación mediante la extracción del espectro de cada imagen. Para obtener el espectro 1D descontaminado de cada imagen se utilizó *Mathematica* (Wolfram, 1999). Rojas et al.

(2014) elaboró un código que permite estimar y extraer el flujo de cada componente mediante un ajuste modelo de funciones gaussianas $G(x)$. Para esta tesis, modifiqué el código, permitiendo ajustar funciones moffatianas $M(x)$. Las funciones ajustadas son del tipo:

$$G(x) = Ae^{-\frac{(x-\bar{x}_i)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.1)$$

$$M(x) = \frac{A}{\left[1 + \frac{(x-\bar{x}_i)^2}{\sigma^2}\right]^\beta} \quad (3.2)$$

donde la A representa la amplitud del modelo, \bar{x} y σ representan el valor esperado en la posición y dispersión respectivamente; β es un coeficiente extra de ensanchamiento, en el que si $\beta \rightarrow \infty$ se obtiene la función $G(x)$. Los anchos a mitad de altura o FWHM¹ pueden ser estimados como $2\sigma\sqrt{2\ln 2}$ y $2\sigma\sqrt{2^{1/\beta}-1}$, respectivamente.

Ajustando las funciones a cada una de las componentes a lo largo de cada longitud de onda (figura 3.1), es posible estimar la posición de los centroides, amplitud, dispersión y coeficiente β , así como también estimar el flujo. Los centroides se restringen a una región de 5-6 px de ancho, según la forma del espectro. Con esto, se puede medir la separación entre las imágenes.

3.1.1. Determinación de la Bondad del Ajuste

El estadístico χ^2 describe y cuantifica la bondad del ajuste (*goodness of fit*) del modelo de funciones aplicado a los datos. Asumiendo que todos los puntos tienen el mismo error, se utiliza la función χ^2 reducido (χ_{red}^2), estimado a cada longitud de onda, así:

$$\chi_{red}^2 = \frac{1}{N-P} \sum_{j=1}^N [O(j) - M(j | \vec{\theta})]^2 \quad (3.3)$$

donde N es el número de puntos en la columna j (número de píxeles en la coordenada espacial), P es el número de parámetros del modelo, $N - P$ corresponde al número de grados de libertad, $O(j)$ corresponde a los datos observados. $\vec{\theta}_g := (\bar{x}_1, \bar{x}_2, s, A_1, A_2)$ y $\vec{\theta}_m := (\bar{x}_1, \bar{x}_2, s, A_1, A_2, \beta)$ son los parámetros asociados a los ajustes gaussianos y moffatianos respectivamente.

¹Full Width at High Maximum

3.1. EXTRACCIÓN DE LOS ESPECTROS DESCONTAMINADOS

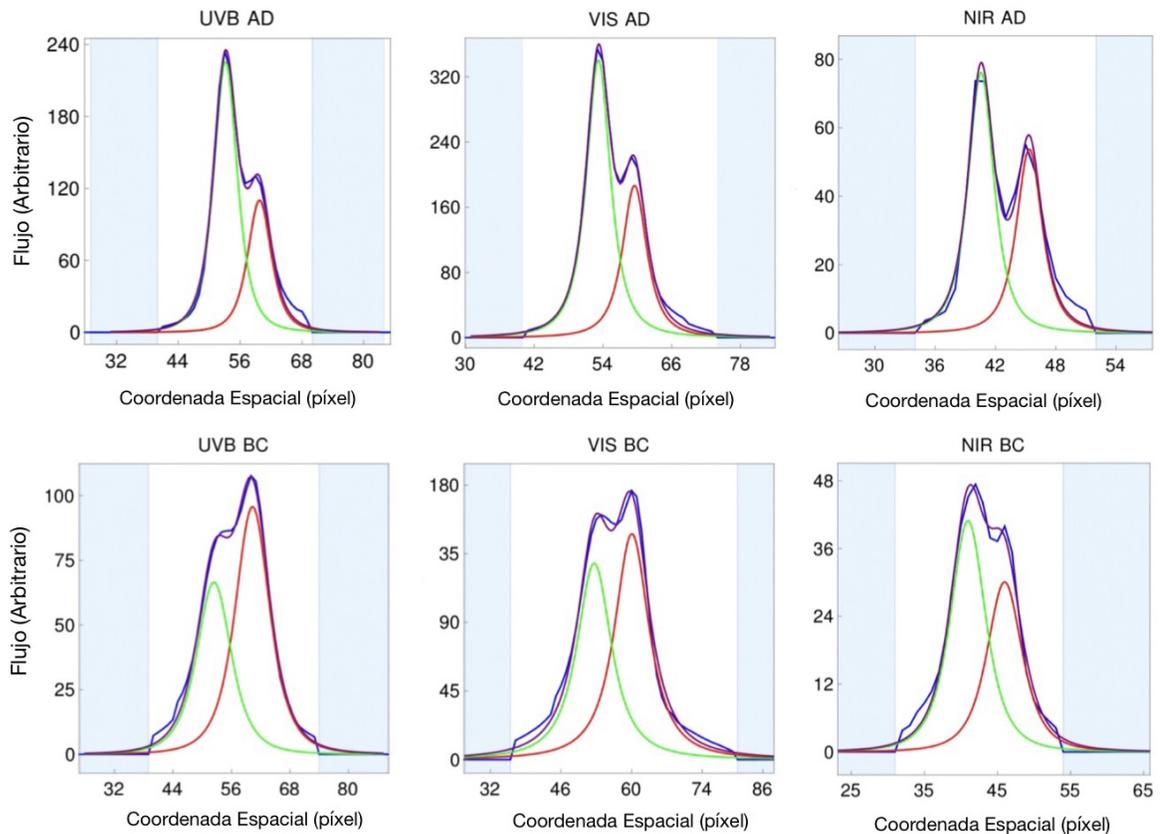


Figura 3.1: Ajuste de funciones moffatianas al sistema QSO2237+0305 para los espectros obtenidos con X-Shooter en los brazos UVB, VIS y NIR respectivamente. La abscisa corresponde a la coordenada espacial medida en píxels, la ordenada representa la mediana del flujo (en unidades arbitrarias) de una región del espectro, en donde se ha realizado un *stacking* en torno a las líneas de emisión de CIII], MgII] y H α , respectivamente. En azul se observa el espectro a ajustar, mientras que las regiones sombreadas en celeste representan la región del cielo del espectro que se escogió para realizar el ajuste. La suma de las funciones ajustadas a los datos se muestra en violeta. Arriba: los perfiles verde y rojo corresponden a los ajustes de funciones para las componentes A y D. Abajo, en verde y rojo, el ajuste para las componentes C y B, respectivamente.

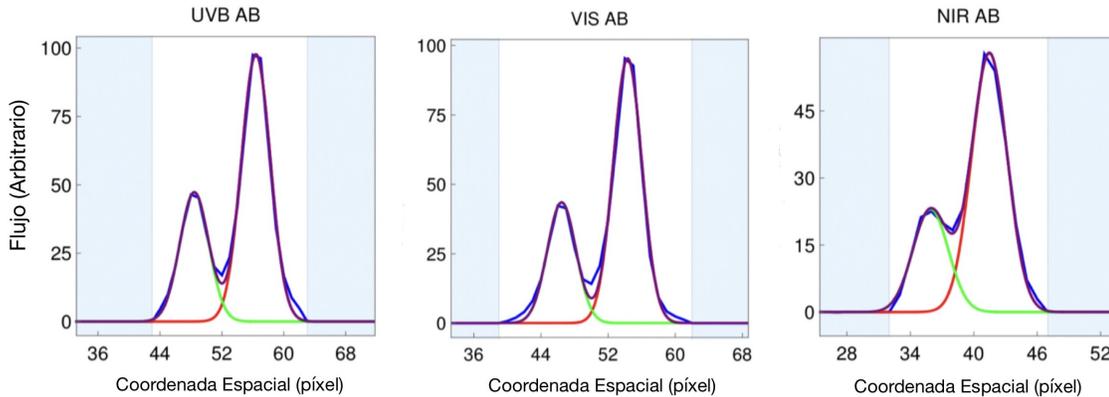


Figura 3.2: Ajuste de funciones gaussianas al sistema SDSS1226-0006 para los espectros obtenidos con X-shooter. Ídem que en la figura anterior. Las zonas donde se ha realizado el *stacking* corresponden a regiones de continuo del espectro. En rojo y verde, se observan las funciones ajustadas a las componentes A y B, respectivamente. Las regiones sombreadas en celeste representan la región del cielo del espectro que se eligió para realizar el ajuste.

3.1.2. Mimización del χ^2_{red}

El método de minimización del χ^2_{red} consiste en minimizar la diferencia entre los datos y el modelo, para esto se emplea la función `NMinimize` en `Mathematica`. La tarea ejecuta varios métodos para encontrar un mínimo global restringido (*Nelder-Mead*, *differential evolution*, *simulated annealing*, *random search*) de forma directa, esto quiere decir que está basado sólo en la comparación de los valores de funciones. El método empleado depende del tipo de problema que se desea optimizar. Ya que las funciones modelos son no lineales, se ha utilizado el algoritmo *Nelder-Mead*. El método consiste en redefinir un politopo n-dimensional (*simplex*, el cual sería un triángulo en un espacio bidimensional) iterativamente, cuyos vértices son n+1 puntos, estos ordenados según $f(x_1) = p_{max} \leq f(x_2) \leq \dots \leq f(x_{n+1}) = p_{min}$. A continuación se genera un nuevo punto, para reemplazar el peor x_{n+1} , que puede producirse mediante una contracción (p_r), una reflexión (p_r) o una expansión (p_e), pasando por el centroide del politopo (ver figura 3.3), al evaluar p_{min} . El algoritmo compara las calificaciones de los puntos generados, reemplazando el peor, dando lugar a un nuevo politopo. Por ejemplo, se realizará una expansión, si $f(p_r) < f(p_{min})$ y se reemplazará por este punto. Si ninguno de los puntos contraídos funciona mejor que $f(p_{max})$, entonces se encoge el politopo hacia p_{max} . Todo este proceso se realiza hasta que el politopo colapsa su tamaño, en un número determinado

de iteraciones, que para este caso corresponden hasta un número de 100 (Nelder & Mead, 1965). Una ventaja importante de utilizar este método consiste en que el tiempo empleado en el proceso, comparado otros métodos, es mucho menor. Además, no requiere diferenciar las funciones, ni que sean continuas.

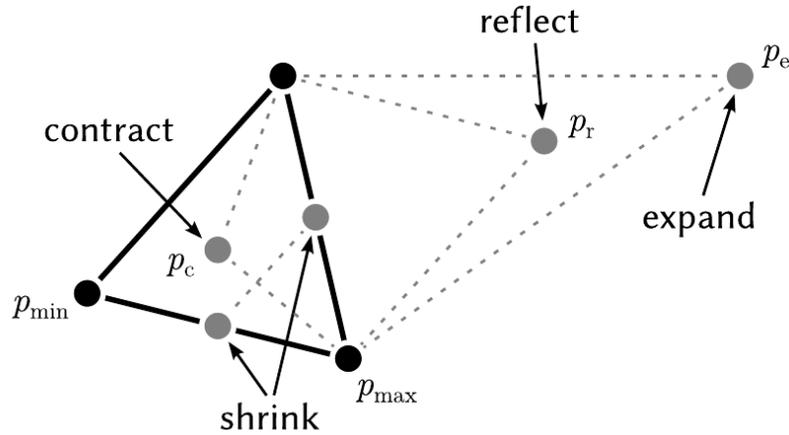


Figura 3.3: Ejemplo de una iteración del método *Nelder-Mead* en un espacio 2D. Se muestra el punto p_{min} (peor calificación) que puede ser expandido, reflejado o contraído al punto p_c . Si estos puntos no califican mejor que p_{min} , entonces se encoje el polígono en torno a p_{max} . Créditos de la imagen: Cheng & Mailund (2015).

Para iniciar N-Minimize, se restringen los parámetros, especificando a una región rectangular inicial. Una vez ejecutado el algoritmo, se obtienen los parámetros del modelo que minimizan χ^2 reducido.

3.1.3. Incertezas en los Flujos Descontaminados.

Las incertezas en el flujo de cada imagen han sido determinados mediante la aplicación del método estadístico Montecarlo (Metropolis & Ulam, 1949). Este procedimiento permite inferir características de una población a partir de una muestra y el remuestreo de ésta. El remuestreo se realiza mediante una simulación, cuyo estimador de parámetros se ha definido como $\hat{\theta}^*$. El método permite obtener los estadísticos de $\hat{\theta}^*$, definidos en la sección 3.1 y sus distribuciones de frecuencia, siendo utilizados como un estimador de la población.

Para realizar el remuestreo, es necesario incorporar ruido blanco a una muestra tomada del espectro, para ello se ha calculado la dispersión del cielo seleccionando dos regiones

3.1. EXTRACCIÓN DE LOS ESPECTROS DESCONTAMINADOS

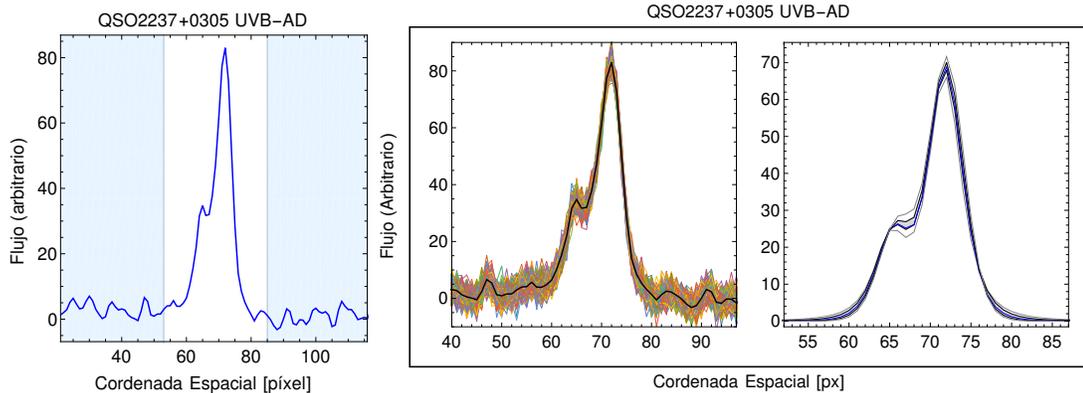


Figura 3.4: Aplicación del método de *Montecarlo* en el sistema QSO2237+0305 en el brazo UVB y componentes DA respectivamente para la determinación de las incertezas en los parámetros ajustados. La abscisa corresponde a la coordenada espacial medida en píxel, la ordenada representa el flujo en unidades arbitrarias. Izquierda: 300 muestras de espectros simulados obtenidos a partir emplear el método de *Montecarlo*, en negro, se observa el espectro seleccionado. Derecha: cuartiles con un intervalo del 90 % de confianza. La zona sombreada corresponde al rango intercuartil, siendo la mediana el perfil en azul.

contiguas a la zona donde está la señal, tal y como se ve en la figura 3.4 (izquierda). Se ha escogido un espectro a una longitud de onda con S/N bajo, de esta forma se busca considerar el escenario menos favorable, asumiendo conservadoramente el error en una región de continuo ruidosa, situada al comienzo del espectro. Se han simulado 300 muestras del espectro a partir del espectro seleccionado (valor estimado como $n \log_{10}(n)$, siendo $n=134$ número de píxeles en la coordenada espacial). Para realizar las muestras simuladas se ha realizado el siguiente esquema:

1. Estimación de dispersión del cielo en el espectro seleccionado a bajo S/N (figura 3.4 izquierda).
2. Ocupando Mathematica (versión 12.1), se incorpora ruido gaussiano al espectro sumando un valor aleatorio usando la tarea `RandomVariate` sobre una distribución normal, centrada en cero y desviación estándar el valor de la dispersión del cielo.
3. Se realiza un remuestreo de 300 espectros simulados (ver figura 3.4 derecha), generando ruido a 1σ de la dispersión del cielo del espectro original.
4. Se realiza el ajuste de funciones gaussianas/moffatianas a los 300 espectros, simulando

3.1. EXTRACCIÓN DE LOS ESPECTROS DESCONTAMINADOS

los parámetros de $\hat{\theta}^*$.

5. Se realizan histogramas y *boxplots* para cada uno de los parámetros, para obtener la mediana y el rango intercuartil.
6. Se repite este proceso para todos los espectros, tanto de X-Shooter como de FORS2.

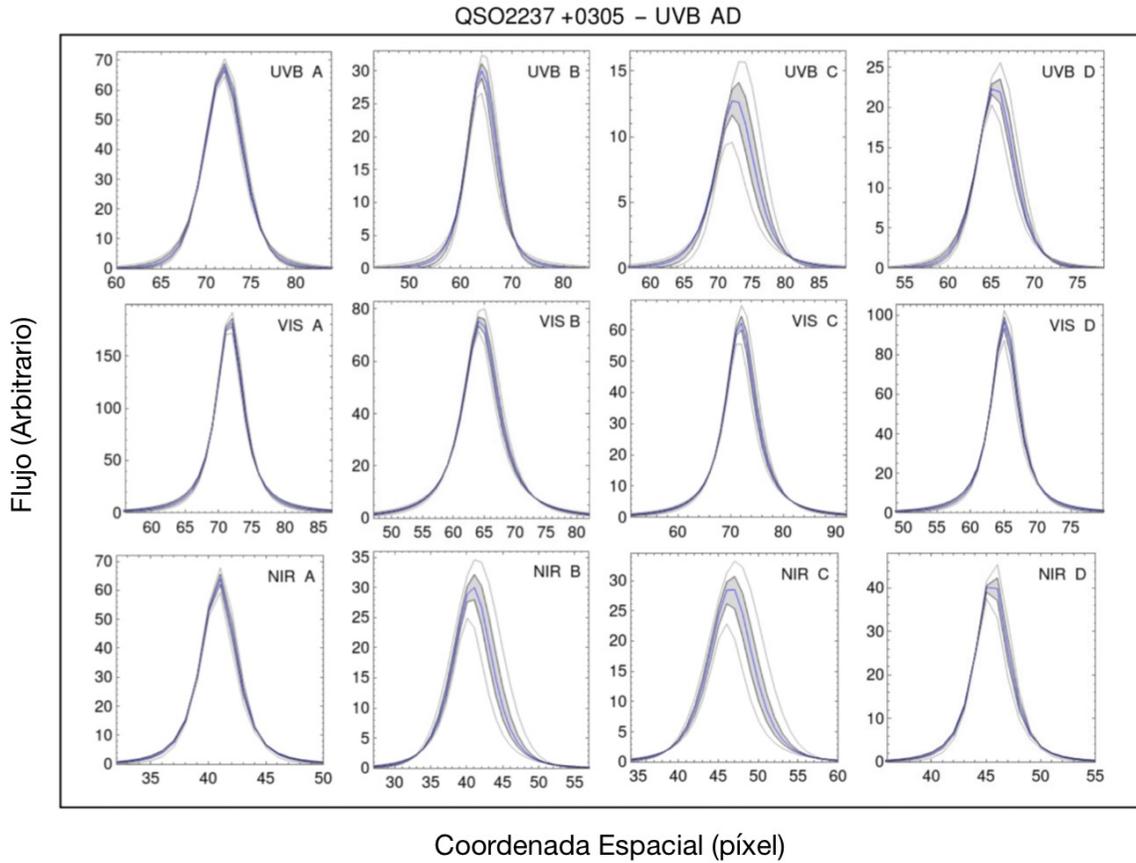


Figura 3.5: Estimación de los cuartiles en los espectros simulados. Para cada imagen, la abscisa y ordenada corresponden a la coordenada espacial en píxel y el flujo en unidades arbitrarias. El rango intercuartil queda representado por el área sombreada, la línea azul corresponde a la mediana y las líneas en negro representan un intervalo de confianza del 90 %.

Los espectros simulados pueden ser observados en la figura 3.4 para el caso del espectro del UVB en QSO2237+0305 componente A y D . La reestimación de los parámetros de θ^* es calculada mediante el método de minimización del χ^2_{red} (tablas 3.1 , 3.2), donde la posición x_1 y amplitud A_1 corresponde a las imágenes más brillantes situadas en la rendija (A y B en QSO2237+0305 y sólo A en SDSS1226-0006). Se ha determinado el flujo de los

3.1. EXTRACCIÓN DE LOS ESPECTROS DESCONTAMINADOS

Tabla 3.1: Resumen de las estimaciones de los parámetros para el ajuste de moffatianas.

Sistema QSO2237+0305		
UVB/VIS/NIR		
Parámetro	Estimación en AD	Estimación en BC
x_1	53.4±0.2 / 53.0±0.1 / 40.9±0.1	52.0±0.2 / 52.3±0.1 / 40.7±0.3
x_2	59.9±0.1 / 59.6±0.1 / 45.5±0.1	60.4±0.4 / 59.8±0.1 / 46.5±0.2
A_1	67.9±1.1 / 186.8±3.1 / 64.4±2.2	30.1±1.1 / 76.0±2.1 / 30.2±2.0
A_2	22.9±1.0 / 96.8±3.5 / 42.8±1.7	13.0±1.2 / 62.5±2.0 / 29.1±2.5
σ	4.9 ^{+1.5} _{-0.9} / 2.8 ^{+0.3} _{-0.2} / 2.5 ^{+0.3} _{-0.2}	6.2 ^{+3.0} _{-1.7} / 3.9 ^{+0.4} _{-0.3} / 5.3 ^{+1.7} _{-1.0}
β	3.1 ^{+1.6} _{-0.9} / 1.3 ^{+0.2} _{-0.1} / 1.7 ^{+0.3} _{-0.2}	2.6 ^{+2.6} _{-0.9} / 1.3±1.0 / 2.3 ^{+1.0} _{-0.5}

Tabla 3.2: Resumen de las estimaciones de los parámetros para el ajuste de gaussianas.

Sistema SDSS1226-0006	
UVB/VIS/NIR	
Parámetro	Estimación en AB
x_1	53.4±0.2 / 53.0±0.1 / 40.9±0.1
x_2	59.9±0.1 / 59.6±0.1 / 45.5±0.1
A_1	67.9±1.1 / 186.8±3.1 / 64.4±2.2
A_2	22.9±1.0 / 96.8±3.5 / 42.8±1.7
σ	4.9 ^{+1.5} _{-0.9} / 2.8 ^{+0.3} _{-0.2} / 2.5 ^{+0.3} _{-0.2}

300 espectros simulados utilizando el mejor ajuste de los parámetros, obteniendo además los cuartiles de los flujos, dentro de un intervalo de confianza del 90 %. La estimación de las incertezas del flujo fue calculada mediante la variación de flujo dentro del rango intercuartil de los parámetros estimados, ocupando la mediana (cuartil 2) como el valor estimado de cada parámetro, evaluándolos sobre las funciones $G(x)$ y $M(x)$ de cada una de las componentes. Estas variaciones se muestran en la figura 3.5. De esta forma se obtiene una medida cuantificada de cada incerteza por componente (ver tabla 3.3). Ocupando los valores de la tabla 3.3, es posible medir, las incertezas en la magnitud absoluta, que se calcula propagando el error mediante $\sigma_m \approx \sigma_f / F$, donde σ_f son las incertezas en el flujo obtenidas y F es el flujo del espectro, respectivamente. Por lo tanto, las incertezas en la diferencia de magnitudes, se

pueden calcular mediante:

$$\sigma_{\Delta m} \approx \sqrt{\left(\frac{\sigma_{f,i}}{F_i}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{f,j}}{F_j}\right)^2}, \quad (3.4)$$

donde los subíndices i, j hacen referencia a la relación que hay entre 2 imágenes del cuásar. En esta tesis, se ha determinado la diferencia de magnitudes con respecto a la imagen más brillante, A en ambos sistemas.

Tabla 3.3: Resumen de la estimación de las incertezas en el en la magnitud absoluta para ambos sistemas mediante la aplicación del método de *Montecarlo*.

UVB / VIS / NIR		
σ_m (mag)		
componentes	QSO2237+0305	SDSS1226-0006
A	0.04 / 0.04 / 0.01	0.05 / 0.05 / 0.08
B	0.03 / 0.02 / 0.12	0.06 / 0.07 / 0.07
C	0.10 / 0.05 / 0.14	-
D	0.03 / 0.02 / 0.03	-

3.2. Estimación del Efecto Microlente

De acuerdo con lo presentado en el primer capítulo, dado que el cuásar presenta una estructura multiforme, distintas zonas son susceptibles a efecto microlente. El disco de acreción y/o la zona de emisión de líneas anchas (*Broad Line Region*, BLR) se pueden ver alteradas por este efecto (Sluse et al., 2007; Eigenbrod et al., 2008b; Sluse et al., 2012; Motta et al., 2012; Guerras et al., 2013; Jiménez-Vicente et al., 2014; Rojas et al., 2014; Motta et al., 2017; Rojas et al., 2020; Melo et al., 2021). Sin embargo, la NLR al ser una zona más externa con respecto al objeto central, podría no sufrir cambios debido al efecto microlente. De acuerdo con Marziani et al. (2010) y Sluse et al. (2011), las regiones que emiten las líneas de C_{IV} y C_{III]} son una mezcla de dos componentes, una asociada a la emisión del *core*, y otra más compacta, que forma una componente más ancha. Es por esta razón que es necesario separarlas, dado que el *core* de la línea de emisión está dominado principalmente por la NLR,

mientras que las alas están ligadas a la BLR y pueden ser propensas a efecto microlente (Abajas et al., 2002b; Fian et al., 2018, 2021). Es por esta razón que la diferencia de magnitudes medida en el *core* de las líneas de emisión, Δm^{core} , puede ser utilizada como base de referencia para descartar este fenómeno en dicha región. En el caso que Δm^{core} no presente cambios sustanciales a lo largo de la longitud de onda (e.g. que no exista extinción), la base será la mediana de las líneas de emisión, o bien Δm_{med}^{core} . Sin embargo, para determinar esta diferencia es necesario estimar los flujos en el *core* de la línea de emisión y en el continuo debajo de ella

3.2.1. Determinación de los Flujos en el Continuo

Los flujos se han estimado usando Mathematica (ver. 12.1). En el caso del flujo del continuo bajo la línea de emisión, se han seleccionado dos regiones del continuo para ajustar a los lados de la línea emisión una función lineal del tipo $y_c = a\lambda + b$ que representa el continuo bajo la línea y que posteriormente será sustraído de la línea de emisión (Motta et al., 2012; Motta et al., 2017). Se tomaron las regiones seleccionadas por Mejía-Restrepo et al. (2016), que estarían libres de líneas de emisión. Por ejemplo, la región contigua a MgII está contaminada por emisiones de hierro (Vestergaard & Wilkes, 2001) en 260 y 300 nm, al igual que la región alrededor de 465 y 510 nm (medidos en el *restframe*). Finalmente, la línea de emisión se verá confinada a una región cuyo ancho es $\lambda_f - \lambda_i$, tal como se muestra en las figuras 3.6, 3.7 y 3.8 para el caso de QSO2237+0305. Las regiones de continuo seleccionados para SDSS1226-0006 se encuentran en el apéndice A.1. A partir de los parámetros a y b , el flujo puede ser escrito como $F_c = (a/2)(\lambda_f^2 - \lambda_i^2) - b(\lambda_f - \lambda_i)$. Las incertezas en estos parámetros (Δa y Δb) son estimadas como sus desviaciones estándar. Propagando el error, se obtiene $\sigma_F = (\Delta a/2)(\lambda_f^2 - \lambda_i^2) - \Delta b(\lambda_f - \lambda_i)$. Por lo tanto las incertezas en ajuste reflejan un error en el flujo, el cual puede ser estimado como $\Delta F = \sqrt{(\sigma_{F,i}/F_i)^2 + (\sigma_{F,j}/F_j)^2}$.

3.2.2. Estimación del Flujo en el Core de las Líneas de Emisión

Los flujos del *core* son determinados por integración directa del espectro descontaminado de continuo en el rango seleccionado. El ancho de las ventanas va desde 1 hasta 5 nm, el

cual varía según la forma de la línea y es centrado en el punto de mayor flujo. En el caso que el *core* esté afectado por absorciones (ver figuras 3.6 para Ly α y CIV), se han seleccionado regiones más estrechas de integración en ambos lados de la absorción, y lo más cercanas al *core*, a modo de evitar contaminación de por BELs. Estos flujos serán promediados posteriormente.

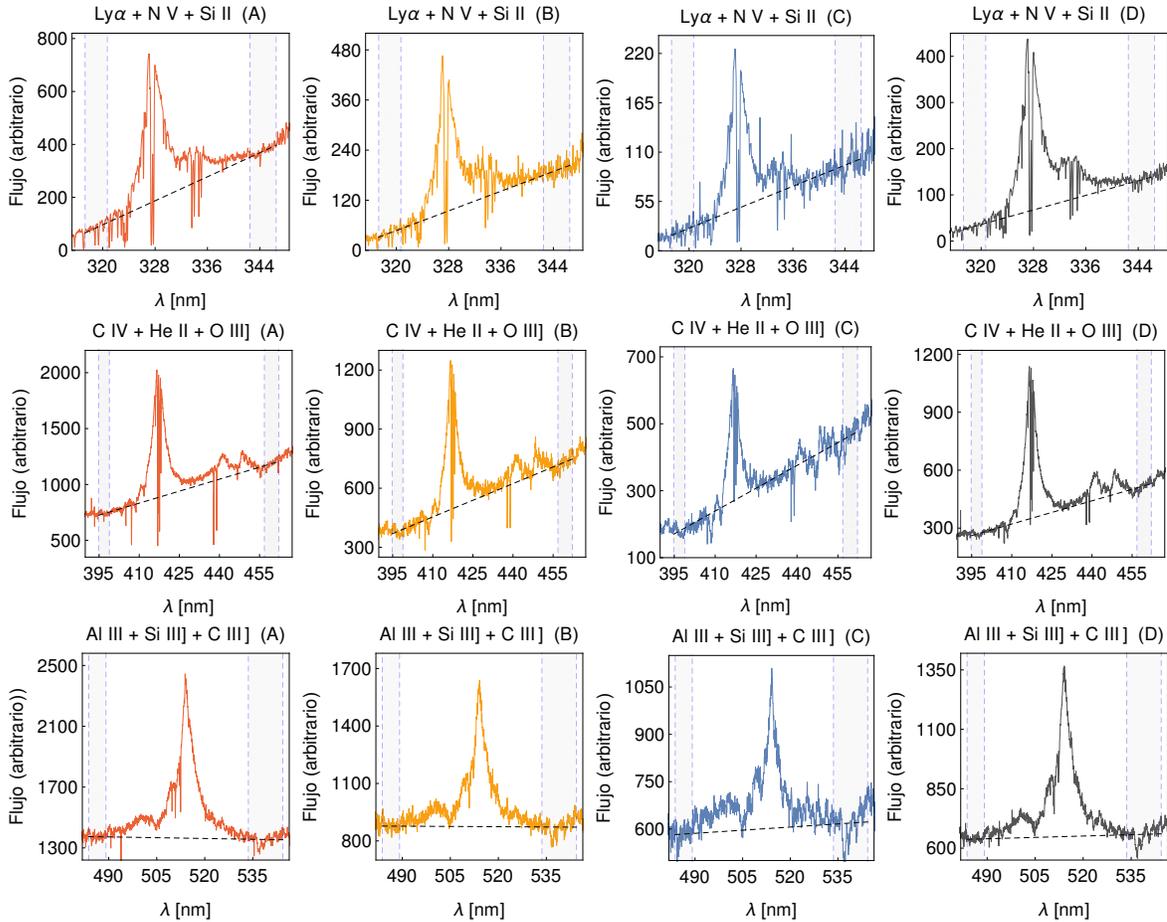


Figura 3.6: Selección de ventanas de continuo en las líneas de emisión del sistema QSO2237+0305 en el brazo UVB, en torno a la región de las líneas de emisión de Ly α , CIV y CIII]. En cada imagen el eje de las abscisas y ordenadas representa la longitud de onda y el flujo en unidades arbitrarias respectivamente. La región en gris corresponde al continuo seleccionado en unidades de longitud de onda. Entre esta región se ajustó un polinomio $y=a\lambda+b$, indicado por la línea segmentada en negro, el cual representa el continuo bajo la línea de emisión.

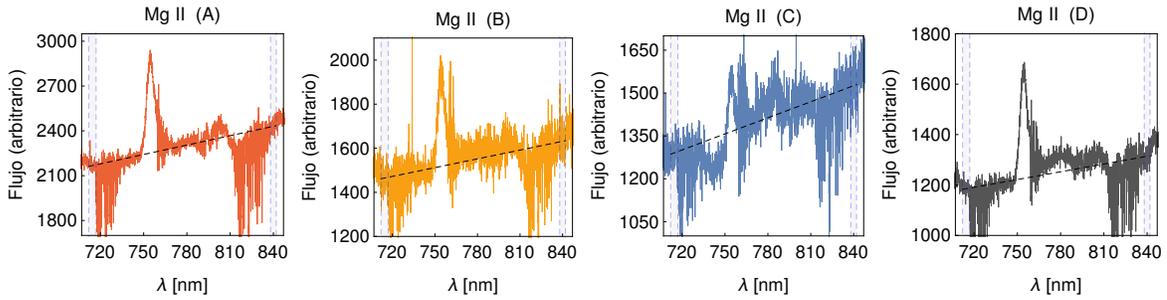


Figura 3.7: Selección de ventanas de continuo en las líneas de emisión del sistema QSO2237+0305 en el brazo VIS, en torno a la región de la línea de emisión de MgII. Ídem de la figura anterior.

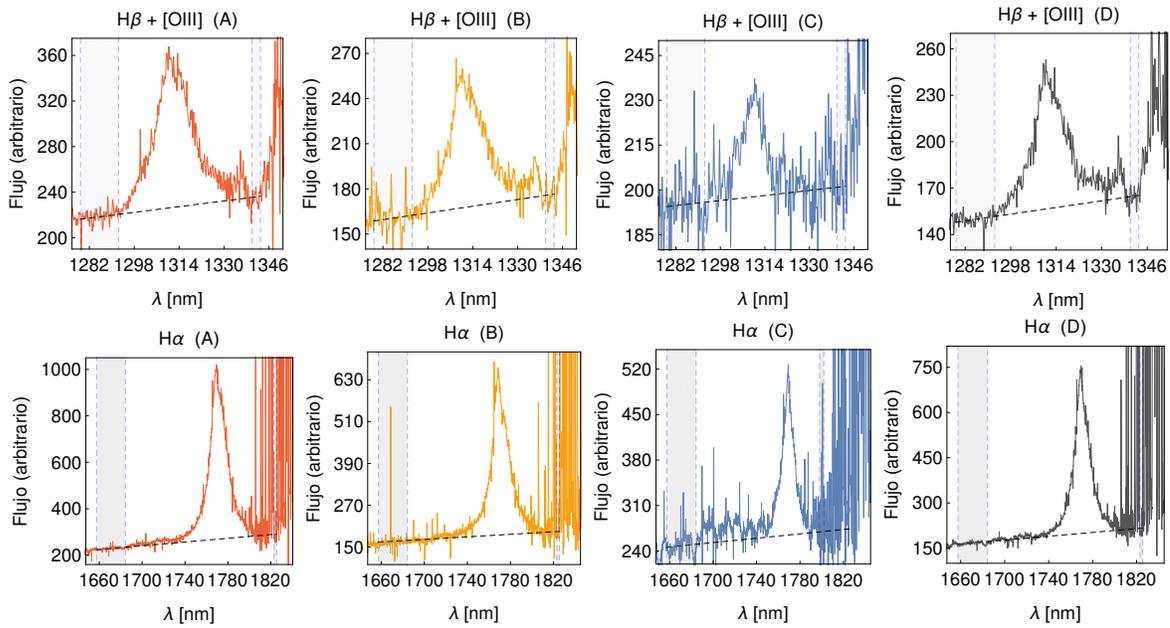


Figura 3.8: Selección de ventanas de continuo en las líneas de emisión del sistema QSO2237+0305 en el brazo NIR, en torno a la región de las líneas de emisión de H β y H α . Ídem de la figura anterior.

3.2.3. Diferencia de Magnitudes del Continuo y las Líneas de Emisión

El efecto microlente podrá observarse entre dos imágenes del cuásar cuando exista un desplazamiento entre la diferencia de magnitudes medida en el continuo bajo las líneas de emisión y la base de referencia. La diferencia de magnitudes Δm_{ij} pueden ser calculadas como:

$$\Delta m_{ij} = m_i - m_j = -2.5 \cdot \text{Log}(F_i/F_j) \quad (3.5)$$

donde F_i y F_j son los flujos medidos en unidades arbitrarias, tanto para el continuo, como para el *core*, y los subíndices hacen alusión a las imágenes de cada sistema. En el caso de SDSS1226-0006 el par de diferencias de magnitudes es $B - A$, mientras que en QSO2237+0305, la diferencia corresponde a $B - A$, $C - A$ y $D - A$.

La determinación de los flujos en la sección 3.2.1 permite estimar la diferencia de magnitudes para todos los pares de imágenes. Con esto es posible cuantificar el efecto microlente a través de la diferencia de magnitudes del continuo y la base de referencia Δm_{med}^{core} , tal que:

$$\Delta m_{(i,A)} = \Delta m_{(i,A)}^{cont} - \Delta m_{med(i,A)}^{core}, \quad (3.6)$$

con $i = B, C, D$. Un aspecto importante para el desarrollo de esta tesis es la detección de cambios cromáticos en $\Delta m_{(i,A)}$, es decir, cambios en $\Delta m_{(i,A)}$ con la longitud de onda. Para medirlos, se ha realizado un ajuste lineal a cada uno de los continuos. Las incertezas en este ajuste estarán dadas por las *predictions bands* calculadas con *Mathematica*. Estas proporcionan una medida de confianza (se establece un 68 % de nivel de confianza). Los efectos de cromaticidad son medidos a tres longitudes de onda, que se establecen de acuerdo a la información de $\Delta m_{(i,A)}^{cont}$ disponibles en la literatura (ver secciones 4.1.5 y 4.2.5). Si la diferencia de magnitudes ($\Delta m_{(i,A)}$) es mayor en la región azul y menor en la región roja del espectro, se establece que existe efecto microlente cromático. La detección de cromaticidad, permite modelar la estructura del disco de acreción en el cuásar lentificado, mediante la estimación de su perfil de temperatura y tamaño. Para realizar estudios de microlente, es usual modelar la estructura del disco de acreción mediante un perfil de intensidad gaussiano (Mortonson et al., 2005a) como:

$$I(R) \propto \exp(-R^2/2r_s^2) \quad (3.7)$$

donde r_s es el tamaño característico y es dependiente de la longitud de onda, y se relaciona con el *half-light radius*² como $R_{1/2} = 1.18r_s$ (Mortonson et al., 2005b). Según el modelo de disco de acreción delgado de Shakura & Sunyaev (1973), esta dependencia en el radio puede ser parametrizada en función de la longitud de onda como una ley de potencia, tal

²Radio en el cual la mitad de la luminosidad está contenida asumiendo una simetría esférica.

que $r_s \propto \lambda^p$, siendo $p=4/3$. Otros modelos de discos, más complejos y realistas (e.g., Agol & Krolik (1999)) permiten incluir agujeros negros en rotación, discos inclinados e incluso efectos relativistas diferentes. Por otra parte, modelos basados en el perfil de brillo superficial $I(R)$, siendo matemáticamente más simples, han sido desarrollados por Kochanek (2004); Mortonson et al. (2005a), y más recientemente por Muñoz et al. (2016b).

3.2.4. Extinción por Gas y Polvo en la Galaxia Lente

Se espera que $\Delta m_{med(i,A)}^{core}$ no esté afectado por efecto microlente, sin embargo puede verse afectado por extinción (i.e. $\Delta m_{med(i,A)}^{core}$ no es constante). Dado que la luz de una de las imágenes del cuásar atraviesa distintas porciones de gas y polvo que se encuentran en la galaxia lente, puede producirse extinción diferencial (Falco et al., 1999a). Tanto el continuo, como $\Delta m_{(i,A)}^{cont}$ son afectados por extinción (Motta et al., 2002; Mediavilla et al., 2011b; Rojas et al., 2020). Usando la ley de extinción de Cardelli et al. (1989), es posible ajustar la curva de extinción a la diferencial de magnitudes medidas en el *core* a diferentes longitudes de onda con la siguiente ecuación (Falco et al., 1999a):

$$m_1(\lambda) - m_2(\lambda) = -2.5 \log \left(\frac{M_1}{M_2} \right) + (E_1 - E_2) R_V \left(\frac{\lambda}{1 + z_L} \right) \quad (3.8)$$

donde M_1/M_2 es la razón de las magnificaciones, $E_1 - E_2 = \Delta E$ corresponde a la extinción diferencial, y $R_V(\lambda/(1 + z_L))$ es la curva de extinción medida al *rest frame* de la galaxia lente. Para las estimaciones realizadas en esta tesis, se ha considerado el caso en que $R_V = 3.1$, correspondiente a la curva de extinción de la Vía Láctea.

3.2.5. Microlente en la Región de Líneas Anchas

En general, las alas de las líneas de emisión se ven mucho más afectadas por el efecto microlentes que el *core*, debido a que éstas se forman en una región más cercana al SMBH, por lo que se observan variaciones en la diferencia de magnitudes, tanto en el ala azul, como en el ala roja. Para discutir los efectos del efecto microlente sobre la BLR se analizarán los perfiles de las líneas de emisión. Para ello se normalizarán los espectros de las imágenes del cuásar a la línea de emisión con mayor flujo (Motta et al., 2012; Guerras et al., 2013; Rojas et al., 2014; Rojas et al., 2020)). Las variaciones de flujo se deben a que puede existir

magnificación diferencial de regiones con distintas velocidades en la BLR (Lewis & Belle 1998, Abajas et al. 2002b, Fian et al. 2018, Fian et al. 2021), como por ejemplo, las que pueden ser observadas en la figura 3.9, la cual muestra las variaciones de la BLR en distintas épocas de la línea de C_{IV}.

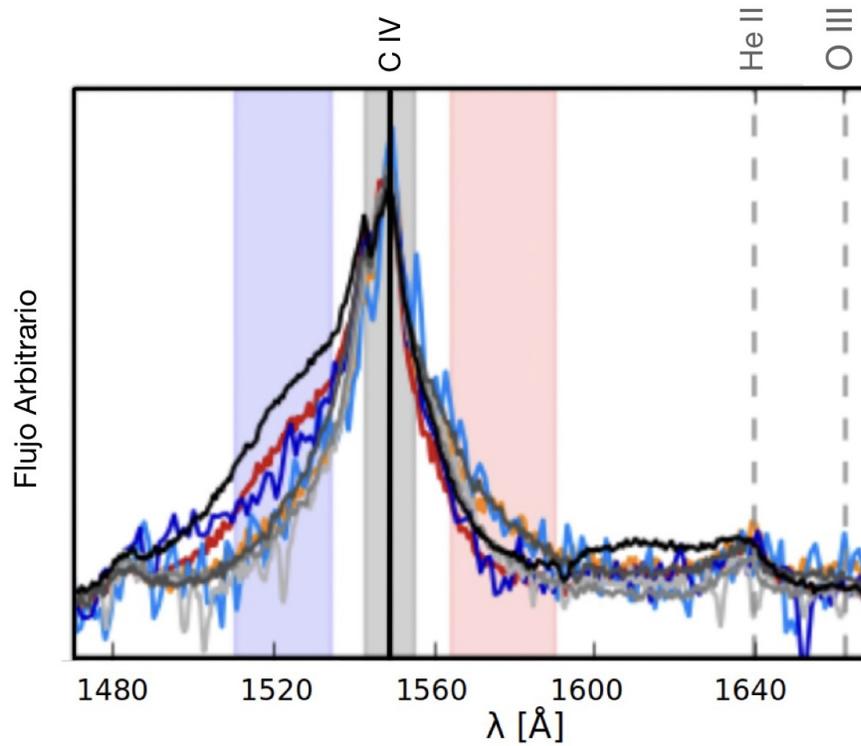


Figura 3.9: Diferencias en la BLR del sistema SDSS1004+4112. La imagen muestra el espectro en la región de la línea de C_{IV} en cuatro distintas épocas. Imagen adaptada de (Fian et al., 2018).

Las primeras evidencias fueron observadas por Filippenko (1989), al detectar variaciones en la línea de MgII entre las imágenes *A* y *B* en QSO2237+0305, encontrando que los centroides de las líneas de emisión no coincidían. Más tarde, ese mismo año se confirmó por primera vez la existencia de eventos de microlentes en una de sus componentes (Irwin et al. (1989)).

3.3. Simulación de los Mapas de Magnificación

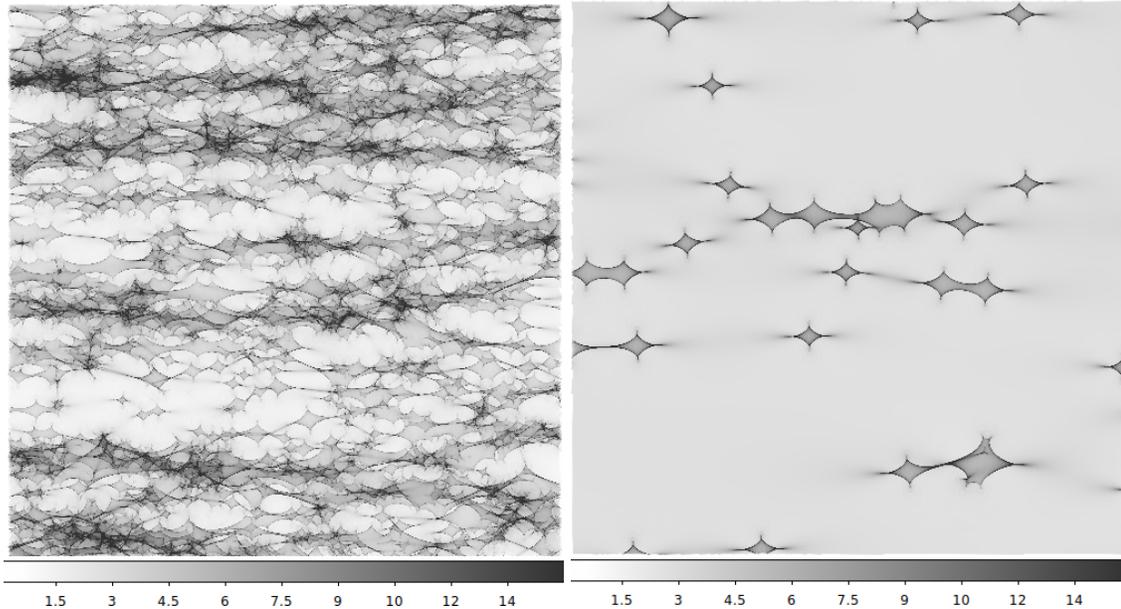


Figura 3.10: Mapas de magnificación de microlentes. Izquierda: Mapa de $2000 \times 2000 \text{ px}^2$ para el sistema QSO2237+0305-A, se observan las curvas cáusticas y como estas se superponen al considerar un 100 % de densidad superficial de masa estelar actuando como microlente. Derecha: Mapa de $1000 \times 1000 \text{ px}^2$ para el sistema SDSS1226-0006-B, se observan algunas curvas cáusticas, debido a que se ha considerado un 10 % de materia estelar que actúa como microlentes.

La simulación del efecto de la microlente y el aumento de flujo inducido por la magnificación de la fuente (en el plano de la fuente) se hace utilizando el método *Inverse Ray Shooting* o IRS (Schneider & Weiss, 1986; Kayser et al., 1986; Wambsganss et al., 1990b). En este método la magnificación asociada con un área determinada en el plano de la fuente es proporcional a la superficie que cubre la(s) imagen(es) de esta área de la fuente. En la práctica, esta idea se convierte en determinar los patrones de magnificación realizando disparos regulares de una cuadrícula (*grid*) de rayos de "luz" desde el plano de la lente hacia el plano de la fuente, por lo que la magnificación para cualquier píxel dado del plano de la fuente será proporcional al número de rayos que lo golpean. El método del IRS traza píxel por píxel, lo que consume mucho tiempo en el proceso. Alternativamente, el *Inverse Polygon Method* (IPM) (Mediavilla et al. (2006), Mediavilla et al. (2011a)) colecta *bits* o mosaicos

de área del plano de la lente hacia el plano de la fuente, consumiendo menos tiempo. Este método permite analizar propiedades de la distribución de materia de la galaxia lente con la densidad de superficial de masa, $\kappa = \kappa_s + \kappa_*$ en la posición de cada imagen, donde κ_s corresponde a la fracción asociada a la distribución suave de materia oscura (*smooth*), mientras que κ_* corresponde a la fracción de masa estelar (o materia bariónica). En los mapas se utilizó un valor de $\kappa_* = \kappa$ y $\kappa_* = 0.1 \cdot \kappa$ para QSO2237+0305 y SDSS1226-0006, respectivamente. Para QSO2237+0305 se considera un 100 % de materia en estrellas (Kochanek, 2004; Jiménez-Vicente et al., 2012), dado que las imágenes se ven a través del bulbo galáctico (~ 0.3 kpc del centro). A partir 29 pares de imágenes de QSOs, Mediavilla et al. (2009), estimó que aproximadamente un 10 % de la materia total de la galaxia está compuesta por objetos compactos en el halo de la galaxia ((Pooley et al., 2009; Mosquera & Kochanek, 2011)). Además de κ , las propiedades de el gradiente de la fuerza gravitacional de deflexión (*shear*) están dados por el parámetro γ .

3.3.1. QSO2237+0305

Diversos autores han implementado varios modelos para caracterizar la distribución de masa de la galaxia, restringir el macromodelo y las características de las microlente (Schneider et al., 1988; Kent & Falco, 1988; Kochanek, 1991; Rix et al., 1992; Schneider et al., 1992; Wambsganss & Paczynski, 1994; Witt et al., 1995; Schmidt et al., 1998; Chae et al., 1998)). Wyithe et al. (2002) lograron caracterizar el sistema mediante razones de flujo en *mid-infrared* obtenidas por (Agol et al., 2000) entre 8.9 y 11.7 μm y en banda V (Woźniak et al., 2000), pudiendo determinar la diferencia de magnitudes, encontrando que son consistentes con los macromodelos mencionados anteriormente, cuyos valores son 0.8 y 1.1 mag para las componentes B y A. Además, estiman que para microlentes de $1M_\odot$, la región de emisión de *mid-infrared* tiene un tamaño del orden de $\sim 10^{17}$ cm. Más tarde, Kochanek (2004) demostró que $\kappa_s = 0$ (es decir, $\kappa_* = 1$) debido a la ubicación de las imágenes del cuásar, con respecto a la galaxia lente. También, determina mediante la fijación de los parámetros del macromodelo (posición y flujo de las imágenes) una consistencia con el modelo SIE (elipsoide singular isoterma, ecuación 1.31). Los valores encontrados de κ y γ para cada componente están indicados en la tabla 3.4, que son consistentes con los encontrados por Wyithe et al. (2002) y estudios previos.

Con esta información, se han creado mapas de magnificación usando el algoritmo IPM

Tabla 3.4: Parámetros del modelo lente SIE en QSO2237+0305

QSO2237+0305	A	B	C	D
κ	0.394	0.375	0.743	0.635
γ	0.395	0.390	0.733	0.623

para cada una de las componentes. Las dimensiones de cada mapa son 2000×2000 px (30×30 radios de Einstein). Considerando que el tamaño del píxel corresponde a 0.58 días luz). Mediante la ecuación 1.4.1, se ha estimado que $R_E = 38.9$ días luz, utilizando una masa promedio de $0.3 M_\odot$ para las microlentes.

3.3.2. SDSS1226-0006

Sluse et al. (2012) en su estudio de 17 sistemas con microlentes en la BLR, presenta los resultados del modelo empleado en el sistema utilizando `lensmodel` (Keeton, 2001), que es consistente con un SIS más una componente de *shear* (γ) externo. Los parámetros del modelo para SDSS1226-0006 se encuentran en la tabla 3.5, donde se muestran los valores de κ , γ , θ_γ (ángulo del *shear*) y M (magnificación).

Tabla 3.5: Parámetros del modelo lente SIS+ γ en SDSS1226-0006

SDSS1226-0006	A	B
κ	0.67	0.61
γ	0.36	0.29
θ_γ	87.7	87.4
M	-3.83	3.07

Con esta información, se han creado mapas de magnificación usando el algoritmo IPM para cada una de las componentes. Las dimensiones de cada mapa son 1000×1000 px. El tamaño del píxel corresponde a 0.47 días luz. Mediante la ecuación 1.4.1, se ha estimado que $R_E = 15.6$ días luz, utilizando una masa promedio de $1.0 M_\odot$ para las microlentes.

3.4. Estimación de los Parámetros del Disco de Acreción

El espacio de parámetros comprendido por la pendiente del perfil de temperatura p y el tamaño del disco r_s se explora mediante una cuadrícula de estos valores. Usando IRAF, los mapas de magnificación son convolucionados con gaussianas, cuyos tamaños son $r_s(\lambda_k) = r_s(\lambda_k/\lambda_{ref})^p$, con $k = 1, 2, 3$ y $\lambda_{ref} = 1026 \text{ \AA}$, evaluando cada par de valores de p y r_s . Para Q2237+0305, la cuadrícula de valores para p va desde $p = 0.15 \cdot i$, con $i = 0 \dots 16$, mientras que para r_s , se ha empleado una cuadrícula logarítmica (neperiano), con $r_s = 0.15 \cdot j$, para $j = 0 \dots 40$. El mismo procedimiento se ha empleado en SDSS1226-0006, con $p = 0.15 \cdot i$, con $i = 0 \dots 18$ y $r_s = 0.15 \cdot j$, con $j = 0 \dots 40$.

Para estimar el tamaño del disco de acreción y el perfil de temperatura se realiza el procedimiento descrito por Mediavilla et al. 2011a; Jiménez-Vicente et al. 2014, en el que de forma aleatoria es colocada una fuente con tres perfiles gaussianos, representando las tres longitudes de ondas medidas sobre los mapas de magnificación. La verosimilitud (*likelihood*) de observar las tres magnificaciones ($\Delta m_k^{obs} = \Delta m^{cont} - \Delta m_{med}^{core}$) debido a efecto microlente a esas tres longitudes de onda (λ_k , con $k = 1, 2, 3$) dado los parámetros p y $\ln(r_s)$ es calculada como:

$$P_l(\Delta m_k^{obs} | p_i, \ln(r_{sj})) \propto \int \Delta m_1 \int \Delta m_2 \int \Delta m_3 N_{ij} e^{-\frac{1}{2}\chi^2} \quad (3.9)$$

donde N_{ij} corresponde al número de intentos, $\Delta m_1, \Delta m_2, \Delta m_3$ son las diferencias de magnitudes obtenidas del modelo a partir de la fuente gaussiana de parámetros p_i y $\ln(r_{sj})$. Las diferencias de magnitudes obtenidas con la simulación se contrastan con las observadas mediante la estimación del χ^2 el cual se calcula mediante la siguiente expresión:

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^3 \frac{(\Delta m_k^{obs} - \Delta m_k^{model})^2}{\sigma_k^2} \quad (3.10)$$

donde σ_k^2 corresponden a los errores medidos a las tres diferentes longitudes de onda. Finalmente se construye una función de verosimilitud conjunta para los parámetros p_i y $\ln(r_{sj})$ mediante la multiplicación de las verosimilitudes individuales. En el caso de SDSS1226-0006 son dos, mientras que para QSO2237+0305 corresponden a nueve:

3.4. ESTIMACIÓN DE LOS PARÁMETROS DEL DISCO DE ACRECIÓN

$$P(\Delta m_{k,l}^{\text{obs}} | p_i, \ln(r_{sj})) \propto \prod_{l=1}^m P_l(\Delta m_k^{\text{obs}} | p_i, \ln(r_{sj})), \quad (3.11)$$

donde $m = 2, 9$, respectivamente. Estos valores están asociados a las dos mediciones de continuo de SDSS1226-0006 (CASTLES y el continuo bajo las líneas de emisión), mientras para el sistema QSO2237+0305 que han conseguido nueve mediciones de estos (Mosquera et al. (2009), CASTLES y el continuo bajo la línea de emisión de los tres pares de imágenes).

CAPÍTULO 4

Resultados

En este capítulo realizo un análisis de los principales resultados de cada sistema. Para desarrollar este estudio utilizo los espectros descontaminados de cada sistema, analizando las líneas de emisión más prominentes. Con la estimación del flujo en el *core* y continuo bajo la línea de emisión he obtenido la diferencia de magnitudes entre cada par de imágenes, permitiendo detectar efecto microlente cromático en los sistemas. Además, comparo los perfiles de las líneas de emisión para detectar si existe efecto microlente en la BLR, así como también, los efectos de extinción diferencial en el sistema QSO2237+0305. Mediante el estudio del efecto microlente cromático estimo los parámetros asociados al disco de acreción, parametrizando el disco de acreción r_s con un perfil de temperatura (p), de modo que $r_s \propto \lambda^p$. Finalmente comparo estos resultados con la literatura.

4.1. QSO2237+0305

4.1.1. Espectro Descontaminado

Se ha presentado una breve descripción del sistema QSO2237+0305 en la sección 2.3. En el trabajo desarrollado en esta tesis, se han obtenido nuevos espectros descontaminados de las cuatro imágenes. La obtención de los espectros descontaminados se llevó a cabo mediante

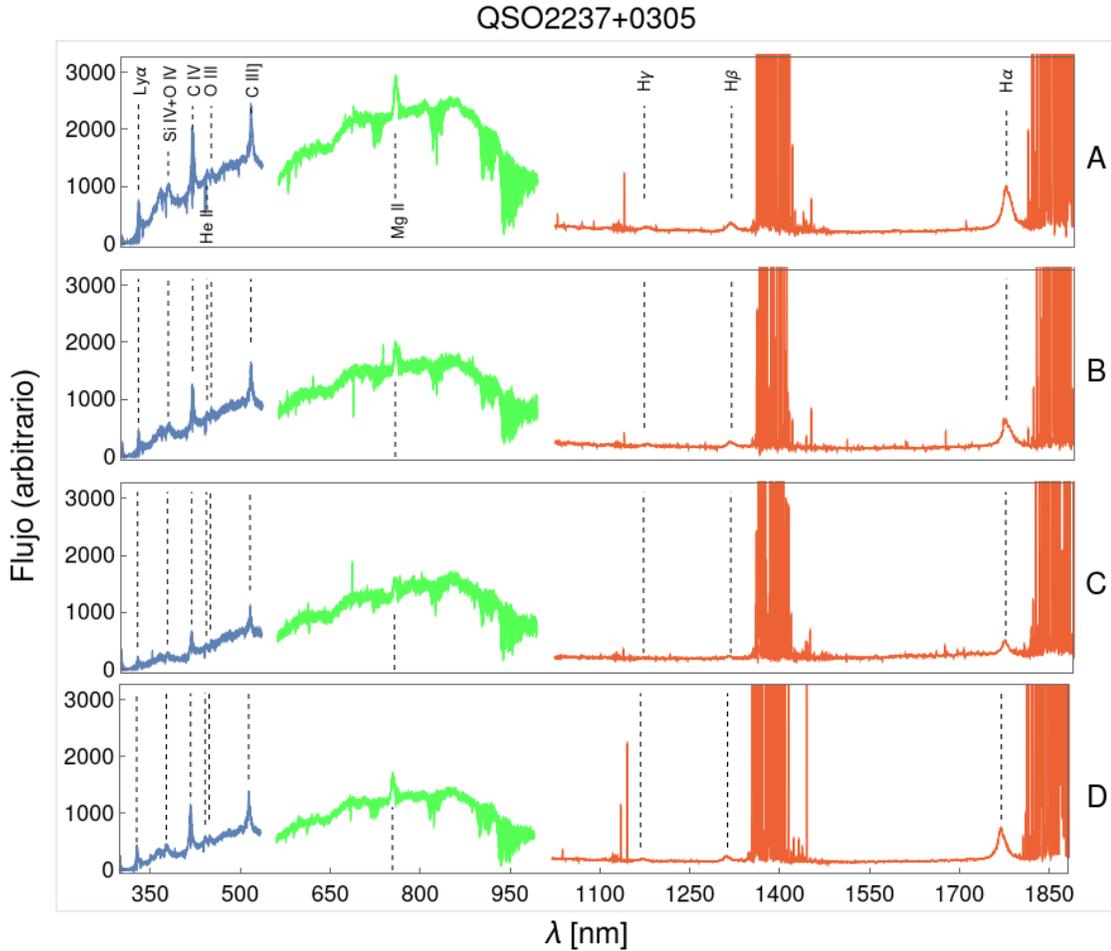


Figura 4.1: Espectros descontaminados (A, B, C y D) de QSO2237+0305. En cada imagen el eje de las abscisas y ordenadas representa la longitud de onda y flujo sin calibrar, respectivamente. Se han identificado diversas líneas de emisión, siendo indicadas con su nomenclatura y líneas segmentadas.

el ajuste de funciones moffatianas, los que que se muestran en la figura 4.1. La separación las imágenes se ha obtenido a partir de la estimación de la posición de los centroides con respecto a la coordenada espacial en cada uno de los espectros. Los valores obtenidos se muestran en la tabla 4.1, que corresponden a la separación medida entre los espectros de cada brazo. También se muestra el valor promedio de estas mediciones ($\langle \Delta x \rangle$) para cada par.

De acuerdo a la astrometría de CASTLES (Falco et al., 1999b), la separación de las componentes A y D es de $1.042'' \pm 0.004''$, mientras que B y C tienen una separación de $1.395'' \pm 0.004''$. Tanto el par AD como el BC están en acuerdo con lo medido en CASTLES. Se han observado varias líneas de emisión prominentes. Ly α λ 121.5; SiIV]+OIV] λ 139.9;

Tabla 4.1: Estimación de la separación de las imágenes en el sistema QSO2237+0305.

Imágenes	UVB	VIS	NIR	$\langle \Delta x \rangle$
A y D	1.075'' \pm 0.008''	0.995'' \pm 0.017''	1.211'' \pm 0.043''	1.094'' \pm 0.047''
B y C	1.334'' \pm 0.042''	1.194'' \pm 0.033''	1.277'' \pm 0.077''	1.268'' \pm 0.093''

Notas:

Para obtener estos valores en unidades de arco segundos se ha multiplicado por el *pixel scale* de cada brazo de X-Shooter, cuyos valores son: 0.158 ''/px en UVB; 0.161 ''/px en VIS y 0.248 ''/px en NIR.

CIV λ 154.9; CIII] λ 190.8; MgII] λ 279.9; H β 486.3 y H α λ 656.5 nm. También se distinguen otras líneas de emisión de menor flujo: NV λ 124.1; HeII λ 164.0; [OIII] λ 165.5; AlIII λ 185.7; SiIII] λ 189.6; OII λ 372.7; H γ λ 434.2 y [OIII] λ 496.0 nm. Parte de las líneas de emisión mencionadas aquí se observan en los espectros de la figura 4.1. Además, es posible observar prominentes líneas de absorción, tanto en el continuo, como en las líneas de emisión de Ly α , NV y CIV, observadas en los cuatro espectros. Ly α y CIV presentan absorciones en la componente angosta. Para obtener el flujo del *core* en estas líneas, se ha integrado en dos regiones contiguas a la absorción. Además, estas características de absorción las presenta el *core* de la línea de NV. En la región de la línea de CIII], se han identificado las emisiones de AlIII y SiIII], al igual que absorciones angostas en el ala azul de AlIII. El ala roja de MgII] se ve afectada por absorciones telúricas (banda A, O₂) no afectando la parte angosta de la línea de emisión. Las líneas de emisión de H β y H α se encuentran muy cerca de la corrección realizada a las absorciones telúricas (banda J y H en el continuo del ala roja). Dada esta cercanía, el doblete de la línea de emisión de OIII] (λ_{obs} =500.82 [nm]) se ve afectado por la corrección. Los perfiles de las líneas de emisión obtenidos se muestran en la figura 4.2. Un análisis más detallado de la BLR se presenta a continuación.

4.1.2. Comparación del Perfil de las Líneas de Emisión

En la figura 4.2 se muestran los perfiles de Ly α , SiIV]+OIV], CIV, CIII], MgII] y H α . El continuo bajo la línea se ha sustraído mediante el ajuste de una función lineal $y = a\lambda + b$ (figuras 3.6, 3.7 y 3.8). La estimación de los parámetros a y b y sus incertezas Δa y Δb han sido calculadas dentro de una fluctuación de 1σ , estos se encuentran en la tabla 4.2. Se ha encontrado que los valores de las pendientes de los ajustes que representan el continuo bajo la línea de emisión varían mucho. Una respuesta a ello es que esta emisión está afectada

por efecto microlente, sobre todo en las regiones cercanas a las líneas de emisión de alta ionización, dado que la emisión del continuo que se forma en el disco de acreción, es mayormente afectada hacia regiones internas del disco.

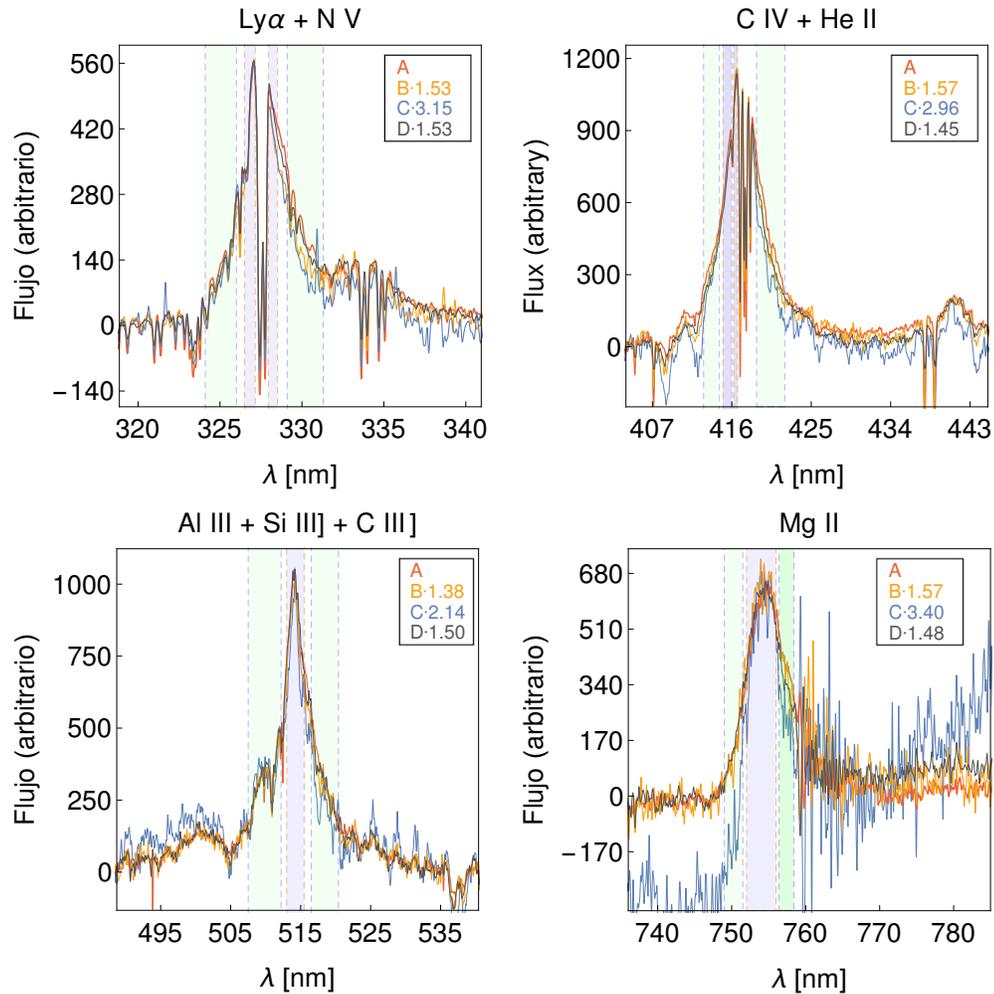


Figura 4.2: Perfiles de las líneas de emisión del sistema QSO2237+0305. En cada imagen el eje de las abscisas y ordenadas representa la longitud de onda y el flujo en unidades arbitrarias, respectivamente. Los colores representan los perfiles asociados a cada una de las imágenes del cuásar. Las regiones en gris y verde corresponden a la ventana de integración del *core* de la línea y de la BEL, respectivamente. Los valores que se encuentran en el borde superior derecho de cada conjunto de líneas de emisión, indican el factor de normalización que se utilizó para igualar el *core* de las líneas de emisión más débiles a la más brillante (A). En el caso de MgII, solo se ha integrado el ala izquierda, debido a que existe una corrección de absorciones telúricas en el ala derecha. Para una mejor visualización de los perfiles, se aplicó un filtro gaussiano 5 px.

Para comparar los perfiles en las BELs los espectros se han normalizado para hacer coincidir el *core* de las líneas de emisión. Los valores de la normalización se encuentran en el borde superior derecho de cada figura. Debido a la absorción en el *core* de Ly α y CIV, no se tiene certeza de haber producido una buena normalización. Con respecto a los perfiles, se observan ligeras diferencias en el ala roja de Ly α entre $\sim \lambda[329.0 : 331.5]$ [nm] y en la zona de NV entre $\sim \lambda[332.0 : 336.0]$ [nm], siendo más brillantes en *A* y *D*. En CIV se observan pequeñas diferencias en la ala azul ($\sim \lambda[412.8 : 414.6]$ [nm]), y mayores en el ala roja ($\sim \lambda[416.2 : 416.7]$ [nm]), esta última posiblemente atribuible al efecto microlente (Fian et al., 2021). Las líneas de HeII y OIII] coinciden, a excepción de la componente *C*, desviación probablemente debido a baja su señal. No se observan diferencias significantes en CIII]. Las características del perfil de CIV encontradas en este trabajo también son reportadas por Eigenbrod et al. (2008a), mencionando que la BEL es magnificada simétricamente por efecto microlente. El ala azul de MgII muestra una buena normalización, a excepción de la componente *C*, cuya desviación es posiblemente debido a una mala extracción del continuo, o baja señal. Se observan diferencias significantes en el ala roja ($\sim \lambda[756.4 : 758.4]$ [nm]), posiblemente debido a un problema de corrección de telúricas. Es importante destacar que la región de emisión de hierro ($\lambda[770:800]$ [nm]) tiene diferencias, que podrían atribuirse a efecto microlente. H β exhibe una mayor magnificación de *A*, *B* y *D* con respecto a *C* entre $\sim \lambda[1314.5 : 1322.0]$ [nm], lo que podría ser atribuido a una baja señal en *C*. En H α se observa que la BEL no muestra variaciones en el ala azul. No obstante, se aprecian diferencias considerables en los flujos entre $\sim \lambda[1773.0 - 1783.0]$ [nm] del ala roja. Características similares fueron encontradas por Braibant et al. (2014) y Braibant et al. (2016) para dicha línea, en datos obtenidos con SINFONI (Eisenhauer et al., 2003) el año 2005. En particular, los autores de este último artículo encuentran asimetrías en la línea de H α , tanto en el ala azul, como en la roja, sugiriendo que existe efecto microlente diferencial en esta línea. Las diferencias de magnitudes de las variaciones de la BELs se encuentran en la tabla 4.3, indicado como *blue wing* y *red wing* (ala azul y roja respectivamente).

Cabe destacar que los datos obtenidos por X-Shooter difieren en casi 20 años con los datos obtenidos en CASTLES (Falco et al., 1999a). En dicha época se observó la componente *C* como tercera más brillante del sistema. Sin embargo, y dado los constantes fenómenos asociados a efecto microlente, los datos de X-Shooter muestran a la componente *C* como la más débil.

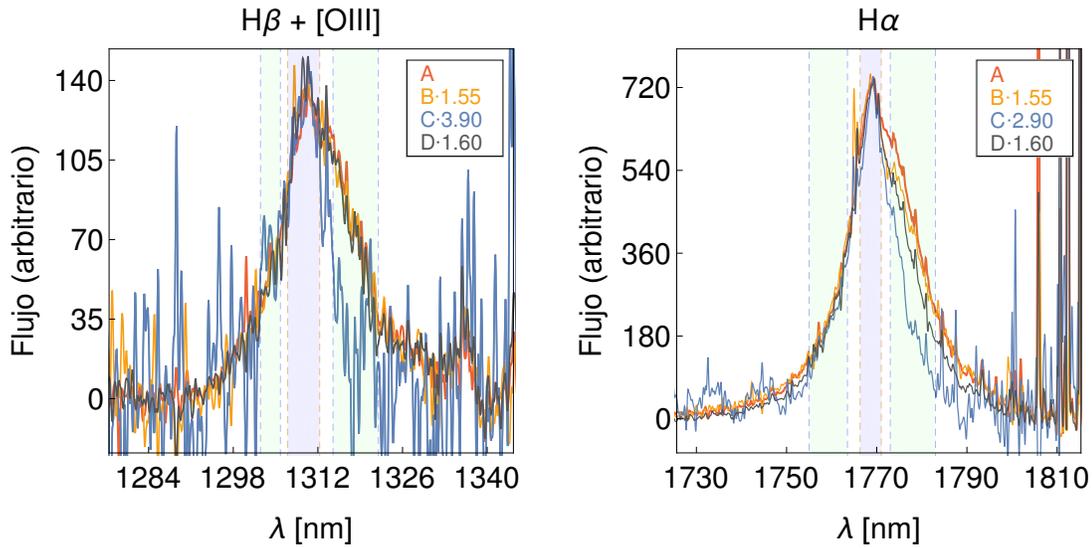


Figura 4.3: Ídem a la figura 4.2. Se observa que en ambas líneas de emisión, el ala derecha no produce una buena normalización. En tanto, la línea de H β , C presenta baja señal a ruido. Por otra parte, en H α , las alas rojas se encuentran desviadas con respecto a A.

4.1.3. Estimación del Efecto Microlente

Para estimar la existencia de efecto microlente es necesario estimar las diferencias de magnitudes en el *core* y continuo bajo la línea de emisión. Como se mencionó anteriormente, se han promediado los flujos obtenidos líneas de emisión de Ly α y CIV, obtenidos en en las ventanas contiguas a la absorción presente en el *core* de la línea de emisión, mientras que las otras líneas no han requerido un tratamiento especial. Por otra parte, se ha conseguido datos del continuo en diferentes épocas. En las figuras 4.4 y 4.5, se observa como las diferencias de magnitudes de los continuos (Δm^{Mos} , Δm^{CAS} , Δm^{Cont} , continuos obtenidos por Mosquera et al. (2009), Falco et al. (1999b) y en esta tesis, respectivamente) están desplazados con respecto a la mediana de la diferencia de magnitudes de las líneas de emisión (Δm_{med}^{core}), confirmando que los continuos están afectados por efecto microlente. Se ha realizado un ajuste a la diferencia de magnitudes de los continuos sustraídos y de la literatura. Las incertezas en los ajustes se han estimado mediante la estimación de *predictions bands*, medidos con 1σ de incertidumbre.

Dado que Δm^{core} es aproximadamente constante, se ha usado la mediana de la diferencia de magnitudes medida en el *core* de las líneas de emisión como línea de base o de referencia para descartar efecto microlente, por lo que cualquier otra medición de Δm desplazada

Tabla 4.2: Estimación de parámetros de ajustes del continuo bajo la línea de emisión.

Imágenes	Parám. ¹	Ly α	CIV	CIII]	MgII	H β	H α
A		11.33 \pm 0.1	7.14 \pm 0.05	-0.35 \pm 0.05	2.09 \pm 0.04	0.31 \pm 0.05	0.40 \pm 0.02
		-3528.4 \pm 31.0	-2096.2 \pm 20.5	1543.9 \pm 27.2	670.6 \pm 33.3	-183.5 \pm 58.6	-445.3 \pm 28.4
B	a \pm Δ a	5.89 \pm 0.10	5.64 \pm 0.05	-0.09 \pm 0.06	1.33 \pm 0.06	0.28 \pm 0.06	0.18 \pm 0.05
		-1838 \pm 35	-1856.2 \pm 21.2	922.6 \pm 33.3	516.7 \pm 47.5	-197.8 \pm 78.9	-138.9 \pm 83.0
C	b \pm Δ b	2.93 \pm 0.07	4.54 \pm 0.04	0.66 \pm 0.07	1.87 \pm 0.06	0.11 \pm 0.06	0.17 \pm 0.14
		-911.1 \pm 25.9	-1623.2 \pm 18.5	260.7 \pm 36.4	-47.3 \pm 45.5	59.5 \pm 73.2	-32.8 \pm 236.24
D		3.94 \pm 0.05	4.00 \pm 0.03	0.38 \pm 0.04	1.03 \pm 0.03	0.27 \pm 0.03	0.31 \pm 0.01
		-1225.4 \pm 17.8	-1317.2 \pm 12.9	451.8 \pm 23.3	452.7 \pm 21.2	-196.2 \pm 33.2	-361.6 \pm 21.7

Notas:

¹ Parámetros: estimaciones realizadas en el continuo contiguo a la línea de emisión. Las unidades de a y b corresponden a [flujo arbitrario]/[nm] y [flujo arbitrario] respectivamente.

de la línea de base, estará afectada por efecto microlente (Mediavilla et al., 2009, 2011a; Motta et al., 2012; Guerras et al., 2013; Rojas et al., 2014; Motta et al., 2017; Rojas et al., 2020; Melo et al., 2021). Las incertezas de esta medición se han estimado como la desviación en la mediana (función *MedianDeviation* en Mathematica). Los valores encontrados son $\Delta m_{BA}^{core} = 0.49 \pm 0.06$ mag, $\Delta m_{CA}^{core} = 1.36 \pm 0.09$ mag y $\Delta m_{DA}^{core} = 0.43 \pm 0.03$ mag. Sluse et al. (2011) obtienen diferencias de magnitudes integrando el *core* de las líneas de CIV y CIII]. Estos valores se encuentran registrados en la figura 4.5 (imagen derecha) e indicados con triángulos verdes, los cuales corresponden a observaciones espectrofotométricas realizadas con el instrumento FORS1, tomadas entre el 2004 y 2007 y divididas en tres periodos, siendo P1 (2004-2005), P2 (2006) y P3 (2007), donde $\Delta m_{DA}^{core CIV} = 0.66 \pm 0.02$ mag ; 0.58 ± 0.02 mag (mismo valor en periodo P1 y P2), y $\Delta m_{DA}^{core CIII} = 0.59 \pm 0.02$; 0.62 ± 0.02 ; 0.61 ± 0.02 mag (correspondientes a los periodos P1, P2 y P3). Se observa un leve desplazamiento con respecto a la base utilizada para descartar efecto microlente. Los autores no mencionan el rango de longitud de onda que se utilizó para integrar la NLR. No obstante, mencionan el FWHM de la parte angosta de la línea de emisión, siendo 2580 km s^{-1} en CIV y 1545 km s^{-1} en CIII en cada imagen (A y D), pudiendo estar contaminados por la BLR, y por ende, afectados por efecto microlente.

Por otra parte, los valores obtenidos para Δm_{med}^{core} contradicen a distintos autores (Falco et al., 1999a; Eigenbrod et al., 2008b) los cuales han reportado extinción diferencial en las imágenes del sistema. Los primeros autores encuentran que $\Delta E_A(B - V) = 0.07 \pm 0.03$ mag,

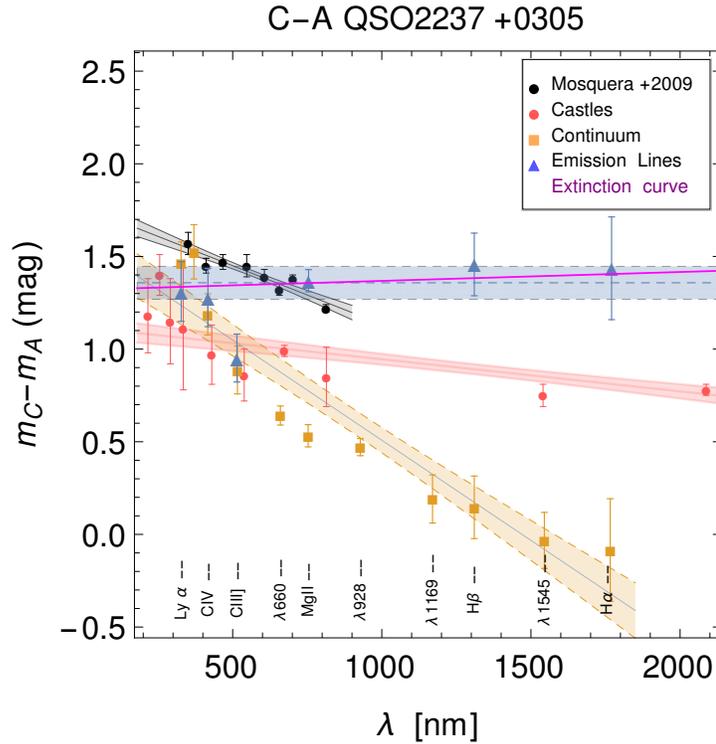


Figura 4.4: Diferencia de magnitudes en el sistema QSO2237+0305 C-A. El eje de las abscisas corresponde a la longitud de onda medida en [nm]. El eje de las ordenadas corresponde a la diferencia de magnitudes (en unidades de mag). Triángulos azules representan la diferencia de magnitudes obtenidas integrando el núcleo de las líneas de emisión. Cuadrados naranjos corresponden a la diferencia de magnitudes obtenidas integrando el continuo sustraído bajo la línea de emisión. Círculos rojos y negros corresponden a los continuos medidos en CASTLES y Mosquera et al. (2009), respectivamente. La línea magenta corresponde a la curva de extinción medida en las líneas de emisión.

$\Delta E_B(B - V) = 0$ mag, $\Delta E_C(B - V) = 0.18 \pm 0.03$ mag y $\Delta E_D(V - B) = 0.17 \pm 0.03$ mag y un $E(B - V)$ total de 0.13 ± 0.04 mag, mientras que Eigenbrod et al. (2008b) reportan un enrojecimiento en la imagen C , relativo a las imágenes A y B , por lo que estimó los parámetros de extinción diferencial, donde $A_V(C) - A_V(A) \simeq A_V(C) - A_V(B)$ se encuentran en el rango de $0.1 - 0.3$ mag. En esta tesis se ha calculado la curva de extinción entre las imágenes A y C utilizando la ley de extinción de Cardelli et al. (1989) de la Vía Láctea, fijando un valor de $R_V = 3.1$, al igual que en las mediciones citadas previamente. Utilizando las diferencias de magnitudes medidas en el *core*, se ha encontrado que la diferencia de extinción es: $E(B - V)_{CA} = 0.04$ mag. La curva de extinción se encuentra en la figura 4.4 en color magenta. Con este último resultado, se descarta la presencia de extinción en las

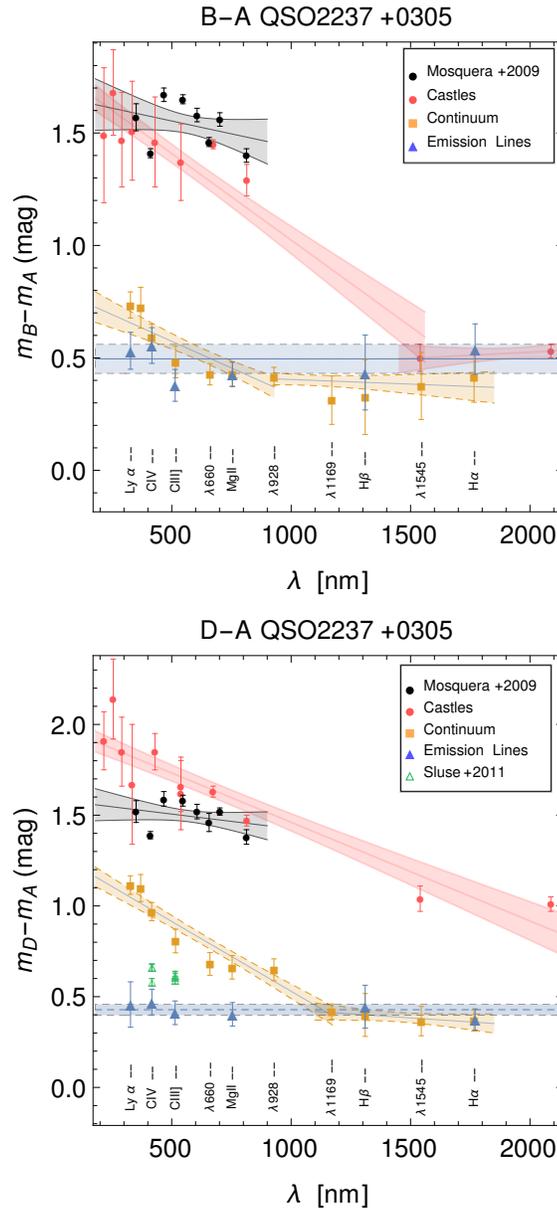


Figura 4.5: Diferencia de magnitudes en el sistema QSO2237+0305. Ídem a la figura anterior. Izquierda: diferencia de magnitudes B-A. Derecha: diferencia de magnitudes D-A. Triángulos verdes corresponden a las diferencias de magnitudes medidas en el *core* de las líneas de CIV y CIII] obtenidas por Sluse et al. (2011).

imágenes A y C del cuásar, dado a que se ha logrado acceder a un rango de longitud de onda mayor con los espectros obtenidos con X-Shooter, extendiendo la muestra de líneas de emisión hacia el azul, con la línea de Ly α y hacia el rojo, con las líneas de H β y H α , ampliando la muestra obtenida por Eigenbrod et al. (2008b). Finalmente no se aprecian va-

riaciones cromáticas en Δm^{core} , tanto para los pares de imágenes C y A, como para los pares BA y DA.

Tabla 4.3: Diferencias de Magnitudes en QSO2237+0305

Región	λ_c (nm)	Ventana ^a (nm)	$m_B - m_A$ (mag)	$m_C - m_A$ (mag)	$m_D - m_A$ (mag)	
Continuo	331.9	317.3 – 320.5/342.5 – 346.5	0.74 ± 0.06	1.47 ± 0.11	1.12 ± 0.05	
	371.0	343.0 – 349.0/394.0 – 399.0	0.73 ± 0.10	1.51 ± 0.17	1.11 ± 0.08	
	428.5	394.8 – 398.9/456.8 – 462.2	0.59 ± 0.06	1.19 ± 0.11	0.87 ± 0.05	
	491.6	400.7 – 434.0/533.6 – 544.4	0.48 ± 0.07	0.89 ± 0.13	0.81 ± 0.06	
	660.0	645.0 – 675.0	0.43 ± 0.05	0.64 ± 0.05	0.68 ± 0.06	
	777.0	712.0 – 717.0/838.0 – 842.0	0.43 ± 0.06	0.53 ± 0.07	0.66 ± 0.07	
	928.0	860.0 – 890.0/985.0 – 1005.0	0.42 ± 0.04	0.47 ± 0.05	0.65 ± 0.06	
	1170.1	1085.0 – 1095.0/1270.0 – 1286.0	0.31 ± 0.11	0.19 ± 0.13	0.42 ± 0.04	
	1310.9	1278.8 – 1294.4/1340.0 – 1343.0	0.33 ± 0.17	0.15 ± 0.17	0.40 ± 0.12	
	1545.0	1450.0 – 1640.0	0.38 ± 0.15	-0.03 ± 0.15	0.37 ± 0.08	
	1741.3	1657.0 – 1684.0/1823.0 – 1825.5	0.41 ± 0.11	-0.08 ± 0.28	0.37 ± 0.06	
	Líneas	Ly α λ 121.6	326.5 – 327.2	0.47 ± 0.06	1.3 ± 0.1	0.44 ± 0.05
328.0 – 328.5			0.60 ± 0.06	1.4 ± 0.1	0.47 ± 0.05	
Ly α blue wing		324.1 – 326.0	0.62 ± 0.06	1.4 ± 0.1	0.50 ± 0.05	
		Ly α red wing	329.1 – 331.3	0.73 ± 0.06	1.7 ± 0.1	0.55 ± 0.05
C IV λ 154.9		415.0 – 416.0	0.52 ± 0.06	1.2 ± 0.1	0.47 ± 0.05	
		416.2 – 416.7	0.59 ± 0.06	1.4 ± 0.1	0.47 ± 0.05	
C IV blue wing		412.8 – 414.6	0.60 ± 0.06	1.4 ± 0.1	0.59 ± 0.05	
C IV red wing		418.8 – 422.0	0.70 ± 0.06	1.7 ± 0.1	0.57 ± 0.05	
C III λ 190.9		513.0 – 515.5	0.38 ± 0.07	1.0 ± 0.1	0.41 ± 0.06	
		C III blue wing	507.5 – 512.2	0.35 ± 0.07	0.8 ± 0.1	0.42 ± 0.06
		C III red wing	516.5 – 520.4	0.44 ± 0.07	1.2 ± 0.1	0.49 ± 0.06
Mg II λ 279.9		752.0 – 756.0	0.45 ± 0.05	1.31 ± 0.06	0.42 ± 0.06	
		Mg II blue wing	749.0 – 752.5	0.51 ± 0.05	...	0.30 ± 0.06
		Mg II red wing	756.4 – 758.4	0.58 ± 0.05	1.86 ± 0.06	0.59 ± 0.06
H β λ 486.1		1307.0 – 1312.3	0.4 ± 0.2	1.3 ± 0.2	0.5 ± 0.1	
		H β blue wing	1302.5 – 1305.8	0.5 ± 0.2	1.3 ± 0.2	0.5 ± 0.1
		H β red wing	1314.5 – 1322.0	0.5 ± 0.2	2.7 ± 0.2	0.6 ± 0.1
H α λ 656.2		1766.3 – 1771.0	0.5 ± 0.1	1.4 ± 0.2	0.37 ± 0.06	
		H α blue wing	1755.0 – 1763.5	0.4 ± 0.1	1.3 ± 0.2	0.38 ± 0.05
		H α red wing	1773.0 – 1783.0	0.6 ± 0.1	1.8 ± 0.2	0.56 ± 0.05

Notas:

^a Ventanas de integración.

4.1.4. Estimación del Efecto Microlente en la BLR

Se han medido las diferencias de magnitudes en las BELs, permitiendo cuantificar el efecto microlente relativo al *core* de la línea, con $\Delta m^{red} = \Delta m^{red\ wing} - \Delta m^{core}$ y $\Delta m^{blue} = \Delta m^{blue\ wing} - \Delta m^{core}$. Utilizando Δm^{core} como la diferencia de magnitud no afectada por efecto microlente de cada uno de los pares de imágenes. Las observaciones se muestran a continuación:

Par *BA*: la diferencia de magnitudes Δm^{blue} es despreciable, ya que está contenida dentro de las incertezas en las magnitudes. Sin embargo, en el ala roja (Δm^{red}) en Ly α , se ha encontrado una diferencia de $\Delta m_{Ly\alpha}^{red} = 0.19 \pm 0.08$ mag. Se ha calculado un valor similar en CIV, con $\Delta m_{CIV}^{red} = 0.15 \pm 0.08$ mag, y $\Delta m_{MgII}^{red} = 0.13 \pm 0.07$ mag para la línea de MgII. Las líneas de CIII], H α y H β no muestran diferencias considerando las incertezas asociadas.

Par *CA*: se observan diferencias principalmente en el ala roja. En la componente ancha de Ly α , $\Delta m_{Ly\alpha}^{red} = 0.3 \pm 0.1$ mag. En CIV, la diferencia es de $\Delta m_{CIV}^{red} = 0.4 \pm 0.1$ mag. En CIII], ambas alas tienen el mismo valor de magnificación, $\Delta m_{CIV}^{blue} = \Delta m_{CIV}^{red} = 0.2 \pm 0.1$ mag. Debido a la corrección para absorciones de telúricas, en MgII sólo se ha logrado medir $\Delta m^{red} = 0.55 \pm 0.08$ mag. Las alas rojas de H β y H α presentan una magnificación de $\Delta m_{H\beta}^{red} = 1.4 \pm 0.3$ mag y $\Delta m_{H\alpha}^{red} = 0.4 \pm 0.3$ mag, respectivamente.

Par *DA*: se han medido leves diferencias en todas las componentes anchas, siendo más pronunciadas en las alas rojas. En Ly α , $\Delta m^{red} = 0.10 \pm 0.07$ mag. Se observan valores similares en CIV, con $\Delta m^{blue} = 0.12 \pm 0.07$ mag y $\Delta m^{red} = 0.10 \pm 0.07$ mag. En MgII, $\Delta m^{blue} = -0.12 \pm 0.08$ mag, mientras que $\Delta m^{red} = 0.17 \pm 0.08$ mag. En CIII] y H β no se observan diferencias dentro de las incertezas estimadas. La componente ancha de H α presenta diferencias cuantificadas como $\Delta m^{red} = 0.19 \pm 0.08$ mag. En Sluse et al. (2011) se reportan diferencias en las BLR de CIV y CIII], siendo obtenidas en los tres periodos de observación mencionados. Se puede notar que el ala azul de la cantidad Δm^{blue} en la línea de emisión de CIV varía entre 0.25 ± 0.03 y 0.08 ± 0.03 mag (desde P1 hasta P3), siendo comparables con lo encontrado en este trabajo. No obstante, en sus datos, el valor de Δm^{red} varía, siendo estos 0.61 ± 0.03 , 0.55 ± 0.03 y 0.52 ± 0.03 , con respecto a los periodo P1, P2 y P3, y una variación promedio de 0.56 ± 0.06 mag, obteniéndose una discrepancia de 0.46 ± 0.08 mag entre lo observado por Sluse et al. (2011) y lo estimado aquí. Con respecto a CIII], los autores reportan diferencias de magnitudes promedio $\Delta m^{blue} = 0.59 \pm 0.05$ mag y $\Delta m^{red} = 0.51 \pm 0.07$ mag, discrepando de los resultados obtenidos aquí, dado que no

se aprecian grandes variaciones. Es importante señalar que, al igual a lo encontrado por Eigenbrod et al. (2008b) y Braibant et al. (2016), las diferencias encontradas en esta tesis, también pueden estar asociadas a efecto microlente, tanto el continuo, como las BELs.

4.1.5. Parámetros del Disco de Acreción

Para estudiar la estructura del disco de acreción se emplea el método descrito en la sección 3.4. Para obtener los mapas de magnificación se han utilizado los valores de κ y γ obtenidos en Kochanek (2004). Usando la base de referencia que descarta efecto microlente de cada par de imágenes con respecto a las diferencias de magnitudes de los continuos medidos en las distintas épocas (ecuación 3.6 y figuras 4.5), se puede ver como los la diferencia de magnitudes de los continuos se encuentran desplazadas con respecto a $\Delta m_{med(i,A)}^{core}$, con $i = B, C, D$. También se puede notar que Δm^{CAS} , Δm^{Cont} y Δm^{Mos} presentan diferentes pendientes con respecto a $\Delta m_{med(i,A)}^{core}$. Utilizando la ecuación 3.6, se han medido los desplazamientos para las distintas épocas de diferencia de magnitudes del continuo, en relación con la base de referencia. Estos valores se encuentran en las en las tablas 4.4, 4.5 y 4.6. Se ha medido $\Delta m_{(i,A)}$ a las longitudes de onda donde se encuentran las líneas de Ly α λ 326.9 nm, CIII] λ 516.0 nm y MgII λ 753.9 nm, que corresponden a las longitudes de onda en donde se ha detectado variación cromática. Sin embargo, en el par CA , se observa que los continuos de CASTLES y medidos en este trabajo tienen un valor de Δm_{CA} mucho mayor en el rojo que en azul. Esto se puede atribuir a efecto microlente cromático en ambas componentes. Este fenómeno fue reportado por Motta et al. (2012) al analizar la cromaticidad del sistema HE1104-1805.

Tabla 4.4: Efecto microlente cromático en QSO2237+0305 (BA)

λ [nm]	$\Delta m^{CAS} - \Delta m_{med}^{core}$ (mag)	$\Delta m^{Cont} - \Delta m_{med}^{core}$ (mag)	$\Delta m^{Mos} - \Delta m_{med}^{core}$ (mag)
326.9	1.05 ± 0.09	0.16 ± 0.09	1.10 ± 0.1
516.0	0.90 ± 0.09	0.07 ± 0.09	1.05 ± 0.09
753.9	0.71 ± 0.09	-0.04 ± 0.09	0.99 ± 0.09

Tabla 4.5: Efecto microlente cromático en QSO2237+0305 (CA)

λ [nm]	$\Delta m^{CAS} - \Delta m_{med}^{core}$ (mag)	$\Delta m^{Cont} - \Delta m_{med}^{core}$ (mag)	$\Delta m^{Mos} - \Delta m_{med}^{core}$ (mag)
326.9	-0.15 ± 0.10	0.02 ± 0.13	0.34 ± 0.09
516.0	-0.18 ± 0.10	-0.17 ± 0.12	0.23 ± 0.09
753.9	-0.21 ± 0.10	-0.42 ± 0.11	0.09 ± 0.09

Tabla 4.6: Efecto microlente cromático en QSO2237+0305 (DA)

λ [nm]	$\Delta m^{CAS} - \Delta m_{med}^{core}$ (mag)	$\Delta m^{Cont} - \Delta m_{med}^{core}$ (mag)	$\Delta m^{Mos} - \Delta m_{med}^{core}$ (mag)
326.9	1.40 ± 0.06	0.62 ± 0.06	1.10 ± 0.07
516.0	1.30 ± 0.06	0.47 ± 0.05	1.08 ± 0.05
753.9	1.12 ± 0.06	0.29 ± 0.05	1.04 ± 0.06

Dado que las funciones de densidad de probabilidad (*pdfs*) para cada conjunto de los datos es una medición independiente de p y r_s ($r_s \propto \lambda^p$), se determina el producto de las probabilidades. Con esto se han realizado nueve estimaciones diferentes del tamaño del disco de acreción. Los resultados de las *pdfs* se encuentran en la figura 4.6. Las *pdfs* para todas las estimaciones de p y r_s se encuentran en el apéndice A.2. Se ha estimado un valor de $\ln(r_s) = 3.29 \pm 0.42$ en unidades de $\ln(\text{días-luz})$, lo que equivale a $r_s = 26.8_{-9.2}^{+14.1} \sqrt{0.3M/M_\odot}$ días-luz medido a $\lambda = 1026 \text{ \AA}$, y un valor de $p = 0.53 \pm 0.14$. Se puede observar que las *pdfs* alcanzan valores altos de $\ln(r_s)$, comparados con los valores promedios de $\langle \ln(r_s) \rangle = 1.5_{-0.45}^{+0.15}$ y $p = 0.75 \pm 0.2$ obtenidos en Jiménez-Vicente et al. (2014), y valores bajos para p comparados con el modelo de disco delgado de Shakura & Sunyaev (1973). No obstante, los valores de p y $\ln(r_s)$ medidos en esta tesis, son similares a los obtenidos por Jiménez-Vicente et al. (2014) en su estimación basada en la *maximum likelihood*, los que corresponden a $\ln(r_s) = 3.0_{-0.7}^{+0.3}$ y $p = 0.5_{-0.4}^{+0.3}$. Es necesario destacar que el valor de p obtenido con las mediciones de este trabajo, es comparable con el valor promedio medido en Jiménez-Vicente et al. (2014), encontrándose dentro de las incertezas consideradas. Por otra parte, el *half light radius* es de $R_{1/2} = 32.7_{11.2}^{+17.2} \sqrt{0.3M/M_\odot}$ días-luz medido a $\lambda=1026 \text{ \AA}$.

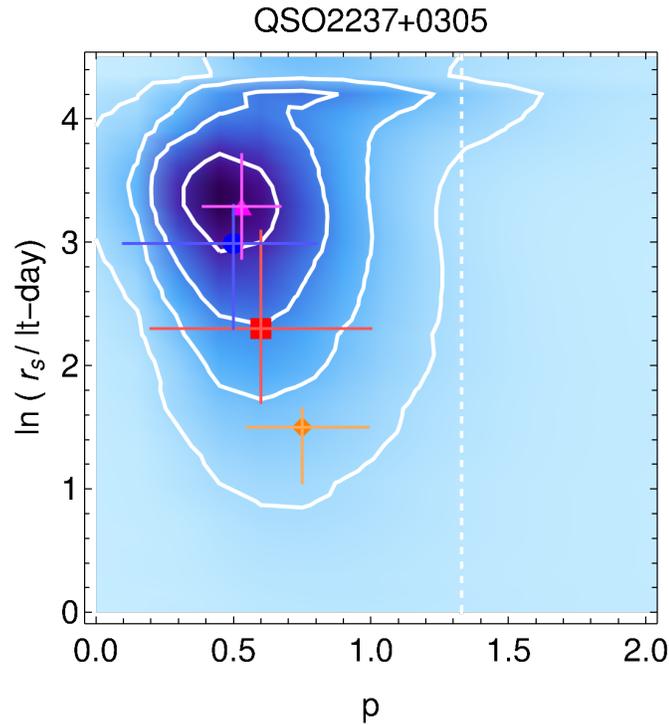


Figura 4.6: Funciones de distribución de probabilidad (pdfs) en dos dimensiones, obtenidas usando efecto microlente cromático en QSO2237+0305. El eje de las abscisas corresponde al valor del perfil de temperatura p , mientras que las ordenadas representan la escala logarítmica de r_s . Los contornos en blanco son los niveles de confianza a 0.5σ , 1σ , 1.5σ y 2σ , respectivamente. La *pdf* muestra la combinación de las nueve épocas. El círculo azul, cuadrado rojo, rombo naranja, corresponden a las estimaciones realizadas por Jiménez-Vicente et al. (2014), y representan los valores de p y $\ln(r_s)$ obtenidos usando los métodos descritos en dicha publicación, estos son: *maximum likelihood*, *Bayesian* y tamaño promedio, respectivamente. El triángulo magenta corresponde a la estimación obtenida en esta tesis. La línea punteada blanca indica la predicción del modelo de disco delgado de Shakura & Sunyaev (1973), donde $p=4/3$.

4.2. SDSS1226-0006

4.2.1. Espectro Descontaminado

Este objeto no presenta estimaciones de los parámetros p y r_s para el disco de acreción. Un primer análisis fue desarrollado por Sluse et al. (2012), donde los autores han logrado caracterizar el modelo lente. También reportan diferencias en la componente ancha de la línea de emisión de MgII. Los espectros descontaminados se muestran en la figura 4.7. Utilizando los espectros obtenidos por X-Shooter y FORS2, se ha estimado la separación en sus imágenes (A y B) midiendo la posición de los centroides con respecto a la coordenada espacial. Para el primer caso, se ha obtenido $1.236'' \pm 0.027''$, $1.208'' \pm 0.071$ y $1.378'' \pm 0.069''$ de separación, con respecto a los brazos UVB, VIS y NIR, cuyo promedio es de $1.274'' \pm 0.102''$. En el segundo caso, mediante los datos de FORS2 la distancia es de $1.248'' \pm 0.035''$. En CASTLES se registra este valor como de $1.257'' \pm 0.003''$, estando en buen acuerdo con lo medido en esta tesis.

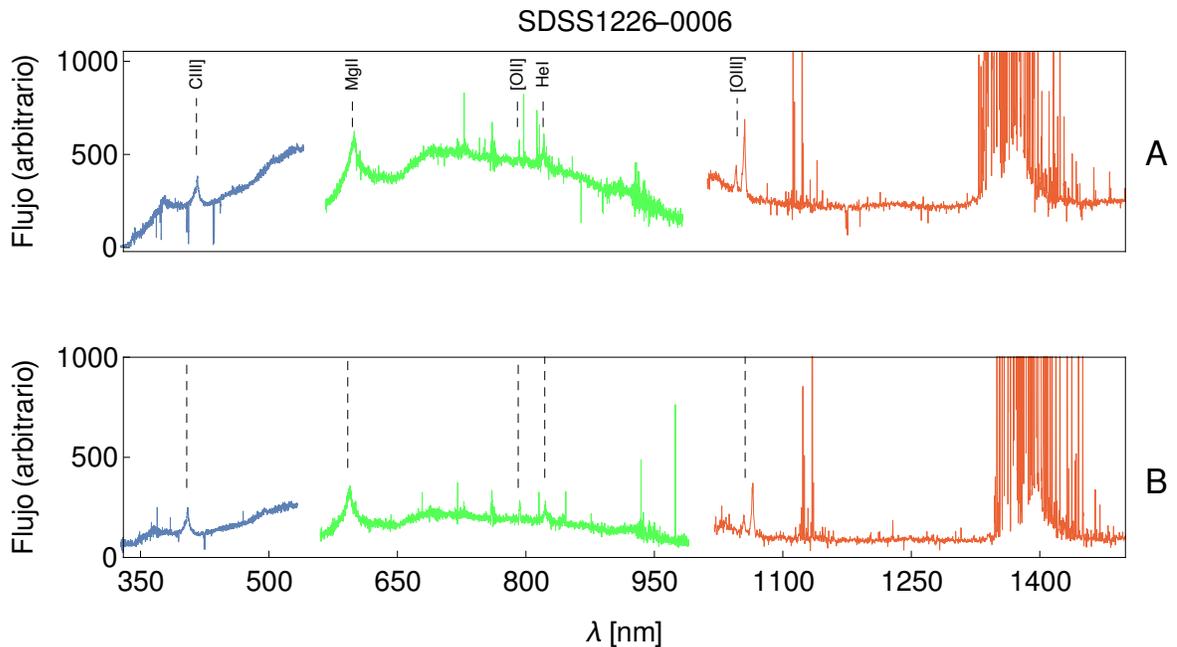


Figura 4.7: Espectros descontaminados (A y B) del sistema SDSS1226-0006 obtenidos con X-Shooter. En cada imagen el eje de las abscisas y ordenadas representa la longitud de onda y flujo sin calibrar, respectivamente. Se han identificado diversas líneas de emisión, siendo indicadas con su nomenclatura y líneas segmentadas.

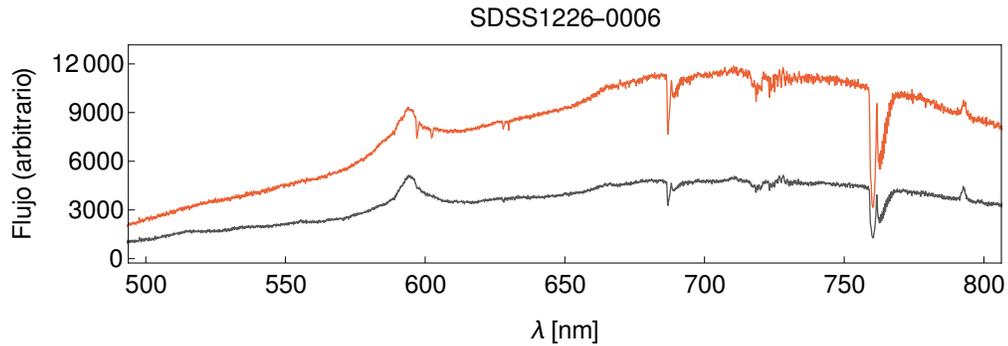


Figura 4.8: Espectros descontaminados (A y B) del sistema SDSS1226-0006 obtenidos por X-Shooter. En cada imagen el eje de las abscisas y ordenadas representa la longitud de onda y flujo sin calibrar. En rojo se observa el espectro de la imagen A y en negro el espectro de la imagen B.

Se han observado líneas de emisión prominentes de CIII] λ 154.9; MgII] λ 279.9 y [OIII] λ 496.0-500.8 nm. También se detectan otras líneas con menor flujo, tales como SiIII] λ 189.6, [OII] λ 372.9 y HeI] λ 388.9 nm. Se logran distinguir algunas líneas de absorción en los continuos contiguos a la línea de CIII]. El espectro descontaminado obtenido por FORS2 se muestra en la figura 4.8. Este se destaca mostrando una línea de emisión de MgII] λ 279.9 junto a líneas de absorción en la componente ancha de la componente A. Asimismo, se observa una buena señal a ruido. También pueden verse absorciones telúricas entre λ [665 : 780] nm. En el borde derecho del espectro se distingue la línea de OII] λ 372.9 nm.

4.2.2. Comparación del Perfil de las Líneas de Emisión

En la figura 4.9 se muestra la línea de emisión de MgII] en espectros tomados por FORS2. En la figura 4.10 se muestran los perfiles de las líneas de emisión de CIII], MgII], HeI] y [OIII], obtenidos por X-Shooter. Los continuos bajo las líneas de emisión se han sustraído mediante el ajuste de una función lineal.

Siguiendo el método descrito en la sección 4.1.2, los perfiles de las líneas de emisión se han normalizado para coincidir sus *cores*. Los valores de cada normalización se encuentran en el borde superior derecho de cada imagen, con respecto a la imagen más brillante (A).

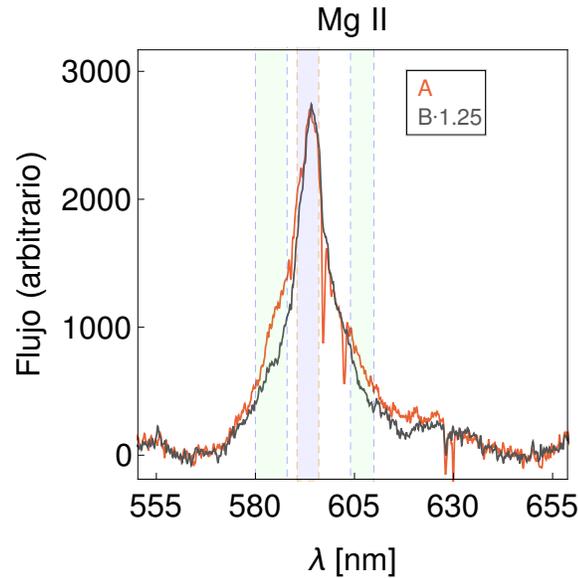


Figura 4.9: Perfil de las líneas de emisión de MgII en sistema SDSS1226-0006, obtenidas por FORS2. Ídem a la imagen anterior. Las regiones en gris y verde corresponden a la ventana de integración de *core* de la línea de emisión y BLR, respectivamente. Para una mejor visualización de los perfiles, se aplicó un filtro gaussiano 5 px.

Tabla 4.7: Diferencias de Magnitudes en SDSS1226-0006

Región	λ_c (nm)	Ventana ^a (nm)	$m_B - m_A$ (mag)
Continuo X-Shooter	405.1	403.6 – 405.3 / 415.5 – 419.8	0.7 ± 0.1
	475.0	450.0 – 500.0	0.77 ± 0.04
	520.0	500.0 – 520.0	0.78 ± 0.05
	520.0	562.5 – 566.7 / 643.1 – 651.6	0.78 ± 0.05
	606.5	650.0 – 690.0	0.88 ± 0.05
	714.0	694.0 – 734	0.9 ± 0.1
	744.0	714.0 – 774.0	0.93 ± 0.14
	870.0	850.0 – 870.0	0.96 ± 0.05
	1054.7	1039.0 – 1049.0 / 1070.0 – 1080.0	0.95 ± 0.04
Continuo FORS2	520.0	510.0 – 530.0	0.76 ± 0.08
	606.5	562.5 – 566.7 / 643.1 – 651.6	0.89 ± 0.03
	620.0	610.0 – 630.0	0.89 ± 0.09
	702.0	695.0 – 710.0	0.94 ± 0.09
	792.7	695.0 – 710.0	0.97 ± 0.07

Notas:

^a Ventanas de integración.

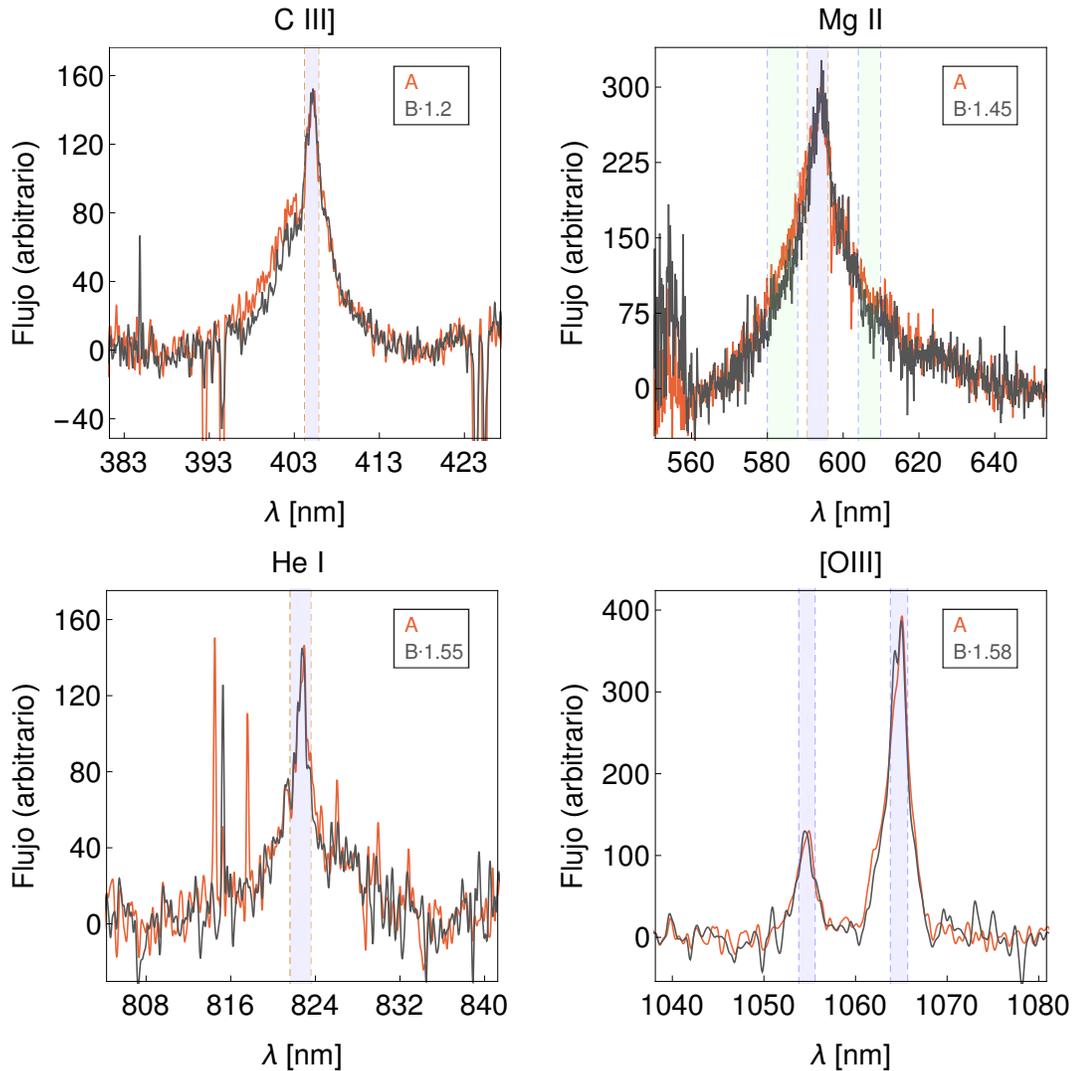


Figura 4.10: Perfil de líneas de emisión del sistema SDSS1226-0006 obtenidos por X-Shooter. En cada imagen el eje de las abscisas y ordenadas representa la longitud de onda y el flujo en unidades arbitrarias, respectivamente. Los colores representan los perfiles asociados a cada una de las imágenes del cuásar. Las regiones en gris representan la ventana de integración del *core* de la línea de emisión. Para una mejor visualización de los perfiles, se aplicó un filtro gaussiano 5 px.

Comenzando con los datos de X-Shooter, en la región de la línea de emisión de CIII] se aprecia que los perfiles coinciden, con leves diferencias en el ala azul, y más evidentes en los máximos la línea de emisión de SiIII]. Se distinguen prominentes líneas de absorción en el ala izquierda y continuo del ala derecha. El perfil de MgII posee características similares a las de CIII], mostrando leves variaciones en el ala azul. En los perfiles de las líneas de emisión de HeI] y [OIII] no se observan diferencias sustanciales. Debido a la mejor S/N que presentan los espectros de FORS2 es posible observar con mayor claridad las diferencias en el ala azul mencionadas con anterioridad, así como también anomalías ligeras en el ala roja, posiblemente consecuencia de efecto microlente en la BLR. Estas magnificaciones también fueron reportadas por Sluse et al. (2012). Es importante mencionar que las épocas de datos tomados por FORS2 y X-Shooter difieren en aproximadamente 3 años, observándose estas características en ambos periodos.

Tabla 4.8: Diferencias de Magnitudes en SDSS1226-0006

Región	λ_c (nm)	Ventana ^a (nm)	$m_B - m_A$ (mag)
Línea	C III λ 190.9	403.6 – 405.3	0.2 ± 0.1
	Mg II ^b λ 279.9	590.5 – 596.0	0.44 ± 0.05
	Mg I ^c λ 279.9	590.5 – 596.0	0.27 ± 0.03
	Mg II ^b <i>blue wing</i>	580.0 – 588.0	0.80 ± 0.08
	Mg II ^b <i>red wing</i>	604.0 – 609.9	0.84 ± 0.08
	Mg I ^c <i>blue wing</i>	580.0 – 588.0	0.83 ± 0.08
	Mg I ^c <i>red wing</i>	604.0 – 609.9	0.86 ± 0.08
	He I λ 388.9	821.6 – 823.6	0.48 ± 0.05
	[O III] λ 496.0	1053.8 – 1055.6	0.54 ± 0.04
	[O III] λ 500.8	1063.8 – 1065.7	0.46 ± 0.04

Notas:

^a Ventanas de integración.

^b Dato de obtenido de X-Shooter

^c Dato de obtenido de FORS2

4.2.3. Estimación del Efecto Microlente

Mediante la obtención de los flujos medidos en el *core* y continuo bajo la línea de emisión, se ha estimado la base de referencia para descartar efecto microlente. Para ello, se ha

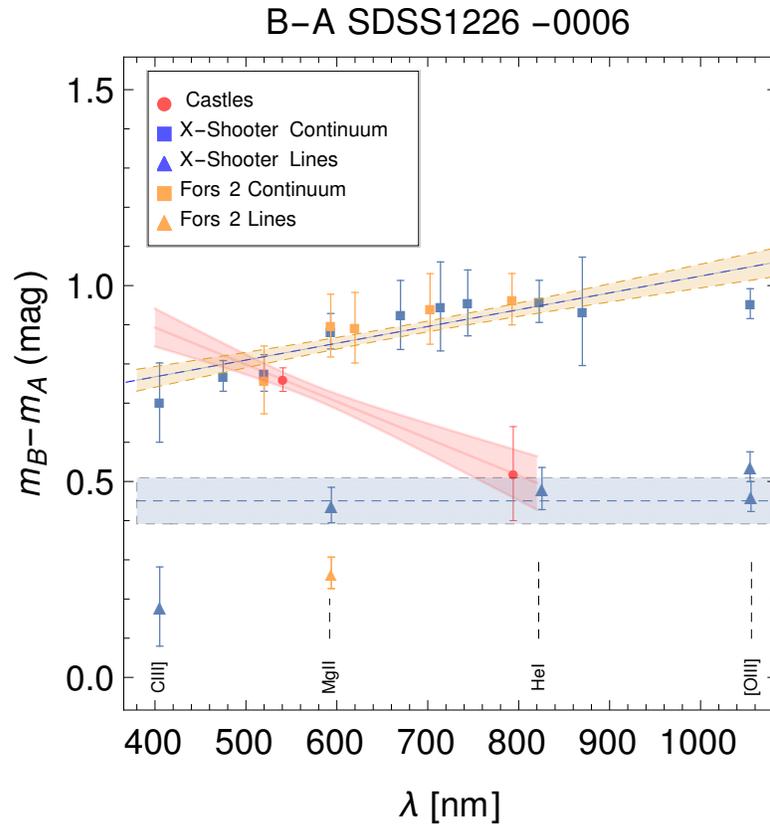


Figura 4.11: Diferencia de magnitudes $m_B - m_A$ en el sistema SDSS1226-0006. El eje de las abscisas corresponde a la longitud de onda medida en [nm]. El eje de las ordenadas corresponde a la diferencia de magnitudes (en unidades de mag). Triángulos azules y naranjos representan la diferencia de magnitudes obtenidas integrando el *core* en las líneas de emisión (datos de X-Shooter y FORS2, respectivamente). Cuadrados con los mismos colores representan la diferencia de magnitudes obtenidas integrando el continuo sustraído bajo la línea de emisión. Los círculos rojos son los continuos de CASTLES

utilizado la mediana de las diferencia de magnitudes medidas en el *core* de la línea de emisión, donde: $\Delta m_{med}^{core} = 0.45 \pm 0.06$ mag. Con la información obtenida en la literatura, más las observaciones realizadas en este trabajo, se ha logrado conseguir dos épocas de efecto microlente en el continuo. Los resultados se muestran en la figura 4.11. A pesar de que los continuos obtenidos en X-Shooter y FORS2 fueron tomados en épocas distintas, estos coinciden dentro de las incertezas establecidas. Se observa además que los continuos siguen una pendiente similar a lo observado en las componentes *C* y *A* del sistema QSO2237+0305 reportadas en la sección 4.1.5. Por lo que estaría asociado a efecto microlente cromático en ambas componentes. Las diferencias de magnitudes para los continuos y líneas de emisión se encuentran en las tablas 4.7 y 4.8. Para los continuos medidos por CASTLES, se han considerado sólo los filtros F555W y F814W descartando el F160W, debido a que se busca establecer un patrón de cromaticidad en las mediciones. De este modo se logra obtener dos épocas para restringir la medición del disco de acreción. De acuerdo con Guerras et al. (2020), una sola época no permite una buena estimación del tamaño del disco de acreción, debido a los efectos de variabilidad del cuásar. Una mayor cantidad de épocas, como es el caso de QSO2237+0305, permite realizar una mayor cantidad de restricciones, disminuyendo las incertezas de esta estimación.

4.2.4. Efecto Microlente en la BLR

Se han medido las diferencias de magnitudes en las alas de las líneas de emisión, sólo encontrado anomalías en de flujo en la BEL de MgII. Puesto que el resto de las líneas de emisión no presentan variaciones considerables, sólo se estiman las diferencias de magnitudes en la componente ancha de MgII. Siguiendo el tratamiento realizado en la sección 4.1.4, y considerando $\Delta m_{med}^{core} = 0.45 \pm 0.06$ mag, los valores obtenidos para los espectros de X-Shooter son: $\Delta m^{blue\ wing} = 0.80 \pm 0.08$ mag y $\Delta m^{red\ wing} = 0.84 \pm 0.08$ mag. Relacionando esta cantidad con respecto a la base de referencia, se encuentra que las alas de la BEL se encuentran magnificadas, siendo estos valores $\Delta m_{MgII}^{blue} \approx \Delta m_{MgII}^{red} = 0.4 \pm 0.1$. De la misma manera se han calculado estos valores usando los espectros de FORS2, estos son: $\Delta m^{blue\ wing} = 0.83 \pm 0.08$ mag y $\Delta m^{red\ wing} = 0.85 \pm 0.08$ mag. Cuantificando estos valores con respecto a la base de referencia, también se encuentra que $\Delta m_{MgII}^{blue} \approx \Delta m_{MgII}^{red} = 0.4 \pm 0.1$ mag. Sluse et al. (2012) reportan efecto microlente en el ala azul de la BLR, no estando seguros del rol que juega la contaminación de la galaxia lente. Por otra parte, también detectan

una fuerte cromaticidad en la razón de flujos, desde el azul hacia el rojo.

Tabla 4.9: Efecto microlente cromático en SDSS1226-0006 (B-A)

λ [nm]	$\Delta m^{cont} - \Delta m_{med}^{core}$ (mag)	$\Delta m^{CAS} - \Delta m_{med}^{core}$ (mag)
404.5	0.32 ± 0.09	0.44 ± 0.08
593.6	0.40 ± 0.09	0.26 ± 0.07
804.5	0.49 ± 0.10	0.06 ± 0.08

4.2.5. Estimación de los Parámetros del Disco de Acreción

Siguiendo el procedimiento de la sección 4.1.5, se ha medido la cantidad $\Delta m_{BA} = \Delta m_{BA}^{cont} - \Delta m_{med(BA)}^{core}$ y $\Delta m_{BA} = \Delta m_{BA}^{CAS} - \Delta m_{med(BA)}^{core}$. Los resultados se muestran en la tabla 4.9. Las dos primeras longitudes de onda medidas, corresponden a las longitudes de onda de las líneas de emisión de CIII] y MgII, mientras que la tercera corresponde a la longitud de onda del filtro F814W registrado en CASTLES, la cual coincide con la región de línea de emisión de HeI.

Para generar los mapas de magnificación se utilizó el modelo realizado por Sluse et al. (2012), utilizando los valores de κ y γ estimados por los autores. Se han determinado las *pdfs* para cada conjunto de datos y se han multiplicado sus probabilidades, restringiendo el tamaño del disco de acreción a dos épocas afectadas por efecto microlente en el continuo. El producto de las *pdfs* se encuentran en la figura 4.12. En algunos casos es posible que se forme un máximo secundario en la *pdf*. Una explicación de esto, es que los procesos de efecto microlente en cada época pueden ser complejos (Motta et al., 2012). Sin embargo, este máximo secundario es estadísticamente insignificante, dado que el producto de cada *pdf* incrementa la densidad de probabilidad en la región del máximo (ver figura A.5). Se ha estimado un valor de $\ln(r_s) = 2.11 \pm 0.29$ en unidades de $\ln(\text{días-luz})$, lo que equivale a $r_s = 8.2_{-4.9}^{+12.3} \sqrt{M/M_\odot}$ días-luz medido a $\lambda = 1026 \text{ \AA}$, y un valor de $p = 0.95 \pm 0.29$. Estos valores están en acuerdo con los valores promedios estimados por Jiménez-Vicente et al. (2014) y por el modelo de disco delgado de Shakura & Sunyaev (1973). Sin embargo la estimación del disco de acreción necesita de otras épocas de observación, de esta forma se

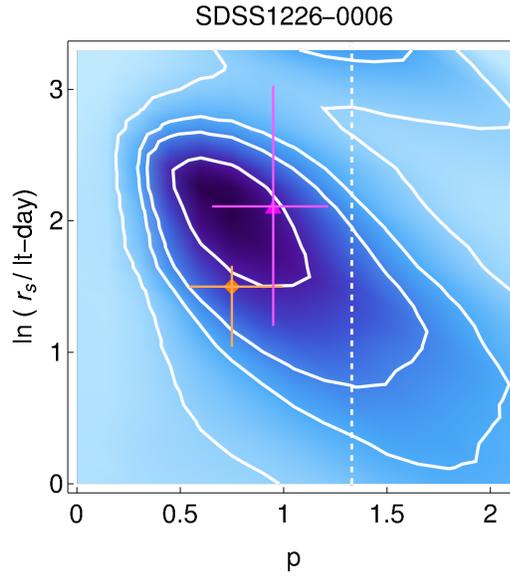


Figura 4.12: Funciones de distribución de probabilidad (*pdfs*) en dos dimensiones, obtenidas usando el efecto microlente cromático en el sistema SDSS1226-0006. El eje de las abscisas corresponde al valor del perfil de temperatura p , mientras que las ordenadas representan la escala logarítmica de r_s . Los contornos en blanco son los niveles de confianza a 0.5σ , 1σ , 1.5σ y 2σ , respectivamente. La *pdf* muestra la combinación de las dos épocas (CASTLES y el continuo medido en esta tesis, respectivamente). El rombo naranja, corresponden a la estimación para el tamaño y perfil de temperatura promedio realizadas por Jiménez-Vicente et al. (2014) para p y $\ln(r_s)$. El triángulo magenta corresponde a la estimación medida con las distintas épocas en esta tesis. La línea punteada blanca indica la predicción del modelo de disco delgado de Shakura & Sunyaev (1973), donde $p=4/3$.

podrá realizar una estimación más restringida de la región de emisión. Por otra parte, el *half light radius* es de $R_{1/2} = 9.7^{+14.5}_{-4.3} \sqrt{M/M_\odot}$ días-luz medido a $\lambda=1026 \text{ \AA}$.

CAPÍTULO 5

Conclusiones

Con la reducción y el análisis de los espectros se accedió a un rango de longitud de onda de $\sim 300 - 2400$ nm (sección 2.4) en cada objeto. Gracias a la utilización de espectros obtenidos con X-Shooter y complementados con espectros conseguidos con FORS2, se extrajo el espectro de las imágenes de ambos sistemas empleando un ajuste de funciones gaussianas y moffatianas a lo largo de la coordenada espacial en cada espectro.

Con el análisis de las líneas de emisión, la obtención de los flujos en el *core* y continuo debajo de la línea, y la estimación de las diferencias de magnitudes, se ha confirmado la existencia de efecto microlente en los sistemas. Se ha encontrado que las diferencias de magnitudes de los continuos medidos bajo las líneas de emisión se encuentran desplazadas con respecto de la base de referencia, y que además, presentan variaciones cromáticas en función de la longitud de onda.

Los perfiles de las líneas de emisión fueron normalizados con respecto a la imagen más brillante, los que fueron analizados en las secciones 4.1.4 y 4.2.4. Esto arrojó interesantes resultados, dado a que la BEL en algunos casos se encontró afectada por efecto microlente.

Otro hallazgo importante fue descartar la existencia de extinción en el sistema QSO2237+0305. Dado a que se obtuvo una muestra extensa de líneas de emisión, fue posible calcular la curva de extinción y aplicarla a las diferencias de magnitudes medidas en el *core* en las componentes A y C.

Ya que se ha detectado efecto microlente cromático en las imágenes de los sistemas, fue

posible modelar la estructura del disco de acreción mediante un perfil gaussiano, cuyo radio característico es r_s . Con esta dependencia en el radio, fue posible parametrizar el radio de la fuente en función de la longitud de onda mediante una ley de potencia, siendo $r_s \propto \lambda^p$, donde $p = 4/3$ para el modelo de disco delgado de Shakura & Sunyaev (1973). Se han medido los valores de p y r_s en cada sistema y se han comparado con los obtenidos en la literatura.

Las principales conclusiones se indican a continuación:

5.1. QSO2237+0305

A pesar de que este sistema ha sido muy estudiado, tanto en el uso de curvas de luz, como en fotometría y espectroscopia, se ha conseguido una gran cobertura en longitud de onda (UV a NIR) para las cuatro imágenes del cuásar, accediendo a la región en torno a seis líneas de emisión para su análisis (Ly α λ 121.5; CIV λ 154.9; CIII] λ 190.8; MgII] λ 279.9; H β 486.3 y H α λ 656.5 nm). Estudios previos solo habían considerado el rango visible (Eigenbrod et al., 2008a,b; Sluse et al., 2011) y parte del infrarrojo cercano (Braibant et al., 2016). Con esto, se ha logrado utilizar una gran muestra de líneas de emisión y continuos bajo las líneas. Con la estimación de Δm^{cont} se ha obtenido una nueva época para estimar los parámetros del disco de acreción en todas sus imágenes relativo a A, lo que ha permitido combinarlas con épocas anteriores, y así restringir la estimación de los parámetros del disco de acreción (p y r_s).

Ya que las diferencia de magnitudes de los continuos se encuentran desplazadas con respecto a la base de referencia que descarta efecto microlente, se confirma este efecto en el continuo de las imágenes, siendo $\Delta m_{BA}^{core} = 0.49 \pm 0.06$ mag, $\Delta m_{CA}^{core} = 1.36 \pm 0.09$ mag y $\Delta m_{DA}^{core} = 0.43 \pm 0.03$ mag.

El análisis individual de las BELs arrojó incrementos de flujo, tanto en las alas azules, como las rojas. Se ha cuantificado el factor de magnificación en en las seis líneas de emisión, medido como Δm^{red} y Δm^{blue} . Los mayores incrementos fueron encontrados en el par CA, con $\Delta m_{MgII}^{red} = 0.55 \pm 0.08$ mag, $\Delta m_{H\beta}^{red} = 1.4 \pm 0.3$ mag y $\Delta m_{H\alpha}^{red} = 0.4 \pm 0.3$ mag. Estos incrementos, y de acuerdo a lo mencionado por Eigenbrod et al. (2008a) y Braibant et al. (2016), serían atribuibles a efecto microlente en la BEL.

En el caso de las imágenes C y A se ha encontrado que las diferencias cromáticas incrementan hacia longitudes de onda largas, para el caso del continuo medido en esta época y de CASTLES. De acuerdo a lo planteado por Motta et al. (2017), ambas imágenes lentificadas

estarían siendo afectadas por efecto microlente, de distinta magnitud. Por otra parte, se ha determinado el coeficiente y la curva de extinción para las líneas de emisión en C y A , siendo $E(B - V)_{CA} = 0.04$ (mag), mediante de la aplicación de la ley de extinción de Cardelli et al. (1989) con un $R_V = 3.1$. El valor estimado de $E(B - V)_{CA}$ está muy por debajo de lo obtenido los dos estudios referenciados (Falco et al., 1999a; Eigenbrod et al., 2008a), por lo que se descarta la existencia de extinción entre las imágenes C y A .

Con la cromaticidad observada en Δm_{BA} , Δm_{CA} y Δm_{DA} , junto a la combinación de las épocas referenciadas, en las que también se detectó efecto microlente cromático, se ha logrado estimar los parámetros del disco de acreción, siendo $p = 0.53 \pm 0.14$, mientras que $\ln(r_s) = 3.29 \pm 0.42$ en unidades de $\ln(\text{días-luz})$, lo que equivale a $r_s = 26.8_{-9.2}^{+14.1} \sqrt{0.3M/M_\odot}$ días-luz medido a $\lambda = 1026 \text{ \AA}$. Estos resultados concuerdan con las mediciones de p y r_s estimadas por Jiménez-Vicente et al. (2014), tanto en el valor promedio, como en el obtenido mediante *maximum – likelihood* por los autores, sin embargo el valor de p es considerablemente menor comparado con el modelo de disco delgado de Shakura & Sunyaev (1973).

5.2. SDSS1226-0006

Antes de esta tesis existían estudios de la estimación de los parámetros del disco de acreción del sistema. Con la extracción del espectro se ha accedido a la región entorno a las líneas de emisión de CIII] λ 154.9; MgII] λ 279.9 y [OIII] $\lambda\lambda$ 496.0-500.8, obteniendo el flujo en el *core* y continuo bajo las líneas de emisión. Se encontró una desviación cromática de Δm_m^{cont} con respecto a la base de referencia, la cual se estimó en $\Delta m_{med(BA)}^{core} = 0.45 \pm 0.06$ mag. Esta cromaticidad es mayor hacia longitudes de onda largas, y menor en longitudes de onda corta. En acuerdo por lo planteado por Motta et al. (2012), ambas imágenes se varían afectadas por efecto microlente, de distinta magnitud.

En el análisis de las BELs, se observaron leves diferencias en la región azul de CIII]. Sin embargo, la línea de emisión de MgII presenta variaciones en las dos épocas mostradas. Las magnificaciones encontradas en las alas de MgII son $\Delta m^{blue} \approx \Delta m^{red} = 0.4 \pm 0.1$ mag.

Con la estimación de Δm^{cont} se consiguió una nueva época del continuo, la cual está afectado por efecto microlente. Junto con la época de CASTLES, fue posible restringir los parámetros del disco de acreción estas dos mediciones. Esta es la primera vez que se logra

medir los parámetros asociados al disco de acreción en este sistema usando efecto microlente cromático. Se ha estimado un valor de $p = 0.95 \pm 0.29$ el cual está en acuerdo con el modelo de disco delgado de Shakura & Sunyaev (1973) dentro de las incertezas consideradas y $\ln(r_s) = 2.11 \pm 0.29$ en unidades de $\ln(\text{días-luz})$, lo que equivale a $r_s = 8.2_{-4.9}^{+12.3} \sqrt{M/M_\odot}$ días-luz medido a $\lambda = 1026 \text{ \AA}$. El valor obtenido concuerda el valor del tamaño promedio estimado por Jiménez-Vicente et al. (2014) usando método *Bayesiano*. Sin embargo es necesario restringir las estimaciones realizadas de p y r_s de esta tesis, mediante la obtención de nuevas épocas de Δm^{cont} .

5.3. Trabajos Futuros

Como trabajo futuro, queda por realizar el análisis a la región del espectro en donde se encuentran las líneas de emisión de FeII y FeIII. Estas podrían estar desplazadas debido al corrimiento al rojo gravitacional inducido por el objeto central del cuásar. Siguiendo el procedimiento desarrollado por Mediavilla et al. (2018), es posible estimar la masa del agujero negro súper masivo. Todo el análisis y conclusiones expuestas en esta tesis, más el último estudio por realizar, se encontrarán publicados en una revista científica, la cual desarrollaré como primer autor.

APÉNDICE A

Apéndice

A.1. Selección de Ventanas de Continuo en el Sistema SDSS1226-0006

A.1.1. SDSS1226-0006

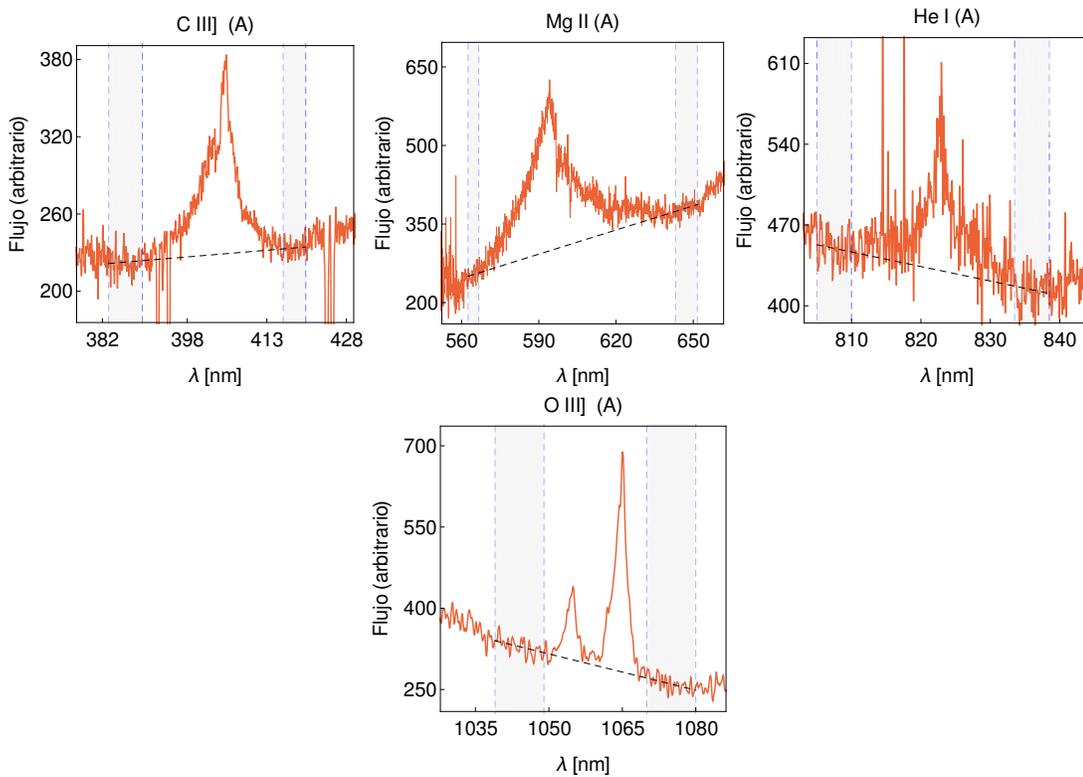


Figura A.1: Selección de ventanas de continuo en las líneas de emisión del sistema SDSS1226-0006 (A) obtenidos con X-Shooter. En cada imagen, el eje de las abscisas y ordenadas representa la longitud de onda y flujo en unidades arbitrarias. Entre estas regiones se ajusto un polinomio $y = a\lambda + b$ que representa el continuo bajo la línea de emisión.

A.1. SELECCIÓN DE VENTANAS DE CONTINUO EN EL SISTEMA SDSS1226-0006

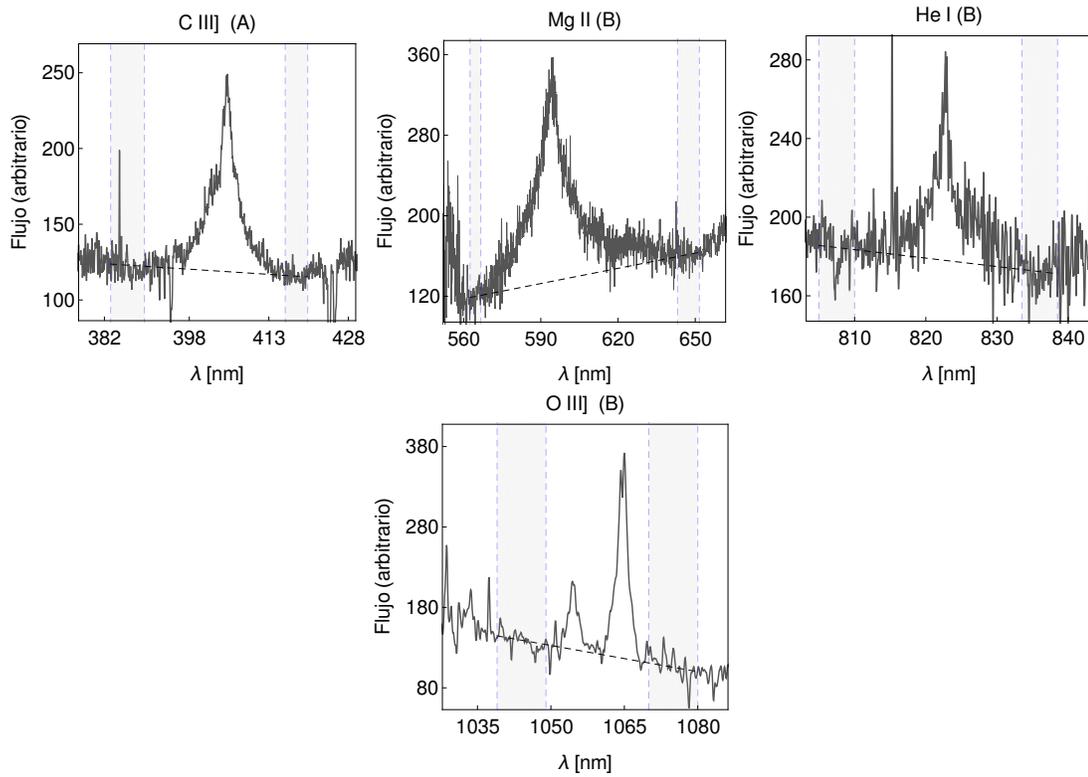


Figura A.2: Selección de ventanas de continuo en las líneas de emisión del sistema SDSS1226-0006 (B) obtenidos con X-Shooter. Ídem de la imagen anterior.

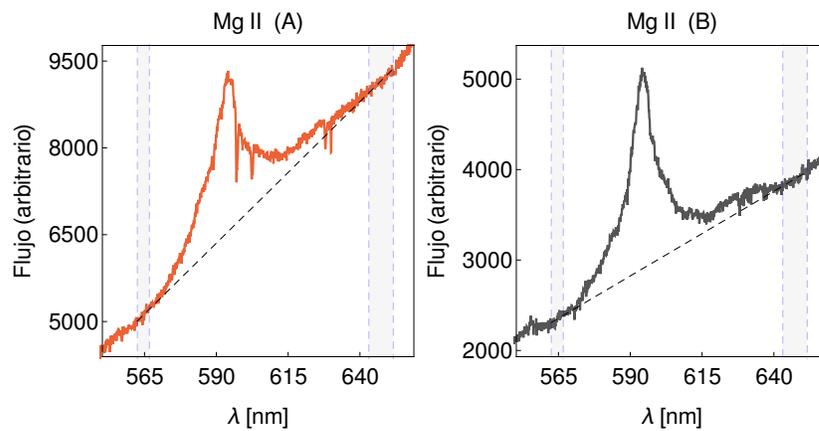


Figura A.3: Selección de ventanas de continuo en las líneas de emisión del sistema SDSS1226-0006 (B) obtenidos con FORS2. Ídem de la imagen anterior.

A.2. Funciones de Distribución de Probabilidades

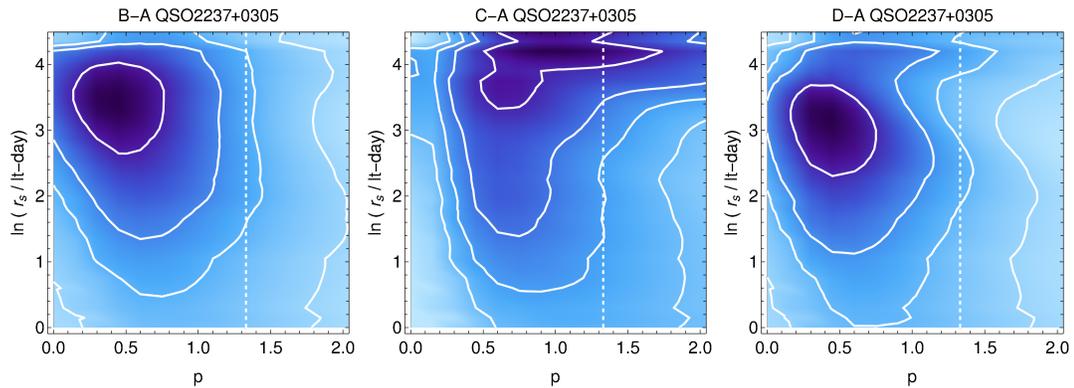


Figura A.4: Funciones de distribución de probabilidad (pdfs) en dos dimensiones, obtenidas usando efecto microlente cromático en QSO2237+0305. El eje de las abscisas corresponde al valor del perfil de temperatura p , mientras que las ordenadas representan la escala logarítmica de r_s . Los contornos en blanco son los niveles de confianza a 0.5σ , 1σ , 1.5σ y 2σ , respectivamente. Las pdfs muestran la combinación de las tres épocas de B-A, C-A y D-A (nueve en total). La línea punteada blanca indica la predicción del modelo de disco delgado de Shakura & Sunyaev (1973), donde $p=4/3$.

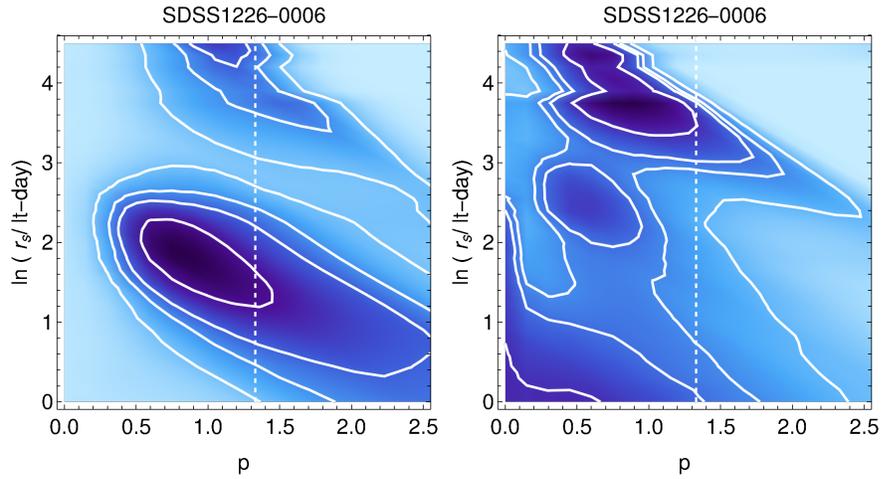


Figura A.5: Funciones de distribución de probabilidad (pdfs) en dos dimensiones, obtenidas usando efecto microlente cromático en el sistema SDSS1226-0006. Los eje de las abscisas corresponde al valor del perfil de temperatura p , mientras que las ordenadas representan la escala logarítmica de r_s . Los contornos en blanco son los niveles de confianza a 0.5σ , 1σ , 1.5σ y 2σ , respectivamente. Las pdfs muestran la dos épocas de B-A. La línea punteada blanca indica la predicción del modelo de disco delgado de Shakura & Sunyaev (1973), donde $p=4/3$.

Bibliografía

- Abajas C., Mediavilla E., Muñoz J. A., Popović L. Č., Oscoz A., 2002a, ApJ, 576, 640
- Abajas C., Mediavilla E., Muñoz J. A., Popović L. Č., Oscoz A., 2002b, ApJ, 576, 640
- Aghanim N. et al., 2020, Astronomy & Astrophysics, 641, A6
- Agol E., Jones B., Blaes O., 2000, ApJ, 545, 657
- Agol E., Krolik J., 1999, ApJ, 524, 49
- Antonucci R., 1993, ARA&A, 31, 473
- Assef R. J. et al., 2011, ApJ, 742, 93
- Bartelmann M., Narayan R., 1995, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 336, Holt S. S., Bennett C. L., eds, Dark Matter, p. 307
- Bennert N., Jungwiert B., Komossa S., Haas M., Chini R., 2006, A&A, 459, 55
- Bennett A. S., 1962, MNRAS, 68, 163
- Blackburne J. A., Pooley D., Rappaport S., Schechter P. L., 2011, ApJ, 729, 34
- Braibant L., Hutsemékers D., Sluse D., Anguita T., 2016, A&A, 592, A23
- Braibant L., Hutsemékers D., Sluse D., Anguita T., García-Vergara C. J., 2014, A&A, 565, L11
- Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, ApJ, 345, 245
- Chae K.-H., Turnshek D. A., Khersonsky V. K., 1998, ApJ, 495, 609
- Chang K., Refsdal S., 1979, Nature, 282, 561

- Cheng J., Mailund T., 2015, *Computational Biology and Chemistry*, 360
- Clough S., Shephard M., Mlawer E., Delamere J., Iacono M., Cady-Pereira K., Boukabara S., Brown P., 2005, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 91, 233
- Croom S. M. et al., 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 356, 415
- DESI Collaboration et al., 2016, arXiv e-prints, arXiv:1611.00036
- Eddington A. S., 1919, *The Observatory*, 42, 119
- Edge D. O., Shakeshaft J. R., McAdam W. B., Baldwin J. E., Archer S., 1959, *MNRAS*, 68, 37
- Eigenbrod A., Courbin F., Meylan G., Agol E., Anguita T., Schmidt R. W., Wambsganss J., 2008a, *A&A*, 490, 933
- Eigenbrod A., Courbin F., Meylan G., Vuissoz C., Magain P., 2006, *A&A*, 451, 759
- Eigenbrod A., Courbin F., Sluse D., Meylan G., Agol E., 2008b, *A&A*, 480, 647
- Einstein A., 1905, *Annalen der Physik*, 322, 891
- Einstein A., 1916, *Annalen der Physik*, 354, 769
- Eisenhauer F. et al., 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4841, Iye M., Moorwood A. F. M., eds, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, p. 1548
- Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019, *ApJ*, 875, L1
- Falco E. E. et al., 1999a, *ApJ*, 523, 617
- Falco E. E. et al., 1999b, arXiv e-prints, astro
- Fian C., Guerras E., Mediavilla E., Jiménez-Vicente J., Muñoz J. A., Falco E. E., Motta V., Hanslmeier A., 2018, *ApJ*, 859, 50
- Fian C., Mediavilla E., Motta V., Jiménez-Vicente J., Muñoz J. A., Chelouche D., Hanslmeier A., 2021, *A&A*, 653, A109

- Filippenko A. V., 1989, *ApJ*, 338, L49
- Francis P. J., Hewett P. C., Foltz C. B., Chaffee F. H., Weymann R. J., Morris S. L., 1991, *ApJ*, 373, 465
- Freudling W., Romaniello M., Bramich D., Ballester P., Forchi V., García-Dabó C., Moehler S., Neeser M., 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 559, A96
- Goicoechea L. J. et al., 2020, *A&A*, 637, A89
- Guerras E., Dai X., Mediavilla E., 2020, *ApJ*, 896, 111
- Guerras E., Mediavilla E., Jimenez-Vicente J., Kochanek C. S., Muñoz J. A., Falco E., Motta V., 2013, *ApJ*, 764, 160
- Haardt F., Maraschi L., 1991, *ApJ*, 380, L51
- Hewitt J. N., Turner E. L., Schneider D. P., Burke B. F., Langston G. I., 1988, *Nature*, 333, 537
- Hogg D. W., 1999, arXiv preprint astro-ph/9905116
- Hubble E., 1929, *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168
- Huchra J., Gorenstein M., Kent S., Shapiro I., Smith G., Horine E., Perley R., 1985, *The Astronomical Journal*, 90, 691
- Impey C. D., Falco E. E., Kochanek C. S., Lehár J., McLeod B. A., Rix H. W., Peng C. Y., Keeton C. R., 1998, *ApJ*, 509, 551
- Irwin M. J., Webster R. L., Hewett P. C., Corrigan R. T., Jedrzejewski R. I., 1989, *AJ*, 98, 1989
- Jiménez-Vicente J., Mediavilla E., Kochanek C. S., Muñoz J. A., Motta V., Falco E., Mosquera A. M., 2014, *ApJ*, 783, 47
- Jiménez-Vicente J., Mediavilla E., Muñoz J. A., Kochanek C. S., 2012, *ApJ*, 751, 106
- Kaiser N., Squires G., 1993, *ApJ*, 404, 441
- Kayser R., Refsdal S., Stabell R., 1986, *A&A*, 166, 36

- Keeton C. R., 2001, arXiv e-prints, astro
- Kent S. M., Falco E. E., 1988, AJ, 96, 1570
- Klimov Y. G., 1963, Soviet Physics Doklady, 8, 119
- Kochanek C., Dai X., Falco E., Morgan N., 2005, A Mid-Infrared Survey of Gravitational Lenses, Spitzer Proposal ID 20451
- Kochanek C. S., 1991, ApJ, 373, 354
- Kochanek C. S., 2004, ApJ, 605, 58
- Kochanek C. S., Falco E. E., Impey C. D., Lehár J., McLeod B. A., Rix H. W., 1999, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 470, Holt S., Smith E., eds, After the Dark Ages: When Galaxies were Young (the Universe at $2 < Z < 5$), p. 163
- Koptelova E. A., Oknyanskij V. L., Shimanovskaya E. V., 2006, A&A, 452, 37
- Kormann R., Schneider P., Bartelmann M., 1994, A&A, 284, 285
- Lee D.-W., Surdej J., Moreau O., Libbrecht C., Claeskens J. F., 2005, arXiv e-prints, astro
- Lehár J. et al., 2000, ApJ, 536, 584
- Lewis G. F., Belle K. E., 1998, MNRAS, 297, 69
- Liebes S., 1964, Physical Review, 133, 835
- Marziani P., Sulentic J. W., Negrete C. A., Dultzin D., Zamfir S., Bachev R., 2010, MNRAS, 409, 1033
- Matthews T. A., Sandage A. R., 1963, ApJ, 138, 30
- Mediavilla E., Jiménez-Vicente J., Fian C., Muñoz J. A., Falco E., Motta V., Guerras E., 2018, ApJ, 862, 104
- Mediavilla E., Mediavilla T., Muñoz J. A., Ariza O., Lopez P., Gonzalez-Morcillo C., Jimenez-Vicente J., 2011a, ApJ, 741, 42
- Mediavilla E. et al., 2009, ApJ, 706, 1451

- Mediavilla E. et al., 2011b, *ApJ*, 730, 16
- Mediavilla E., Muñoz J. A., Lopez P., Mediavilla T., Abajas C., Gonzalez-Morcillo C., Gil-Merino R., 2006, *ApJ*, 653, 942
- Mejía-Restrepo J. E., Trakhtenbrot B., Lira P., Netzer H., Capellupo D. M., 2016, *MNRAS*, 460, 187
- Melo A. et al., 2021, *A&A*, 656, A108
- Metropolis N., Ulam S., 1949, *Journal of the American Statistical Association*, 44, 335
- Morgan C. W., Kochanek C. S., Dai X., Morgan N. D., Falco E. E., 2008, *ApJ*, 689, 755
- Mortonson M. J., Schechter P. L., Wambsganss J., 2005a, *ApJ*, 628, 594
- Mortonson M. J., Schechter P. L., Wambsganss J., 2005b, *ApJ*, 628, 594
- Mosquera A. M., Kochanek C. S., 2011, *ApJ*, 738, 96
- Mosquera A. M., Muñoz J. A., Mediavilla E., 2009, *ApJ*, 691, 1292
- Mosquera A. M., Muñoz J. A., Mediavilla E., Kochanek C. S., 2011, *ApJ*, 728, 145
- Motta V., Mediavilla E., Falco E., Muñoz J. A., 2012, *The Astrophysical Journal*, 755, 82
- Motta V. et al., 2002, *ApJ*, 574, 719
- Motta V., Mediavilla E., Rojas K., Falco E. E., Jiménez-Vicente J., Muñoz J. A., 2017, *ApJ*, 835, 132
- Muñoz J. A., Mediavilla E., Kochanek C. S., Falco E. E., Mosquera A. M., 2011, *ApJ*, 742, 67
- Muñoz J. A., Vives-Arias H., Mosquera A. M., Jiménez-Vicente J., Kochanek C. S., Mediavilla E., 2016a, *ApJ*, 817, 155
- Muñoz J. A., Vives-Arias H., Mosquera A. M., Jiménez-Vicente J., Kochanek C. S., Mediavilla E., 2016b, *ApJ*, 817, 155
- Nelder J. A., Mead R., 1965, *The computer journal*, 7, 308

-
- Noll S., Kausch W., Barden M., Jones A. M., Szyszka C., Kimeswenger S., Vinther J., 2012, *A&A*, 543, A92
- Paczynski B., 1986, *ApJ*, 301, 503
- Paczynski B., 1991, *ApJ*, 371, L63
- Paczynski B., 1996, arXiv preprint astro-ph/9604011
- Peng C. Y., Impey C. D., Rix H.-W., Kochanek C. S., Keeton C. R., Falco E. E., Lehár J., McLeod B. A., 2006, *ApJ*, 649, 616
- Peterson B. M., 1997, *An Introduction to Active Galactic Nuclei*
- Pindor B., Turner E. L., Lupton R. H., Brinkmann J., 2003, *The Astronomical Journal*, 125, 2325
- Pooley D., Rappaport S., Blackburne J., Schechter P. L., Schwab J., Wambsganss J., 2009, *ApJ*, 697, 1892
- Rees M. J., 1984, *ARA&A*, 22, 471
- Refsdal S., 1964a, *MNRAS*, 128, 307
- Refsdal S., 1964b, *MNRAS*, 128, 295
- Refsdal S., 1966a, *MNRAS*, 134, 315
- Refsdal S., 1966b, *MNRAS*, 132, 101
- Rix H.-W., Schneider D. P., Bahcall J. N., 1992, *AJ*, 104, 959
- Rojas K., Motta V., Mediavilla E., Falco E., Jiménez-Vicente J., Muñoz J. A., 2014, *The Astrophysical Journal*, 797, 61
- Rojas K., Motta V., Mediavilla E., Jiménez-Vicente J., Falco E., Fian C., 2020, *ApJ*, 890, 3
- Rupprecht G., Böhnhardt H., 2000, *Fors1+ 2 user manual v1. 4*, Technical report, VLT-MAN-ESO-13100-1543
- Salpeter E. E., 1964, *ApJ*, 140, 796

- Schechter P. L., Wambsganss J., Lewis G. F., 2004, *ApJ*, 613, 77
- Schmidt M., 1963, *Nature*, 197, 1040
- Schmidt R., Webster R. L., Lewis G. F., 1998, *MNRAS*, 295, 488
- Schneider D. P., Turner E. L., Gunn J. E., Hewitt J. N., Schmidt M., Lawrence C. R., 1988, *AJ*, 95, 1619
- Schneider P., Ehlers J., Falco E., 1992, *Gravitational lenses gravitational lenses*, xiv, 560 pp. 112 figs
- Schneider P., Ehlers J., Falco E. E., 1992, *Gravitational Lenses*
- Schneider P., Kochanek C., Wambsganss J., 2006, *Gravitational Lensing: Strong, Weak and Micro: Saas-Fee Advanced Course 33, Vol. 33*. Springer Science & Business Media
- Schneider P., Weiss A., 1986, *A&A*, 164, 237
- Seyfert C. K., 1943, *ApJ*, 97, 28
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, 500, 33
- Sluse D., Claeskens J. F., Hutsemékers D., Surdej J., 2007, *A&A*, 468, 885
- Sluse D., Hutsemékers D., Courbin F., Meylan G., Wambsganss J., 2012, *A&A*, 544, A62
- Sluse D. et al., 2011, *A&A*, 528, A100
- Smette A. et al., 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 576, A77
- Thompson R. I., 1991, *Advances in Space Research*, 11, 295
- Tody D., 1986, in *1986 Astronomy Conferences*, International Society for Optics and Photonics, p. 733
- Turner E. L., Ostriker J. P., Gott I., J. R., 1984, *ApJ*, 284, 1
- Urry C. M., Padovani P., 1995, *PASP*, 107, 803
- Vernet J. et al., 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 536, A105

- Vestergaard M., Wilkes B. J., 2001, *ApJS*, 134, 1
- von Soldner J. G., 1804, *Berliner Astronomisches Jahrbuch*, 161
- Walsh D., Carswell R. F., Weymann R. J., 1979, *Nature*, 279, 381
- Wambsganss J., 1998, *Living Reviews in Relativity*, 1, 12
- Wambsganss J., 2006, in Meylan G., Jetzer P., North P., Schneider P., Kochanek C. S., Wambsganss J., eds, *Saas-Fee Advanced Course 33: Gravitational Lensing: Strong, Weak and Micro*, p. 453
- Wambsganss J., Paczynski B., 1991, *The Astronomical Journal*, 102, 864
- Wambsganss J., Paczynski B., 1994, *AJ*, 108, 1156
- Wambsganss J., Paczyński B., Katz N., 1989, in Moran J. M., Hewitt J. N., Lo K.-Y., eds, *Gravitational Lenses*, Vol. 330. p. 209
- Wambsganss J., Paczynski B., Schneider P., 1990a, *ApJ*, 358, L33
- Wambsganss J., Paczynski B., Schneider P., 1990b, *ApJ*, 358, L33
- Witt H. J., Mao S., Schechter P. L., 1995, *ApJ*, 443, 18
- Wolfram S., 1999, *The Mathematica*. Cambridge university press Cambridge
- Woltjer L., 1959, *ApJ*, 130, 38
- Woźniak P. R., Alard C., Udalski A., Szymański M., Kubiak M., Pietrzyński G., Zebruń K., 2000, *ApJ*, 529, 88
- Wyithe J. S. B., Agol E., Fluke C. J., 2002, *MNRAS*, 331, 1041
- Young P., Deverill R. S., Gunn J. E., Westphal J. A., Kristian J., 1981, *ApJ*, 244, 723
- Zalesky L., Ebeling H., 2020, *MNRAS*, 498, 1121
- Zel'dovich Y. B., 1964, *Soviet Physics Doklady*, 9, 195
- Zwicky F., 1937, *Physical Review*, 51, 290