

00372



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

VARIABILIDAD DE LÍNEAS DE EMISIÓN EN CUASARES.

1990

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE

MAESTRO EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A

MAURICIO ARGOTE CORTÉS



DIRECTORES DE TESIS: DRA. DEBORAH DULTZIN KESSLER
DR. JOSÉ ANTONIO DE DIEGO ONSURBE

2001



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Matecheri.

“Todo debe permitirse el hombre, menos el olvido.”... dijo un escritor mexicano, ya fallecido.

Cuando hacía la tesis, no pensaba hacer esta página; por el contrario. Las condiciones no invitaban a la palabra.

Pero las palabras de ese escritor, sí invitaron a mi memoria.

Gracias a las, y los, que me rescataron del olvidar.

A los que invocaron con el recuerdo a otra forma de reencuentro.

A los que cuidaron de la esperanza, cuando ésta se hallaba extraviada.

A los que al mirarme y mirarlos nos transformamos en espejos que multiplicaron los sueños.

A quien corresponda...

Índice General

Matecheri.	i
Resumen.	ix
1 Generalidades.	1
1.1 Procesos de emisión en Núcleos Activos de Galaxias.	1
1.1.1 Parámetros básicos para las nubes de gas.	1
1.1.2 Condiciones físicas en los AGN: Los espectros hablan.	6
1.2 Subdivisiones espectrales en los AGN.	11
1.2.1 Galaxias Seyfert, cuasares y radiogalaxias.	11
1.2.2 Distinción entre Radio-fuertes y Radio-callados.	14
1.3 Asimetrías, líneas multicomponentes, muy anchas y dobles picos.	15
1.4 Variabilidad en Núcleos Activos de Galaxias.	16
1.4.1 Variabilidad del continuo.	16
1.4.2 Variabilidad de líneas.	17
1.5 ¿Hasta dónde se ha llegado?	22
1.5.1 Limitaciones.	22
1.5.2 Posibles caminos a futuro.	24
2 Espectroscopía óptica en galaxias Seyfert.	27
2.1 Criterios de selección de la muestra.	27
2.1.1 Propósito de este trabajo.	27
2.1.2 La muestra.	28

2.2	Observaciones.	28
2.3	Procesamiento de los datos.	29
2.3.1	Fuentes de contaminación e incertidumbre.	31
2.3.2	El caso de Fe II _{opt}	32
2.3.3	Calibraciones en flujo y longitud de onda.	37
2.3.4	Continuo.	39
3	Análisis de componentes espectrales en Hα, Hβ y He II. — Variabilidad.	47
3.1	Markarian 926.	47
3.1.1	Descomposición de las líneas de Balmer.	49
3.1.2	Consideraciones sobre He II λ 4686.	50
3.1.3	Parámetros involucrados y ajustes.	51
3.1.4	Escenarios posibles.	61
3.2	Otros casos interesantes.	68
3.2.1	III Zw 2.	68
3.2.2	Markarian 304.	68
4	Conclusiones.	73
4.1	Markarian 926.	73
4.2	III Zw 2.	75
4.3	Markarian 304.	75
	Apéndices:	76
A	Figuras Anexas.	77
A.1	Comentarios preliminares:	77
B	El programa “statist”.	95
B.1	Comentarios preliminares:	95
B.2	Programa en Fortran 77:	95
	Bibliografía	99

Índice de Figuras

1.1	Diagramas de niveles de energía para [O III] y [N II]	4
1.2	Diagramas de niveles de energía para [O II] y [S II]	4
1.3	Cocientes de intensidad para [O II] y [S II] como función de N_e	5
1.4	Emisión sincrotrónica y emisión térmica no estelar del disco de acreción en espectro de AGN.	7
1.5	Familias de AGN, agrupadas de acuerdo a la potencia relativa en radio, ancho de líneas de emisión y variabilidad.	12
1.6	Esquema de perfil de doble pico en líneas anchas de emisión.	21
1.7	Esquema global de un AGN.	23
2.1	Contaminación por Fe II _{opt} en H β y [O III] $\lambda\lambda$ 4959, 5007 para III Zw 2.	36
2.2	Contaminación por Fe II _{opt} en H β y [O III] $\lambda\lambda$ 4959, 5007 para Mkn 304.	37
2.3	Contaminación por Fe II _{opt} en H β y [O III] $\lambda\lambda$ 4959, 5007 para Mkn 926.	38
2.4	Espectros ópticos de III Zw 2 para 1987 y 1990.	40
2.5	Espectros ópticos de III Zw 2 para 1994, 1995, y 1997.	41
2.6	Espectros ópticos de Mkn 304 para 1986 y 1989.	42
2.7	Espectros ópticos de Mkn 304 para 1990 y 1997.	43
2.8	Espectros ópticos de Mkn 926 para 1978 y 1989.	44
2.9	Espectros ópticos de Mkn 926 para 1993 y 1997.	45
3.1	Evolución de la velocidad radial para 5 componentes de H α en Mkn 926.	63
3.2	Esquema de las regiones emisoras del doble pico en H α	64
3.3	Rectas ajustadas para la evolución de v_r de las componentes de doble pico en H α	66
3.4	Curva de luz para emisión de continuo bajo H α en Mkn 926.	67

3.5	Curva de luz para emisión de continuo bajo $H\beta$ en III Zw 2.	69
3.6	Espectros de $H\beta$ en III Zw 2 entre 1987 y 1997.	70
3.7	Espectros de $H\beta$ en Mkn 304 entre 1986 y 1997.	71
A.1	Ajuste de $H\alpha$ con 5 componentes. Espectro de 1978.	79
A.2	Ajuste de $H\alpha$ con 5 componentes. Espectro de 1989.	80
A.3	Ajuste de $H\alpha$ con 5 componentes. Espectro de 1993.	81
A.4	Ajuste de $H\alpha$ con 5 componentes. Espectro de 1997.	82
A.5	Ajuste de $H\alpha$ con 3 componentes. Espectro de 1978.	83
A.6	Ajuste de $H\alpha$ con 3 componentes. Espectro de 1989.	84
A.7	Ajuste de $H\alpha$ con 3 componentes. Espectro de 1993.	85
A.8	Ajuste de $H\alpha$ con 3 componentes. Espectro de 1997.	86
A.9	Ajuste de $H\beta$ con 5 componentes. Espectro de 1978.	87
A.10	Ajuste de $H\beta$ con 5 componentes. Espectro de 1989.	88
A.11	Ajuste de $H\beta$ con 5 componentes. Espectro de 1993.	89
A.12	Ajuste de $H\beta$ con 5 componentes. Espectro de 1997.	90
A.13	Ajuste de $H\beta$ con 3 componentes. Espectro de 1978.	91
A.14	Ajuste de $H\beta$ con 3 componentes. Espectro de 1989.	92
A.15	Ajuste de $H\beta$ con 3 componentes. Espectro de 1993.	93
A.16	Ajuste de $H\beta$ con 3 componentes. Espectro de 1997.	94

Índice de Tablas

1.1	Clasificación básica en los AGN.	12
1.2	Poblaciones de RQ.	15
2.1	La muestra.	29
2.2	Observaciones.	30
3.1	Intensidades de algunas líneas de emisión en Mkn 926.	48
3.2	Ajustes a perfiles de líneas. $H\alpha$ con 5 componentes.	53
3.3	Ajustes a perfiles de líneas. $H\alpha$ con 3 componentes.	55
3.4	Ajustes a perfiles de líneas. $H\beta$ con 5 componentes.	56
3.5	Ajustes a perfiles de líneas. $H\beta$ con 3 componentes.	57
3.6	Velocidades radiales de $H\alpha$ respecto a $v_{galaxia}$	60
3.7	Relación de flujos y anchos para componentes de doble pico.	60
3.8	FWHM promedio de $H\alpha$	61
3.9	Cocientes de intensidades de líneas.	61

Resumen.

Sigue sin ser claro cuál es el origen de la variabilidad en los perfiles de líneas emitidas por los núcleos activos de galaxias. Cualquier interpretación de la respuesta de las líneas anchas a los cambios del continuo depende de la geometría supuesta para la región de líneas anchas. Sin embargo, hay evidencias independientes que apuntan a regiones de líneas anchas multicomponentes (como las detecciones de una componente muy ancha, poco variable, en las líneas de Balmer o de He II $\lambda 4686$). En la actualidad, existen técnicas (como el mapeo por reverberación, el análisis de componentes principales y análisis de correlación cruzada) que presentan caminos interesantes para el desarrollo y caracterización de los posibles modelos de los núcleos activos. De estas técnicas, así como de comparaciones de perfiles y estudios estadísticos, se ha inferido que la región de líneas anchas es un medio fotoionizado con estratificación. Con ello, si pensamos en una geometría esférica, el gas más ionizado y de mayor dispersión de velocidades se encontrará más cerca del centro, para luego decrecer conforme el gas esté más lejos.

Se ha planteado que las alas de las líneas de Balmer y algunas líneas altamente ionizadas podrían surgir de regiones de líneas muy anchas (con velocidades de $\sim 10^4$ km s $^{-1}$). Éstas, tendrían propiedades que difieren notablemente de las existentes en las regiones de líneas anchas (con velocidades típicas de $\sim 2 \rightarrow 6 \times 10^4$ km s $^{-1}$). Por otro lado, diversos monitoreos en fuentes radio-fuertes y radio-calladas han revelado en algunos perfiles de las líneas de Balmer la existencia de dobles picos variables en sus alas. Han surgido ajustes con modelos de discos de acreción para explicar individualmente, y de manera satisfactoria, los perfiles observados de dobles picos en algunas líneas de emisión de los núcleos activos de galaxias. El otro escenario que ha respondido adecuadamente a las interrogantes de esta fenomenología, es el modelaje de líneas ópticas a partir de estructuras bicónicas como alternativas a la emisión de discos. La fenomenología aún rebasa a los modelos actuales, y cada caso se ha resuelto como una situación particular dentro de las múltiples peculiaridades que día con día se descubren en los núcleos activos de galaxias.

En este trabajo de tesis, el objetivo perseguido fue estudiar las variaciones espectrales de las líneas de emisión ópticas de 15 núcleos activos de galaxias, seleccionadas con corrimientos al rojo de $0.03 \lesssim z \lesssim 0.2$. La muestra recabada contempló espectros de alta resolución y señal a ruido, obtenidos en diversos observatorios (entre ellos se contó con el Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir, México).

Seleccionamos tres fuentes de la muestra original, donde encontramos variaciones y características relevantes. Estos objetos fueron: III Zw 2, Mkn 304 y Mkn 926. El rasgo más sobresaliente, y al cual nos enfocamos con mayor profundidad en esta tesis, fue la variación de las alas de las líneas de Balmer en Mkn 926. Tal comportamiento en los perfiles lo interpretamos como un doble pico, mismo que analizamos con detalle para la emisión de $H\alpha$. Elaboramos un modelo acorde a nuestras observaciones, considerando la emisión del doble pico como producido por nubes en rotación alrededor de la fuente central. Para ese mismo objeto, encontramos también una componente ancha, o muy ancha, en el perfil de $He II \lambda 4686$, pero sin variaciones significativas. Finalmente, abordamos las posibles variaciones y el carácter multicomponente de los perfiles de $H\beta$ en III Zw 2 y Mkn 304, esbozando los posibles escenarios que explican los comportamientos observados. Destacamos para Mkn 304, la presencia de otro doble pico, cuya naturaleza de emisión puede ser distinta a la de Mkn 926.

La estructura temática de la tesis es la siguiente:

Dedicamos el **capítulo 1** a una descripción del estado actual en los estudios de variabilidad de líneas de emisión en cuasares y otros núcleos activos.

En el **capítulo 2**, presentamos la compilación de espectros hecha para la tesis, y el procesamiento de datos previo al análisis de los espectros. Los pasos preparatorios fueron: (1) Aislar a la emisión de $H\beta$ de la contaminación por $Fe II_{opt}$. (2) Normalizar los espectros al flujo de las líneas de $[O III] \lambda\lambda 4959, 5007$, para comparar las propiedades de las líneas. Y, (3) remover el continuo en cada objeto.

Ya en el **capítulo 3**, determinamos los parámetros y componentes para los perfiles de cada espectro de Mkn 926, mismos que analizamos para elaborar un modelo que describiera las observaciones. Finalmente, presentamos las características y particularidades halladas en los espectros de III Zw 2 y Mkn 304, así como una breve discusión de los escenarios que podrían describir tales variaciones en los perfiles.

El **capítulo 4** sintetiza los principales resultados y presenta las conclusiones del análisis hecho para las tres fuentes mencionadas en el párrafo anterior.

Se presentan además, dos apéndices:

Apéndice A: Figuras Anexas. Éstas corresponden a los gráficos arrojados por el paquete Peak Fitting Module para la descomposición de perfiles de Mkn 926.

Apéndice B: Programa “*statst*”. Aquí se describe el empleo del programa para el cálculo de residuos y la determinación del mejor ajuste para descontaminación del $Fe II_{opt}$.

Capítulo 1

Generalidades.

1.1 Procesos de emisión en Núcleos Activos de Galaxias.

Los núcleos activos de galaxias (para los cuales en adelante usaremos las siglas del inglés AGN: Active Galactic Nuclei¹), se encuentran entre los objetos más espectaculares del universo. Producen luminosidades gigantescas (que en ocasiones pueden aparentar ser de 10^4 veces la luminosidad de una galaxia típica) en volúmenes muy reducidos ($\ll 1 \text{ pc}^3$; Krolik 1999). Esta radiación puede provenir de un intervalo de frecuencias extraordinariamente extenso y muestran un espectro continuo con $dL/d\log\nu \approx$ constante desde el infrarrojo (IR) hasta la región de rayos X (en algunos casos, hasta rayos γ ; ver tabla 1.1 de Krolik 1999)². Sus líneas espectrales son tan importantes como su continuo: en el óptico y ultravioleta (UV), pueden presentar líneas de emisión (y en ocasiones de absorción) cuyo flujo total es de varias décimas del flujo del continuo (en la misma región), y cuyos anchos sugieren velocidades de hasta 10^4 km s^{-1} .

En general, podemos considerar que se trata de un AGN cuando existe un fenómeno energético en la región central de una galaxia, que no puede ser atribuido de forma clara o directa a las estrellas (Peterson 1997). En éste capítulo revisaremos algunos procesos físicos que se llevan a cabo dentro de estas regiones, contemplaremos algunas diferencias que tienen los muy diversos miembros de esta familia, e iniciaremos el abordaje de la problemática y relación que guardan las líneas de emisión, la variabilidad y el entendimiento de qué podría estar sucediendo en estos objetos.

1.1.1 Parámetros básicos para las nubes de gas.

Los AGN no se resuelven espacialmente en su totalidad desde la Tierra, de modo que si queremos “ver” lo que en ellos ocurre, necesitamos hacer uso de nuestro conocimiento de regiones cercanas y mejor comprendidas. Comenzaremos así por revisar la física de

¹A lo largo de la presente tesis, para mantener una nomenclatura homogénea, las siglas serán extraídas de los términos en inglés. Además, es la nomenclatura más aceptada.

² $dL/d\log\nu$ podemos entenderlo si pensamos que la luminosidad por “banda” de frecuencias tiene una razón de cambio casi constante dentro del intervalo de frecuencias mencionado en el texto.

las nubes de gas galácticas, de modo que luego nos pueda llevar a entender cómo han respondido los distintos modelos creados frente al fenómeno de los AGN.

Dentro de una nube de gas estática, la temperatura queda determinada por el equilibrio entre el calentamiento por fotoionización y el enfriamiento dado por la radiación debida a recombinación, emisión libre-libre y excitación colisional. Esta radiación emitida depende de las abundancias de los elementos (determinadas por la historia evolutiva del gas) y de los valores locales para la ionización, densidad y temperatura (los cuales son determinados por el campo de radiación ionizante y las abundancias).

Un rasgo fundamental de una nebulosa son sus líneas de emisión. Éstas podemos dividir las, de acuerdo al mecanismo de excitación que las genere, en: *líneas de recombinación*, y *líneas excitadas colisionalmente*.

Las líneas de recombinación se producen cuando un ion y un electrón se recombinan para formar un átomo (u otro ion con menor nivel de ionización). Al recombinarse el electrón en un nivel de energía excitado, éste decaerá luego a otros niveles de menos energía hasta alcanzar el estado base, en un proceso conocido como *en cascada*, y produciendo todas las líneas de emisión permitidas para el átomo (o ion) recombinado (como por ejemplo de H I, He I y He II). El otro proceso que pone a un átomo o ion en estado excitado del que podrá decaer posteriormente emitiendo fotones, es por colisiones con otra partícula (casi siempre electrones térmicos). La energía cinética promedio de un electrón dentro del gas, a temperatura T , será $\sim kT$, donde k es la constante de Boltzmann. La energía de excitación sobre el estado base para un ion es E_{ij} , de modo que se requiere que $kT \sim E_{ij}$ para producir una excitación apreciable. Cuando el ion excitado decae, si la línea es emitida por la transición desde el primer nivel excitado hasta el base, tenemos lo que se conoce como *línea de resonancia* (ver capítulo 6 de Emerson 1996). Estas líneas generalmente se encuentran en el UV (como es el caso del C IV $\lambda\lambda 1548, 1550$, Mg II $\lambda\lambda 2798$, y Ly α $\lambda 1216$).

Si suponemos que la nube tiene densidad muy baja, entonces los únicos procesos por considerar son las capturas y las transiciones radiativas en cascada (las colisiones son despreciables aquí). En la teoría sobre emisión de líneas de recombinación, se conoce como *Caso A* al que parte de la hipótesis de que todos los fotones emitidos en la nube escapan sin que hayan absorciones, por lo que no producen más transiciones ascendentes. Este caso es una buena aproximación para nebulosas ópticamente delgadas a Ly α de H I, aunque tales nebulosas puedan contener muy poco gas y sean demasiado débiles para ser observadas con facilidad.

Las nubes con cantidades observables de gas suelen tener grandes profundidades ópticas en la línea resonante de Ly α . Por lo que una mejor aproximación supone que cada fotón de Ly α es dispersado muchas veces, convirtiéndose en fotones de series menores (§ 4.2 de Osterbrock 1989). Esta aproximación para grandes profundidades ópticas se conoce como *Caso B*. En la realidad, la situación es intermedia a estos dos extremos.

Ahora bien, para conocer la temperatura en una nube de gas, suponiendo todavía un régimen de baja densidad, necesitamos medir los cocientes de pares de líneas emitidas por un solo ion desde dos niveles con energías de excitación considerablemente distintas. Si lo que queremos determinar es la densidad electrónica en la nube, entonces medimos los cocientes de intensidades de dos líneas emitidas por un solo ion desde dos niveles con

prácticamente la misma energía (de modo que la dependencia con el término $e^{[-\frac{\Delta E}{kT}]}$ de la ecuación de Boltzmann sea despreciable en el cociente), pero con diferentes probabilidades de transición. Conociendo la temperatura y la densidad electrónica de una nebulosa, la intensidad observada de una línea nos permite deducir el número total de iones responsables de la emisión.

Entendamos primero cómo determinar la temperatura. Las tasas de excitación relativas a los niveles 1S ([O III] $\lambda 4363$) y 1D ([O III] $\lambda 4959$ y $\lambda 5007$) dependen fuertemente de la temperatura, de modo que las intensidades relativas de las líneas emitidas por estos niveles pueden usarse para medir la temperatura electrónica. En el límite de baja densidad, cada excitación al nivel 1D resulta en la emisión de un fotón, ya sea de 5007 \AA o de 4959 \AA , con las probabilidades relativas dadas por el cociente de las probabilidades de transición, el cual es cercano a 3:1. A densidades mayores que 10^5 cm^{-3} , la desexcitación colisional comienza a ser significativa.

Insertando valores numéricos de las intensidades de colisión y las probabilidades de transición, el cociente de intensidades para [O III] en función de la temperatura queda

$$\frac{j_{\lambda 4959} + j_{\lambda 5007}}{j_{\lambda 4363}} = \frac{7.73 e^{(3.29 \times 10^4)/T}}{1 + 4.5 \times 10^{-4} (N_e/T^{1/2})}. \quad (1.1)$$

donde N_e es la densidad electrónica del gas. El ion de O^{++} tiene varias resonancias, lo cual resulta en la variación de las intensidades de colisión promedio en función de la temperatura; ello hace que la ecuación anterior no sea exacta (aunque la diferencia por ese error en tal ecuación es pequeña).

En forma similar, se tiene para [N II] otro cociente sensible a la temperatura, el cual es:

$$\frac{j_{\lambda 6548} + j_{\lambda 6583}}{j_{\lambda 755}} = \frac{6.91 e^{(2.50 \times 10^4)/T}}{1 + 2.5 \times 10^{-3} (N_e/T^{1/2})}. \quad (1.2)$$

Aún cuando la desexcitación colisional no sea despreciable, y con un estimado no muy preciso de la densidad electrónica sustituido dentro del término correctivo en el denominador, es posible obtener un buen valor de T. Por otra parte, las intensidades de las líneas observadas deben corregirse por extinción interestelar, pero esta corrección generalmente no es muy grande debido a que las líneas sensibles a la temperatura, tanto en [O III] como en [N II], están muy próximas en longitud de onda. Para mejorar la claridad de estos procesos, en la FIGURA 1.1 mostramos los diagramas de niveles de energía para O^{++} y S^+ con las líneas utilizadas en la determinación de la temperatura del gas. Si nos auxiliamos de las ecuaciones anteriores, podemos notar un elemento importante en la selección de las líneas a utilizar cuando se busca la temperatura: las líneas de [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$ (así como las de [N II] $\lambda\lambda 6548, 6583$ en el caso de S^+) provienen de un mismo nivel de energía. Al comparar con otra línea del mismo ion, ésta debe provenir de otro nivel energético.

Ahora revisemos el caso de la densidad electrónica. El promedio de ésta en una nebulosa puede medirse observando los efectos de la desexcitación colisional. Al comparar las intensidades de dos líneas del mismo ion, emitidas por niveles con energías de excitación

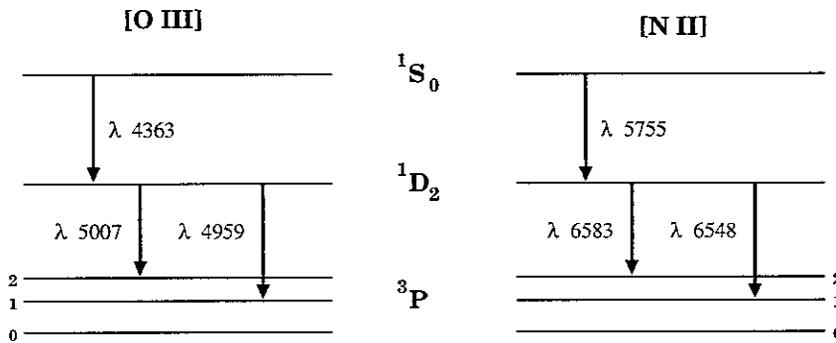


Figura 1.1: Diagramas de niveles de energía para los términos menores de [O III] y [N II], desde la configuración base $2p^2$. El término fundamental $3p$ se exageró para mayor claridad. Adaptado de: Osterbrock (1989).

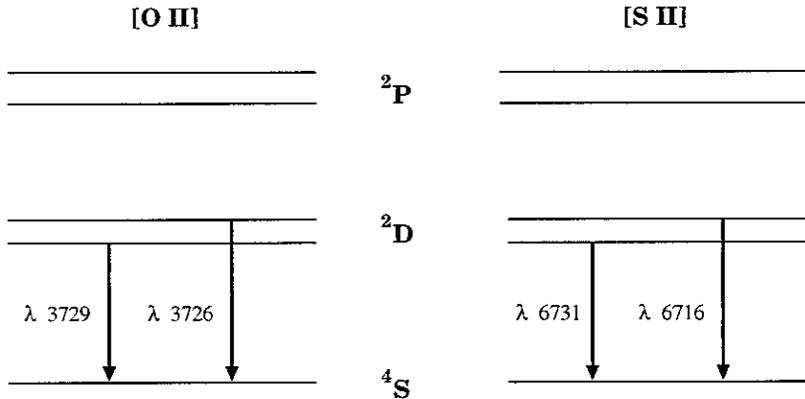


Figura 1.2: Diagramas de niveles de energía para la configuración base $2p^3$ del [O II] y $3p^3$ del [S II]. Adaptado de: Osterbrock (1989).

muy similares, tenemos entonces que las tasas relativas de excitación en los dos niveles dependen únicamente de las intensidades de colisión. Luego, si los dos niveles tienen probabilidades de transición radiativa (es decir, tasas de desexcitación colisional) diferentes, las poblaciones relativas de los dos niveles dependerán de la densidad, y así el cociente de intensidades de las líneas dependerá también de la densidad. Los mejores ejemplos de líneas usadas para medir la densidad electrónica son [O II] $\lambda 3729/\lambda 3726$ y [S II] $\lambda 6716/\lambda 6731$. En este caso, como apreciamos en la FIGURA 1.2, las líneas correspondientes de [O II] y [S II] provienen de niveles de energía distintos, pero llegan a un nivel energético común. La solución completa de las ecuaciones de equilibrio da una variación detallada del cociente de intensidades en función de la densidad electrónica, como se ve en la FIGURA 1.3.

Cuando en la nube de gas se emite una línea, la transición entre dos niveles de energía de una partícula (con diferencia de energía ΔE y frecuencia emitida $\nu_0 = \Delta E/h$) nunca es monocromática, sino tiene un perfil $\phi(\nu)$, normalizado de forma que $\int_{-\infty}^{\infty} \phi(\nu) d\nu = 1$ (§ 1.3.2 de Estalella y Anglada 1996). En adelante, haremos la simplificación $\Delta\nu_{1/2} \equiv \Delta\nu$, para el ancho a potencia media (FWHM: Full Width at Half Maximum) del perfil.

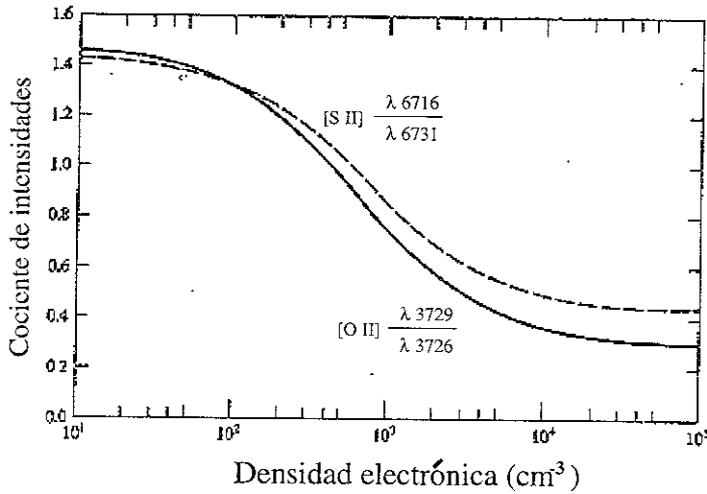


Figura 1.3: Cálculo de la variación de cocientes de intensidad para [O II] (línea sólida) y [S II] (línea segmentada) como función de N_e a $T = 10,000$ °K. A otras temperaturas las curvas son esencialmente correctas si la escala horizontal se toma como $N_e(10^4/T)^{1/2}$. Fuente: Osterbrock (1989).

La forma de $\phi(\nu)$ dependerá de las causas físicas que lo produzcan. Aún en el sistema de referencia de la partícula emisora, los fotones emitidos no tienen exactamente la misma frecuencia, debido al principio de incertidumbre de Heisenberg. El hecho mismo de producirse una transición indica que el tiempo de vida, t_{vida} del estado superior de energía es finito, y su energía queda indeterminada en un factor $\sim \hbar/t_{vida}$. Esto produce una dispersión de frecuencias $\Delta\nu \approx (2\pi t_{vida})^{-1}$. La distribución de los fotones según la frecuencia nos da un *perfil lorentziano*:

$$\phi(\nu) = \frac{2}{\pi\Delta\nu} \frac{1}{1 + \frac{4(\nu-\nu_0)^2}{\Delta\nu^2}}, \quad (1.3)$$

Este ensanchamiento intrínseco de la línea, que conocemos como *ensanchamiento natural*, es en la mayoría de las situaciones despreciable por su reducido valor.

Otro ensanchamiento presente en una nube de gas es el producido por los movimientos de las partículas, provocando un desplazamiento en frecuencias por efecto Doppler. Si la componente radial de la velocidad relativa al observador de una partícula es v_r , entonces el corrimiento en frecuencia (no relativista) es $(\nu - \nu_0)/\nu_0 = -v_r/c$ donde ν_0 es la frecuencia de la transición en el sistema de referencia de la partícula, y ν es la frecuencia observada. Suponiendo que las partículas siguen una distribución maxwelliana de velocidades, el perfil de la línea será *gaussiano* (reflejando la distribución de velocidades sobre la línea de visión):

$$\phi(\nu) = \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu} e^{-4 \ln 2 (\nu - \nu_0)^2 / \Delta\nu^2}, \quad (1.4)$$

El ensanchamiento del perfil de línea, en este caso recibe el nombre de *ensanchamiento térmico*.

El ensanchamiento en las líneas puede producirse por otro mecanismo, conocido como *ensanchamiento colisional*, o *por presión*, el cual se debe a la interacción entre las partículas, y es proporcional a la densidad numérica de éstas, así como a la presión del gas (capítulo 3 de Emerson 1996). El perfil producido es también *lorentziano* como en el ensanchamiento natural. Un primer enfoque de este ensanchamiento, ve el efecto de las interacciones como colisiones que interrumpen los procesos radiativos. Otro enfoque considera la emisión de un átomo con niveles de energía perturbados por partículas vecinas. Cada perturbación desplaza a la línea, de modo que el perfil final está dado por la distribución de distancias de cada perturbador, y el ensanchamiento es proporcional a la presión. Las alas de los perfiles colisionales decaen lentamente, a diferencia de los perfiles gaussianos, que son más puntiagudos y con caídas más bruscas. El ensanchamiento colisional (o natural, si la presión es muy baja) domina en las alas de las líneas, mientras que el ensanchamiento Doppler domina en el centro.

La turbulencia, por movimientos colectivos de los átomos, también puede producir ensanchamientos; aunque en ocasiones puede tratarse sólo de contribuciones de movimientos oscilatorios o de corrientes (los cuales no son estrictamente turbulentos en el sentido de la dinámica de fluidos).

1.1.2 Condiciones físicas en los AGN: Los espectros hablan.

1.1.2.1 Emisión de continuo.

Además de la emisión de líneas, el espectro continuo de los AGN puede ir desde radiofrecuencias hasta rayos X (y en ocasiones, hasta rayos γ). El continuo se genera en varias regiones, ya sea en el núcleo mismo, no resuelto, como en eyecciones³ y lóbulos muy extendidos. Para observar el continuo propio del AGN, debemos eliminar las componentes del continuo estelar integrado y el espectro de líneas de absorción existentes en la galaxia subyacente. Después de esto, la emisión del continuo que resta es la del AGN. Las líneas anchas de emisión con frecuencias entre los rayos X al óptico, se encuentran muy relacionadas con la parte más energética del continuo, producido por la fuente central. Esta relación se debe a que los rayos X son capaces de fotoionizar las nubes de gas en la vecindad del núcleo para producir un gran intervalo de ionizaciones.

El continuo observado en los AGN, tiene más de una componente. Una de ellas es la emisión sincrotrónica, que sigue una ley de potencias, por secciones, del tipo de

$$F_\nu \propto \nu^{-\alpha}, \quad (1.5)$$

donde $\alpha \leq 1$ es el índice espectral dependiente de la región a la que se le ajusta la ley. Es posible que la emisión en rayos X por encima de los 2 keV también sea multicomponente: por un lado, está la ley de potencias dominando entre los 2 y los 10 keV; y superpuesta a ella, alrededor de los 10 keV hay una emisión más plana, posiblemente generada por dispersión Compton y Compton inversa cerca de la fuente central (§ 4.3 y § 5.2 de Robson 1996). En el UV, hay también una componente de cuerpo negro debida al disco de acreción (Malkan

³Estas eyecciones son conocidas como *jets*.

y Sargent 1982, Robson 1996; ver también el ejemplo de la FIGURA 1.4). Esta componente para el continuo, puede ser la principal causante de la llamada “gran joroba azul” (*big blue bump*), que puede observarse entre los 2000 y 4000 Å; aunque también puede haber una contribución importante de líneas no resueltas de Fe II (Wills et al. 1985, Osterbrock 1989). En la región del IR al submilimétrico, las evidencias apuntan a una componente de cuerpo negro debida a la emisión del polvo calentado por el continuo (§ 5.2 de Robson 1996). Por ejemplo, la distribución espectral de energía (SED) de la galaxia Seyfert 2 NGC 1068 mostró una emisión en lejano-IR que se adjudicó a un disco circumnuclear a 3 kpc de la fuente central (Telesco et al. 1984). Finalmente, en radiofrecuencias la emisión está dominada por la radiación sincrotrónica.

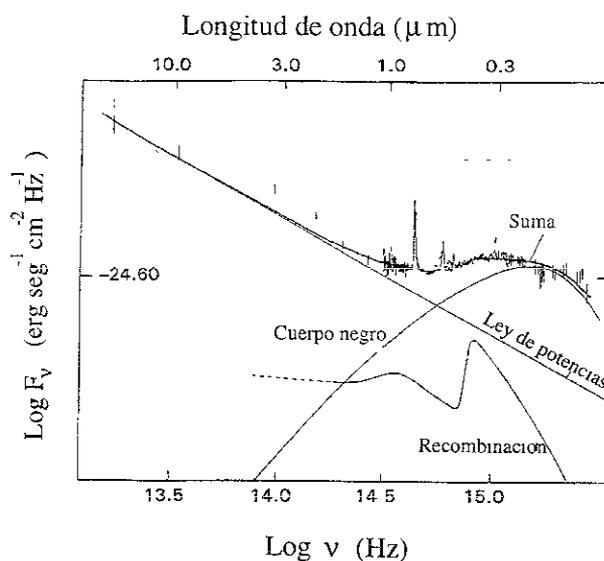


Figura 1.4: Espectro de 3C 273 desde el IR al UV, mostrando la composición de la emisión sincrotrónica (ley de potencias) y la emisión térmica no estelar del disco de acreción (cuerpo negro). Fuente: Malkan y Sargent (1982).

1.1.2.2 Emisión de líneas.

Las regiones de emisión de líneas (ELR: Emission Line Regions) nos pueden proveer de importantes indicadores para estudiar a la fuente central, ya que están cerca de ella (Peterson 1988). Condiciones como la estructura y cinemática de las ELR nos pueden ayudar a determinar importantes procesos físicos en el AGN, así como la masa del objeto central y el comportamiento del continuo a longitudes de onda fuera del óptico, mediante la radiación reprocesada en las líneas de emisión.

Las líneas de emisión angostas observadas en los AGN son parecidas a las de regiones H II y nebulosas planetarias. Sin embargo, el intervalo de ionizaciones es mayor en los AGN: no sólo observamos líneas como [O II], [O III], [N II] y [N III], sino también [O I], [N I], [Ne IV], [Fe VII] y hasta [Fe X]. Además, el ancho de estas líneas “angostas” tiende a ser mayor que el de las líneas angostas de regiones H II (en términos aproximados, el ancho

de las líneas angostas para una región H II suele ser $\lesssim 350 \text{ km s}^{-1}$, mientras que para los AGN se tienen $\text{FWHM} \gtrsim 400 \text{ km s}^{-1}$.

Todas las líneas anchas en los AGN son permitidas. Ninguna de las líneas prohibidas tiene anchos similares. La interpretación al respecto es que las líneas anchas son emitidas en una región en la cual la densidad electrónica es mayor que las densidades críticas de todos los niveles de los iones abundantes. Estos, en otras circunstancias emitirían líneas prohibidas, pero aquí se desexcitan colisionalmente.

Comúnmente se ha dividido a las ELR por sus características espectrales en dos regiones, que llevan por ende a una distinción cinemática y estructural. Siguiendo con la idea del ancho de las líneas y la densidad de la región emisora, podemos notar entonces que las líneas angostas provienen de una región de menor densidad que donde se emiten las líneas anchas. Además, en forma aproximada, puede decirse que los anchos de las líneas angostas son similares entre sí; para las líneas anchas esto es aplicable sólo en orden de magnitud. Así, en los modelos y escenarios de AGN que involucran líneas en emisión, se habla de una *región de líneas anchas* (BLR: Broad Line Region), y otra de *líneas angostas* (NLR: Narrow Line Region). La primera presenta un campo de velocidades mayor que la segunda.

A orden cero, podemos reproducir los espectros de emisión de líneas de los AGN mediante la fotoionización de un gas de abundancias similares a la solar por una fuente térmica muy caliente ($15,000 \text{ }^\circ\text{K}$; ver Osterbrock y Parker 1966), o mediante una ley de potencias casi plana (Williams 1967; ver también la ECUACIÓN 1.5). A este nivel de aproximación inicial, los espectros de las BLR sugieren que los mecanismos de emisión y sus condiciones son similares en muchos objetos (§ 6.3 de Robson 1996). Los primeros modelos de fotoionización no podían predecir correctamente el cociente de intensidades observado $L\alpha/H\beta$. Esto llevó al desarrollo de nuevos modelos de fotoionización (Netzer y Davidson 1979), que se distinguieron de sus predecesores por reconocer la importancia de la densidad elevada en las BLR.

Tal parece que las ELR en todos los AGN son ionizadas por fotones de alta energía. Los flujos de fotones ionizantes que inciden a las ELR pueden expresarse en términos de un *parámetro de ionización*

$$U = \frac{1}{4\pi r^2 c N_e} \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{Q(H)}{4\pi r^2 c N_e}, \quad (1.6)$$

donde L_ν es la luminosidad de la fuente por unidad de intervalo de frecuencias, r es la distancia entre la fuente central y la nube ionizada, ν_1 es la frecuencia a 1 Rydberg, y $Q(H)$ es la tasa a la cual se producen los fotones ionizantes. Físicamente, U representa el cociente entre la densidad numérica de fotones ionizantes y la densidad de electrones libres en la superficie incidente de la nube. El parámetro de ionización es la principal entrada de los modelos de fotoionización, además, los cocientes de líneas pueden calcularse como función del parámetro de ionización y posteriormente comparar con las observaciones.

Los modelos de fotoionización dependen de: (1) un perfil del continuo ionizante (considerado como una ley de potencias con índices espectrales distintos en diferentes intervalos espectrales), (2) la composición química del gas (generalmente se toma solar, aunque tam-

bién se han planteado abundancias elementales, dadas básicamente por la nucleosíntesis temprana), (3) la densidad de partículas de la nube, (4) su densidad columnar (éste es un parámetro libre, acotado en ocasiones por las observaciones), y (5) el parámetro de ionización U (§ 5.3 de Peterson 1997). Hasta hace poco tiempo, estos modelos aplicados a las BLR consideraban que la línea emitida en una sola nube era un valor típico para todas las nubes de estas regiones. A ese modelo se le llamaba “de una sola zona” (en inglés “single-zone models”). Sin embargo, los resultados arrojados por ellos implicaban una BLR con tamaños un orden de magnitud mayores que los resultados más recientes. Estos, basándose en la técnica de “mapeo por reverberación” (la cual detallamos en § 1.4.2), indicaron que la ionización de las BLR está estratificada radialmente (Peterson 1997).

Hay todavía muchos problemas con los resultados y predicciones de los modelos. Las líneas de Balmer medidas en la radiogalaxia de líneas angostas (NLRG: Narrow Line Radio Galaxies⁴) Cyg A no ajustan con las predicciones de la teoría de recombinación (§ 11.4 de Osterbrock 1989). El decremento de Balmer observado es mayor que el teórico. La discrepancia se ha interpretado como efectos de extinción por polvo (de nuestra galaxia e intrínseco a la fuente). El valor corregido, sin embargo, fue aún ligeramente mayor ($\frac{H\alpha}{H\beta} = 3.08$) que el dado por recombinación (~ 2.85). Ese exceso pudo ser real, como resultado de una contribución adicional por excitación de los átomos de Hidrógeno. Las correcciones para la extinción por polvo parten de una simplificación delicada, pues la ley de extinción usada supone que las propiedades ópticas del polvo en los AGN son similares a las derivadas de la extinción por polvo dentro de una vecindad de 1 kpc alrededor del Sol. El problema está en que las propiedades del polvo dependen, además de las condiciones físicas, de la historia evolutiva de la región en consideración.

El cociente de intensidades de [O III] ($\lambda 4959 + \lambda 5007$)/ $\lambda 4363$ para Cyg A, arrojó una temperatura de $T = (1.5 \pm 0.1) \times 10^4$ °K para la región emisora de esta línea en el límite de baja densidad, $N_e < 10^4$ cm⁻³ (Osterbrock 1989). El cociente de [O II] ($\lambda 3729/\lambda 3726$) no puede aplicarse a los AGN debido a que los anchos de estas líneas son comparables, o mayores, que su separación de 2.8 Å, lo cual correspondería a una velocidad de 300 km s⁻¹. El cociente de [S II] ($\lambda 6716/\lambda 6731$) da una densidad electrónica de 3×10^2 cm⁻³ para $T = 1 \times 10^4$ °K (§ 11.4 de Osterbrock 1989), aunque otros autores estimaron una densidad de 10^3 cm⁻³ (ver capítulo 5 de Aller 1987). Probablemente, la emisión de [S II] surge de una región menos ionizada, afuera de donde se emite [O III], y eso implica que también haya una estratificación en las NLR.

Las temperaturas encontradas en varias NLRG ($1 \rightarrow 2 \times 10^4$ °K) son una fuerte evidencia observacional de que la principal fuente de energía del gas es la fotoionización. El otro mecanismo de entrega de energía posible sería el calentamiento por un frente de choque, o calentamiento mecánico. Éste ocurre en las remanentes de supernova y produce ionización colisional, dando una relación muy directa entre la temperatura y el grado de ionización. Si consideramos únicamente calentamiento por un frente de choque, las líneas de [O III] radiarían con una temperatura $T > 5 \times 10^4$ °K, la cual excede a la temperatura medida para Cyg A. Por otro lado, bajo las condiciones de fotoionización, no hay una relación directa entre la temperatura del gas y la ionización, pero el efecto termostático del enfriamiento radiativo por líneas excitadas colisionalmente tendería a mantener la temperatura estable en $1 \rightarrow 2 \times 10^4$ °K sobre un intervalo grande en la radiación ionizante.

⁴En § 1.2.1 nos referiremos a este tipo de AGN, entre otros

Aunque el principal mecanismo de aporte energético pareciera ser la fotoionización, ésta no puede deberse a la radiación estelar de regiones H II, ni de nebulosas planetarias. La radiación de estrellas calientes no puede producir el intervalo de ionizaciones tan amplio que se observa en los AGN. Esto requiere de una fuente con un espectro más duro, con fotones muy energéticos ($h\nu > 100$ eV) que produzcan tales grados de ionización (Ne^{+4} , Fe^{+6} y hasta Fe^{+9}) cerca de la fuente, así como una extensa "zona de transición" parcialmente ionizada, en la cual coexistan H^0 y H^+ , O^0 y S^+ . A diferencia de la radiación proveniente de estrellas OB o nebulosas planetarias calientes, una ley de potencias como la ECUACIÓN 1.5 sí puede ajustar con el continuo observado y también producir de forma razonable las líneas de emisión observadas.

Entendamos ahora un poco más de la estructura y distribución de iones que dan lugar al amplio intervalo de ionizaciones que recién mencionamos en el párrafo anterior. Las líneas de alta y baja ionización (HIL: High Ionization Lines; LIL: Low Ionization Lines) son emitidas por dos fases del gas (Kwan y Krolik 1981, Netzer 1987). Las LIL vienen de un medio muy denso, con $N_e \geq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, un parámetro de ionización mucho menor a 0.1, y una densidad columnar que excede 10^{24} cm^{-2} . Se ha planteado que este medio emisor de las LIL podría tener una geometría plana, posiblemente un disco de acreción (Collin-Souffrin 1987). Las principales LIL son las de Balmer, Fe II óptico y UV, Mg II $\lambda\lambda 2796, 2803$, y He I $\lambda 5876$. Respecto a las HIL, éstas provienen de un medio más diluido, posiblemente un viento (Collin-Souffrin y Lasota 1988) o un ensamble de nubes en un cono ancho por arriba y debajo del disco, con la densidad del gas no mayor que 10^{10} cm^{-3} y un parámetro de ionización del orden de 0.3. Las HIL más intensas son C IV $\lambda 1548, 1551$, C III] $\lambda 1909$, Si IV $\lambda 1394, 1403$, He II $\lambda 4686$, N V $\lambda 1239, 1243$ y [Fe X] $\lambda 6375$.

Se ha visto también que en las HIL y las LIL la velocidad del gas y su grado de ionización están correlacionados. Entre las HIL, el FWHM más ancho y las alas más extendidas son aquellas de las especies más ionizadas (Antonucci y Cohen 1983, Krolik et al. 1991). De igual forma, en algunos AGN bien monitoreados, las alas de $\text{H}\beta$ están más extendidas que las de $\text{H}\alpha$ (Ulrich et al. 1997).

Las NLR están caracterizadas por densidades electrónicas entre $\sim 10^3$ y 10^6 cm^{-3} (Filippenko y Halpern 1984, De Robertis y Osterbrock 1984). Para las BLR, la determinación de N_e es más difícil, ya que no se detectan líneas prohibidas, aún cuando hay oxígeno presente en ellas (el intervalo de ionizaciones observado en las líneas anchas va desde estados de ionización bajos como el Mg II, hasta estados altos como el O IV). Sin embargo, la densidad es lo suficientemente alta para suprimir colisionalmente a las líneas prohibidas. En las BLR, la densidad electrónica está acotada inferiormente por la ausencia de [O III] $\lambda\lambda 4363, 4959, 5007$, lo cual implica que $N_e > 10^8 \text{ cm}^{-3}$ (Emerson 1996). Solía acotarse superiormente la densidad en las BLR por la observación de líneas semiprohibidas, como C III] $\lambda 1909$, ya que por encima de 10^{10} cm^{-3} estas líneas se inhibirían colisionalmente. Sin embargo, los experimentos de mapeo por reverberación han indicado que estas líneas emergen de regiones distintas de donde se produce Ly α o C IV $\lambda 1549$, debido a la estratificación de las BLR (§ 5.2 de Peterson 1997). La densidad electrónica en las BLR donde se generan estas intensas líneas se estima ahora de $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (Ferland et al. 1992).

La determinación de la temperatura de la BLR es más complicada que la densidad. A diferencia de las NLR, la ausencia de líneas prohibidas indica que los efectos enfriadores de éstas están ausentes en el balance de energía. Puesto que las BLR también son fotoionizadas por la fuente central, deben entonces estar más calientes que las NLR. El hecho de que observemos Fe II implica que la temperatura tampoco debe exceder los 35,000 °K, pues a esa temperatura el Fe estaría dos veces ionizado a las densidades de la BLR. En algunos AGN, el cociente de intensidades de C III] ($\lambda 977/\lambda 1909$) (sensible a la temperatura) impone a su vez un límite superior de 25,000 °K. Consideraremos, como una temperatura característica de las BLR, $T \approx 20,000$ °K.

El volumen del gas emisor, en el caso B de Menzel-Baker para la recombinación⁵, tiene una extensión dos órdenes de magnitud menor que el dado por equilibrio de fotoionización. Por lo tanto, sólo una pequeña fracción del volumen está ocupada por gas en emisión, lo cual lleva a suponer que las nubes de la BLR se agrupan en forma concentrada o filamentaria. Además, en el modelo estándar las nubes de la BLR son ópticamente gruesas y tienen densidades columnares menores a $\sim 10^{23}$ cm⁻² (Peterson 1988; y referencias ahí citadas).

Aún cuando el continuo ionizante esté en el UV, las intensidades de las líneas anchas (en particular las de hidrógeno), correlacionan con el continuo óptico en un gran número de AGN de diversas luminosidades (§ 5.4 de Peterson 1997). Por otra parte, las variaciones de las líneas anchas se correlacionan también con las variaciones del continuo (con retrasos del orden de días; ver trabajo de Kaspi et al. 2000), imponiendo un límite superior al tamaño de la BLR (ver § 1.4). Lo anterior, apoya al escenario de fotoionización, ya que el tiempo de recombinación del gas denso en las BLR es corto, de modo que éste último puede responder rápidamente a los cambios en el flujo fotoionizante.

La cinemática de las nubes de la ELR está restringida por los perfiles observados, y no por el modelo estándar (que se centra en predecir intensidades totales).

1.2 Subdivisiones espectrales en los AGN.

1.2.1 Galaxias Seyfert, cuasares y radiogalaxias.

Los AGN en su aparente diversidad fenomenológica, también han mostrado rasgos comunes, que han podido agruparse de acuerdo a diversos criterios observacionales y parámetros físicos. En la FIGURA 1.5, podemos apreciar las principales subdivisiones que se han generado de los AGN, donde los elementos fundamentales que suelen entrar en juego son: la potencia de emisión en radiofrecuencias, el ancho de las líneas de emisión y la variabilidad de su luminosidad (Krolik 1999).

Podemos ver en la TABLA 1.1, algunos criterios básicos para las clasificaciones entre los AGN (siguiendo el esquema de la FIGURA 1.5). Nuestro trabajo se centró principalmente en galaxias Seyfert, por lo que comentaremos con más detalle las particularidades de estos objetos, haciendo referencia a los otros tipos sólo en su relación con estas galaxias.

⁵Baker y Menzel (1938) consideraron el espectro debido a recombinaciones en nubes de hidrógeno; ver § 1.1.1

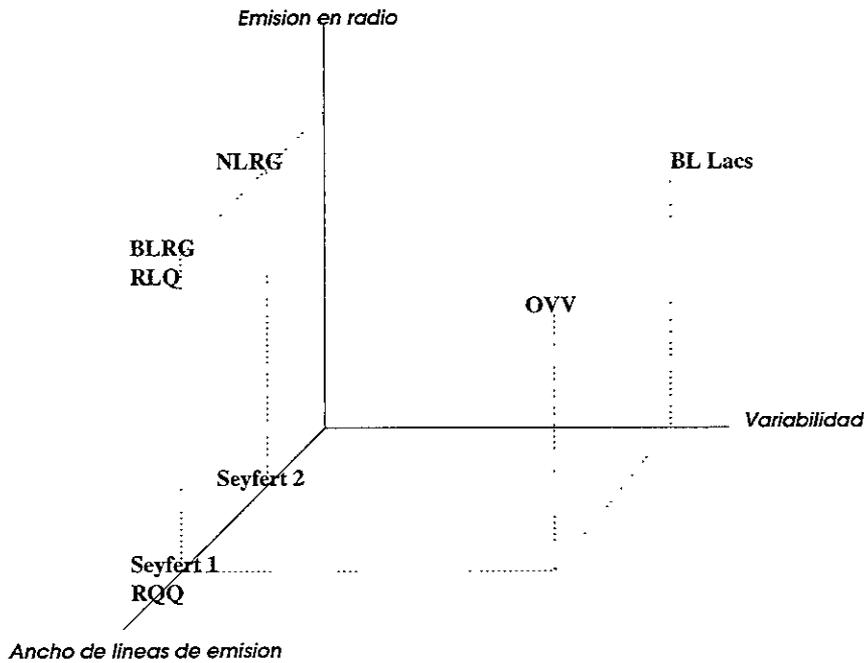


Figura 1.5: Las principales familias de AGN, acomodadas en un espacio de tres parámetros: la potencia relativa en radio, el ancho de las líneas de emisión y la variabilidad. Todas las combinaciones son posibles, excepto que no hay objetos radio-callados altamente variables. Fuente: Krolik (1999).

Tabla 1.1: Clasificación básica en los AGN¹.

TIPO ²	Apariencia	Líneas	Radioemisión	Variabilidad	Polarización
RLQ	Puntual	Anchas-delgadas	Sí	En algunos	En algunos
RQQ	Puntual	Anchas+delgadas	Débil	Débil	Débil
BLRG	Puntual	Anchas+delgadas	Sí	Débil	Débil
NLRG	Extendida	Delgadas	Sí	No	No
Cuasar OVV	Puntual	Anchas+delgadas	Sí	Fuerte	Sí
Obj. BL Lac	Puntual	No visibles ³	Sí	Fuerte	Sí
Seyfert 1	Puntual	Anchas+delgadas	Débil	En algunos	Débil
Seyfert 2	Extendida	Delgadas	Débil	No	En algunos
LINER	Extendida	Delgadas	No	No	No

¹ Esta tabla fue adaptada de Krolik (1999; tabla 1.2).

² La nomenclatura es la siguiente: RLQ = Cuasar radio-fuerte (Radio Loud Quasar), RQQ = Cuasar radio-callado (Radio Quiet Quasar), BLRG = Radiogalaxia de líneas anchas (Broad Line Radio Galaxy), NLRG = Radiogalaxia de líneas delgadas (Narrow Line Radio Galaxies), Cuasares OVV = Cuasar violentamente variable en el óptico (Optically Violently Variable), Obj. BL Lac = Objeto BL Lacerta, y LINER = Región nuclear de galaxia con líneas de emisión de baja ionización (Low Ionization Nuclear Emission-Line Region galaxies).

³ En los BL Lac, las líneas de emisión típicamente no se observan, posiblemente por contraste de intensidad debido a la emisión sincrotrónica del jet orientado hacia el observador. Sin embargo, las líneas podrían observarse en fases de baja actividad de esos objetos.

La diferencia fundamental entre galaxias Seyfert y otros tipos de AGN emisores de líneas es la contribución en emisión de la componente de continuo no térmico nuclear respecto a la emisión estelar en la región óptica: en los cuasares la emisión no térmica domina (≥ 10), mientras que en los LINER (Low Ionization Nuclear Emission-Line Region galaxies) la luz estelar sobrepasa a la no térmica nuclear, haciendo inclusive difícil su detección. En las galaxias Seyfert, las contribuciones de ambas componentes es similar. También la luminosidad óptica nos da un umbral de separación entre las galaxias Seyfert y otros objetos. Schmidt y Green (1983) notaron que una nebulosidad débil tendía a asociarse con objetos del catálogo BQS (Bright Quasar Survey) más débiles que magnitudes $M_B = -23 \rightarrow -24$. Determinaron entonces una cota para separar a las Seyfert ($M_B > -23$) de los cuasares (más brillantes: $M_B < -23$). De alguna forma, con esta cota también incluyeron un criterio de apariencia: los cuasares tienen una apariencia estelar en el óptico (de hecho, sus siglas eso indican: “Quasi-Stellar Object” o “Quasi-Stellar Radio Source”, dependiendo de la intensidad de su emisión en radiofrecuencias, además de razones históricas; ver § 1.2.2), mientras que las galaxias Seyfert pueden tener una galaxia subyacente resuelta. En 1986, Peacock et al. consideraron dos poblaciones de cuasares: (1) los que tenían $M_B < -24$ asociados a elípticas gigantes y cuasares radio-fuertes (RLQ: Radio Loud Quasar; en general, y por simplicidad, basta con usar las siglas RL), y (2) los que tenían $M_B > -24$ identificados con galaxias espirales y emisión de radio débil.

Los espectros de emisión de las galaxias Seyfert pueden clasificarse en dos tipos: (1) las galaxias Seyfert 1 (Sy 1), con líneas permitidas en emisión con FWHM del orden de 1000 a 5000 km s⁻¹, y líneas prohibidas (como [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$, [N II] $\lambda\lambda 6548, 6583$ y [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$), con FWHM $\sim 10^{2.7}$ km s⁻¹. Y (2) las galaxias Seyfert 2 (Sy 2), con líneas permitidas y prohibidas del mismo ancho aproximadamente (~ 500 km s⁻¹; ver § 11.3 de Osterbrock 1989). Entre estos dos tipos hay subdivisiones intermedias, de acuerdo a la contribución de componentes anchas y angostas en sus líneas de H I (Winkler 1992). Además de la emisión de H I, He I y He II observado en las Sy 1, muchas muestran emisión de líneas de Fe II, proveniente de multipletes en dos bandas o complejos: cerca de $\lambda 4570$ y de $\lambda 5250$. Los niveles de ionización alcanzados por las Sy 1 es mayor (hasta [Fe VII] y [Fe X]) que en las Sy 2. Ello probablemente sea reflejo de los flujos de los fotones ionizantes que inciden en las NLR (ver la ECUACIÓN 1.6). Prácticamente todas las galaxias Seyfert resueltas espacialmente son espirales, muchas veces perturbadas, mostrando barras o en sistemas interactuando gravitacionalmente.

Otra subclase, dentro de las Seyfert, son las galaxias Seyfert 1 de Líneas Delgadas (NLS1: Narrow Line Seyfert 1). Éstas tienen espectros en rayos X muy empinados ($1 \leq \alpha \leq 4$ en el intervalo de 0.1 a 2.4 keV), líneas de emisión ópticas con anchos a potencia media FWHM ≤ 2000 km s⁻¹, y una intensa emisión de Fe II_{opt} (Osterbrock y Pogge 1985). Para explicar la poca prominencia de líneas anchas observada en las NLS1, se ha propuesto que los intensos rayos X suaves podrían barrer la región más interna de la BLR (Guilbert y Rees 1988, Pounds et al. 1995). El empinado espectro de rayos X suaves en las NLS1 podría indicar tasas de acreción altas o masas pequeñas para el hoyo negro. En algunas de estas fuentes, la tasa de acreción está cerca del valor de la tasa de acreción de Eddington⁶

⁶La tasa de acreción de Eddington, \dot{M}_E , es la tasa de acreción de masa necesaria para mantener una luminosidad de Eddington (L_E); la cual es la máxima luminosidad emitida por una fuente de masa M con acreción esférica. Numéricamente, $\dot{M}_E \approx 2.2 M_8 M_\odot \text{año}^{-1}$, donde M_8 es la masa de un hoyo negro en unidades de $10^8 M_\odot$. (§ 3.1 de Peterson 1997)

y los rayos X suaves surgirían por calentamiento viscoso del disco (Pounds et al. 1995). En forma alternativa, un hoyo negro chico con una tasa de acreción de ~ 0.1 respecto a la de Eddington podría también emitir un espectro muy caliente con una componente de rayos X suaves muy intensa. Si en las NLS1 la región muy caliente se extiende a distancias mayores que en las otras galaxias Seyfert, entonces la BLR podría encontrarse más lejos de la fuente del continuo. Las observaciones de NLS1 sugieren que la componente ancha (BC: Broad Component) de $H\beta$ podría ser menos variable intrínsecamente que en otras Seyfert, dentro de escalas de tiempo de 30 a 300 días (Giannuzzo et al. 1998). Sin embargo, la evidencia observacional en favor de BLR a distancias más grandes en las NLS1 es todavía escasa.

1.2.2 Distinción entre Radio-fuertes y Radio-callados.

Una división inicialmente descriptiva que con el tiempo ha generado interesantes discusiones, es la que separa a los AGN en radio-fuertes (que ya habíamos designado como RL: Radio Loud) y la población radio-callada (RQ: Radio Quiet). Nos pareció pertinente dedicar la presente sección a tal división.

La población de RL, muestra un cociente de densidades de flujo en radio (6 cm) respecto al flujo en óptico (4400 \AA) $\mathfrak{R} > 10$; y la población RQ, muestra por su parte, $\mathfrak{R} < 10$ (Kellermann et al. 1989, 1994). Alternativamente, aunque no del todo equivalentemente, ha sido definida la separación entre RQ y RL a partir únicamente de su luminosidad en radio. Las fuentes que a 5 GHz tengan una $L_r > 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$ son consideradas RL, mientras que las más débiles que esta cota son RQ (Kellermann et al. 1994).

Cuando Kellermann et al. (1989) compararon \mathfrak{R} contra la magnitud M_B , observaron que \mathfrak{R} no depende de luminosidad óptica. También, es interesante notar que en este artículo, dividen a las dos poblaciones, a partir de sus distribuciones, en RQ para $0.1 < \mathfrak{R} < 1$, y RL para $10 < \mathfrak{R} < 1000$. Ya en el artículo de 1994, definen más claramente la cota en $\mathfrak{R} = 10$ para separar las dos poblaciones, dado que había antes una imprecisión para $1 < \mathfrak{R} < 10$ (muchos autores presentan a \mathfrak{R} en forma logarítmica en base 10, de modo que la cota de separación RQ/RL sería 1).

Una pequeña fracción de los AGN conocidos son fuentes RL ($\sim 10 \rightarrow 15\%$). Entre las interpretaciones posibles de la distribución del cociente observado de densidad de flujo radio/óptico se han contemplado: (1) Podrían ser poblaciones intrínsecamente distintas, tal que la división sería un rasgo real (Moore y Stockman 1984). (2) La emisión en radio de la mayoría de los cuasares podría estar siendo absorbida. Sin embargo, las búsquedas en banda milimétrica, donde se esperaría una opacidad pequeña, no muestran ningún incremento dramático en las detecciones. Y (3) geometría. La emisión en radio puede ser direccionada relativísticamente, y sólo una pequeña fracción de cuasares orientados adecuadamente se observarían como RL (Kellermann et al. 1989).

Hay evidencias de que el ancho de los perfiles de las HIL y las LIL es mayor en las fuentes RL que en las RQ (Sulentic et al. 2000a; y referencias ahí citadas). Los valores típicos son de $\text{FWHM}_{RL}(H\beta_{BC}) \approx 5900 \pm 3700 \text{ km s}^{-1}$ contra $\text{FWHM}_{RQ}(H\beta_{BC}) \approx 3600 \pm 1900 \text{ km s}^{-1}$.

Recientemente, Sulentic et al. (2000b) propusieron una subdivisión para los AGN RQ en base a datos espectroscópicos. Los parámetros distintivos que definen a estas poblaciones los resumimos en la TABLA 1.2:

Tabla 1.2: **Poblaciones de RQ.**

	POBLACIÓN A	POBLACIÓN B
FWHM(Hβ)	$\leq 4000 \text{ km s}^{-1}$	$\geq 4000 \text{ km s}^{-1}$
Emisión de líneas	Fe II _{opt} fuerte, [O III] débil	Fe II _{opt} débil, [O III] fuerte
Rayos X suaves	Tienen exceso	Ausencia de la componente
Perfiles de Hβ	Pocas asimetrías/asimetrías al azul.	Asimetrías al rojo

1.3 Asimetrías, líneas multicomponentes, muy anchas y dobles picos.

En muchas fuentes, las BC de C IV $\lambda 1549$ y Balmer muestran desplazamientos, mientras que las componentes delgadas (NC: Narrow Component) de las mismas líneas no lo hacen. Algunos de los primeros estudios de perfiles de H β_{BC} mostraron que existe un gran número de asimetrías en los perfiles tanto al azul como al rojo (De Robertis 1985, Sulentic 1989). Los RL mostraron una tendencia de asimetrías al rojo (usando el *parámetro de asimetría* A.I. = [C(3/4) - C(1/4)]/FWHM; C(i) es el centroide del perfil medido a diferentes alturas de la línea) y desplazamientos de H β_{BC} $\Delta v_r \approx +500 \text{ km s}^{-1}$, respecto a la componente delgada de la misma línea. En cuanto a los RQ, no se encontró una tendencia hacia un sentido en particular para las asimetrías. Marziani et al. (1996) concluyeron al respecto que estas diferencias entre RL-RQ sí fueron estadísticamente significativas.

Las inflexiones en los perfiles de las líneas complican la interpretación de parámetros y la cuantificación de la forma del perfil con gaussianas simples u otras funciones similares. En muchas ocasiones, una componente muy ancha (VBC: Very Broad Component) se encuentra mezclada debajo de la componente ancha clásica. Sulentic et al. (2000b) consideraron que la imposibilidad para observar tales inflexiones en todas las fuentes se debe a que: (a) el perfil de la línea no es idéntico en cada fuente, (b) las inflexiones dependen del ángulo de visión de la fuente, o (c) la señal a ruido (S/N: signal to noise) en la mayoría de los perfiles no es lo suficientemente alta para mostrarlas.

Los espectros con alta S/N de objetos con Fe II_{opt} débil (o sustraído cuidadosamente), muestran en ocasiones una VBC de H β con $\text{FWHM}(\text{H}\beta) \geq 10^4 \text{ km s}^{-1}$ (Laor et al. 1994, Corbin 1997a, Brotherton 1996). Esta VBC podría tener el mismo origen que el que se observa en ocasiones bajo He II $\lambda 4686$ (Ferland et al. 1990, Marziani y Sulentic 1993). Es frecuente encontrar que la VBC esté corrida al rojo respecto a la componente ancha clásica de la línea.

Los perfiles de líneas más anchos, con $\text{FWHM}_{VBC} \geq 10^4 \text{ km s}^{-1}$, tienden a estar en los RL, incluyendo a los raros objetos que muestran una estructura de doble pico en las líneas de Balmer (Eracleous y Halpern 1994) con amplias separaciones entre sus picos: $\Delta v_r \gg 1000 \text{ km s}^{-1}$ (Arp 102B: Chen et al. 1989, Halpern et al. 1996; 3C 390.3: Zheng et al.

1991, O'Brien et al. 1998; Pictor A: Sulentic et al. 1995a). Estas estructuras complejas de dobles picos, han mostrado recientemente otra característica no del todo comprendida: los dobles picos transitorios. Además de ello, dejaron de ser estructuras existentes únicamente en fuentes RL, ya que se conocen al menos dos ejemplos de RQ con líneas de Balmer que mostraron dobles picos transitorios, sin que antes se les hubiera reportado una componente ancha (NGC 1097: Storchi-Bergmann et al. 1995; M81: Bower et al. 1996). Todavía más extraños, han comenzado a observarse una segunda clase de fuentes con dobles picos donde la separación entre sus picos es menor: $\Delta v_r \approx 1-2000 \text{ km s}^{-1}$ (Akn 120: Korista 1992; IC 4329A: Marziani et al. 1992; OX 169: Stockton y Farnham 1991). Como veremos en el capítulo 3, en este trabajo aportamos nuevos casos de objetos con dobles picos de ambas clases.

1.4 Variabilidad en Núcleos Activos de Galaxias.

Muchos de los resultados enunciados en las secciones anteriores provienen de estudios de variabilidad. Estos han sido esenciales en la comprensión de la física de las regiones centrales de los AGN, las cuales en general no pueden resolverse. Las escalas temporales, los cambios espectrales, las correlaciones y retrasos entre variaciones en diferentes componentes del continuo o de líneas proveen información crucial sobre la naturaleza y localización de estas componentes y sus interdependencias.

Es común observar grandes variaciones de luminosidad en escalas de tiempo de años hasta algunas horas. Además de los argumentos de fotoionización mencionados en § 1.1.2, la combinación de alta luminosidad y variabilidad rápida implica que la emisión de los AGN es producida por fenómenos más eficientes para la liberación de energía por unidad de masa que los procesos estelares ordinarios (Fabian 1979). Lo anterior hace suponer de un hoyo negro supermasivo en el núcleo del AGN.

1.4.1 Variabilidad del continuo.

Una característica de la variabilidad del continuo en AGN es que la amplitud está inversamente correlacionada con la escala temporal de la variación. La forma del continuo óptico-UV tiende a endurecerse cuando el núcleo se abriga (*ie.*, la pendiente del espectro, F_ν vs. ν , se aplana al aumentar la contribución relativa de fotones más energéticos; ver Kinney et al. 1991, Paltani y Courvoisier 1994). Este cambio espectral ocurre debido a que dos componentes con escalas de tiempo de variabilidad y espectros distintos forman el continuo: la "joroba azul" (2000-4000 Å), que varía con amplitud más chica, y el continuo sincrotrónico, más variable (Ulrich et al. 1997).

Diversas correlaciones multifrecuencias en las variaciones de luminosidad a distintas escalas de tiempo, sugieren que el flujo óptico-UV es emitido por un medio denso y ópticamente grueso. Este medio, que puede ser el disco de acreción, reprocesa la energía irradiada desde la fuente central de rayos X (Collin-Souffrin 1991, Haardt y Maraschi 1993). La fuerte correlación entre la variabilidad del continuo y las líneas anchas indica que la fotoionización es un candidato importante para la producción de líneas de emisión en las BLR. Inclusive,

las fuertes variaciones en las líneas muestran que las nubes de la BLR son ópticamente gruesas al continuo de Lyman.

1.4.2 Variabilidad de líneas.

Si la fotoionización es la principal forma para reprocesar la energía, proveniente de la fuente central y que incide a las ELR, entonces las líneas de emisión deben de responder a los cambios en el continuo ionizante. Sin embargo, nosotros no podríamos ver la respuesta total de la ELR instantáneamente, sino después de un tiempo característico del recorrido de la luz a través de la región, $\tau_{LT} = r/c$ (Bahcall et al. 1972). El retraso temporal nos permite conocer el tiempo de recorrido de la luz desde la fuente central de continuo hasta la BLR, y así reconstruir la estructura de las regiones emisoras respecto a la fuente central.

La respuesta de un elemento de volumen de gas está determinada por su tiempo de recombinación τ_{rec} , y el tiempo de difusión de fotones resonantes τ_{dif} . El primero nos da la escala de tiempo para que se establezca el equilibrio de fotoionización localmente, tal que $\tau_{rec} = (N_e \alpha_B)^{-1} \approx 0.1 n_{10}^{-1}$ hr, donde α_B es el coeficiente para el caso B de recombinación del hidrógeno ($\alpha_B = 2.52 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ para $T = 20,000 \text{ }^\circ\text{K}$; Osterbrock 1989), N_e es la densidad electrónica del gas y $n_{10} = N_e/10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (ver Peterson 1993, aunque ya en 1997 Peterson contempla una densidad mayor para la BLR, de modo que define $n_{11} = N_e/10^{11} \text{ cm}^{-3}$). Por su parte, τ_{dif} da el tiempo que requiere un fotón de una línea resonante para escapar de una nube, después de las dispersiones ocurridas en el camino de su viaje, desde el frente de ionización hasta el borde de la nube (en otras palabras, es el tiempo de recorrido a través de una profundidad de Strömngren R_{St}). Un fotón resonante (por ejemplo, Ly α) se ve más afectado por dispersión en energía que por la espacial, pues en cada dispersión espacial que sucede (localmente en su mayoría) hay un cambio de energía por efecto de la velocidad relativa de cada ion de la nube con los que interactúa. Eventualmente, el fotón ha desplazado lo suficiente su longitud de onda, de modo que la profundidad óptica de la nube cambia y ésta se vuelve transparente, escapando así el fotón. Se ha calculado que el tiempo de difusión de líneas resonantes es del orden de 20 veces el tiempo de recorrido de la luz a través de R_{St} (Hummer y Kunasz 1980). Entonces, $\tau_{dif} \approx 20 \frac{R_{St}}{c} \approx 20 \frac{U}{N_e \alpha_B} \approx 2 n_{10}^{-2}$ hr, donde U es el parámetro de ionización (ECUACIÓN 1.6).

La escala de tiempo para variaciones de las líneas de emisión también depende de la escala temporal para variabilidad del continuo, τ_{var} . Para que sean detectables los efectos del tiempo de viaje de la luz dentro de la región de líneas de emisión, debe cumplirse que $\tau_{LT} \approx \tau_{var} \gg \tau_{rec}$. Tanto el tiempo de recombinación como el de difusión de líneas resonantes deben ser mucho menores comparados con las otras escalas temporales, o las variaciones serían amortiguadas. Por otra parte, si $\tau_{LT} \ll \tau_{var}$, el continuo y las líneas cambiarían en sus flujos casi simultáneamente, pues el retraso en las líneas por el tiempo de recorrido de la luz a las ELR sería despreciable, complicando con ello la determinación de las estructuras del gas emisor. Si $\tau_{var} \ll \tau_{LT}$, entonces en cualquier instante la región emisora de líneas estaría saturada por un gran número de pulsos del continuo de modo que el flujo promedio de la línea no podría resolverlos en la estructura del perfil. Los pulsos débiles de continuo tan cortos como 2 días de duración pueden ser detectados en los perfiles de líneas anchas, pero la estructura de perfiles de líneas delgadas sólo pueden ser afectadas por pulsos de más de 8 años de duración (Peterson 1988). Los flujos y perfiles de las líneas

delgadas deben de ser constantes sobre cualquier escala de tiempo razonable. Es esta razón por la cual los flujos de las líneas prohibidas suelen usarse como calibración absoluta para estudios de variabilidad.

1.4.2.1 Mapeo por Reverberación.

El *mapeo por reverberación* (“reverberation mapping”) es una técnica para inferir la estructura y campo de velocidades de la BLR a partir de los tiempos de retraso entre las variaciones del continuo y las líneas (ver Blandford y McKee 1982, Horne et al. 1991, Peterson 1993, Gondhalekar et al. 1994). No depende de la geometría supuesta para la BLR; de hecho, su meta es determinar la función de transferencia de la respuesta de las líneas de emisión respecto a las variaciones del continuo, y con ello inferir, entre otras cosas, la geometría de la BLR. Las suposiciones básicas son: (1) La BLR está ionizada por una fuente central de continuo, mucho menor que las dimensiones de la BLR. (2) Las nubes de la BLR ocupan una fracción pequeña del volumen total de la BLR. (3) La intensidad de la línea se correlaciona de manera simple (no necesariamente lineal) con el flujo incidente del continuo ionizante. Y (4), el tiempo de recorrido de la luz entre la fuente de continuo y las nubes de gas es mucho mayor que el tiempo de recombinación, y mayor que la respuesta de la nube a las variaciones del continuo. Además, τ_{LT} debe ser pequeña comparada con la escala temporal en la que los cambios geométricos de la BLR pueden ser significativos; es decir, $\tau_{LT} < \tau_{din} \approx r/\Delta\nu_{1/2}$, donde τ_{din} es el tiempo dinámico de la BLR, $\Delta\nu_{1/2}$ es el ancho a potencia media de la línea, considerando que los anchos de las líneas de emisión representan los movimientos de las nubes (§ 5.5 de Peterson 1997).

La curva de luz de una línea dada⁷, $L(t)$, puede considerarse como la convolución de la curva del continuo, $C(t)$, y una función de transferencia (TF: Transfer Function), $\Psi(\tau)$:

$$L(t) = \bar{L} + \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} \Psi(\tau)[C(t - \tau) - \bar{C}]d\tau \quad (1.7)$$

donde \bar{L} y \bar{C} son el valor promedio de las intensidades de línea y de continuo. La TF es un mapeo que muestra las posiciones en las que se produce la emisión de las líneas para cada intervalo de tiempo, debido al gas que se encuentra en las superficies parabólicas donde el retraso temporal es constante. Esto puede generalizarse para dar una distribución de retrasos de tiempo para cada velocidad en el perfil de una línea.

El mapeo por reverberación complementa a los estudios estadísticos, confirmando que la BLR es un medio fotoionizado con estratificación, como se infirió también comparando perfiles (Osterbrock y Mathews 1986). Una fracción significativa de este medio (especialmente la región emisora de LIL) es ópticamente gruesa al continuo ionizante (ver Baldwin 1997). Los tiempos de retraso para la respuesta a los cambios en el continuo parecen correlacionar inversamente con el nivel de ionización. Es decir, el intervalo de tiempo entre la variación del continuo y la respuesta de las líneas aumenta desde un mínimo en UV (por ejemplo, C IV $\lambda 1540$ y He II $\lambda 1640$) hasta un máximo para las líneas de Balmer (no hay que confundirnos suponiendo que se trata de una correlación con la longitud de onda; ver

⁷Las curvas de luz son gráficos del flujo emitido por alguna región u objeto, contra el tiempo.

Wanders et al. 1997, Peterson et al. 1999). Esto, junto con la correlación entre el tiempo de retraso y el ancho de la línea (Antonucci y Cohen 1983, Ulrich et al. 1984) son consistentes con un FWHM que indica la distancia de cada línea a la fuente del continuo (ver Peterson y Wandel 1999).

Otro estimador de la escala lineal de las BLR es la correlación cruzada de las curvas de luz del continuo y de las líneas. Gaskell y Sparke (1986) consideraron el uso de métodos de correlaciones cruzadas para determinar el retraso entre los cambios del continuo y los correspondientes cambios en las líneas de emisión. Las curvas de luz de las líneas de emisión son justamente las curvas de luz del continuo desplazadas en el eje temporal por un retraso o desfase, y convolucionadas por una función de transferencia dependiente de la geometría. Las dos curvas de luz pueden multiplicarse puntualmente por su desplazamiento, y los productos se suman. Luego, normalizando apropiadamente, puede medirse cuán bien se correlacionan las curvas con el desplazamiento. Entonces se calcula una función de correlación cruzada (CCF) para las posibles diferencias de fase. El pico de la CCF representa el material que está más cerca de la fuente ionizante, mientras que el centroide da un tiempo de retraso promedio, pesado por emisividad, sobre la región de emisión (Pérez et al. 1992a,b).

1.4.2.2 Resultados e interpretaciones.

Cualquier interpretación de la respuesta de las líneas anchas a los cambios del continuo depende de la geometría supuesta para la BLR. En general se supone una BLR esférica o aplanada debido a que los grandes anchos de línea serían difíciles de explicar en ausencia de al menos una simetría axial.

El escenario que se plantea es el de una BLR altamente ionizada que presenta estratificación, con el gas más ionizado y de mayor dispersión de velocidades más cerca del centro, y luego decreciendo conforme el gas esté más lejos.

La evidencia de la estratificación de la BLR se ha ido acumulando desde hace bastante tiempo (Filippenko y Halpern 1984). Inclusive, algunos autores han propuesto incluir una región intermedia de líneas (ILR) entre la NLR y la BLR (Brotherton et al. 1994). La definición de una ILR puede ser arbitraria: la NLR más interna o la BLR más externa pueden significar exactamente lo mismo. El empleo de la ILR podría complicar más una taxonomía de líneas para los AGN, cuando además tal subdivisión es debida a un perfil de línea integrado de una fuente que no podemos resolver.

Debido a la estratificación, las variaciones del perfil y de intensidad de línea serán distintas de acuerdo a la duración y amplitud de cada evento del continuo (Netzer y Maoz 1990). Debe tenerse cuidado cuando se comparen los retrasos de respuestas en líneas durante episodios diferentes o en distintos AGN. Solamente son válidas las comparaciones entre eventos con amplitudes del continuo similares.

La estratificación podría indicar una separación espacial para las HIL y las LIL. Tal separación espacial fue sugerida ya desde hace tiempo y a partir de diversas observaciones (Gaskell 1982, Wilkes 1984, Collin-Souffrin y Lasota 1988, Kollatschny y Dietrich 1996).

Una consecuencia interesante de una BLR pequeña rodeando un objeto supermasivo es la posibilidad de observar un corrimiento al rojo gravitacional (Peterson et al. 1985). El desplazamiento esperado sería de

$$c\Delta z \approx \frac{GM}{rc} \approx \frac{v^2}{c} \approx 10^2 \text{ km s}^{-1}, \quad (1.8)$$

el cual es consistente con los pequeños desplazamientos al rojo observados en las líneas de Balmer respecto a las líneas prohibidas en muchas galaxias Sy 1 (Peterson 1988).

El hecho de que el gas con movimientos más rápidos (*i.e.*, anchos mayores en sus perfiles) se encuentre más al centro del AGN, establece una conexión entre la variabilidad de las líneas y la masa del hoyo negro, dado que los movimientos radiales (vientos o acreción esférica) no dominan el campo de velocidades (Ulrich y Horne 1996, Ulrich et al. 1997). La principal componente del movimiento de las nubes de HIL debe ser circular, con menores contribuciones por flujos de caída al interior o eyección al exterior.

Los desplazamientos hacia el azul de las HIL en las fuentes RQ, se interpretan como resultado de flujos radiales al exterior (Sulentic et al. 1995a, Marziani et al. 1996). En tal escenario, la componente que se aproxima a nosotros provoca el desplazamiento observado; mientras que la que se aleja, podría estar oscurecida por un disco de acreción (Livio y Xu 1997). Este disco podría ser también el responsable del viento relacionado al flujo radial hacia el exterior que afectan a las HIL (Williams et al. 1999).

Los modelos de flujos radiales hacia afuera han podido considerar las asimetrías y los distintos anchos de las líneas de emisión sin requerir valores muy grandes de masas centrales como lo requieren los modelos de acreción esférica o virializados. Históricamente, fue Woltjer (1959) el primero en calcular las masas centrales para las galaxias Seyfert, suponiendo el radio máximo posible del núcleo para mantener la densidad de radiación baja. (Es interesante notar que este trabajo es anterior al descubrimiento de los cuasares y al reconocimiento de las altas densidades de radiación existentes en estos objetos.) Con argumentos de virialización, encontró un valor de masas de $10^{10 \rightarrow 11} M_{\odot}$ para el núcleo de las galaxias Seyfert (las cuales, hoy en día se ha visto que son demasiado grandes respecto a los valores obtenidos por otros métodos).

Se han realizado monitoreos a gran escala temporal en fuentes RQ y RL, los cuales han revelado dobles picos variables en las alas de las líneas de Balmer (NGC 5548: Peterson et al. 1998; PKS 1512+370: Romano et al. 1998). En Pictor A, la estructura de doble pico en la LIL apareció después de que esta fuente había mostrado un perfil de un solo pico. Para explicar las variaciones en el cociente de picos rojo/azul, así como también para los desplazamientos de las líneas, se han invocado discos excéntricos o con alabeos (Pringle 1997, Eracleous 1998). El perfil de doble pico variable en la fuente RQ NGC 1097 se ha modelado adecuadamente como emergiendo de un anillo elíptico de acreción, en lugar del disco típico (Storchi-Bergmann et al. 1997, Eracleous et al. 1995). En la FIGURA 1.6, esquematizamos un perfil de doble pico con las componentes anchas de una línea de emisión.

Los estudios de polarización de fuentes RL (ver Corbett et al. 1998) sugieren que una BLR bicónica dentro de un toroide oscuro podría explicar tanto la forma como los anchos de las líneas dispersadas. El modelo de flujo bicónico ha reproducido satisfactoriamente

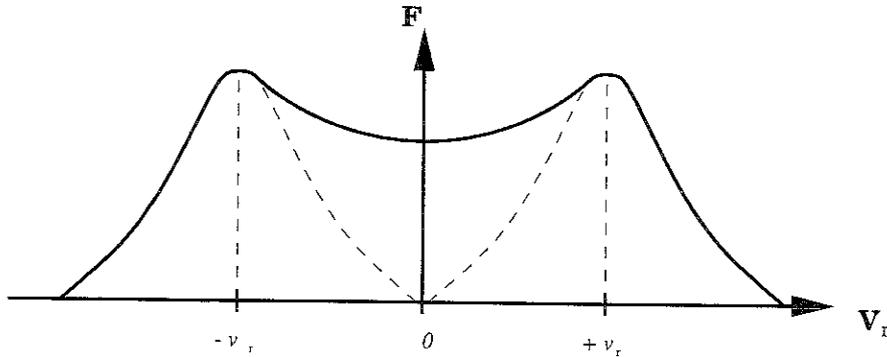


Figura 1.6: Esquema de perfil de doble pico en líneas anchas de emisión.

los perfiles de LIL en varias fuentes RL y RQ con dobles picos (Ark 120: Zheng y O'Brien 1990; OQ 208: Marziani et al. 1993; Pictor A: Sulentic et al. 1995b).

Las líneas delgadas suelen no variar en escalas de tiempo cortos. Algunas dudosas menciones de variación en éstas pueden deberse, en la mayoría de los casos, a una señal a ruido baja, o al uso de aperturas de entrada pequeñas.

Hay sin embargo, algunos casos bien establecidos de variabilidad en líneas delgadas:

1. Clavel y Wamsteker (1987) mostraron que el flujo de las componentes delgadas de $L\alpha$ y C IV $\lambda 1549$ en 3C 390.3 decrecieron durante el intervalo de 1978 a 1987, probablemente como respuesta a un debilitamiento general del continuo (Yee y Oke 1981) que inició desde principios de los 70's. La variación de los flujos de líneas delgadas en este objeto, se considera como una combinación muy particular de una densidad electrónica elevada, una NLR chica y la tendencia del continuo observada a gran escala temporal.

2. En la galaxia NGC 1275 también se ha reportado variabilidad de perfiles delgados en escalas de tiempo de ~ 10 años (Kingham y O'Connell 1979). En este caso también se aducen situaciones muy particulares en la NLR.

Han habido además reportes de variaciones cortas (~ 1 año) en líneas delgadas de alta ionización como en [Fe X] $\lambda 6375$ (Netzer 1974, Barr et al. 1980). La variabilidad en líneas delgadas de alta ionización no es tan extraña como pareciera. Se plantea que estas líneas surgen de las zonas más internas de la NLR, en una región muy pequeña comparada con la donde surgen las líneas de [O III]. Probablemente existe una estratificación también en la NLR (Filippenko y Halpern 1984, De Robertis y Osterbrock 1984, 1986). Remarquemos sin embargo, que, salvo en las líneas delgadas de alta ionización, en general no se espera encontrar variabilidad en las demás líneas delgadas. Las condiciones para que se diera variabilidad en las líneas delgadas son (ver § 6.3 de Peterson 1997): (i) una densidad electrónica mayor del promedio (digamos $N_e \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$), (ii) una NLR más compacta, (iii) una larga tendencia secular en el brillo del continuo. Todas estas condiciones parecen haberse dado en al menos un caso: la BLRG 3C 390.3 (Zheng et al. 1995).

Por último, no sólo encontramos la emisión del continuo y líneas de emisión en los espectros de los AGN. También se han observado líneas de absorción en estos objetos; y

aunque no es parte de los objetivos de esta tesis contemplar esos rasgos espectrales, nos parece conveniente mencionar brevemente algo de ellas. Hay evidencias que sugieren que las líneas de absorción podrían surgir de las ELR. Se han reportado absorciones en las alas de algunas líneas de emisión en óptico y UV. Tanto en las especies de alto, como de bajo nivel de ionización, la absorción está corrida al azul de la línea central por varios km s^{-1} . No es clara la ubicación, relación con la ELR y naturaleza del gas en absorción. Hay algunas sugerencias de que la absorción se realiza en las nubes de la BLR que cruzan la línea de visión entre nosotros y la fuente central (Ferland y Mushotzky 1982). Por su parte, Véron et al. (1985) sugieren que la región que produce las absorciones no cubre completamente a la fuente del continuo.

1.5 ¿Hasta dónde se ha llegado?

La gran pléyade de resultados e ideas nuevas que han surgido del campo de variabilidad de líneas de emisión muestran grandes pasos en la comprensión física de los AGN (ver la FIGURA 1.7). Sin embargo, nada más alejado de la realidad que decir que éste ya es un trabajo acabado; por el contrario, hay muchas interrogantes y los mismos escenarios que intentan explicar las diversas características de estos objetos tambalean frente a los nuevos hallazgos. En adelante, veremos algunas limitaciones, remedios y perspectivas nacidas en este campo.

1.5.1 Limitaciones.

Existen algunos problemas importantes respecto al modelo estándar. Por ejemplo, la variabilidad de las líneas de emisión indica en algunos casos tamaños que son demasiado chicos para los valores supuestos del parámetro de ionización U y la densidad electrónica N_e (Netzer 1987, Peterson 1988).

El reducido tamaño inferido para la BLR a partir de las variaciones de las líneas arroja fuertes restricciones sobre los modelos de fotoionización debido a la alta densidad de radiación. Ésta, al actuar sobre la BLR, puede producir “fotoerosión” de núcleos atómicos (Boyd y Ferland 1987). En NGC 4151, que es una fuente emisora de rayos γ con una BLR aparentemente pequeña, Boyd y Ferland (1987) mostraron que el proceso de fotoerosión podría ser lo suficientemente fuerte para que en $\sim 10^3$ años se agote el Fe II de su BLR. De acuerdo con ello, este proceso podría contemplarse al observar la ausencia de líneas de Fe II en algunos AGN (Grandi y Osterbrock 1978). El tamaño tan reducido de las BLR también agrava el problema de la supervivencia de las nubes (Mathews y Capriotti 1985). Los tiempos de vida asociados para las nubes, aún considerando órbitas en rotación, podrían ser menores que $\sim 10^2$ años.

Los modelos de fotoionización no explican las intensidades de las LIL (Netzer 1985, Collin-Souffrin et al. 1986), y a este problema se le ha sumado el del déficit de fotones para producir las HIL (Korista et al. 1997). Otro problema relacionado es el del cociente $L_y \alpha/\text{H}\beta$; en el cual las observaciones muestran valores menores al esperado de acuerdo a la teoría de recombinación (Netzer et al. 1995; y referencias ahí mencionadas). La emisión

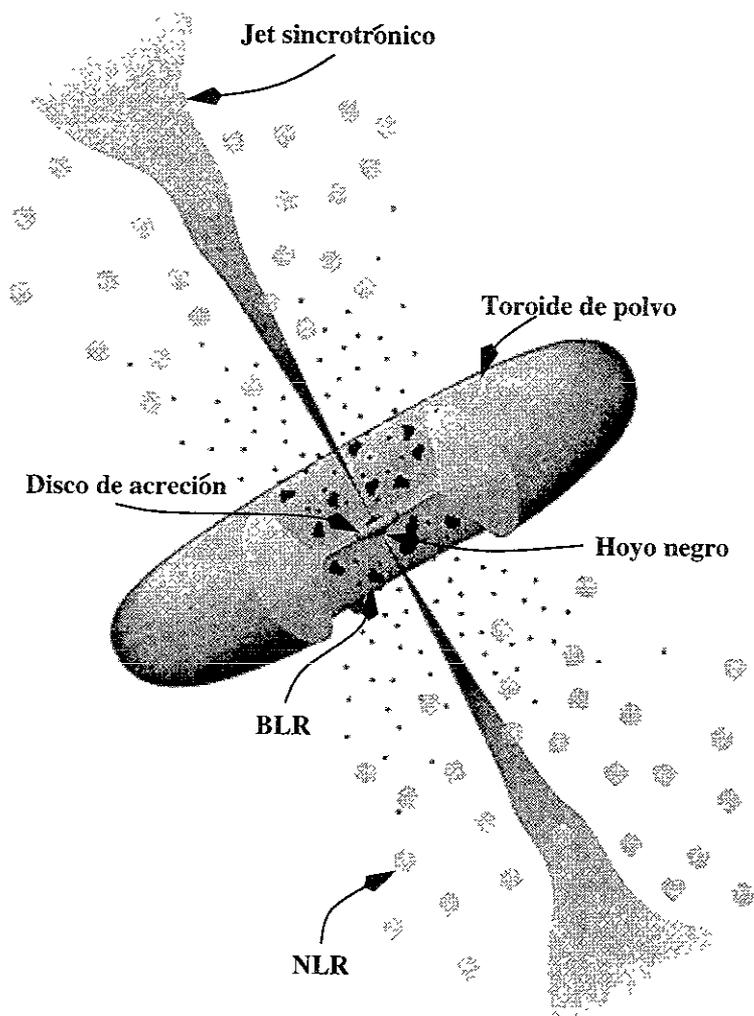


Figura 1.7: Los continuos descubrimientos y nuevas ideas que han modelado la fenomenología de los AGN han permitido hacer nuestro mejor “retrato hablado” de estos objetos. Las limitaciones para dar con la imagen real son muchas, y aunque cada vez hay mejores pistas, el escenario aquí representado dista mucho de haber terminado su evolución. Nota: El dibujo no está a escala. Adaptado de M. Urry y J. Godfrey, AURA/STScI - NASA.

de líneas desde un medio fotoionizado por rayos X agrega también problemas a los modelos (Kwan y Krolik 1981, Krolik 1999).

Resultados recientes que involucran el continuo ionizante tomado de Boroson y Green (1992) y otros cuasares con $z \geq 0.33$ (Laor et al. 1994, 1997) sugieren que éste puede representarse por una sola ley de potencias desde el UV hasta los rayos X. La interpolación de Laor et al. suprime la prominente joroba en el extremo UV de la parametrización propuesta por Mathews y Ferland (1987) para el continuo típico de un AGN. Esto reduce el número de fotones ionizantes que hace difícil a los modelos explicar las intensidades observadas para las HIL, en especial He II $\lambda 4686$ (Korista et al. 1997).

El análisis de correlación cruzada es una técnica útil para medir velocidades radiales, con una precisión de un orden de magnitud mejor que la resolución del espectrómetro (Tonry y Davis 1979). Sin embargo, uno de los principales problemas de este método es el espaciado disparado de los datos y los muestreos generalmente muy pobres de las curvas de luz. En espectroscopía, los datos suelen estar muestreados uniformemente, mientras que en las curvas de luz no (Peterson 1988). Por su parte, el cálculo de la TF también está limitado no por las técnicas sino por los datos existentes (Ulrich et al. 1997). Conforme se tengan mejores datos, estos permitirán una completa utilización de la información en los perfiles de las variaciones y motivarán el desarrollo de métodos que incorporen más elementos físicos y geométricos en los modelos.

1.5.2 Posibles caminos a futuro.

Aún hay muchas preguntas en el aire, pero también hay enormes esfuerzos buscando respuestas.

Siguen sin ser claros, por ejemplo, los mecanismos que generan la variabilidad en los perfiles de líneas. Sin embargo, hay evidencias que apuntan a BLR multicomponentes. Las técnicas como la del Análisis de Componentes Principales (PCA: Principal Component Analysis) para aislar las distintas componentes físicas, presentan caminos interesantes para el desarrollo y caracterización de los posibles modelos. El PCA es una herramienta matemática que puede reducir un conjunto multidimensional de datos en un pequeño número de variables linealmente independientes. Una descripción completa de este método puede hallarse en Kendall y Stuart (1976) o Jolliffe (1986). La aplicación a espectros de AGN la describe Mittaz et al. (1990) o Francis et al. (1992) para variaciones entre objetos. A partir del PCA aplicado por Boroson y Green (1992) para su muestra, Sulentic et al. (2000a,b) encuentran importantes relaciones entre el primer eigenvector (E_1) y parámetros de la estructura de la BLR. E_1 relaciona, entre otras cosas, la masa de la fuente central, M_{BH} , y la luminosidad, mediante la luminosidad de Eddington: $L/L_{Edd} \propto L/M_{BH}$ (ver Sulentic et al. 2000a). Otro ejemplo de aplicación del PCA lo dan Türler y Courvoisier (1998), al descomponer las líneas de Ly α y C IV $\lambda 1549$, de una muestra de 18 galaxias Seyfert, para luego correlacionar las variaciones del continuo con las de las líneas.

Si se continúa el monitoreo sistemático de la variabilidad de líneas y continuo, que en recientes años se ha impulsado (Kaspi et al. 2000), ello permitirá seguir la dependencia de la respuesta de las líneas con la luminosidad de los AGN. Así, quizá también puedan determinarse valores más precisos de la masa central en estos objetos.

Otro camino que ha tenido fuerza recientemente, y que plantea muchas vetas a futuro, es el de la exploración de las regiones más internas de los AGN. Las observaciones de variabilidad de los perfiles en la línea de Fe K (en los rayos X suaves), son pasos significativos en este sentido (Tanaka et al. 1995, Yaqoob et al. 1996, Sulentic et al. 1998).

De la compilación de espectros que realizamos para la presente tesis, encontramos objetos con rasgos significativos de variabilidad en sus perfiles. Los resultados que de aquí obtenemos pueden dar elementos importantes a los nuevos planteamientos existentes sobre el carácter multicomponente de las líneas de emisión. Así también, aportamos consideraciones particulares sobre la cinemática que puede estar sucediendo en las región de líneas anchas de una fuente RQ atípica: Markarian 926. Esta galaxia Seyfert muestra un comportamiento generalmente adjudicable a objetos RL, el cual sólo ha sido observado en muy contados RQ.

Este trabajo de tesis mantiene una fuerte liga entre lo que se ha realizado en el tema de variabilidad, y abre nuevas posibilidades para desarrollo futuro. Por ejemplo: (1) Para realizar un monitoreo sistemático de AGN, y consolidar las bases de datos espectrales existentes para su análisis. (2) En el mejoramiento de técnicas de identificación y sustracción de líneas (como el Fe II_{opt}). Y, (3) Para continuar el modelaje que explique físicamente, no sólo la estructura y existencia de múltiples componentes participantes de la emisión de las líneas, sino que puedan responder a los distintos cambios que suceden al evolucionar el perfil espectral.

Capítulo 2

Espectroscopía óptica en galaxias Seyfert.

2.1 Criterios de selección de la muestra.

2.1.1 Propósito de este trabajo.

Dentro de los estudios de variabilidad de líneas de emisión, hay dos enfoques posibles que le podíamos dar al presente trabajo: El primero es contemplarlo como un estudio estadístico que relacione, dentro de una muestra representativa de objetos, a la variabilidad con otros parámetros físicos, para generar correlaciones y lograr así un escenario más general del fenómeno de AGN. En el segundo enfoque, que puede verse como una fase previa a estudios estadísticos, se muestran objetos que den indicaciones de variabilidad en sus líneas, para entonces explicar su física particular. En este último caso, los modelos físicos que suelen explicar un comportamiento dado resultan ser “*ad hoc*”, en ocasiones difíciles de generalizar. El segundo enfoque no habla de muestras representativas estadísticamente; empero, si se tienen presentes sus limitaciones iniciales de modo que puedan solventarse, es posible generar más adelante una estadística más completa de los AGN. En este trabajo, optamos por atender inicialmente el segundo enfoque, sin que con ello se plantee que la labor ya haya sido concluida.

La región espectral escogida para el estudio comprendió al intervalo entre las líneas de $H\beta$ y $H\alpha$, debido a su intensidad y relativa facilidad de observación en el óptico. En particular, la región de $H\beta$ es observable dentro de un amplio intervalo de corrimientos al rojo ($z \lesssim 0.5$; ver Boroson y Green 1992, Sulentic et al. 2000a), y en ella se ubican líneas que pueden tener características interesantes, como la de He II $\lambda 4686$ y las agrupaciones de líneas de Fe II en ambos lados de $H\beta$; o bien, líneas que nos serán útiles en la parametrización espectral, como [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$.

2.1.2 La muestra.

Escogimos una muestra de 15 AGN, todos ellos clasificados como galaxias Seyfert tipos 1, 1.2 y 1.5 en el catálogo de Véron y Véron (1998). La muestra seleccionada se encuentra en un intervalo de corrimientos al rojo de $0.03 \lesssim z \lesssim 0.2$. En la TABLA 2.1, puede observarse la clasificación que se les asigna a los objetos, de acuerdo a la relación de flujos en radio y óptico; notemos que de los 15 objetos escogidos, 4 son RL y el resto son RQ. En las columnas 2 y 3 se indican las coordenadas ecuatoriales para la época 2000.0. La quinta indica el corrimiento al rojo medido para cada objeto. Los espectros que no habían sido corregidos por su corrimiento al rojo, los desplazamos para tenerlos en el sistema de referencia del cuasar correspondiente. Para ello, tomamos los valores de z presentados por Boroson y Green (1992), salvo en los casos donde no apareciera el objeto en la muestra de ellos; para los cuales tomamos el valor dado por la base electrónica de datos NED¹. Así también, la magnitud presentada en la última columna de esta tabla fue obtenida de NED. Conviene advertir que las magnitudes aquí mostradas deben tomarse sólo como un estimado, ya que los valores dados en NED no corresponden a un sistema homogéneo (ya que son datos tomados de muy diversos catálogos y artículos; ver http://nedwww.ipac.caltech.edu/help/objresult_help.html).

Los espectros fueron obtenidos en diversos observatorios (entre los que pueden citarse al Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir, México; el Observatorio de la ESO, Chile; el Observatorio de Keat Peak, Estados Unidos; y el de Calar Alto, España). Se conjuntó así una base de espectros inéditos (de Diego 2000, Dultzin-Hacyan y Marziani 2000) con los existentes en la bibliografía (a los cuales tuvimos acceso gracias al apoyo de otros astrónomos, quienes amablemente nos dieron los espectros solicitados para agregar y hacer más completa nuestra muestra).

2.2 Observaciones.

En la TABLA 2.2 se presentan los datos más relevantes de las observaciones con las que pudimos contar para este trabajo. En la primer columna incluimos otras denominaciones con los que se identifican los objetos de nuestra muestra (dados por NED). La segunda columna señala las fechas de observación para cada espectro. La resolución reportada por los autores de cada espectro se indica en la tercer columna. Por último, la columna cuatro indica la referencia para la obtención de cada espectro. Además de las referencias, en esta columna señalamos con un asterisco las temporadas de observación que se realizaron en el telescopio de 2.1 m localizado en el Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir, BC.

¹NASA/IPAC Extragalactic Database: <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, & NASA.

Tabla 2.1: La muestra.

OBJETO	TIPO ^a	AR (2000.0) ^b	DEC. (2000.0) ^b	z^c	MAG ^b
III ZW 2	RL	00h 10m 31.006s	10° 58' 29.50"	0.089	15.40
PG 0026+129	RQ	00h 29m 13.725s	13° 16' 04.35"	0.142	15.41
I ZW 1	RQ	00h 53m 34.940s	12° 41' 36.20"	0.061	14.36
PG 0052+251	RQ	00h 54m 52.160s	25° 25' 38.90"	0.155	15.42
MKN 1014	RQ	01h 59m 50.211s	00° 23' 40.62"	0.164	15.69
NAB 0205-02	RQ	02h 07m 49.860s	02° 42' 55.90"	0.155	15.39
PG 1211+143	RQ	12h 14m 17.600s	14° 03' 12.50"	0.085	14.63
3C 273	RL	12h 29m 06.700s	02° 03' 08.60"	0.158	12.86
PG 1411+442	RQ	14h 13m 48.390s	44° 00' 13.60"	0.089	14.99
MKN 509	RQ	20h 44m 09.738s	-10° 43' 24.54"	0.034	13.00
II ZW 136	RQ	21h 32m 27.813s	10° 08' 19.46"	0.061	14.60
PKS 2135-14	RL	21h 37m 45.242s	-14° 32' 55.38"	0.200	15.91
MKN 304	RQ	22h 17m 12.261s	14° 14' 21.06"	0.067	15.08
MKN 926	RQ	23h 04m 43.455s	-08° 41' 08.49"	0.047	15.00
PKS 2349-01	RL	23h 51m 56.141s	-01° 09' 12.74"	0.174	15.33

^a Este parámetro se obtuvo de: Boroson y Green (1992), Kellermann et al. (1994); Elvis et al. (1984); Corbin y Boroson (1996); Véron y Véron (1998); y Xu et al. (1999).

^b Tomados de la base electrónica de datos NED.

^c Valores tomados de Boroson y Green (1992) y la base electrónica de datos NED.

2.3 Procesamiento de los datos.

Los espectros de esta muestra fueron previamente reducidos con la paquetería de IRAF². No todos los espectros habían sido corregidos por el corrimiento al rojo cosmológico, de modo que el primer paso fue uniformizar la muestra al sistema de referencia de cada objeto.

Para limitar el universo de espectros útiles, se tomaron como parámetros importantes a la señal a ruido y la resolución. Debe tomarse en cuenta que las diferencias relativas entre los perfiles solamente pueden cuantificarse significativamente si los datos tienen la suficiente resolución ($\lesssim 10 \text{ \AA}$ de FWHM) y un alto cociente de señal a ruido ($\gtrsim 20$) en el continuo (Sulentic et al. 2000a). Las restricciones que imponen la S/N y la resolución de los datos existentes en la literatura, limitan la parametrización que pueda hacerse a las líneas de emisión. En casi todos los espectros de nuestra muestra se contempló cubrir con estas restricciones, y en el caso de los objetos que analizamos con mayor detalle (III Zw 2, Mkn 304 y Mkn 926) sí acotamos las restricciones a los valores mencionados.

Antes de analizar los perfiles de las líneas, contemplaremos las fuentes de contaminación e incertidumbre que pueden influir para identificar variaciones en las líneas. Posteriormente, abordaremos las etapas preparatorias para uniformizar los espectros y reducir fuentes de error. Las etapas son la identificación y eliminación del Fe II, la calibración con la línea de [O III] $\lambda 5007$, y finalmente el ajuste y resta del continuo.

²Image Reduction & Analysis Facility: National Optical Astronomy Observatories, AURA-NSF.

Tabla 2.2: Observaciones.

NOMBRES	FECHA OBS.	RES. (Å)	REF.†	NOMBRES	FECHA OBS.	RES. (Å)	REF.†
III Zw 2	15 dic 1987	6	a	3C 273.0	16 feb 1990	6.5→7	b
PG 007+106	18 sep 1990	6.5→7	b	PG 1226+023	04 abr 1990	6.5→7	j
Mark 1501	08 ago 1994	≤7	c		19 abr 1996	4→7	d
	01 jul 1995	4→7	d*				
	01 oct 1997	4	e*	PG 1411+442	15 feb 1990	6.5→7	b
					19 feb 1991	4→7	d
PG 0026+12	11 oct 1990	6.5→7	b		17 jul 1995	4	e*
	16 oct 1991	10→15	f				
	01 ene 1993	10→15	f	Mark 509	05 abr 1990	4→7	d
	17 jul 1995	4	e*	PG 2041-109	15 oct 1990	4→7	j
					21 may 1993	4→7	j
I Zw 1	19 sep 1990	6.5→7	b		04 oct 1997	4	e*
PG 0050+124	7-8 oct 1994	≤7	c				
Mark 1502	04 oct 1997	4	e*	II Zw 136	26 oct 1987	6	a
				PG 2130+099	18 sep 1990	6.5→7	b
PG 0052+251	11 oct 1990	6.5→7	b	Mark 1513	04 dic 1993	10→15	f
	18 oct 1990	4→7	d		08 jun 1995	10→15	f
	09 dec 1994	4→7	d*		04 oct 1997	4	e*
	01 jul 1995	4→7	d*				
	03 oct 1997	4	e*	PKS 2135-14	23-24 may 1993	4→7	j
				PHL 1657	30 sep 1997	4	e*
Mark 1014	11 oct 1990	6.5→7	b				
PG 0157+001	16 oct 1990	4→7	d	Mark 304	16 jul 1986	3	i
	25 oct 1995	8.3	g	PG 2214+139	27-28 sep 1989	2	d
	17 nov 1996	9.3	h	II Zw 175	18 sep 1990	6.5→7	b
	30 sep 1997	4	e*		04 oct 1997	4	e*
NAB 0205+02	30 oct 1995	4→7	d	Mark 926	10 sep 1978	5.5	k
Mark 586	01 oct 1997	4	e*	MCG-2-58-22	26-27 sep 1989	2	l
					24 may 1993	4→7	d
PG 1211+143	21 may 1986	3	i		04 oct 1997	4	e*
	15 feb 1990	6.5→7	b				
	19 feb 1991	4→7	j	PKS 2349-01	7-8 oct 1994	≤7	c
	23 ene 1993	10→15	f	PG 2349-014	26 sep 1995	≤7	m
	01 may 1995	4→7	d		30 oct 1995	4→7	d
	17 jul 1995	4	e*		30 sep 1997	4	e*
	23 dic 1997	10→15	f				

† Las fuentes de las cuales recabamos esta base de espectros son: [a] Wilkes et al. (1999); [b] Boroson y Green (1992); [c] Ulrich (2000); [d] Dultzin-Hacyan y Marziani (2000); [e] de Diego (2000); [f] Kaspi et al. (2000); [g] Veilleux et al. (1999); [h] Wu et al. (1998); [i] Stirpe (1990); [j] Marziani et al. (1996); [k] Durret y Bergeron (1988); [l] Sulentic et al. (1998); y [m] Corbin (1997a). Agradecemos a los autores de estas observaciones el habernos permitido amablemente sus espectros para la realización de este trabajo.

* Observaciones hechas en el Observatorio Astronómico Nacional, San Pedro Mártir, B.C. México.

2.3.1 Fuentes de contaminación e incertidumbre.

Peterson (1988), enumeró los siguientes efectos sistemáticos que pueden llevar a errores en la determinación sobre perfiles y su variabilidad:

1. *Efectos de apertura.* Las líneas delgadas pueden considerarse constantes en los estudios de variabilidad en galaxias Seyfert. Pero eso requiere que la región de líneas delgadas quede cubierta por la apertura de entrada al detector durante la observación (los tamaños angulares estimados para la NLR son de unos segundos de arco). Los errores de guiado y centrado pueden provocar diferencias entre espectros si la apertura es menor al tamaño angular de la NLR (Collin-Souffrin 1980).

Por otro lado, los efectos de “seeing” por turbulencia atmosférica, embarran las distribuciones de brillo de las componentes de una línea. Esto también puede alterar la contribución de las componentes si la apertura de entrada no es mayor que el disco producido por el seeing (Peterson y Collins 1983). Una forma de considerar los efectos de apertura es usar aperturas de entrada que al proyectarse tengan tamaños mayores que la NLR. Sin embargo, también debe tenerse en cuenta que al aumentar la apertura se pierde resolución.

2. *Contaminación de líneas delgadas.* Dado que las componentes anchas de las líneas pueden estar ligeramente desplazadas respecto a las líneas delgadas, la asimetría del perfil observado puede también cambiar de un objeto a otro. Para determinar la contribución de las líneas delgadas, es necesario desconvolucionar los perfiles observados en sus diferentes componentes.

3. *Contaminación por luz estelar.* En el caso de AGN de muy baja luminosidad, la luz estelar de la galaxia subyacente contribuye en una gran fracción al flujo óptico observado, aún con aperturas pequeñas (Malkan y Filippenko 1983). La componente estelar tiene muchas líneas de absorción en el óptico que pueden provocar una estructura aparente en los perfiles de las líneas. A primer orden, este efecto puede ser removido sustrayendo un espectro escalado de una galaxia normal; por ejemplo, Crenshaw y Peterson utilizaron a la galaxia elíptica enana M32 para remover la contaminación estelar (ver Crenshaw y Peterson 1985).

Actualmente se considera que los brotes de formación estelar y eventos de supernovas pudieran afectar significativamente en los perfiles de algunas líneas de AGN. Por lo tanto, es conveniente identificar a la galaxia subyacente, cuando sea posible. Ésta también puede tener, en algunos casos, una emisión de [O III] significativa que debe tomarse en cuenta. Este factor de error se relaciona con las aperturas de las rendijas usadas en la obtención de los espectros: distintas aperturas pueden dar resultados diferentes en las líneas que no son producidos por el objeto sino por contribución galáctica. Para cuantificar esta fuente de contaminación, es necesario tener mediciones de [O III] galáctico fuera del AGN, y evaluar su impacto.

4. *Problemas de señal a ruido.* Como ya indicamos en la sección anterior, los estudios detallados de los perfiles requieren una alta S/N. Un espectro con poca S/N prácticamente no contiene información de los detalles sobre los perfiles de las líneas de emisión.

Además de los puntos recién mencionados, si queremos aislar en particular $H\beta_{BC}$ ³, hay tres fuentes de contaminación que son importantes y deben considerarse (Sulentic et al. 2000a): (a) el modelado del continuo; (b) la emisión de $Fe II_{opt}$; y (c) la mezcla, sobretodo en las alas, con $[O III] \lambda\lambda 4959, 5007$ y $He II \lambda 4686$.

2.3.2 El caso de $Fe II_{opt}$.

La identificación y eliminación de la emisión de $Fe II_{opt}$ es un tópico muy importante en los estudios de variabilidad. A lo largo de este trabajo, consideramos como $Fe II_{opt}$ a las agrupaciones de líneas de Fe^+ en la región de $H\beta$ y alrededores. Particularmente a dos agrupaciones: una en $\lambda\lambda 4450 \rightarrow 4700$ (designada en conjunto como $\lambda 4570$) y la otra en el intervalo $\lambda\lambda 5150 \rightarrow 5350$ (Sulentic et al. 2000a). De estas agrupaciones, las mezclas de multipletes 37, 38 y 43 entre $H\gamma$ y $H\beta$, así como los multipletes 42, 48, 49 y 55 en $\lambda\lambda 5100 \rightarrow 5600$, son los perfiles más intensos en el óptico (Phillips 1978a,b, Boroson y Green 1992). Estas agrupaciones de líneas no sólo se han trabajado como fuentes de contaminación (De Robertis 1985, Boroson y Green 1992); sino que también han sido esenciales para la determinación de parámetros físicos en los AGN (Wampler y Oke 1967, Phillips 1978a, Collin-Souffrin et al. 1979). Esta importancia se ha visto reflejada si notamos su impacto en la clasificación de los objetos (Steiner 1981, Sulentic et al. 2000a). Los trabajos sobre este ion son abundantes, desde su primera detección en el cuasar 3C 273 y la galaxia Seyfert 1 I Zw 1 por Wampler y Oke (1967) y Sargent (1968) respectivamente.

Todo lo anterior nos llevó a dedicarle nuestra atención en esta sección. No sólo por la importancia en el tratamiento de este ion como fuente de error, sino también para tener criterios que nos permitan evaluar las técnicas usadas, entendiendo la física involucrada y las implicaciones que tiene en los espectros.

2.3.2.1 Efectos del $Fe II_{opt}$.

Hay evidencias de que el comportamiento de los perfiles de $Fe II_{opt}$ es similar al de H I (Phillips 1978a,b, Boroson y Green 1992). Para objetos con dos componentes claramente diferenciadas en $H\beta$, los perfiles de $Fe II_{opt}$ se parecerán más a la componente ancha de esta línea; lo cual es consistente con los modelos en los que el $Fe II_{opt}$ y las líneas anchas de Balmer se producen en las mismas nubes, y cuyos movimientos relativos son los causantes del ensanchamiento observado en los perfiles. También, las intensidades relativas de las líneas de $Fe II_{opt}$ varían en forma semejante de un objeto a otro, indicando que las mismas condiciones físicas y los mismos mecanismos de excitación son responsables de la emisión (Ptak y Stoner 1976).

Las líneas de $Fe II_{opt}$ son transiciones de niveles de energía del Fe^+ , con potencial de excitación de ~ 5 eV al de ~ 2 eV. Los niveles a 2 eV son metaestables. Para despoplarse colisionalmente, deben haber densidades electrónicas $N_e > 10^6 \text{ cm}^{-3}$ en la región emisora de $Fe II_{opt}$ (Wampler y Oke 1967). Otra forma por la que podría darse la emisión observada es excitando los iones con radiación del continuo, mediante fluorescencia resonante⁴.

³Como definimos en § 1.2: BC \equiv Broad Component.

⁴Expliquemos brevemente este mecanismo, el cual es otra forma de excitación, además de la colisional

La emisión de Fe II_{opt} también puede ser usada para estimar la densidad electrónica de la BLR. Como indicaron Wampler y Oke (1967), las transiciones de 2 eV a niveles más bajos son prohibidas. En galaxias Seyfert 1 y QSO, las líneas prohibidas de [Fe II]⁵ son muy débiles, o incluso están ausentes (Wampler y Oke 1967, Phillips 1978a). La presencia de Fe II_{opt}, junto con la falta de [Fe II], implicaría que $N_e \geq 10^6$ - 10^7 cm⁻³, lo cual da un límite inferior de la densidad electrónica en la emisión de Fe II_{opt}. Tal límite no contradice los valores discutidos para la densidad en la BLR (§ 1.1.2), y favorece la evidencia de que las líneas de Fe II_{opt} se forman en la misma región donde se emiten las líneas anchas de Balmer (o al menos muy cerca, si recordamos los resultados sobre estratificación en los AGN).

Sin embargo, la emisión de Fe II_{opt} aún no ha sido explotada completamente como un parámetro de diagnóstico debido a la complejidad del átomo de Fe⁺ que impide un modelaje confiable (ver Sulentic et al. 2000a).

2.3.2.2 Sustracción y plantillas.

La emisión de Fe II_{opt} puede complicar la medición de los anchos e intensidades de líneas. Es por ello que Boroson y Green (1992) elaboraron un patrón inicial de Fe II_{opt} removiendo las líneas que no eran de este ion en la galaxia NLS1 I Zw 1 (la cual se distingue por la intensidad de sus líneas de Fe II_{opt} y la angostura de sus líneas permitidas anchas). Entonces, a partir de ese espectro patrón, generaron una familia de plantillas, definida por dos variables: un factor de ensanchamiento de línea y un factor de escala en intensidad. Compararon las plantillas escaladas y ensanchadas con cada uno de los objetos de su muestra de estudio. Supusieron durante este procedimiento que las intensidades relativas de las líneas (dentro de cada multiplete como entre éstos) guardaban las mismas proporciones para todos los objetos. La justificación, en términos aproximados, la obtuvieron al comparar los picos relativos de las líneas de Fe II_{opt} en I Zw 1 con los picos en otros espectros que tuvieran anchos similares a los de I Zw 1.

Cada plantilla fue ensanchada convolucionando con perfiles gaussianos de anchos distintos. Además, multiplicaron por un factor de escala la intensidad de las plantillas para ajustar a todos los objetos. Al inspeccionar las diferencias, determinaban finalmente qué par de índices era la mejor pareja. En general, un ajuste correcto daba un continuo plano entre H γ y He II λ 4686 (aunque en algunos objetos puede observarse He II λ 4471).

y la recombinación. La presencia de líneas de emisión muy intensas en una nube de gas hace que si alguna transición llega a coincidir con una de estas líneas, entonces es posible que suceda una absorción, llevando al ion correspondiente a un estado excitado. Normalmente, el fotón sería reemitido al decaer el ion a su estado fundamental, pero si el electrón del ion en nivel excitado pasa en su decaimiento por niveles intermedios, se producen entonces líneas con longitudes de onda mayores a la absorbida. El nivel inicialmente excitado podría estar demasiado alto como para ser poblado apreciablemente por colisiones, de modo que las intensidades de las líneas emitidas a longitudes más grandes podrían ser mayores a las intensidades predichas por recombinación. Tales líneas inesperadamente más intensas se conocen como *líneas de fluorescencia resonante* (Emerson 1996).

⁵[Fe II] tiene varios multipletes emitidos entre 4413 Å y 5719 Å (Thackeray 1953), que fueron buscados para 3C 273 por Wampler y Oke (1967) sin lograr su detección.

2.3.2.3 Aplicación a una selección de nuestra muestra.

Tras una primera inspección a los espectros que teníamos de la muestra total, seleccionamos tres galaxias. Las relevantes características de sus perfiles motivaron su selección para un trabajo más detallado en esta tesis. Estos objetos son: **III Zw 2**, **Mkn 304** y **Mkn 926**.

A continuación describimos el procedimiento empleado para la sustracción de Fe II_{opt} a las galaxias seleccionadas:

1. Para cada objeto, creamos una matriz de plantillas de Fe II_{opt} (a partir del espectro de I Zw 1 observado en 1990) escaladas a distintos factores de intensidad (con `sarith` de IRAF, por ejemplo) y con distintos ensanchamientos (usando `gauss`. Debe considerarse al ejecutar la rutina `gauss`, u otra similar, que también se baja la intensidad del pico en la línea convolucionada al preservar el flujo integrado).
2. Restamos cada plantilla de la matriz a un espectro específico.
3. Revisamos los residuos, seleccionando regiones del espectro restado donde hubo contaminación por Fe II_{opt} (dentro de los intervalos de las agrupaciones de multipletes, mencionadas en § 2.3.2.2), y comparándolas con regiones donde el continuo estaba libre de contaminación (fuera de las agrupaciones de líneas de Fe II_{opt}). La plantilla escalada y ensanchada que minimizó los residuos se consideraba como el mejor ajuste.

Para cada objeto, el factor de ensanchamiento encontrado en un espectro se consideró constante, y fue el mismo que se aplicaba a todas las plantillas de la matriz dada. La razón de ello es que el ensanchamiento que se aplica a la plantilla de Fe II_{opt} se relaciona más con la cinemática del gas emisor y no tanto con las variaciones del continuo que llevarán a los cambios en la intensidad de la emisión. Consideramos entonces que la cinemática de la región donde se forman las líneas de Fe II_{opt} y Balmer en un objeto dado, no se modifica significativamente en la escala de tiempo de nuestro estudio. Es así que el ancho de una componente dada de las líneas de emisión puede ser diferente entre un objeto y otro; pero entre los distintos espectros de un mismo objeto se supuso \sim constante (un razonamiento similar nos llevó a determinar los valores de la TABLA 3.8 que presentamos en el tercer capítulo).

Otro punto respecto a la aplicación de un factor de ensanchamiento en la matriz de plantillas: recordemos que I Zw 1 es una NLS1, y de esta galaxia generamos las plantillas. Cuando la comparamos con una galaxia Seyfert 1 (o una Sy 1.5), debe existir un factor de ensanchamiento entre las líneas de Balmer. Si las líneas de Fe II_{opt} surgen de una región similar a donde se generan las de Balmer (ver § 2.3.2.1), y al haber una correlación entre los anchos de ambas líneas (Sulentic et al. 2000a,b), entonces es natural suponer que haya que ensanchar las líneas para ajustar la plantilla adecuadamente.

Por otro lado, el factor de escala (en intensidad de la emisión) aplicado a una plantilla sí depende de las condiciones particulares de la época. Por lo tanto, estos factores de escala sí pueden ser diferentes de un espectro a otro para un mismo objeto.

La agrupación de líneas de Fe II_{opt} que consideramos principalmente para la caracterización y resta, fue la región entre H γ y H β , designada como $\lambda 4570$. La emisión de Fe II_{opt} en las galaxias escogidas es más débil que la existente en I Zw 1, dificultando con ello la estimación del ensanchamiento que debía aplicarse.

Para determinar cuánto debían ensancharse las líneas de Fe II_{opt} en las plantillas, medimos el FWHM(H β _{BC})_{obj} de los objetos seleccionados, y el de I Zw 1 observado en 1990 (del cual Boroson y Green generaron el patrón de líneas de Fe II_{opt}). A continuación, para relacionar el FWHM de H β _{BC} con el de Fe II_{opt} en los objetos seleccionados y en I Zw 1 (Sulentic et al. 2000a,b), escogimos una línea bien definida en alguna de las agrupaciones de Fe II_{opt} de la plantilla (aún sin escalar). Al revisar la agrupación de líneas de Fe II_{opt} en $\lambda 4570$ para I Zw 1, pudimos identificar la emisión del multiplete 38 $\lambda 4584$ (ver Phillips 1978b). Separamos esta línea del resto de los multipletes con el comando `deblend` de la rutina `splot` de IRAF. Posteriormente, empleamos el ancho de esta línea para las determinaciones del ensanchamiento aplicado en los tres objetos seleccionados.

Para extraer el FWHM(H β _{BC}) de cada objeto seleccionado, fue conveniente revisar todos sus espectros y utilizar el que presentara el perfil de H β _{BC} más sencillo de separar en componentes y medir la componente ancha clásica de H β . Es importante tomar en cuenta que la intensidad de la componente ancha de las líneas permitidas puede cambiar mucho, de modo que si no se tiene precaución en la desconvolución de la línea pueden medirse FWHM falsos y variables. La componente angosta no varía en escalas temporales de años (ver § 1.4.2), y hay evidencias de que las VBC tampoco varían mucho en intensidad (ver caso de PG 1416-12; Sulentic et al. 2000c). De ser así las cosas, las variaciones observadas en los distintos espectros de un objeto pueden deberse básicamente a la BC.

Una vez conocidos los anchos de H β y Fe II_{opt} que calculamos previamente, supusimos que el cociente FWHM(H β _{BC})_{I Zw 1}/FWHM(Fe II_{opt} $\lambda 4584$)_{plantilla} es constante para todos los objetos (ya que estas líneas surgen de la misma región). Entonces, conociendo el valor de ese cociente para I Zw 1, así como el de FWHM(H β _{BC})_{obj}, se infirió el valor que debía tener el FWHM(Fe II_{opt} $\lambda 4584$) en el objeto. Con ello, determinamos el ensanchamiento para la plantilla de Fe II_{opt} que ajustaba con la emisión del objeto.

El siguiente paso para eliminar entonces el Fe II_{opt} en el espectro de un objeto dado, fue generar la matriz de plantillas escaladas en intensidad y restarlas al espectro del objeto. En cada caso, comparamos visualmente la emisión de Fe II_{opt} del espectro restado con la del espectro sin restar, para acotar el intervalo de factores de escala (que varió entre un 3 y 50 %).

Para determinar la mejor resta (o mejor ajuste de plantilla) evaluamos los residuos correspondientes. Para ello, primero generamos las tablas de F_λ y λ de las regiones donde se evaluaría la desviación del continuo. Estas regiones, las escogimos observando los espectros resultantes de las restas, de modo que tuvieramos intervalos en λ donde antes había contaminación por Fe II_{opt} y haya quedado como resultado un continuo esencialmente plano y horizontal. Las tablas, generadas con `imtab` de IRAF (dentro de `tables.tttools`), sirvieron de entrada para el cálculo estadístico de la *desviación media absoluta* (ADev), utilizando las rutinas del “*Numerical Recipes in Fortran 77*” (Press et al. 1992) dentro del programa `statist`, que incluimos en el Apéndice B.

Las FIGURAS 2.1, 2.2 y 2.3 muestran los espectros observados (señalados con línea punteada) y los resultantes de la sustracción del Fe II_{opt} (en línea continua), dentro de la región alrededor de Hβ para III Zw 2, Mkn 304 y Mkn 926. Aunque la contribución de Fe II_{opt} es reducida para este tipo de objetos, sí fue necesario eliminarla para estudiar el comportamiento y variaciones de He II λ4686, Hβ y Hα (principalmente en la región entre Hβ y [O III] λ4959, donde la contaminación fue en algunos casos significativa).

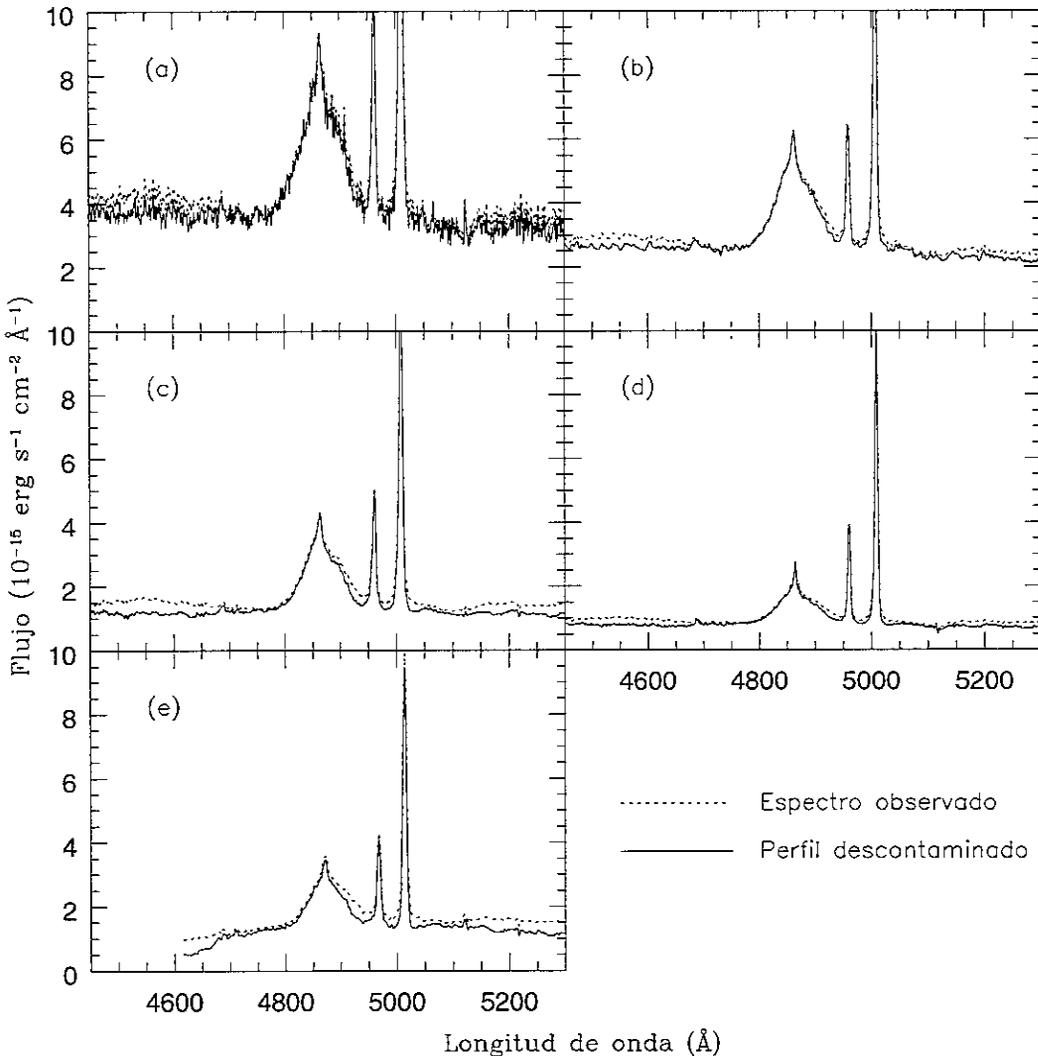


Figura 2.1: Secuencia cronológica de la emisión de Hβ y [O III] λλ4959, 5007 en la galaxia Sy 1.2 RL III Zw 2. Los perfiles muestran el efecto de la contaminación por Fe II_{opt} sobre la emisión de otras líneas. Los espectros de estos paneles no están normalizados a la emisión de [O III] λ5007. Las temporadas de observación en cada caso son: (a) 15 dic. 1987, (b) 18 sep. 1990, (c) 8 ago. 1994, (d) 1 jul. 1995, y (e) 1 oct. 1997.

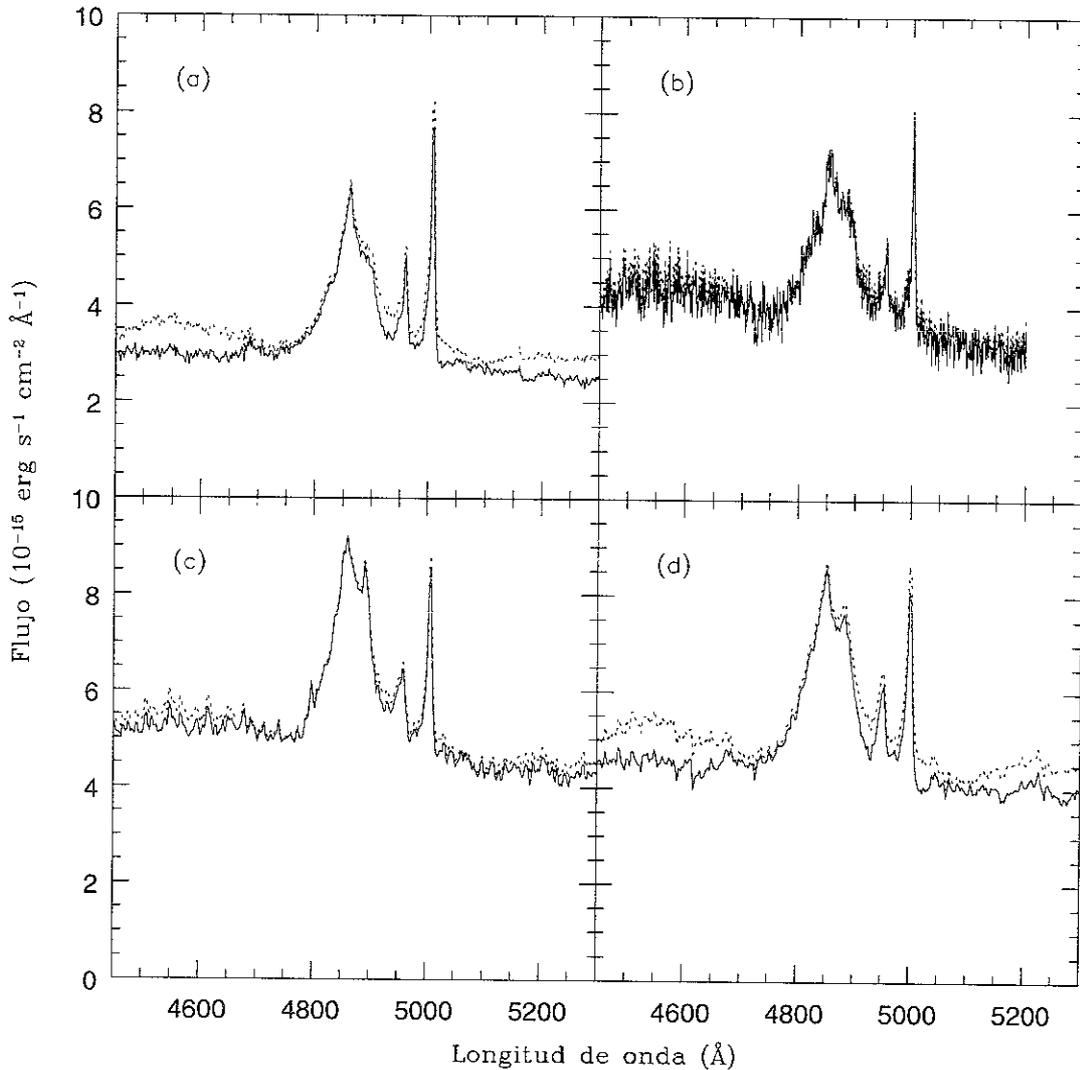


Figura 2.2: Ídem de FIGURA 2.1, pero para la galaxia Sy 1.0 RQ Mkn 304. Nuevamente, la línea punteada indica al perfil original con Fe II_{opt} (observado); la línea continua corresponde al perfil descontaminado. Las temporadas de observación son en este caso: (a) 16 jul. 1986, (b) 27-28 sep. 1989, (c) 18 sep. 1990, y (d) 4 oct. 1997.

2.3.3 Calibraciones en flujo y longitud de onda.

Para comparar las propiedades de las líneas, primero normalizamos los espectros al flujo de las líneas de $[\text{O III}] \lambda\lambda 4959, 5007$. La razón de ello fue que los flujos y perfiles de las líneas delgadas deben de ser constantes sobre cualquier escala de tiempo razonable, de modo que los flujos de las líneas prohibidas suelen usarse como calibración absoluta para estudios de variabilidad. La normalización la determinamos tomando un valor promedio del flujo de $[\text{O III}]$ y ajustando con él a todos los espectros de cada objeto dado. En principio, cualquiera de las dos líneas de $[\text{O III}]$ pueden emplearse para esta normalización; aunque

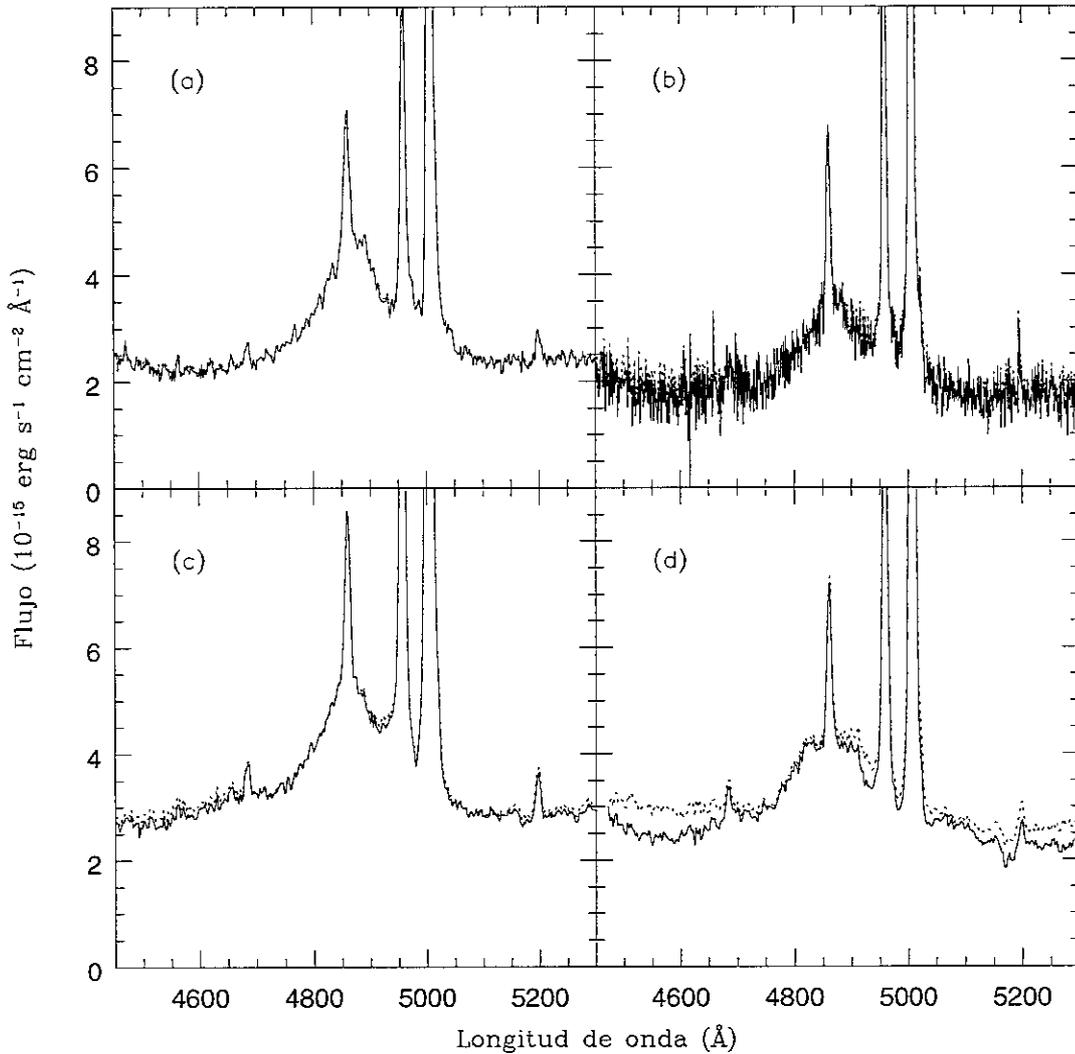


Figura 2.3: Ídem de figura 2.1, pero para la galaxia Sy 1.5 RQ Mkn 926. Las temporadas de observación de cada panel son: (a) 10 sep. 1978, (b) 26-27 sep. 1989, (c) 24 mayo 1993. y (d) 4 oct. 1997.

la de [O III] $\lambda 5007$ está menos afectada por contaminación de Fe II_{opt} y mezcla con $\text{H}\beta_{BC}$ que la de $\lambda 4959$, además de tener mejor S/N. Por lo tanto, nos basamos en esta línea para la normalización.

El procedimiento para esta fase del trabajo fue el siguiente: medimos el flujo integrado de [O III] en todos los espectros de cada objeto y promediamos esos valores. El promedio hallado determinó el factor por el cual se multiplicaba cada espectro individual para su normalización.

Los flujos promedio para cada objeto fueron

- $F([\text{O III}] \lambda 5007)_{III Zw 2} = 9.418 \times 10^{-14} \pm 1.84 \times 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.
- $F([\text{O III}] \lambda 5007)_{Mkn 304} = 4.32 \times 10^{-14} \pm 3.3 \times 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.
- $F([\text{O III}] \lambda 5007)_{Mkn 926} = 3.0035 \times 10^{-13} \pm 3.05 \times 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

Hay una última consideración que mencionar en esta sección. Aún cuando el flujo integrado de $[\text{O III}] \lambda 5007$ se haya fijado constante al normalizar, la expresión gráfica en los espectros mostró una aparente discrepancia en los perfiles de esta línea (ver por ejemplo, las FIGURAS 2.8 Y 2.9). Este efecto se debió a que los espectros mantuvieron sus resoluciones de observación (ver TABLA 2.2), teniendo diferentes valores de $\text{\AA}/\text{pixel}$. Decidimos no degradar los espectros a una misma resolución, debido a que se corría el riesgo de perder rasgos importantes para nuestro estudio de variabilidad.

2.3.4 Continuo.

El último paso en el procesamiento de los espectros fue remover el continuo en cada objeto. Esto lo logramos ajustando un polinomio de bajo orden a las regiones que daban muestras de no estar contaminadas por líneas de emisión.

Tomamos el mismo número de regiones de continuo (con intervalos en λ del mismo tamaño) para todos los espectros de cada objeto. Estas regiones seleccionadas sirvieron de muestra para la rutina *continuum* de IRAF. Elegimos, además, el mismo tamaño para todas las regiones, de modo que tuvieran el mismo peso estadístico durante el ajuste.

Posteriormente, para reproducir el continuo, hicimos varias pruebas de ajuste usando la función *spline* de IRAF. Para estas pruebas, utilizamos distintos polinomios, procurando que fueran del menor orden posible. Los mejores ajustes correspondieron a los polinomios de primer orden.

Las FIGURAS 2.4 a 2.9 muestran las regiones espectrales completas, sin Fe II_{opt} ni continuo, y normalizadas al flujo de $[\text{O III}] \lambda 5007$ para los tres objetos seleccionados.

Finalmente, procedimos a la determinación de parámetros y las componentes para los perfiles de cada espectro. Para ello, trabajamos con el paquete *Peak Fitting Module*, del programa informático *Origin 5.00*⁶. El análisis y resultados de este trabajo los presentamos en el siguiente capítulo.

⁶Elaborado por *Microcal Software Inc.*

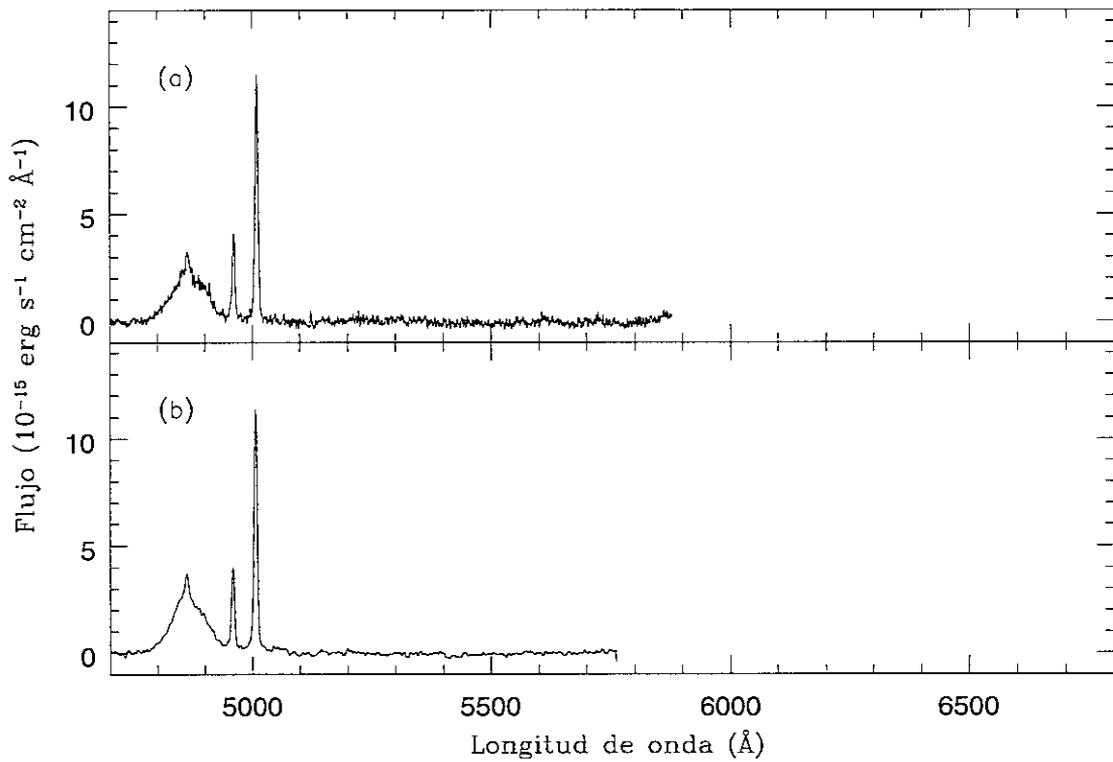


Figura 2.4: Espectros ópticos de III Zw 2 para dos épocas: (a) 1987 y (b) 1990. Además de la sustracción de Fe II_{opt} , estos perfiles ya fueron normalizados con respecto a la línea de $[\text{O III}] \lambda 5007$ y se les sustrajo la emisión del continuo.

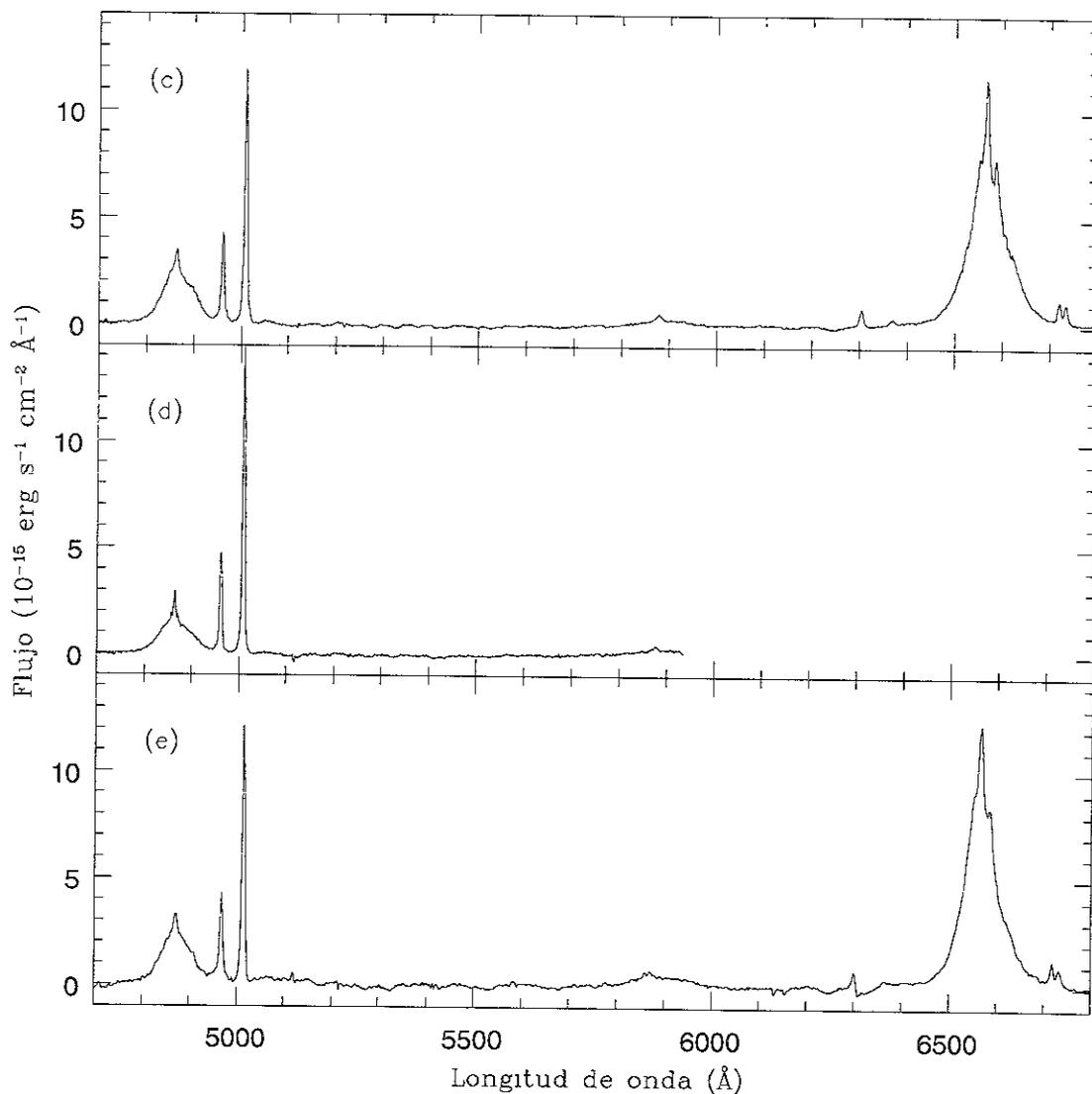


Figura 2.5: Espectros ópticos de III Zw 2 para tres épocas: (c) 1994, (d) 1995, y (e) 1997. Además de la sustracción de $Fe II_{opt}$, estos perfiles ya fueron normalizados con respecto a la línea de $[O III] \lambda 5007$ y se les sustrajo la emisión del continuo. Nota: Para no degradar los espectros, no ajustamos las resoluciones a un mismo valor; la contraparte de esto se puede ver en la aparente diferencia de intensidades de $[O III] \lambda 5007$, aún cuando tienen el mismo flujo integrado (ver § 2.3.3).

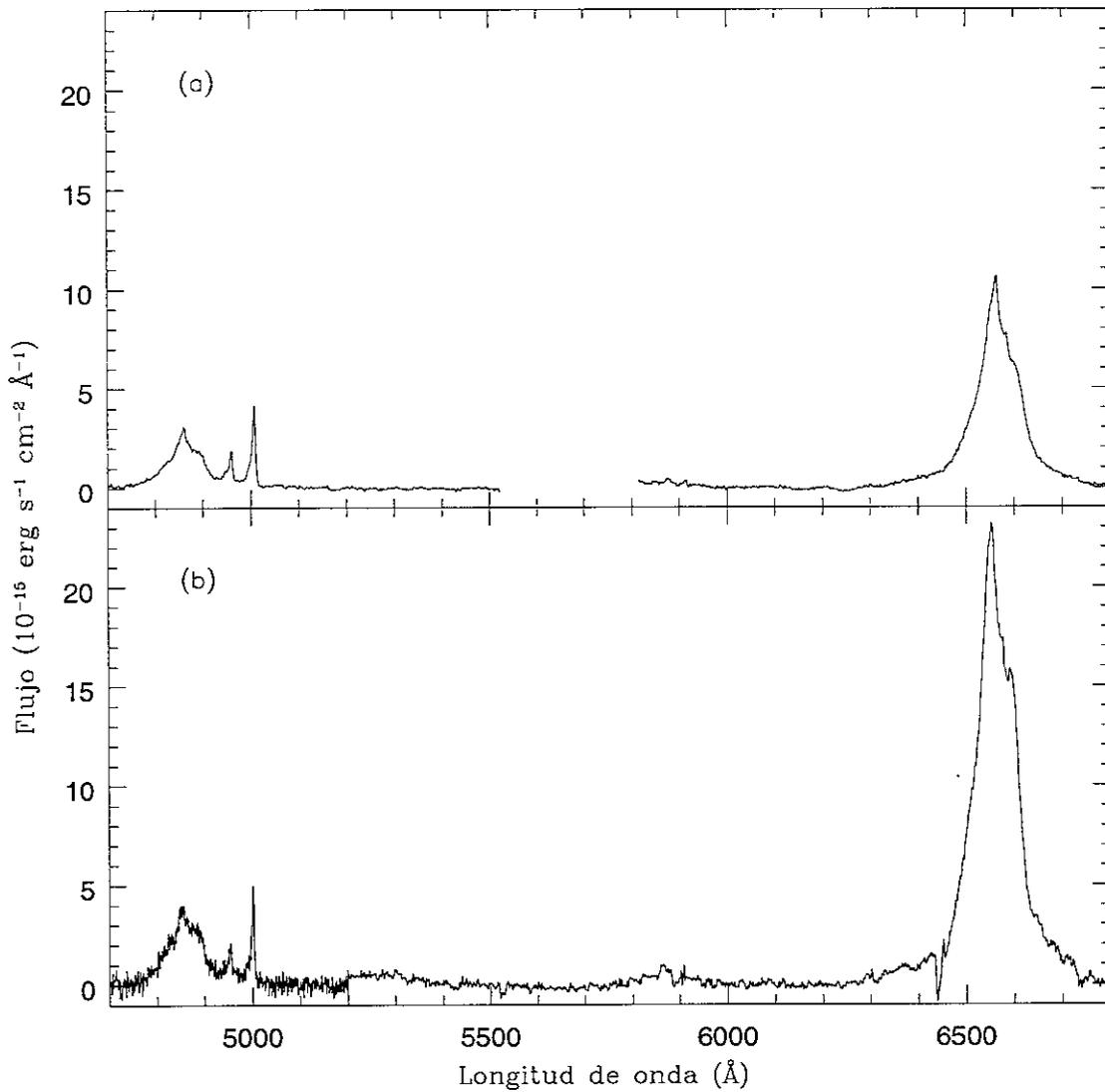


Figura 2.6: Espectros ópticos de Mkn 304 para dos épocas: (a) 1986 y (b) 1989. Además de la sustracción de $Fe II_{opt}$, estos perfiles ya fueron normalizados con respecto a la línea de $[O III] \lambda 5007$ y se les sustrajo la emisión del continuo.

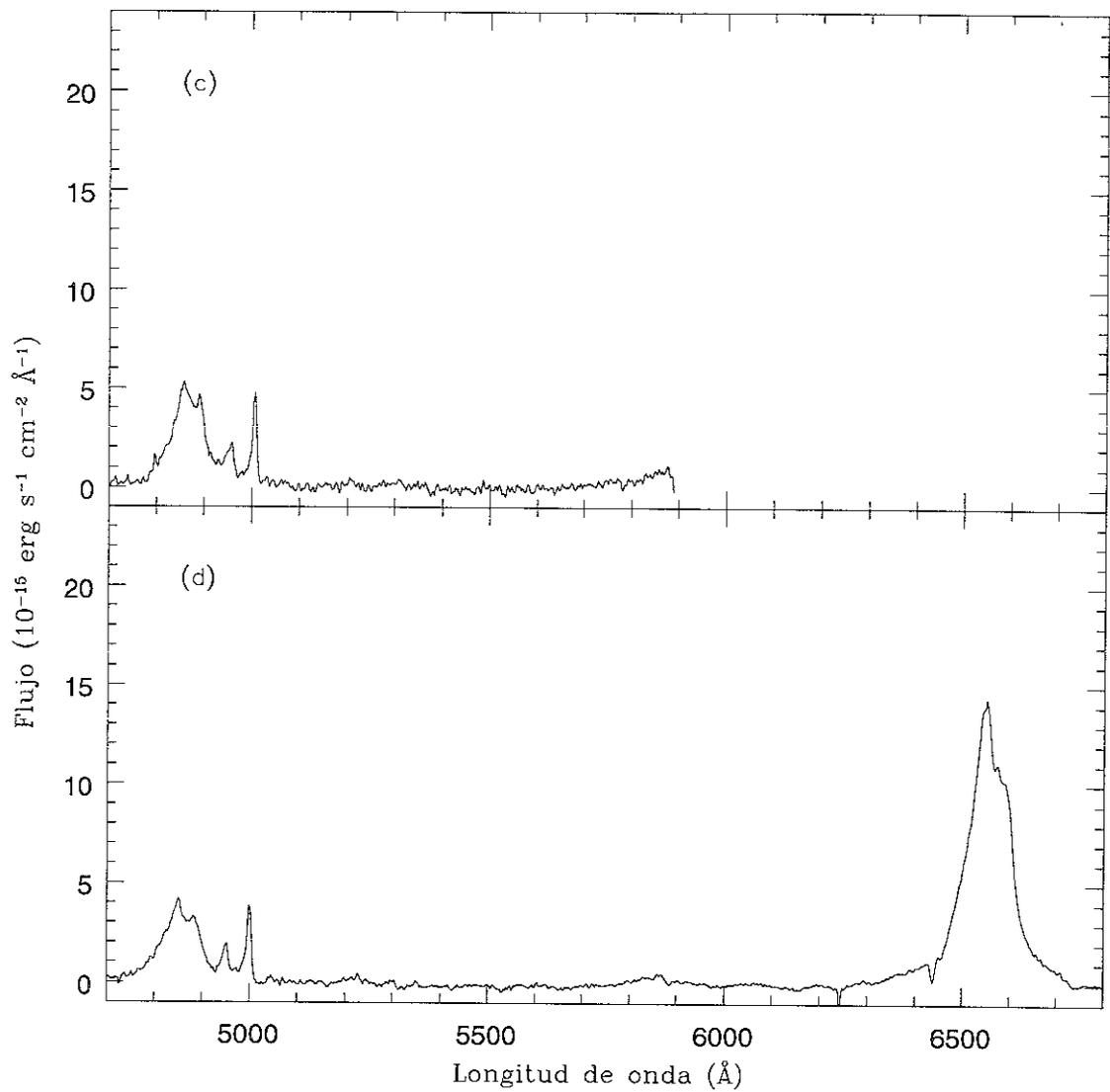


Figura 2.7: Espectros ópticos de Mkn 304 para dos épocas: (c) 1990 y (d) 1997. Además de la sustracción de $Fe II_{opt}$, estos perfiles ya fueron normalizados con respecto a la línea de $[O III] \lambda 5007$ y se les sustrajo la emisión del continuo.

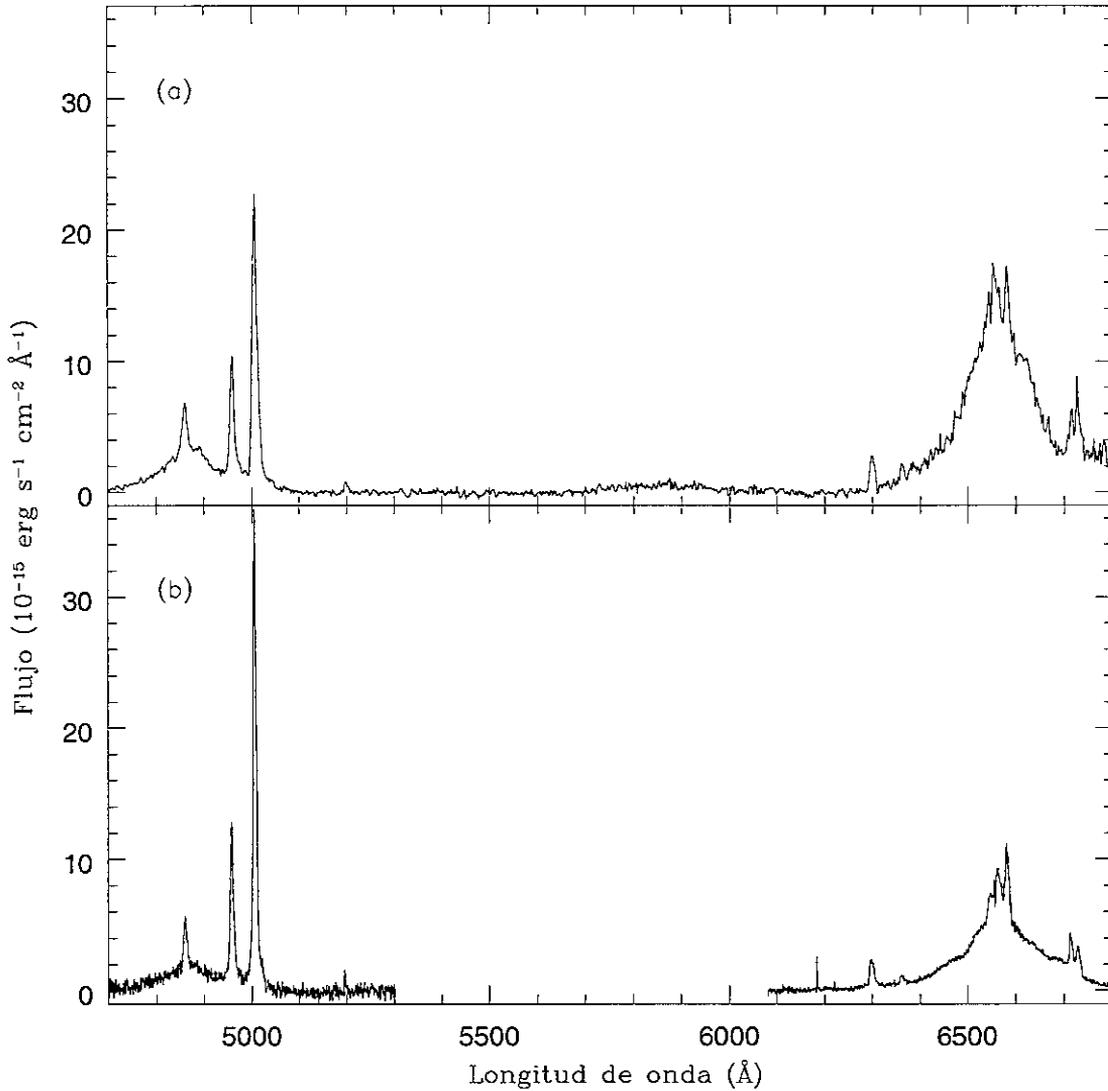


Figura 2.8: Espectros ópticos de Mkn 926 para dos épocas: (a) 1978 y (b) 1989. Además de la sustracción de $Fe II_{opt}$, estos perfiles ya fueron normalizados con respecto a la línea de $[O III] \lambda 5007$ y se les sustrajo la emisión del continuo. **Nota:** Para no degradar los espectros, no ajustamos las resoluciones a un mismo valor; la contraparte de esto se puede ver en la aparente diferencia de intensidades de $[O III] \lambda 5007$, aún cuando tienen el mismo flujo integrado (ver § 2.3.3).

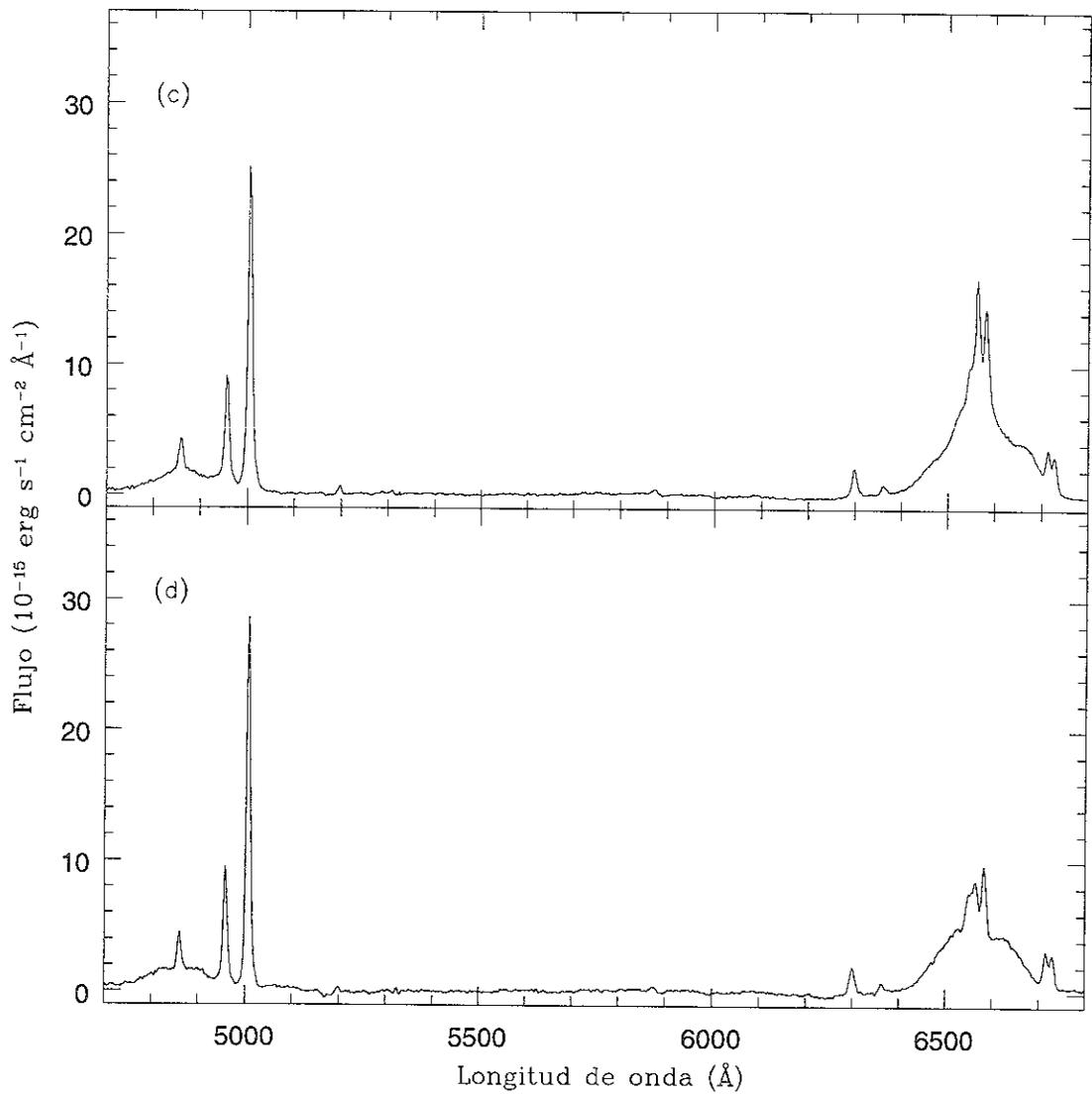


Figura 2.9: Espectros ópticos de Mkn 926 para dos épocas: (c) 1993 y (d) 1997. Además de la sustracción de $Fe II_{opt}$, estos perfiles ya fueron normalizados con respecto a la línea de $[O III] \lambda 5007$ y se les sustrajo la emisión del continuo.

Capítulo 3

Análisis de componentes espectrales en $H\alpha$, $H\beta$ y He II. — Variabilidad.

En este capítulo, abordaremos el caso de las tres fuentes seleccionadas de nuestra muestra original (contemplada en el capítulo 2), donde encontramos las variaciones y características más relevantes. Una de ellas, Mkn 926, fue abordada con mayor profundidad, encabezando el capítulo con la sección § 3.1. Las otras dos son revisadas en § 3.2, pero queda la puerta abierta en estos casos para un trabajo posterior en el que se atiendan individualmente sus características, como hicimos para Mkn 926.

Los rasgos presentados sobre estos objetos a lo largo del capítulo, hasta donde sabemos, no han sido discutidos previamente por otros autores. Ello implica una aportación significativa para los estudios de variabilidad de líneas de emisión en AGN, ya que sigue sin ser claro cuál es el origen de la variabilidad misma en los perfiles de líneas. Recordemos además que de estos estudios se ha obtenido información fundamental para entender sobre la estructura y naturaleza de toda esta clase de objetos.

3.1 Markarian 926.

Existe poco material publicado en la literatura sobre este objeto, inclusive en cuanto a espectros ópticos se refiere. Mencionaremos a continuación algunos datos relevantes, hallados en la literatura, para situar las características básicas de esta fuente:

La primera identificación óptica como galaxia Seyfert, a partir de la fuente de rayos X 2A 2302-088, fue realizada por Ward et al. (1978), quienes notaron una luminosidad muy alta ($L_X \approx 5 \times 10^{44}$ erg s⁻¹, ver Elvis et al. 1978) y un enorme ancho en sus asimétricas líneas de Balmer (cifrando un ancho a intensidad-cero, FWZI, de $\approx 22,700$ km s⁻¹). Fue también observado en UV con el IUE por Wu et al. (1980, 1981, 1983), quienes encontraron un cociente muy pequeño $Ly\alpha/H\beta$, respecto al de $H\alpha/H\beta$. Esto lo interpretaron como la presencia de polvo intrínseco a la BLR que extinguió preferentemente el UV (aunque también puede influir en este cociente el que $Ly \alpha$ sea una línea de resonancia).

Durret y Bergeron (1988) encontraron una nebulosidad alrededor de este objeto. El gas ionizado que observaron (con [O II] $\lambda 3727$, además de mínimas trazas de H β y [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$, como presentamos en la TABLA 3.1), tuvo una extensión aproximadamente simétrica en ambos lados del núcleo sobre un diámetro total de $35''$ (esto es, 47 kpc, considerando a tal galaxia Seyfert a ~ 277 Mpc). Fuera del núcleo, estos autores detectaron muy escasa emisión de [O III] $\lambda 5007$. No detectaron líneas de H α fuera de la región central, y la detección de H β fue despreciable (TABLA 3.1). Tampoco hallaron líneas de absorción importantes que pudieran afectar la banda óptica del espectro. Suponiendo que la nebulosidad hallada por Durret y Bergeron fuera emisión de la galaxia subyacente, podríamos considerar que ésta no contamina significativamente al AGN, al menos dentro de la región espectral que nos interesa estudiar. También se han realizado comparaciones fotométricas (BVRIJK) entre la región nuclear y la galaxia subyacente (Kotilainen et al. 1993, Kotilainen y Ward 1994). La contribución del AGN a la luminosidad, en el filtro V, resultó ser ~ 10 veces mayor que la contribución de la galaxia (dentro de $1''$ de radio aproximadamente); y el cociente de intensidades, para el mismo filtro, entre el núcleo y la galaxia fue de ~ 13 (considerando galaxia = bulbo + disco; ver Kotilainen et al. 1993).

Tabla 3.1: Intensidades de algunas líneas de emisión en Mkn 926*.

LÍNEA	NÚCLEO	W1	W2	E1	E2
H β_{NC}	500 ± 100	-	5 ± 2	2 ± 1	4 ± 2
H β_{BC}	3020 ± 600	-	-	-	-
[O III] $\lambda 5007$	2050 ± 200	-	-	3 ± 1	6 ± 2

* Los datos de esta tabla se obtuvieron de Durret y Bergeron (1988). Las intensidades de las líneas de emisión están en unidades de 10^{-16} erg s^{-1} cm^{-2} .

W1, W2, E1, E2 son secciones de cada una de las regiones extendidas observadas (Oeste y Este, siguiendo una nomenclatura en inglés).

Rafanelli (1985) separó a las líneas de H α y H β en componentes ancha y angosta. Presentó los anchos a potencia media (para la BC): $FWHM(H\alpha_{BC}) = 7500$ km s^{-1} , $FWHM(H\beta_{BC}) = 8400$ km s^{-1} . Además de los espectros que aquí estudiamos, otros espectros ópticos y mediciones de este objeto se encuentran en Morris y Ward (1988) y Winkler (1992).

Posteriormente, Sulentic et al. (1998) incluyeron uno de los espectros ópticos de Mkn 926 que también aquí analizamos (26 de septiembre de 1989; telescopio de 1.52 m desde ESO), para un estudio en galaxias Sy 1 con fuerte emisión en Fe K α (emitida en 6.4 keV). Para tal espectro reportaron: $FWHM(H\alpha_{BC}) = 7650$ km s^{-1} (con una incertidumbre $\delta(FWHM) = 1500$ km s^{-1}), y un desplazamiento del centroide de la línea (a media altura) respecto a su componente angosta, $v_r = 790$ km s^{-1} (con $\delta v_r = 300$ km s^{-1} de incertidumbre).

3.1.1 Descomposición de las líneas de Balmer.

Los AGN RL muestran en ocasiones perfiles de las líneas de Balmer más anchos, complejos, variables o cuadrados (también llamados como tipo de caja) que los RQ (Eracleous y Halpern 1994). Otra característica aparente de los RL es la presencia de alas rojas asociadas con estas líneas, que en el caso de $H\beta$ llegan a extenderse incluso hasta $[O III] \lambda\lambda 4959, 5007$. Las fuentes de la Población B de RQ (Sulentic et al. 2000a; ver también la TABLA 1.2 de § 1.2.2) a veces muestran las mismas propiedades (Korista 1992), lo cual sugiere que podrían ser una población distinta de RQ más relacionada con los RL (Sulentic et al. 2000a,b).

Los espectros observados de Mkn 926 (FIGURAS 2.3, 2.8 y 2.9) mostraron perfiles de Balmer no solamente con un carácter claramente multicomponente, sino también variable. Los rasgos que ha presentado al paso del tiempo no facilitan una clasificación dentro de las Poblaciones A o B de fuentes RQ (TABLA 1.2): Por un lado, su emisión de $Fe II_{opt}$ es débil y los perfiles de Balmer tienen asimetrías al rojo; pero, por otra parte se le ha encontrado emisión significativa de rayos X (Ward et al. 1978, Sulentic et al. 1998). El ancho a potencia media de $H\beta_{BC}$ también debe tomarse con cautela: la BC por sí misma no es tan ancha como la de una fuente Población B, pero hay que tener presente la complejidad mostrada en los perfiles de $H\alpha$ y $H\beta$.

Se ha planteado que las alas de las líneas de Balmer y algunas HIL podrían surgir de una región de líneas muy anchas (las cuales en adelante llamaremos VBLR, del inglés: *Very Broad Line Regions*). Tales regiones tendrían propiedades que difieren notablemente de las existentes en una BLR, y serían las responsables de la emisión observada de las VBC¹ en algunas líneas. La posibilidad de existencia de una VBLR ha sido discutida ampliamente en la última década. Por ejemplo, se considera su presencia y condiciones físicas en diversas líneas para las fuentes Mrk 590 (Ferland et al. 1990), NGC 5548 (Peterson y Ferland 1986, Wamsteker et al. 1990), PG 1138+222 (Marziani y Sulentic 1993) y, más recientemente, PG 1416-129 (Sulentic et al. 2000c). Los primeros autores introdujeron la idea de una VBLR ópticamente delgada, para así explicar la falta de variabilidad en las alas de las líneas de Balmer. Debido también a los anchos presentados en las VBC observadas ($\sim 10^4$ km s⁻¹), posiblemente esta región se encuentra muy próxima a la fuente central (Corbin 1997b, Sulentic et al. 2000b), en el borde más interno de la BLR, expuesta a un campo de radiación muy intenso. Si suponemos un factor de cobertura fijo², entonces la intensidad de una línea de recombinación en un medio ópticamente grueso a la radiación ionizante, está dominada por la luminosidad del continuo ionizante. En cambio, si el medio es ópticamente delgado, la intensidad de la misma línea de recombinación estará dominada por la densidad columnar de cada una de las nubes, sin relacionarse directamente con la luminosidad del continuo. Por lo tanto, el campo de radiación en la VBLR es tan fuerte que la profundidad

¹En § 1.3 definimos VBC \equiv Very Broad Component.

²El factor de cobertura es la fracción de la superficie de una esfera que está cubierta por nubes absorbentes, vistas desde la fuente de continuo. Si todas las líneas de visión entre la fuente y el observador fueran interceptadas por una nube, entonces el factor de cobertura sería igual a 1. Estudios sobre el límite de absorción de Lyman y la detección de rayos X suaves en galaxias Sy 1, han impuesto una cota superior al factor de cobertura menor al 20%. Suele incluso considerarse de 10% para cuasares altamente luminosos y Sy 1, pero puede ser mayor en AGN de baja luminosidad. Del factor de cobertura, se concluye que la BLR es densa y discreta, con muchas nubes de gas ópticamente grueso absorbiendo parte de la radiación del continuo ionizante (§ 6.3.3 de Robson 1996).

de Strömgren se vuelve similar, o mayor, al espesor geométrico de las nubes emisoras, y así el gas puede ser ópticamente delgado al continuo de Lyman.

En Mkn 926, hay un rasgo constante en las alas extendidas de $H\alpha$: cuando observamos los espectros de 1989, 1993 y 1997, se advierte la presencia de una VBC. Al ajustar los perfiles con funciones gaussianas y lorentzianas, se preservó la presencia y FWHM de la VBC (dentro del intervalo de error de los ajustes mismos; ver TABLAS 3.2 a 3.5). Además de la VBC, otro rasgo que analizamos con detalle fue la presencia y comportamiento de prominencias (u “hombros”) en las alas de la componente ancha de $H\alpha$. En $H\beta$, dada su señal comparablemente menor, y mayor incertidumbre asociada a las mediciones, fue menos clara la definición de estas características; por lo que no pudimos discernir con certeza el origen de la “meseta” surgida en el espectro de 1997.

La presencia de una VBC en la fuente RQ PG 1416-129, apoyó la hipótesis presentada por Sulentic et al. (2000a,b) de que la “Población B” de cuasares RQ comparte propiedades espectroscópicas y cinemáticas con las fuentes RL, ya que tales componentes muy anchas suelen encontrarse en las RL. Nosotros no solo hallamos una VBC en $H\alpha$, sino que planteamos una alta posibilidad de que exista una característica similar en He II $\lambda 4686$.

Sulentic et al. (2000c) advierten que debe tomarse en cuenta a la VBC al realizar estudios estadísticos o en la comparación de muestras diferentes, pues el cambio espectral observado en PG 1416-129 sugiere que no siempre se mide la misma BLR en todas las fuentes. Ello podría afectar a la interpretación que resulte de estudios de variabilidad de líneas. En una muestra de 14 fuentes RL observadas durante una campaña anual, Corbin y Smith (2000), reportaron que la mayoría de los cambios ocurren en el centro de las líneas más que en las alas. El pico está dominado por la BLR clásica, la cual es ópticamente gruesa. Como mencionamos en párrafos anteriores, si las alas surgen, al menos en parte, de un gas ópticamente delgado, debe esperarse que cambien menos.

3.1.2 Consideraciones sobre He II $\lambda 4686$.

Como mencionamos en la sección anterior, no sólo en las líneas de Balmer se ha observado el carácter multicomponente dentro de la región óptica del espectro. En la fuente PG 1138+222, Marziani y Sulentic (1993) detectaron una posible VBC en la línea de emisión de He II $\lambda 4686$ que mostró condiciones físicas diferentes a las presentadas típicamente en las BLR. Para aquel objeto, presentaron los siguientes valores: $\text{FWHM}(\text{He II } \lambda 4686_{NC}) = 435 \text{ km s}^{-1}$, $\text{FWHM}(\text{He II } \lambda 4686_{BC}) = 6330 \text{ km s}^{-1}$. Así también, en PG 1416-129, Sulentic et al. (2000c) encontraron una componente muy ancha en He II $\lambda 4686$. En este caso, el FWHM presentado contempló la suma BC + VBC, obteniendo los resultados: $\text{FWHM}(\text{He II } \lambda 4686_{NC}) = 850 \text{ km s}^{-1}$ y $\text{FWHM}(\text{He II } \lambda 4686_{BC+VBC}) = 14000 \text{ km s}^{-1}$. Sin embargo, la posibilidad de detección de una VBC en He II $\lambda 4686$ es baja, en gran medida por las limitaciones mismas de las observaciones. Para lograr discernir una componente ancha en esta línea, es necesario tener datos con muy alta S/N, sin contaminación significativa proveniente de la galaxia subyacente y una emisión muy baja de Fe II_{opt} entre $H\gamma$ y $H\beta$.

En Mkn 926, la emisión de Fe II_{opt} es suficientemente baja, y los espectros de 1993 y 1997 son de buena S/N y resolución. Al descomponer la emisión de He II $\lambda 4686$ con

perfiles gaussianos, encontramos en los espectros de 1993 y 1997 una componente agregada a la delgada, aunque su FWHM tiene errores asociados muy grandes (ver TABLAS 3.4 y 3.5). Es posible que parte de la emisión de las alas de esta línea esté embebida en el ruido y emisión del continuo.

Estudios basados en $\text{He I } \lambda 5876/\text{H}\beta$ y $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ (Shuder 1982, Osterbrock y Shuder 1982), mostraron que la densidad electrónica y/o el parámetro de ionización (recordemos que esto es la intensidad del campo de radiación a la cual se exponen las nubes si la densidad está fija) aumentaban de acuerdo con la velocidad radial. El mayor ancho de la componente de He II, hallada por Marziani y Sulentic (1993) para PG 1138+222, apunta hacia un régimen de velocidades más cercano al de la fuente central que el de la BLR convencional.

Un estimado de los valores del FWHM para el He II de Mkn 926 observado en 1993 y 1997, da los siguientes promedios: $\text{FWHM}(\text{He II } \lambda 4686_{NC}) = 519.189 \pm 357.935 \text{ km s}^{-1}$, y $\text{FWHM}(\text{He II } \lambda 4686_{BC}) = 6222.677 \pm 6997.390 \text{ km s}^{-1}$, para el ajuste que consideró 5 componentes en $\text{H}\beta$; o bien, $\text{FWHM}(\text{He II } \lambda 4686_{NC}) = 513.232 \pm 331.243 \text{ km s}^{-1}$, y $\text{FWHM}(\text{He II } \lambda 4686_{BC}) = 5008.096 \pm 2890.192 \text{ km s}^{-1}$ para el ajuste con 3 componentes (en § 3.1.3 explicaremos las razones para contemplar tales ajustes). Si consideramos únicamente a los ajustes con tres componentes, el FWHM promediado para $\text{H}\beta$ de 1993 y 1997 es de $3530.872 \pm 1054.442 \text{ km s}^{-1}$. Dentro de los errores asociados, el ancho de la componente agregada de He II no es significativamente mayor al de $\text{H}\beta_{BC}$, aunque marginalmente podría apoyarse (o al menos no desechar) el pensar que la región emisora de He II $\lambda 4686$ pudiera estar más cerca de la fuente central que la BLR clásica.

La emisión del He II $\lambda 4686$ podría tener un efecto considerable en el ala azul del perfil de $\text{H}\beta$, si hubiera una componente ancha de He II no despreciable. Aunque también, He II_{BC} suele ser más débil que $\text{H}\beta$, y sus alas se pierden más fácil con el ruido. En el caso particular para Mkn 926, la contribución que puede dar la componente ancha que logramos detectar en He II al ala azul de $\text{H}\beta$ es muy pequeña. De hecho, en el caso de los espectros de 1978 y 1989, no pudieron distinguirse las emisiones multicomponentes de He II, o inclusive la línea angosta misma (ver las FIGURAS ANEXAS A.9 a A.16 incluidas en el apéndice A).

3.1.3 Parámetros involucrados y ajustes.

Los perfiles de $\text{H}\beta$ y $\text{H}\alpha$ en Mkn 926, muestran elementos que pueden implicar la presencia de un doble pico. También consideramos la posibilidad de que la forma del perfil fuera debida únicamente a la combinación de una VBC con la BC y NC clásicas. Como mencionamos en § 2.3.4, para separar las posibles componentes de las líneas, así como medir los parámetros que nos auxiliaran a resolver entre un escenario de doble pico y otro sin este rasgo, recurrimos al paquete ‘Peak Fitting Module’ de Origin 5.00.

No consideramos conveniente reproducir los perfiles de las líneas de emisión usando curvas arbitrarias, siguiendo criterios puramente morfológicos, de modo que recuperaran estrictamente los flujos correspondientes a las líneas o componentes de las mismas. Fue más importante para nosotros tener en cuenta los fundamentos cinemáticos que dan lugar a esas curvas. Por ello, preferimos emplear funciones mejor entendidas dentro de la física de los AGN, como los perfiles gaussianos y lorentzianos, en vez de los polinomios ‘spline’.

Al ajustarse más fácilmente los parámetros de las funciones de prueba a las líneas de [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$, éstas nos auxiliaron para determinar los perfiles de las líneas de [N II] $\lambda\lambda 6548, 6583$ (ver Ho et al. 2000). Estas líneas de azufre se encuentran espectralmente muy cerca de las de nitrógeno, de modo que no es necesario considerar efectos Doppler. Además, las condiciones cinemáticas y de estratificación de la NLR afines para estas líneas de azufre y nitrógeno (Filippenko y Halpern 1984, Filippenko 1985), validan el modelaje de [N II] $\lambda\lambda 6548, 6583$ a partir del conocimiento de [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$.

Los parámetros que revisamos para los ajustes a los perfiles de las líneas (indicadas éstas en la columna 1 de las TABLAS 3.2 a 3.5), fueron el centroide ($\lambda_{central}$), FWHM y flujo integrado (cuyos valores pueden hallarse en las columnas 2, 4 y 6 de las tablas mencionadas). Así también, consideramos los errores asociados a cada parámetro, de acuerdo al cálculo derivado de los ajustes (mostrados en las columnas 3, 5 y 7). En las FIGURAS ANEXAS A.1 a A.16 (ver apéndice A), se presentan los gráficos resultantes de la descomposición de perfiles. Cuando consideramos 3 componentes para las líneas de Balmer (es decir, sin ajustar las “jorobas” laterales con un doble pico), los errores obtenidos para los parámetros de los ajustes fueron más chicos que los que contemplaron 5 componentes (como podría esperarse debido al aumento de componentes para el ajuste). Sin embargo, surgió una situación extrema: los errores asociados a las componentes anchas de $H\beta$ son comparables, o mayores incluso, a los propios parámetros estimados, saliéndose de una interpretación física. Al menos en $H\beta$, tales errores indican una sobreinterpretación de los ajustes, posiblemente debido a la baja calidad relativa de los datos de $H\beta$ respecto a las observaciones de $H\alpha$, o a un error relacionado con el uso de las gaussianas como perfiles de referencia (no olvidemos que los perfiles así generados son un caso idealizado que pierden efectividad para reproducir espectros con asimetrías e inflexiones; ver § 1.3).

En general, la señal de $H\beta$ no permitió separar componentes en ajustes de doble pico, mientras que $H\alpha$ sí. Debido a los errores relativos $\frac{\delta a}{a} \gg 1$ arrojados por las componentes anchas de $H\beta$ (donde a puede ser FWHM o el flujo integrado), no es posible discernir entre ajustes de doble pico. Los errores relativos fueron, sin embargo, menores en los ajustes con 3 componentes. Las dificultades señaladas para los ajustes de $H\beta$ nos llevaron a restringir nuestro análisis de componentes en la región de $H\alpha$.

De los ajustes sobre las distintas componentes, los que mostraron mayores errores asociados fueron los realizado al espectro observado en 1978. Por otro lado, el mejor ajuste fue el aplicado al perfil de $H\alpha$ observado en 1993 considerando 5 componentes. En este caso, además de arrojar en general menores errores relativos asociados a cada parámetro y componente, los valores de χ^2 y el coeficiente de correlación fueron notoriamente mejores que para los otros ajustes y espectros.

En cuanto a las tendencias en los errores relativos al ajustar las distintas componentes, la NC presentó errores similares, tanto en ajustes con 3 como con 5 componentes, al evaluar centroides y FWHM. Para los flujos, $H\alpha_{NC}$ tuvo errores ligeramente menores en los ajustes con 3 componentes. El porcentaje de error para las componentes de doble pico de $H\alpha$ fue muy grande en la evaluación del FWHM y flujo integrado, con valores del 16 al 117 % y del 57 al 379 %, respectivamente. Para la evaluación del centroide, aunque los porcentajes fueron menores, sí implican incertidumbres significativas en su determinación (0.1 a 1.6 %). Las tendencias de los errores relativos para la BC clásica y la VBC fueron semejantes: los

ajustes con 3 componentes arrojaron errores relativos menores, en los tres parámetros evaluados, que con 5 componentes.

3.1.3.1 Comparaciones entre ajustes.

Los valores presentados en las TABLAS 3.2 a 3.9 fueron resultado de los ajustes a las líneas, utilizando perfiles gaussianos exclusivamente. Sin embargo, también se realizaron ajustes considerando perfiles lorentzianos para las líneas prohibidas y las NC de las líneas permitidas (Balmer y He II), debido a que las alas de [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$ resultaron ser mayores que los perfiles gaussianos de los ajustes dados para ellas. De hecho, típicamente las alas de las líneas delgadas son más intensas de lo que arroja un ajuste gaussiano, y suelen presentar asimetrías (Peterson 1997; ver también el capítulo 1). Ese ensanchamiento en las alas podría explicarse si contemplamos movimientos radiales en las nubes de la NLR. Las asimetrías tendrían como condición agregada una fuente de opacidad como el polvo.

No se incluyeron finalmente los ajustes lorentzianos en nuestro trabajo por las razones que mencionamos a continuación:

- Los errores de los ajustes en la región de $H\beta$ no mejoraron por la introducción de lorentzianas, siendo particularmente grandes para las componentes anchas.
- Si bien los perfiles gaussianos subvaluaban las alas de [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$, los lorentzianos tendieron a sobrevalorarlas, fallando ambos casos en su ajuste.
- Los valores arrojados para los distintos perfiles de la región de $H\alpha$ fueron similares en la mayoría de los casos, o ligeramente mayores (particularmente los flujos integrados y FWHM). Sin embargo, los errores asociados tendieron a ser mayores para los ajustes que combinaron lorentzianas. Agregado a esto, los valores de χ^2 y el coeficiente de correlación resultantes son en extremo similares, tanto en los ajustes realizados con gaussianas como con lorentzianas, no sólo en $H\alpha$, sino también en $H\beta$.

Tabla 3.2: Ajustes a perfiles de líneas. $H\alpha$ con 5 componentes.

EMISIÓN	$\lambda_{central}$ (Å)	$\delta\lambda^\dagger$ (Å)	FWHM (km s ⁻¹)	$\delta(\text{FWHM})^\dagger$ (km s ⁻¹)	FLUJO _{Integrado} (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)	δF^\dagger (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
(FIGURA A 1.) AÑO DE OBS.: 1978. $\chi^2 = 6.66 \times 10^{-31}$. COEF. CORR. = 0.98463						
[O I]	6299.11050	1.04722	505.141	119.308	2.94E-14	6.20E-15
[O I]	6361.92173	3.19940	490.450	376.354	9.37E-15	6.90E-15
$H\alpha_{DP_{azul}}$	6501.99376	105.14798	3923.468	4486.246	3.40E-13	1.29E-12
[N II]	6543.00070	3.22075	454.633	297.906	1.76E-14	1.63E-14
$H\alpha_{NC}$	6557.01163	1.48549	640.079	248.708	6.12E-14	3.78E-14
$H\alpha_{BC}$	6561.81469	24.52888	3420.289	4763.932	5.48E-13	1.57E-12
[N II]	6581.59163	0.60208	434.023	85.882	5.26E-14	1.53E-14
$H\alpha_{DP_{rojo}}$	6625.43596	45.85050	3105.534	2379.150	3.03E-13	7.68E-13
[S II]	6714.51863	1.24798	477.030	129.093	4.31E-14	1.26E-14
[S II]	6728.00047	0.77358	484.560	77.741	7.17E-14	1.18E-14
$H\alpha_{VBC}$	6576.96385	11.87225	10778.920	1995.095	1.16E-12	5.51E-13

Sigue en la página siguiente...

Tabla 3.2: (Continuación)

EMISIÓN	$\lambda_{central}$ (Å)	$\delta\lambda^\dagger$ (Å)	FWHM (km s ⁻¹)	$\delta(FWHM)^\dagger$ (km s ⁻¹)	FLUJO _{Integrado} (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)	δF^\dagger (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
(FIGURA A.2.) AÑO DE OBS.: 1989. $\chi^2 = 4.43 \times 10^{-32}$. COEF. CORR. = 0.99546						
[O I]	6299.00835	0.25886	653.031	30.116	2.95E-14	1.26E-15
[O I]	6362.31523	0.80494	658.683	101.020	9.80E-15	1.60E-15
H α_{DPazul}	6476.11172	14.94242	4054.720	1493.023	4.51E-14	5.44E-14
[N II]	6547.56804	0.40242	495.753	52.840	1.90E-14	3.09E-15
H α_{NC}	6563.71278	0.22689	585.579	34.745	4.20E-14	4.35E-15
H α_{BC}	6563.32131	3.02828	3636.309	785.072	2.47E-13	1.51E-13
[N II]	6581.76353	0.10714	461.229	15.395	5.31E-14	2.74E-15
H α_{DProjo}	6681.00487	14.51969	3760.192	1262.245	7.39E-14	7.69E-14
[S II]	6714.67635	0.18938	396.498	22.368	2.30E-14	1.35E-15
[S II]	6729.20665	0.22300	418.022	27.249	2.11E-14	1.49E-15
H α_{VBC}	6572.31770	5.53527	10223.873	868.340	7.41E-13	2.72E-13
(FIGURA A.3.) AÑO DE OBS.: 1993. $\chi^2 = 1.82 \times 10^{-32}$. COEF. CORR. = 0.99903						
[O I]	6298.80129	0.26584	636.853	30.805	3.02E-14	1.34E-15
[O I]	6361.85624	0.82393	656.746	101.049	1.04E-14	1.66E-15
H α_{DPazul}	6491.80225	16.01439	3992.884	1224.350	1.36E-13	1.48E-13
[N II]	6548.21696	0.37186	502.343	53.677	2.00E-14	3.47E-15
H α_{NC}	6563.10838	0.09598	439.230	14.768	6.69E-14	4.28E-15
H α_{BC}	6563.73119	3.23629	3392.097	305.877	5.00E-13	1.60E-13
[N II]	6581.48771	0.10201	485.230	17.090	6.79E-14	4.07E-15
H α_{DProjo}	6658.32373	6.74498	3578.487	589.361	2.04E-13	1.17E-13
[S II]	6714.32495	0.34159	472.997	37.049	2.59E-14	2.21E-15
[S II]	6728.54898	0.35421	508.879	38.023	2.80E-14	2.08E-15
H α_{VBC}	6566.41260	5.01745	9555.690	1393.765	6.35E-13	3.97E-13
(FIGURA A.4.) AÑO DE OBS.: 1997. $\chi^2 = 2.14 \times 10^{-32}$. COEF. CORR. = 0.99807						
[O I]	6300.27617	0.31731	616.113	36.144	2.70E-14	1.41E-15
[O I]	6364.06420	0.84999	564.814	99.476	8.99E-15	1.51E-15
H α_{DPazul}	6500.79899	36.07639	3443.059	1564.471	1.38E-13	2.12E-13
[N II]	6549.37493	0.64436	487.450	72.008	2.00E-14	5.24E-15
H α_{NC}	6563.99920	0.40067	635.588	60.016	4.91E-14	9.86E-15
H α_{BC}	6559.02003	18.88704	3252.531	1977.827	2.04E-13	1.93E-13
[N II]	6583.10183	0.15422	481.817	23.293	5.42E-14	4.84E-15
H α_{DProjo}	6633.30570	11.20769	3181.746	850.477	1.34E-13	9.52E-14
[S II]	6715.85039	0.37880	468.699	40.000	2.59E-14	2.36E-15
[S II]	6729.95457	0.40351	503.815	43.240	2.71E-14	2.36E-15
H α_{VBC}	6576.93701	3.50248	10200.168	877.807	5.92E-13	1.36E-13

† Incertidumbres generadas por Origin 5.00. Lo anterior se aplica también para las TABLAS 3.3 a 3.5.

A continuación, se comentan puntualmente las diferencias y particularidades de los ajustes con 5 y 3 componentes para cada espectro en la región de H α , conforme se muestran en las FIGURAS ANEXAS A.1 a A.4, y A.5 a A.8 respectivamente. Algunos comentarios se aplican más al espectro que al ajuste, mencionándose una vez por fecha de observación. Como se verá, principalmente en los comentarios de los espectros posteriores a 1978, hay fuertes indicios de que el carácter multicomponente de la emisión de H α no queda determinado únicamente con la NC, una BC clásica y ahora con la VBC. Es posible que haya otras

Tabla 3.3: Ajustes a perfiles de líneas. H α con 3 componentes.

EMISIÓN	$\lambda_{central}$ (Å)	$\delta\lambda$ (Å)	FWHM (km s ⁻¹)	δ (FWHM) (km s ⁻¹)	FLUJO _{Integrado} (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)	δF (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
(FIGURA A.5.) AÑO DE OBS.: 1978. $\chi^2 = 6.04 \times 10^{-31}$. COEF. CORR. = 0.98582						
[O I]	6299.14585	1.07131	519 038	121.399	2.85E-14	5.89E-15
[O I]	6361.97928	3.02968	592 873	344.049	1 25E-14	6.56E-15
[N II]	6540.90332	1.80718	394.663	196.368	1.52E-14	8.33E-15
H α_{NC}	6556.17432	1.06957	605.388	154.412	4.77E-14	1 56E-14
H α_{BC}	6559 33943	1 74263	3924.989	382.609	5.74E-13	8.93E-14
[N II]	6581.46976	0.59825	377.874	77.297	3 47E-14	8.23E-15
[S II]	6714.25746	1.23440	399.110	122 867	2.72E-14	8 73E-15
[S II]	6727.89990	0.85034	542.910	94.743	6.30E-14	1.00E-14
H α_{VBC}	6574 55740	2.51479	10327.516	481.308	1.84E-12	8.78E-14
(FIGURA A.6.) AÑO DE OBS.: 1989. $\chi^2 = 5.84 \times 10^{-32}$. COEF. CORR. = 0.99343						
[O I]	6298 97006	0 29439	637 996	33.317	2 87E-14	1.32E-15
[O I]	6362 18133	0.92417	646.797	104.652	9.47E-15	1 38E-15
[N II]	6547.45200	0.45648	473.724	57.909	1.68E-14	2.82E-15
H α_{NC}	6563.73694	0.24547	590.040	36.140	4.20E-14	3.74E-15
H α_{BC}	6560.61002	0.98973	3354.396	219.701	1.62E-13	1.15E-14
[N II]	6581 81277	0.11570	441.976	15.218	5.09E-14	2.32E-15
[S II]	6714.62758	0.22089	408.527	25 116	2.39E-14	1.30E-15
[S II]	6728.85645	0.26042	404.802	29.538	2.01E-14	1.30E-15
H α_{VBC}	6575 93034	0 86575	10444.744	153.511	9.57E-13	1.25E-14
(FIGURA A.7.) AÑO DE OBS.: 1993. $\chi^2 = 6.43 \times 10^{-32}$. COEF. CORR. = 0.99654						
[O I]	6298.80460	0.52624	657.285	59.470	2.99E-14	2.38E-15
[O I]	6361.58394	1.60681	663.719	180.485	1 01E-14	2.43E-15
[N II]	6548.21413	0.62090	517 210	82.480	2.56E-14	5.36E-15
H α_{NC}	6563.20578	0.16427	479.078	20.156	8.73E-14	4.59E-15
H α_{BC}	6553.03275	1.31893	3369.543	192.852	2.98E-13	2.70E-14
[N II]	6581.43928	0.14664	486.947	19.792	7 90E-14	4.14E-15
[S II]	6714.53622	0.59070	467.686	65.107	2.43E-14	3.11E-15
[S II]	6728 39559	0.61539	441.419	66 106	2.15E-14	3 01E-15
H α_{VBC}	6576.33800	1.42898	9118.281	195.069	1.10E-12	2.51E-14
(FIGURA A.8.) AÑO DE OBS : 1997. $\chi^2 = 5.04 \times 10^{-32}$. COEF. CORR. = 0.99535						
[O I]	6300.29512	0 48662	616.752	55.303	2.70E-14	2.15E-15
[O I]	6364.03613	1.40302	589.641	157.541	8.89E-15	2.10E-15
[N II]	6549 61204	0.94021	478.999	94.886	1.96E-14	5.21E-15
H α_{NC}	6563.93140	0.59309	610.834	72.447	4.47E-14	5.58E-15
H α_{BC}	6550.44336	6.98987	3520.927	927.058	6.29E-14	3.37E-14
[N II]	6582.93018	0.20329	451.745	25 913	4.91E-14	3.38E-15
[S II]	6715.87500	0.57443	437.609	58.168	2.29E-14	3.10E-15
[S II]	6729.90235	0.62742	527.282	67.887	2.78E-14	3.30E-15
H α_{VBC}	6573 38589	1.49907	8551 507	211.653	1.00E-12	2.96E-14

Tabla 3.4: Ajustes a perfiles de líneas. $H\beta$ con 5 componentes.

EMISIÓN	$\lambda_{central}$ (Å)	$\delta\lambda$ (Å)	FWHM (km s ⁻¹)	δ (FWHM) (km s ⁻¹)	FLUJO _{Integrado} (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)	δF (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
(FIGURA A.9.) AÑO DE OBS.: 1978. $\chi^2 = 4.26 \times 10^{-31}$. COEF. CORR. = 0.96383						
He II _{NC}	4685.01865	4.03119	494.394	622.595	3.80E-15	4.33E-15
$H\beta_{DPazul}$	4824.03408	3343.23622	4113.442	120159.149	3.27E-14	5.42E-12
$H\beta_{NC}$	4859.57633	0.73799	689.802	159.200	4.24E-14	1.69E-14
$H\beta_{BC}$	4858.04110	2735.73640	3454.955	261896.442	5.17E-14	1.55E-11
$H\beta_{DProjo}$	4883.54815	1276.21274	3019.838	43564.131	4.51E-14	1.05E-11
[O III]	4959.03167	0.24964	601.452	40.647	9.00E-14	6.53E-15
[O III]	5006.16858	0.11381	726.887	17.097	2.66E-13	6.07E-15
$H\beta_{VBC}$	4893.87850	18.25628	12586.554	1706.268	3.84E-13	9.89E-14
(FIGURA A.10.) AÑO DE OBS.: 1989. $\chi^2 = 4.08 \times 10^{-31}$. COEF. CORR. = 0.97692						
He II	4687.17968	3.50785	1128.516	555.425	9.67E-15	4.50E-15
$H\beta_{DPazul}$	4824.08301	402.57143	4055.222	21883.992	3.26E-14	5.36E-13
$H\beta_{NC}$	4860.29351	0.42027	521.088	78.366	2.94E-14	6.17E-15
$H\beta_{BC}$	4858.12061	761.41839	2898.232	46640.684	2.28E-14	2.21E-12
$H\beta_{DProjo}$	4883.27002	1080.43271	3029.515	37404.883	2.27E-14	1.82E-12
[O III]	4957.63369	0.11264	474.094	17.723	8.89E-14	3.41E-15
[O III]	5005.48916	0.03883	492.267	5.699	2.77E-13	2.98E-15
$H\beta_{VBC}$	4894.60644	14.54237	12437.411	1450.226	2.91E-13	6.07E-14
(FIGURA A.11.) AÑO DE OBS.: 1993. $\chi^2 = 1.53 \times 10^{-31}$. COEF. CORR. = 0.98565						
He II _{NC}	4683.31366	2.66553	494.480	434.257	3.84E-15	3.37E-15
$H\beta_{DPazul}$	4826.37717	2174.68983	3956.290	88965.945	3.29E-14	3.73E-12
$H\beta_{NC}$	4859.23758	0.61643	614.231	124.418	2.66E-14	8.14E-15
$H\beta_{BC}$	4858.39244	1274.95446	3438.543	218626.383	2.13E-14	1.14E-11
$H\beta_{DProjo}$	4883.50428	6240.40321	3889.271	197117.591	2.24E-14	8.14E-12
[O III]	4956.54016	0.18622	617.753	30.158	8.63E-14	4.72E-15
[O III]	5004.65348	0.06154	646.242	9.292	2.75E-13	3.87E-15
$H\beta_{VBC}$	4894.95909	80.65492	12309.510	4324.624	2.50E-13	2.58E-13
He II _{BC}	4683.80099	83.46284	6368.472	8718.286	2.30E-14	5.71E-14
(FIGURA A.12.) AÑO DE OBS.: 1997. $\chi^2 = 5.89 \times 10^{-32}$. COEF. CORR. = 0.99573						
He II _{NC}	4684.02344	1.69517	543.898	281.612	4.48E-15	2.38E-15
$H\beta_{DPazul}$	4825.51709	167.21505	3944.709	12190.783	4.64E-14	3.66E-13
$H\beta_{NC}$	4860.89502	0.37442	604.465	78.744	2.79E-14	5.84E-15
$H\beta_{BC}$	4861.88903	102.39486	2850.721	20752.880	1.98E-14	5.28E-13
$H\beta_{DProjo}$	4896.57324	185.12794	3117.129	9927.087	2.53E-14	2.76E-13
[O III]	4958.34473	0.10772	595.296	17.219	8.92E-14	2.79E-15
[O III]	5006.44126	0.03346	593.905	4.985	2.85E-13	2.29E-15
$H\beta_{VBC}$	4889.63281	47.60604	12281.693	2706.465	2.36E-13	1.41E-13
He II _{BC}	4689.07227	47.49036	6076.881	5276.494	2.36E-14	3.67E-14

Tabla 3.5: Ajustes a perfiles de líneas. H β con 3 componentes.

EMISIÓN	$\lambda_{central}$ (Å)	$\delta\lambda$ (Å)	FWHM (km s ⁻¹)	δ (FWHM) (km s ⁻¹)	FLUJO _{Integrado} (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)	δF (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
(FIGURA A 13.) AÑO DE OBS.: 1978. $\chi^2 = 4.34 \times 10^{-31}$. COEF. CORR. = 0.96268						
He II _{NC}	4684.97719	3.80895	506.794	578.447	4.21E-15	4.22E-15
H β _{NC}	4859.70662	0.70059	642.525	124.249	3.52E-14	8.19E-15
H β _{BC}	4864.26046	3.42877	3882.183	802.719	1.33E-13	3.78E-14
[O III]	4959.04068	0.24165	607.346	37.340	9.50E-14	5.81E-15
[O III]	5006.16242	0.11399	726.057	17.090	2.67E-13	6.06E-15
H β _{VBC}	4890.99251	8.70548	12523.832	1519.673	3.59E-13	4.70E-14
(FIGURA A 14.) AÑO DE OBS.: 1989. $\chi^2 = 3.94 \times 10^{-31}$. COEF. CORR. = 0.97759						
He II	4687.39500	3.55887	1156.531	545.739	9.67E-15	4.08E-15
H β _{NC}	4860.38447	0.37759	503.619	65.630	2.80E-14	4.24E-15
H β _{BC}	4859.93909	4.12750	3355.013	921.490	4.92E-14	1.64E-14
[O III]	4957.63761	0.10693	473.489	15.904	9.17E-14	2.88E-15
[O III]	5005.48786	0.03774	492.268	5.531	2.79E-13	2.91E-15
H β _{VBC}	4891.09666	6.27414	12560.606	1023.436	2.92E-13	2.44E-14
(FIGURA A 15.) AÑO DE OBS.: 1993. $\chi^2 = 1.43 \times 10^{-31}$. COEF. CORR. = 0.98648						
He II _{NC}	4683.47004	2.47874	513.260	407.760	4.20E-15	3.37E-15
H β _{NC}	4859.38298	0.60223	625.161	105.418	2.54E-14	5.18E-15
H β _{BC}	4851.51502	6.78404	3398.957	1248.515	3.78E-14	1.79E-14
[O III]	4956.56944	0.18193	650.180	27.411	8.88E-14	3.58E-15
[O III]	5004.64043	0.06057	662.861	9.048	2.78E-13	3.63E-15
H β _{VBC}	4890.07264	8.83712	12458.857	1071.747	2.92E-13	2.91E-14
He II _{BC}	4679.02841	23.94309	5768.484	4014.916	2.01E-14	1.34E-14
(FIGURA A.16.) AÑO DE OBS.: 1997. $\chi^2 = 5.41 \times 10^{-32}$. COEF. CORR. = 0.9960						
He II _{NC}	4683.98468	1.48175	513.203	254.725	4.50E-15	2.41E-15
H β _{NC}	4860.94931	0.32059	550.051	53.636	2.48E-14	2.70E-15
H β _{BC}	4851.51526	4.67299	3662.786	860.329	3.84E-14	1.30E-14
[O III]	4958.39995	0.10133	594.514	15.182	8.90E-14	2.16E-15
[O III]	5006.44661	0.03196	601.015	4.752	2.90E-13	2.18E-15
H β _{VBC}	4879.99899	4.84046	12590.795	757.766	2.98E-13	1.80E-14
He II _{BC}	4685.67123	9.78441	4247.707	1765.468	1.81E-14	6.90E-15

regiones involucradas en la emisión de la línea, de modo que provoquen transitoriamente excesos notorios en las alas de esta línea. Al respecto, se plantea también la contribución de un doble pico. Por lo tanto, todos los espectros son ajustados considerando dos escenarios: en uno se presenta la emisión del doble pico (que hemos mencionado previamente como ajuste con 5 componentes), y en el otro escenario sólo ajustamos con 3 componentes.

1978. (FIG. A.1): El ruido de este espectro dificultó la caracterización de sus líneas y componentes, en particular para [O I] λ 6363 y [N II] λ 6548. En el residuo graficado (línea continua delgada), puede observarse cómo el ruido del espectro afectó a las mediciones y ajustes.

El borde rojo del espectro presentó una respuesta espúrea debido a un efecto de borde en el detector, falseando la emisión observada de las líneas de [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$; aunque se midieron y determinaron los parámetros para los perfiles de estas líneas, no se consideró pertinente usar estas líneas en los análisis posteriores.

1978. (FIG. A.5): Cuando se emplean tres componentes gaussianas para reproducir el perfil de emisión de $H\alpha$, se observa una falta del ajuste respecto a los datos del ala roja. El residuo muestra un ligero exceso de emisión que no fue ajustado por la gaussiana correspondiente a la componente ancha clásica.

Sin embargo, este espectro podría quedar determinado satisfactoriamente si sólo contemplamos las asimetrías que suelen observarse en estas fuentes (explicadas como señales de flujos radiales; ver § 1.3 y § 1.4.2.2). Además, a partir de los valores de χ^2 y el coeficiente de correlación para ambos ajustes, no podemos discernir entre un escenario de doble pico de uno donde participen tres componentes (ver las TABLAS 3.2 y 3.3); mientras que por los errores asociados, sí se ve favorecido el ajuste con tres componentes.

1989. (FIG. A.2): Este espectro de $H\alpha$ muestra una VBC claramente independiente de las componentes angosta y ancha clásicas. Las alas de la VBC son tan extensas que sobrepasan en el rojo la posición de las líneas prohibidas de azufre, y en el azul se mezclan con [O I] $\lambda 6363$.

Es muy interesante notar que, además de la evidente emisión muy ancha, también empieza a observarse un exceso de emisión en ambas alas (principalmente en la roja), que no puede adjudicarse plenamente a la VBC ni a una asimetría al rojo.

Las velocidades radiales de las componentes de doble pico tienen un centro cinemático, desplazado respecto al centro de la línea delgada, de $678.058 \pm 683.216 \text{ km s}^{-1}$ (ver la TABLA 3.6).

1989. (Fig. A.6): El residuo de la diferencia entre los datos observados y el ajuste con tres componentes muestra un exceso en el ala roja de $H\alpha$ que podría implicar la presencia de una componente extra para este ajuste. Sin embargo, aún no es posible discernir con certeza la presencia del doble pico a través de la diferencias entre estos ajustes (como podemos apreciar, dada la similitud de los valores de χ^2 y el coeficiente de correlación mostrados en las TABLAS 3.2 y 3.3).

1993. (FIG. A.3): El perfil de $H\alpha$ resultó muy complejo y en varios aspectos distinto al de las demás observaciones. El rasgo más notorio fue el cambio sustancial en las intensidades relativas de $H\alpha_{NC}$ y [N II] $\lambda 6583$ (TABLA 3.9). Posiblemente asociada a esta diferencia en las intensidades, se observó una disminución significativa en el $\text{FWHM}(H\alpha_{NC})$ del perfil de este año (en la TABLA 3.2 podemos comparar los valores de esta componente para las cuatro observaciones). Los ajustes con perfiles gaussianos hechos tanto para 5 componentes como para 3 componentes no modificaron los rasgos particulares hallados en este espectro. La variación observada en la intensidad de estas líneas nos presenta una interrogante abierta al respecto. La estratificación planteada para las NLR (§ 1.4.2.2) no explica la variación de estas líneas de tan baja ionización. Más aún, siguiendo los resultados presentados por Peterson (1997) respecto a la variación en las NLR, encontramos una contradicción con nuestros datos. El tiempo de recombinación para estas regiones está dado por $\tau_{rec} \approx 130n_3^{-1}$, donde $n_3 \equiv N_e/10^3 \text{ cm}^{-3}$. Utilizando para este objeto $N_e \sim 4.6 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$, obtenemos

que toda variación del continuo que dure menos de ~ 280 años sería amortiguada por la NLR (más adelante mencionamos el proceso para obtener este estimado de la densidad electrónica).

Descartamos que la variación observada sea efecto de un posible error por apertura de rendija, ya que todos los espectros de este objeto utilizaron una apertura de $2''$ de arco. Una inspección detallada de los espectros planteó también como muy poco probable un error de descentrado del objeto, pues otras líneas como [O I] $\lambda\lambda 6300, 6363$ se comportaron de forma muy estable en los espectros de 1989, 1993 y 1997.

Otro aspecto que nos llamó la atención, fue el corte de emisión que se halló en las alas de la VBC. En particular, el ala roja ya no se extiende más allá de la emisión de [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$ como lo hizo en 1989. Sin embargo, debido a los errores asociados a los ajustes de esta componente (ver TABLAS 3.2 y 3.3), no es posible obtener una conclusión cuantitativa sobre las implicaciones derivadas respecto al flujo integrado y el FWHM de esta componente.

En cuanto al exceso de emisión que da pie a un posible doble pico, en este perfil se encontró una señal muy importante. La evolución de un “hombro”, o “joroba” roja, iniciada en el espectro de 1989, es aquí más que evidente. Al mismo tiempo, otro pico en el ala azul de la emisión de $H\alpha$, produjo una “joroba” similar a la de 1989. El centro cinemático de las velocidades radiales de este doble pico tiene una velocidad de $546.068 \pm 524.198 \text{ km s}^{-1}$ respecto al centro de la línea.

1993. (FIG. A.7): En este perfil es difícil mantener el escenario de tres componentes para $H\alpha$. Basta con observar el residuo de la diferencia entre el ajuste y los datos observados para encontrar la señal clara de dos excesos de emisión, casi centrados respecto a la componente angosta (presumiblemente la que está asociada al sistema en reposo del AGN). El ajuste con las componentes del doble pico (donde $\chi^2 = 1.83 \times 10^{-32}$ y el coeficiente de correlación correspondiente es de 0.99903) es mejor que el que considera sólo las tres componentes ($\chi^2 = 6.43 \times 10^{-32}$ y el coef. corr. = 0.99654). Cabe mencionar también que tanto el ajuste con 3 componentes como con 5 componentes no reprodujeron satisfactoriamente la emisión de [N II] $\lambda 6548$. Para el perfil asociado a esta línea, consideramos en todos los espectros la relación de 3 a 1 que hay entre las emisiones de [N II] $\lambda 6583$ y [N II] $\lambda 6548$ (Osterbrock 1989), así como sus mismos orígenes cinemáticos que deben reflejarse en los anchos a potencia media correspondientes. En este espectro, las consideraciones antes mencionadas dieron lugar al exceso de emisión observable en ambos ajustes, sin que tal condición fuera significativa para nuestro análisis y conclusiones.

1997. (FIG. A.4): Al igual que en el espectro de 1993, éste resultó de gran valía para el análisis y suposición del escenario de doble pico considerado para la emisión de Balmer de Mkn 926. Además de la clara presencia de dos “hombros” en las alas de $H\alpha$, se observa un perfil de $H\beta$ con alas muy cuadradas (FIGURAS 2.3, 2.9 y A.1), similares al perfil con doble pico encontrado en NGC 4450 (Ho et al. 2000). Para el espectro de 1997, no sólo son ya muy prominentes los picos azul y rojo, sino que la relación de alturas entre ellos ya es opuesta a la de años anteriores.

La velocidad radial del centroide cinemático para estas componentes es de $139.444 \pm 1098.092 \text{ km s}^{-1}$. A pesar de que fueron adecuadas las estadísticas del ajuste (TABLA 3.2) y el residuo de su diferencia con los datos observados, los errores propagados para los parámetros asociados hacen difícil un análisis significativo.

1997. (FIG. A.8): Nuevamente, el ajuste con 3 componentes concuerda menos con los datos que el ajustado con 5 componentes. El residuo entre el ajuste y las observaciones también sugiere la necesidad de considerar un doble pico para $H\alpha$.

Tabla 3.6: Velocidades radiales de $H\alpha$ respecto a $v_{galaxia}$.

LÍNEA	1978	1989	1993	1997
$v(H\alpha_{NC})^*$	0 ± 135.836	0 ± 20.726	0 ± 8.768	0 ± 36.599
$v(H\alpha_{BC})$	219.600 ± 1189.450	-17.880 ± 148.677	28.449 ± 152.213	-227.410 ± 880.899
$v(H\alpha_{VBC})$	912.233 ± 610.934	393.023 ± 263.196	150.932 ± 233.576	590.898 ± 178.302
$v(H\alpha_{DPazul})$	-2515.466 ± 4874.808	-4001.110 ± 692.708	-3257.152 ± 735.849	-2886.494 ± 1665.812
$v(H\alpha_{DProjo})$	3128.422 ± 2164.953	5357.225 ± 673.724	4349.287 ± 312.548	3165.382 ± 530.373

* Notas: Las unidades de las velocidades aquí calculadas son $km\ s^{-1}$.

Consideramos $v(H\alpha_{NC}) = v_{galaxia}$.

Las incertidumbres fueron calculadas a partir de la propagación debida a los valores de $\lambda_{central}$ presentados en la TABLA 3.2 junto con la relación $v_r = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{NC}}$.

En la TABLA 3.7 mostramos los cocientes entre los flujos integrados y anchos a potencia media del pico azul sobre el rojo de nuestros ajustes con 5 componentes. Los errores asociados a los flujos imposibilitan concretar alguna conclusión de posibles tendencias en las variaciones del doble pico que no sea especulativa. Sin embargo, los cocientes de anchos a potencia media entre los picos azul y rojo, para los espectros de 1989, 1993 y 1997, podrían indicar una tendencia en el sentido de que el pico azul aparece ligeramente más ancho que el rojo (no podemos desestimar que los errores también son grandes en estos cocientes: del 46 al 71 %).

Si bien hemos contemplado hasta este momento las variaciones en los distintos parámetros medidos, ahora es conveniente calcular el ancho a potencia media de las componentes de $H\alpha$ como un parámetro global estable, que puede determinarse de los ajustes hechos. En la TABLA 3.8 se muestran los FWHM promediados a partir de los ajustes con 3 y 5 componentes. Los valores para la NC y la BC resultaron ser robustos a la variación en el número de componentes ajustadas para los espectros, mientras que la VBC sí se vió afectada por la inclusión de un doble pico al ajustar perfiles.

Tabla 3.7: Relación de flujos y anchos para componentes de doble pico.

	1978	1989	1993	1997
$\frac{F(H\alpha_{DPazul})}{F(H\alpha_{DProjo})}$	1.120 ± 7.083	0.610 ± 1.370	0.665 ± 1.108	1.029 ± 2.310
$\frac{FWHM(H\alpha_{DPazul})}{FWHM(H\alpha_{DProjo})}$	1.240 ± 2.339	1.045 ± 0.731	1.088 ± 0.509	1.060 ± 0.758

Como vimos en el capítulo 1, algunos iones como [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$ pueden ser muy útiles para determinar la densidad electrónica de nebulosas gaseosas; y en particular también, de las NLR asociadas a los AGN. En la TABLA 3.9 mostramos los valores medidos de los cocientes de intensidades para este ion en los espectros de 1989, 1993 y 1997. Como también ya habíamos mencionado previamente, debido a que el extremo rojo del espectro

Tabla 3.8: FWHM promedio de $H\alpha$.

LÍNEA	3 componentes FWHM (km s^{-1})	5 componentes FWHM (km s^{-1})
$H\alpha_{NC}$	571.335 ± 70.789	575.119 ± 89.559
$H\alpha_{BC}$	3542.464 ± 430.555	3425.306 ± 1958.117
$H\alpha_{DP_{azul}}$	-	3853.533 ± 2192.022
$H\alpha_{DP_{rojo}}$	-	3406.490 ± 1270.308
$H\alpha_{VBC}$	9610.512 ± 260.385	10189.663 ± 1283.752

Tabla 3.9: Cocientes de intensidades de líneas.

	1978	1989	1993	1997
$\frac{I([S II]\lambda 6716)}{I([S II]\lambda 6731)}$	no evaluado	1.1666 ± 0.0159	1.0334 ± 0.0342	1.0122 ± 0.0166
$\frac{I([N II]\lambda 6583)}{I(H\alpha_{NC})}$	1.2108 ± 0.0513	1.6068 ± 0.0049	0.9018 ± 0.0143	1.4675 ± 0.0147

de 1978 presentó una emisión espúrea, no se contempló el cociente de azufre para este espectro.

Puesto que la NLR es una región extensa (entre 10 y 100 pc, a diferencia de la BLR que está a menos de un parsec de la fuente central; ver § 3.2 y 6.4.1 de Robson 1996), suponemos que no hay cambios significativos en la densidad dentro del intervalo de tiempo en que muestreamos el azufre. Entonces, podemos estimar la densidad electrónica al interior de estas regiones, tomando un promedio de los valores tabulados previamente y consultado la gráfica de la Fig. 5.3 dada por Osterbrock (1989) y que reproducimos en la FIGURA 1.3. El valor estimado para la densidad fue $N_e \sim 4.6 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ (suponiendo también $T \approx 1 \times 10^4 \text{ K}$). Es ilustrativo notar que nuestra estimación está dentro de los valores determinados para Cygnus A (también llamada 3C 405; ver el capítulo 1 de Aller 1987, y 11 de Osterbrock 1989).

3.1.4 Escenarios posibles.

Aunque los ajustes con modelos de discos de acreción aplicados individualmente pueden ser buenos para explicar la existencia de dobles picos en los perfiles de emisión en AGN, las estadísticas que se derivan han presentado diversas complicaciones. Por ejemplo: el mejor ajuste para el perfil de $H\alpha$ observado en la galaxia RL Arp 102B implica un ángulo de visión intermedio, sugiriendo con ello que debería ser más común la observación de fuentes con dobles picos (Chen et al. 1989, Chen y Halpern 1989). Una búsqueda de objetos RL con tales características ha mostrado sólo a un pequeño número que ajusta con dobles picos (Eracleous y Halpern 1994). Por su parte, Sulentic et al. (1998), ajustaron el perfil de $H\alpha$ de Mkn 926, obtenido en 1989, siguiendo el modelo de disco desarrollado por Chen et al. (1989) para Arp 102B. También ajustaron el perfil de Fe $K\alpha$ con un modelo de disco (ver Nandra et al. 1997a,b). Pero hubo poca concordancia en las inclinaciones del

disco para la línea óptica y la de rayos X ($i_{H\alpha} = 38$ grados, e $i_{Fe\ K\alpha} = 26$ grados). Esa inconsistencia también la encontraron en la mayoría de los objetos de su muestra. Romano et al. (1996) expusieron que no era posible ajustar, en la mayoría de los casos, ni la forma ni las asimetrías de las alas de las líneas con modelos de discos.

El modelaje de líneas ópticas a partir de estructuras bicónicas como alternativas a la emisión de discos (Zheng et al. 1990), es una posibilidad para describir los dobles picos en las líneas de Balmer. El inconveniente aquí es que los modelos de conos adolecen de un gran número de suposiciones geométricas y sobre las leyes de emisividad. En particular, los escenarios con flujos bicónicos, o implican orientaciones muy particulares, o en el caso de que el flujo tenga un ángulo muy chico con la línea de visión, implican un disco de acreción transparente a la emisión del flujo bicónico (lo cual contradice la suposición de un disco ópticamente grueso). Los modelos que requieren de movimientos primordialmente radiales, los cuales implican que los dobles picos ocupan sólo un extremo de las posibilidades de orientación/cinemática, atienden dos situaciones: el ejemplo concreto de las variaciones encontradas en Pictor A (Sulentic et al. 1995b), donde un doble pico transitorio se desplazó del rojo hacia el azul en $H\alpha$, y además el problema estadístico del reducido número de fuentes detectadas con dobles picos.

Además de los escenarios antes planteados, Robinson et al. (1990) plantean a su vez otras posibilidades para generar perfiles con dobles picos o estructuras cuadradas (tipo “hombros”) en las alas de líneas anchas. Sus modelos contemplan geometrías tanto esféricas como cilíndricas o aplanadas, y los perfiles pueden producir los rasgos buscados si se tienen en consideración irregularidades en la distribución radial de luminosidad de las líneas. Inclusive, plantean la posibilidad de observar complejas estructuras en los perfiles como resultado de variaciones en el continuo ionizante, bajo un régimen de velocidades predominantemente radiales en las BLR.

Sin embargo, aún la fenomenología rebasa a los modelos actuales, y cada caso se ha podido resolver únicamente como una situación particular dentro de las múltiples peculiaridades que día con día se descubren en los AGN. El desafío real para cualquier modelo de líneas de emisión, no es su habilidad de reproducir un simple perfil, sino poder responder a la distribución de anchos, desplazamientos y asimetrías observadas en una muestra de AGN cualquiera. Ningún modelo desarrollado hasta el momento ha alcanzado esta meta.

3.1.4.1 Velocidades radiales de las componentes de doble pico. Implicaciones cinemáticas.

Si observamos cómo evoluciona la velocidad radial (v_r) de las componentes del doble pico, respecto al referencial en reposo de Mkn 926 (asociado a la componente angosta: $v(H\alpha_{NC}) = v_{galaxia}$), encontramos un comportamiento muy singular (ver la FIGURA 3.1). Salvo en el espectro de 1978, donde los errores asociados son demasiado grandes para obtener valores confiables, en los siguientes años se percibió una progresiva disminución de v_r en ambos picos de las alas de $H\alpha$. Tal comportamiento es claro para el ala roja, pero desafortunadamente en el ala azul los errores hacen que los resultados sean incluso compatibles con una velocidad constante.

Aproximamos, para cada componente del doble pico, el comportamiento al caso lineal. Las rectas que ajustamos por mínimos cuadrados a cada sucesión de velocidades, tuvieron las siguientes expresiones:

$$v(r)_{DP_{azul}} = (137.225 \pm 280.094 \text{ km s}^{-1} \text{ año}^{-1})t - (2.77 \times 10^5 \pm 5.58 \times 10^5 \text{ km s}^{-1}), \quad (3.1)$$

y

$$v(r)_{DP_{rojo}} = (-273.167 \pm 131.196 \text{ km s}^{-1} \text{ año}^{-1})t + (5.49 \times 10^5 \pm 2.62 \times 10^5 \text{ km s}^{-1}). \quad (3.2)$$

con t expresado en años del calendario civil.

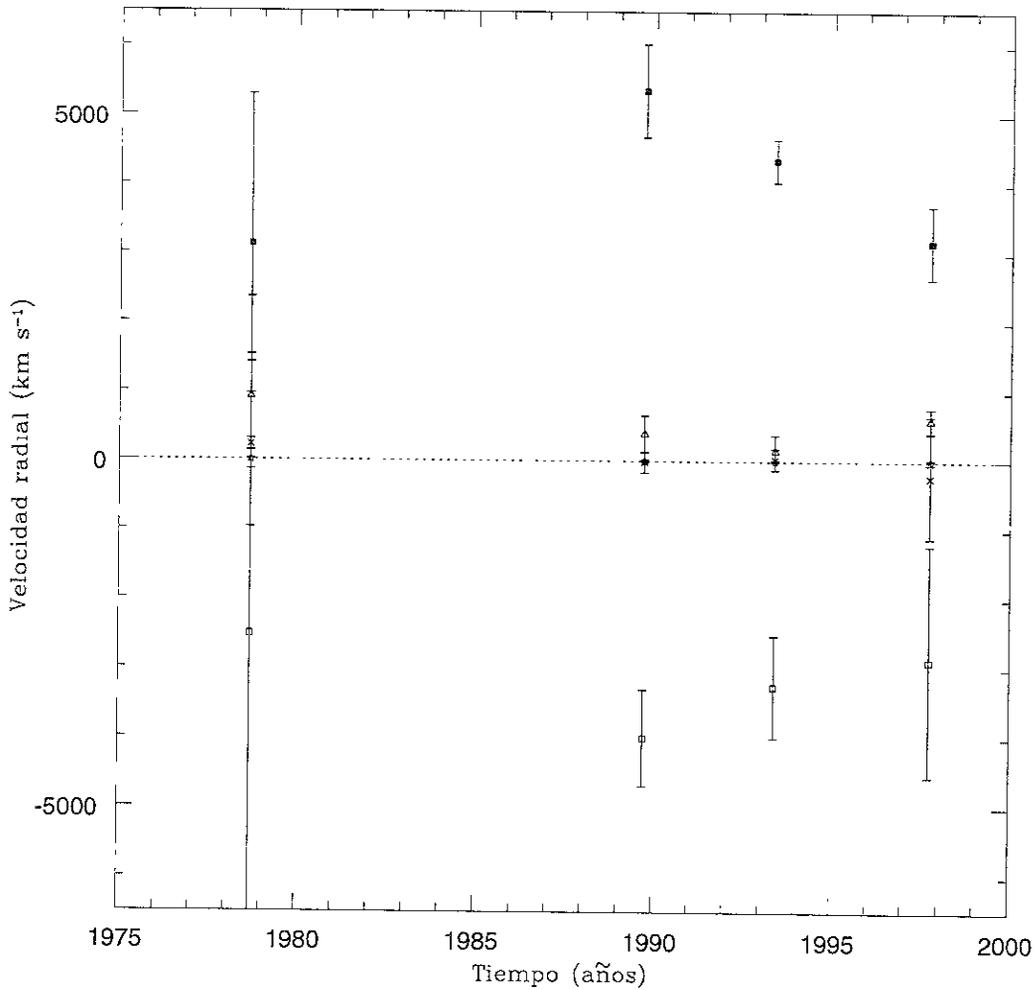


Figura 3.1: Evolución de la velocidad radial (v_r) para las 5 componentes ajustadas de $H\alpha$ en Mkn 926. Se consideró $v(H\alpha_{NC}) = v_{galaxia}$. Los símbolos asignados a cada componente son: estrella $\equiv H\alpha_{NC}$, cruz $\equiv H\alpha_{BC}$, triángulo $\equiv H\alpha_{VBC}$, cuadrado vacío $\equiv H\alpha_{DP_{azul}}$ y cuadrado relleno $\equiv H\alpha_{DP_{rojo}}$.

Los coeficientes de correlación de las rectas fueron 0.971 (con menos de 10% de significancia) y 0.999 (al 2% de significancia) respectivamente (Neave 1981). La ECUACIÓN 3.1 no resultó ser la mejor regresión, aunque se mantuvo compatible con los datos. La evidencia para una pendiente positiva es, sin embargo, muy pequeña. Por otro lado, la ECUACIÓN 3.2 dio una buena correlación entre el escenario que planteamos y los datos (al menos para la componente roja del doble pico).

El comportamiento considerado para las componentes del doble pico nos señala movimientos ordenados de las regiones emisoras de líneas. El escenario que nos sugiere es el de nubes en rotación alrededor de la fuente central (esquematisado en forma simplista en la FIGURA 3.2A). En un caso estable, la componente radial de las velocidades transitaría entre valores máximos y mínimos periódicamente, conforme estas nubes orbiten alrededor de la fuente central (FIGURA 3.2B). El comportamiento resultante del doble pico se apreciaría con una función periódica de tipo sinusoidal en los gráficos de velocidad radial de las componentes respecto al tiempo.

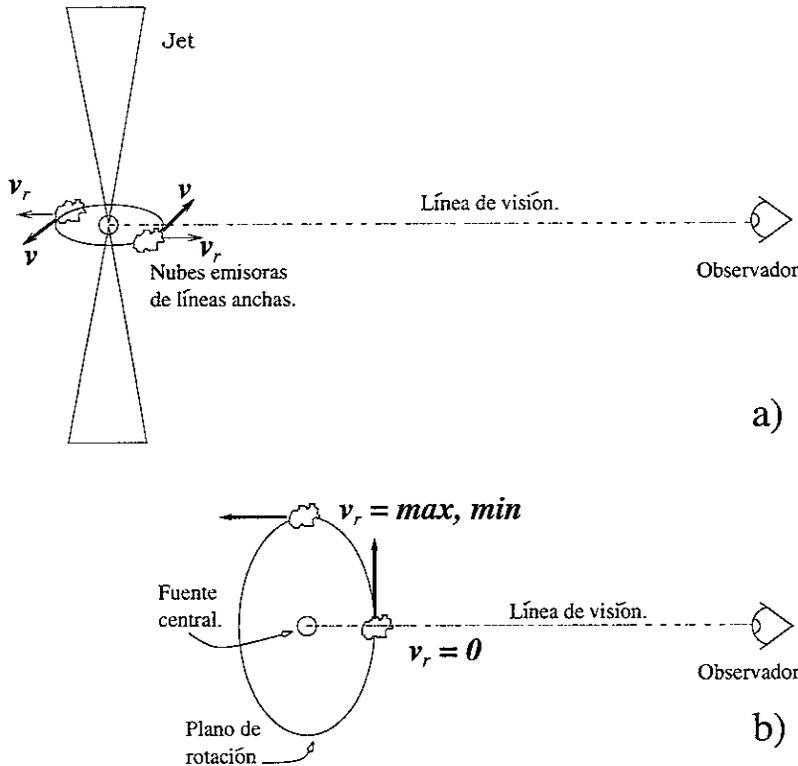


Figura 3.2: (a) Esquema global de las regiones emisoras del doble pico en $H\alpha$. (b) Dos posiciones extremas de las nubes en rotación alrededor de la fuente central, y los valores correspondientes para las velocidades radiales medidas por el observador en Tierra.

También podríamos considerar la posibilidad de que el doble pico es transitorio, si suponemos que en la observación de 1978 no existían las componentes que aparecen en los espectros posteriores (lo cual es válido considerando el ajuste realizado con tres componentes y una asimetría al rojo agregada en la componente ancha de ese espectro). Un posible origen de estas regiones emisoras de las líneas de Balmer, es el de su captura por el campo

gravitatorio central y el subsecuente movimiento orbital dentro de un plano de rotación alrededor de la fuente central. La trayectoria de estas regiones podría ser espiral, con lo cual entenderíamos porqué nuestro cálculo no arroja un centroide cinemático constante cuando partimos de movimientos estrictamente circulares. La vinculación de este escenario con un posible disco de acreción (mismo que podría ser alimentado mediante tales capturas) es algo que aún no está determinada.

La posible trayectoria espiral de estas regiones y la relación con la región externa de un disco de acreción podría tener sustento en el hecho de que las regiones del doble pico se encuentran más internas que la BLR clásica (con radios de 0.003 pc para las HIL y de 0.01 pc para las LIL; ver § 6.3.4 de Robson 1996). Además, ya desde radios de ~ 0.01 pc de la fuente central la viscosidad puede tener un papel significativo en la pérdida de momento angular (ver § 3.2 de Peterson 1997), que derive en una trayectoria espiral. Para calcular la distancia de las regiones emisoras del doble pico a la fuente central, supondremos una masa central de $10^7 M_{\odot}$ en Mkn 926 y velocidades keplerianas en las componentes del doble pico, $v_{DP} = \sqrt{\frac{GM_{BH}}{R_{DP}}}$. Consideraremos también que el valor máximo presentado en la TABLA 3.6 se aproxima a una posición extrema de la FIGURA 3.2B, tal que $v_{DP} = v_r$ para la componente del doble pico que tomemos (en particular, tomamos para los cálculos $v(H\alpha_{DP_{rojo}})$ de 1989). Así, el radio resultante entre la fuente central y las regiones emisoras del doble pico es $R_{DP} = 1.4987 \times 10^{-3} \pm 1.8848 \times 10^{-4}$ pc ~ 1.8 días-luz ~ 309 U.A.³. Las regiones están más internas que la BLR clásica; aunque las dimensiones aquí halladas entran dentro del orden de magnitud para las regiones emisoras de C IV $\lambda 1549$, dada la estratificación de la BLR (ver § 5.2 de Peterson 1997).

Caben destacar varios puntos de este análisis:

- La ausencia de datos de nuestra muestra entre 1978 y 1989 hace difícil evaluar si la variación de la velocidad radial de las componentes de doble pico en $H\alpha$ inició con un evento de captura por acreción de las regiones emisoras, o bien es un comportamiento periódico. Desgraciadamente, las observaciones halladas en la literatura al respecto (§ 3.1), en muchos casos ya no existen (más que la versión gráfica de los artículos), fueron manipuladas en forma que ya no son útiles, o no se pudo entablar contacto con los autores (salvo las que fueron brindadas para incluir en nuestra muestra).
- Si hacemos evolucionar las rectas de $v_{DP_{azul}}$ y $v_{DP_{rojo}}$ (ver ECUACIONES 3.1 y 3.2) a fechas posteriores, tendríamos una forma directa de evaluar nuestro escenario observando a Mkn 926 y calculando las velocidades radiales derivadas de su espectro. Hay que considerar al respecto, que conforme las v_r se aproximen entre sí, la determinación de las componentes del doble pico tendrá mayor incertidumbre. Ello principalmente, por la influencia de la BC clásica de este AGN en los ajustes a los espectros (componente que, por añadidura, es intrínsecamente variable).

De mantenerse este comportamiento (que aún en caso de ser como describimos, se desconoce el tiempo de vida que pudieran tener las regiones emisoras), tendríamos los siguientes datos para futuras observaciones:

³U.A. \equiv Unidades Astronómicas.

- El 1 de septiembre de 2001, $v_{DP_{azul}} = -2321.410 \pm 2654.580 \text{ km s}^{-1}$ y $v_{DP_{rojo}} = 2210.958 \pm 610.546 \text{ km s}^{-1}$.
- El 1 de septiembre de 2002, $v_{DP_{azul}} = -2184.186 \pm 2934.674 \text{ km s}^{-1}$ y $v_{DP_{rojo}} = 1937.791 \pm 741.742 \text{ km s}^{-1}$.
- Las dos componentes del doble pico tendrían la misma velocidad radial $v_{DP_{rojo}} = v_{DP_{azul}} = -805.898 \pm 2059.474 \text{ km s}^{-1}$ para el 16 de septiembre del 2012 (ver la FIGURA 3.3). Este último resultado se presenta sólo para mostrar el punto de convergencia de ambas rectas. Observacionalmente, tal resultado es poco viable.

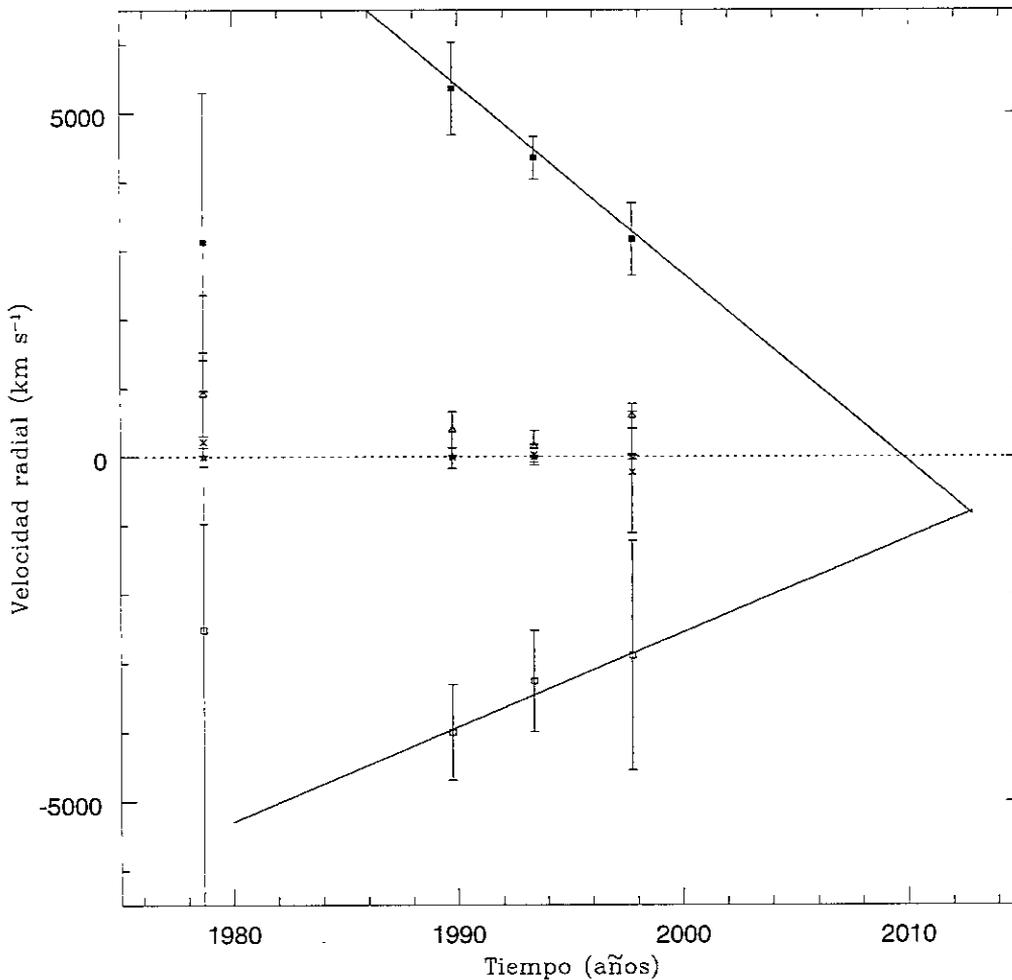


Figura 3.3: Rectas ajustadas para la evolución de la velocidad radial de las componentes de doble pico en $H\alpha$. Las consideraciones para la $v_{galaxia}$ y los símbolos asignados son las mismas que en la FIGURA 3.1.

- El escenario que aquí planteamos es una simplificación de situaciones más complejas. De los máximos no coincidentes de la TABLA 3.6, y como se ve en la FIGURA 3.1, las regiones del doble pico no se encuentran diametralmente opuestas entre sí, como podría suponerse si sólo se tomara en cuenta el esquema de la FIGURA 3.2A. Ciertamente, las regiones emisoras del doble pico no implican que sean sólo dos nubes las que participen en la emisión. Es posible que lo que observemos sea el resultado de la superposición de ensamblajes de nubes que se incorporan a las regiones externas del disco de acreción, destellos (“*flares*”) por efectos viscosos en los bordes del mismo disco, o inclusive podríamos suponer que se tratara de estrellas que se rompieron por fuerzas de marea disipando energía por choques y radiación para luego ingresar al disco de acreción (ver § 3.2 de Peterson 1997).
- Observando la curva de luz para el continuo bajo $H\alpha^4$ (FIGURA 3.4), encontramos variaciones en el flujo que podrían correlacionarse con los cambios en esta línea (si bien no tan directamente, pues el continuo ionizante está más bien en el intervalo UV). Desgraciadamente, el muestreo de espectros ha sido muy pobre como para inferir comportamientos bien definidos. Este objeto es un buen candidato para monitoreos sistemáticos con alta resolución temporal. De conseguirse ello, es factible a futuro poder determinar alguna correlación entre las variaciones del continuo ionizante y de las líneas de emisión.

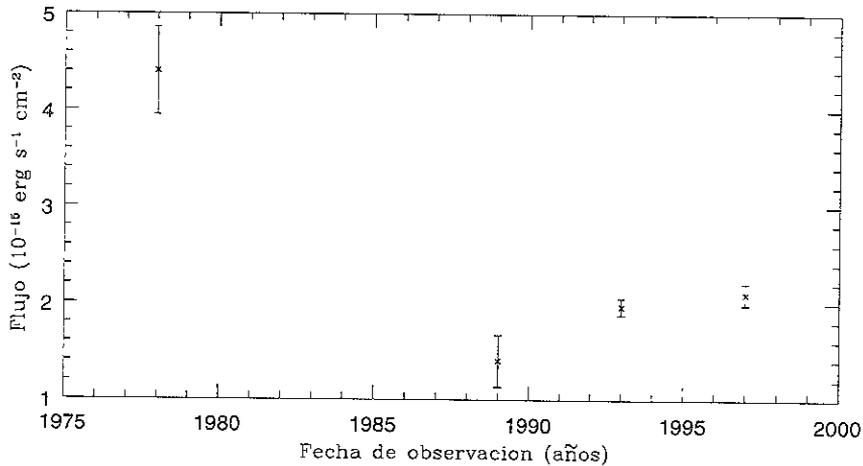


Figura 3.4: Curva de luz para emisión de continuo bajo $H\alpha$ en Mkn 926.

- No se descarta el hecho de que este trabajo puede ser perfectible. Algunos rubros que deberán contemplarse a futuro para el estudio sobre Mkn 926 son: (i) Minimizar los errores para posibilitar un análisis de correlaciones entre ambas líneas de Balmer. (ii) Realizar nuevas observaciones con alta S/N y resolución, dirigidas a obtener restricciones para los escenarios posibles; siendo necesario inclusive contemplar a este objeto en las campañas sistemáticas de monitoreo con alta resolución temporal. (iii) Comparar cuantitativamente los modelos existentes de doble pico al caso de Mkn 926 (discos excéntricos o con alabeos, flujos bicónicos, irregularidades en la distribución

⁴El valor calculado para el continuo se obtuvo ajustándole una recta en los alrededores de $H\alpha$, y a partir de ella interpolando en $\lambda 6563$.

radial de la luminosidad, etc.; ver § 1.4.2.2, y 3.1.4) desarrollando uno que se aplique correctamente a la fenomenología observada. (iv) Atender el conspicuo rasgo presentado por la componente delgada de $H\alpha$ observada en 1993; donde la intensidad relativa, respecto a $[N II] \lambda 6583$ y a sí misma para otras fechas, ha presentado un comportamiento por demás atípico. Finalmente, (v) continuar con los intentos de recabar observaciones realizadas en años anteriores por otros autores.

3.2 Otros casos interesantes.

3.2.1 III Zw 2.

El primer espectro óptico que encontramos en la literatura sobre este objeto fue de Puetter et al. (1981). Posteriormente, Rafanelli (1985) presentó una primera descomposición en BC y NC de las emisiones de $H\alpha$ y $H\beta$.

En un estudio espectroscópico de varios cuasares, De Robertis (1985) incluyó a III Zw 2 en su muestra, presentando un espectro en la región entre $H\beta$ y $[O III] \lambda 5007$. Además de analizar las asimetrías en los perfiles y determinar parámetros espectrales, estimó la contaminación producida por la emisión de $Fe II_{opt}$, la cual afecta principalmente el ala roja de $H\beta$ y la emisión de $[O III] \lambda\lambda 4959, 5007$. La fracción de contaminación estimada fue hasta del 8%.

En la muestra espectral recabada para este objeto RL (ver capítulo 2), es posible notar una variación significativa en el perfil de $H\beta$ observado en 1995, además de una clara asimetría al rojo en la BC para todas las observaciones (FIGURA 3.6).

Al igual que como Sulentic et al. (2000c) plantearon para PG 1416-129, el escenario más sencillo que puede aplicarse a la aparente disminución del flujo del perfil observado en 1995, es el de una BC de $H\beta$ que se debilita al seguir una disminución del continuo ionizante (ver FIGURAS 3.5 y 3.6; estos espectros son presentados con su resolución de observación, indicada en la TABLA 2.2). Recordemos que el continuo UV es el principal ionizador de la BLR y no el continuo óptico (ver § 1.4.1 y Ulrich et al. 1997), pero sí puede encontrarse una correlación entre las variaciones del continuo óptico y las líneas de Balmer (Kaspi et al. 2000). El tiempo de retraso entre estas variaciones es muy corto y puede seguirse en pocos años.

En la FIGURA 3.5, puede observarse cómo varía el flujo del continuo bajo $H\beta$; donde, coincidentemente aparece una marcada disminución en los años de 1994 y 1995, alcanzando un mínimo aparente en éste último. El valor calculado para el continuo se obtuvo ajustándole una recta en los alrededores de $H\beta$, y a partir de ella interpolando en $\lambda 4861$.

3.2.2 Markarian 304.

Esta fuente RQ también fue incluida en el estudio realizado por De Robertis (1985), a la cual le estimó un grado de contaminación por $Fe II_{opt}$ de un 10 % para la emisión entre $H\beta$ y $[O III]$. Por otra parte, Boroson y Oke (1987) presentaron espectros de la región entre

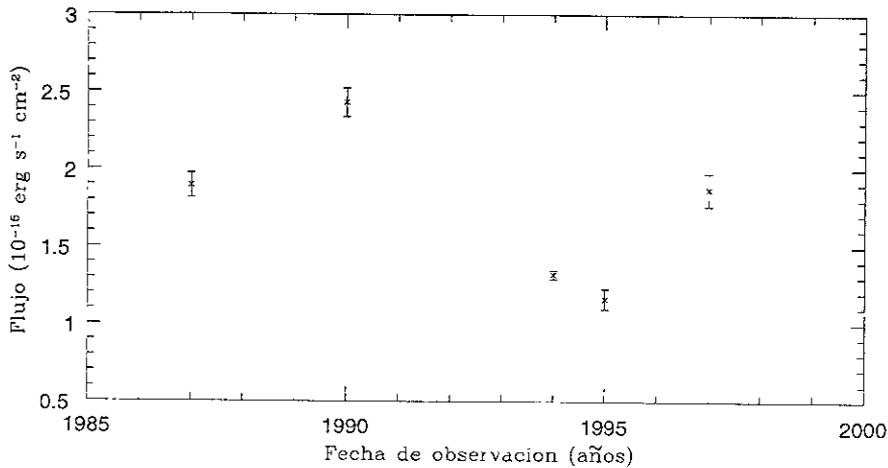


Figura 3.5: Curva de luz para emisión de continuo bajo $H\beta$ en III Zw 2.

$H\beta$ y $[O III] \lambda\lambda 4959, 5007$ tanto del AGN como de la galaxia subyacente. No detectaron emisión de estas líneas por encima del continuo de la galaxia fuera del AGN.

La recopilación de espectros que realizamos para este objeto RQ se muestra en la FIGURA 3.7. Ahí se puede apreciar una asimetría roja muy marcada en el perfil de $H\beta$. En particular, en las observaciones de 1990 (Boroson y Green 1992) y 1997 (de Diego 2000). la asimetría se define más como un segundo pico desplazado de la emisión de $H\beta$, similar al reportado para Akn 120 (Korista 1992, Marziani et al. 1992). Por su parte, en la misma región, las líneas de $[O III] \lambda\lambda 4959, 5007$ muestran una asimetría en sus alas azules que se mantuvo estable en los cuatro espectros.

Retomando la similitud de los perfiles de $H\beta$ en Mkn 304 y Akn 120, es posible que el rasgo de doble pico variable que aquí reportamos se deba a un flujo bicónico, como el modelado por Zheng et al. (1990) para el perfil de Akn 120.

En los espectros donde también se observa emisión de $H\alpha$, la asimetría en el ala roja se preserva; aunque no es tan conspicua como en la otra línea de Balmer (además de que $H\alpha$ típicamente está más afectada por contaminación debida a $[N II] \lambda\lambda 6548, 6583$). Así también, podemos notar un incremento muy acentuado en el flujo del $H\alpha$ del espectro de 1989, respecto a los otros dos donde incluyeron esta línea. Como contraparte, no cambió tanto el flujo de $H\beta$ en los mismos espectros donde se puede evaluar $H\alpha$ (ver las FIGURAS 2.6 y 2.7 para espectros en banda completa de observación).

El rasgo multicomponente real de la emisión de $H\beta$ es más singular si consideramos que: (1) Se mantiene presente en observaciones de distintas fechas, dentro de una secuencia aparente y progresiva de variación. (2) Hemos descartado que sea efecto de contaminación, ya sea por emisión de la galaxia subyacente (Boroson y Oke 1987), o bien por $Fe II_{opt}$ (ver capítulo 2 y De Robertis 1985). Y (3), la permanencia de este doble pico en diversas fechas nos hace suponer que tampoco se trata de un efecto derivado de la resolución espectral o de S/N para las observaciones, aún cuando no degradamos los espectros a una misma resolución (ver TABLA 2.2).

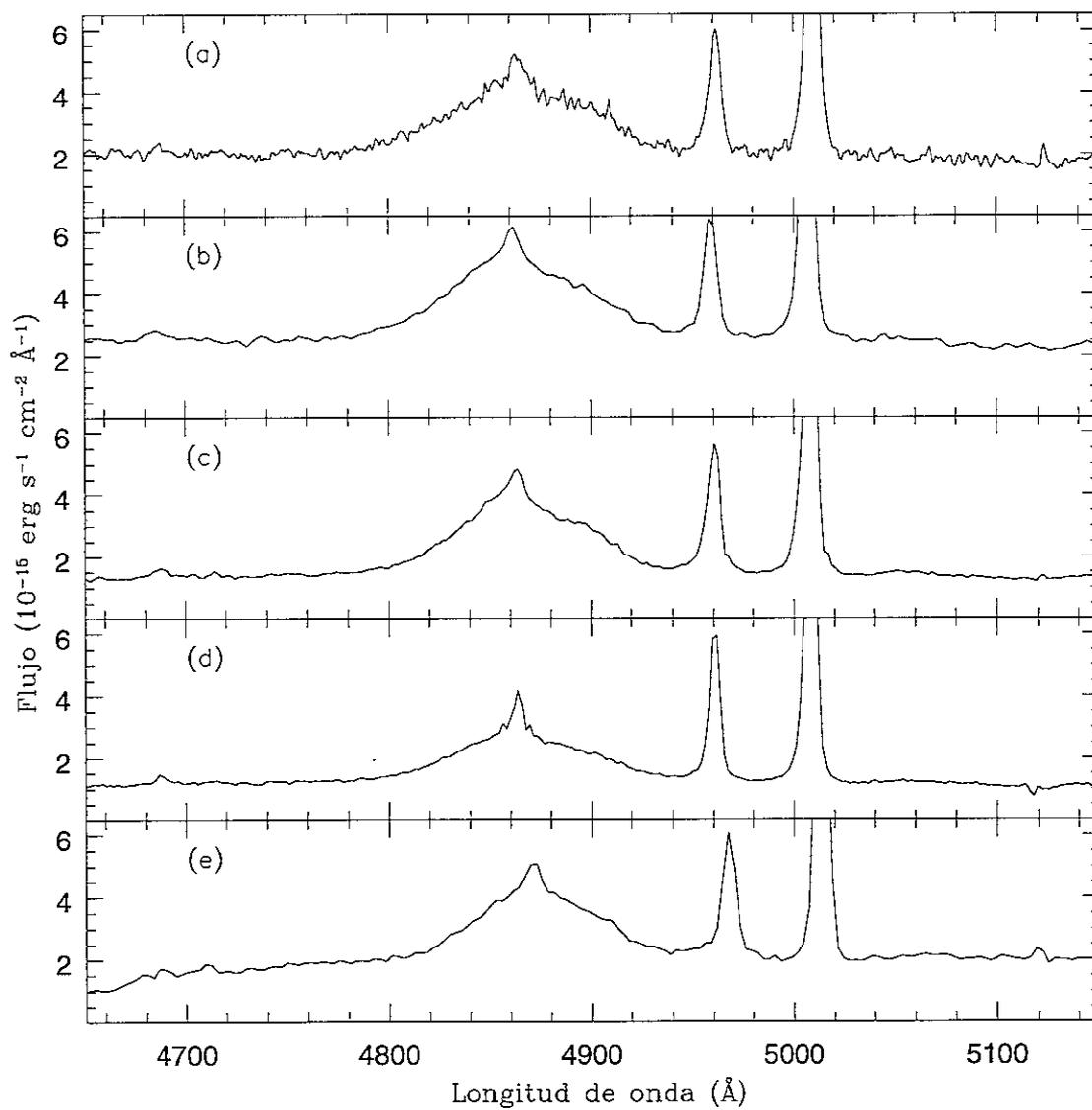


Figura 3.6: Espectros de $H\beta$ en III Zw 2 para cinco épocas: (a) 1987, (b) 1990, (c) 1994, (d) 1995 y (e) 1997. A diferencia de las FIGURAS 2.4 y 2.5, en este gráfico no restamos el continuo.

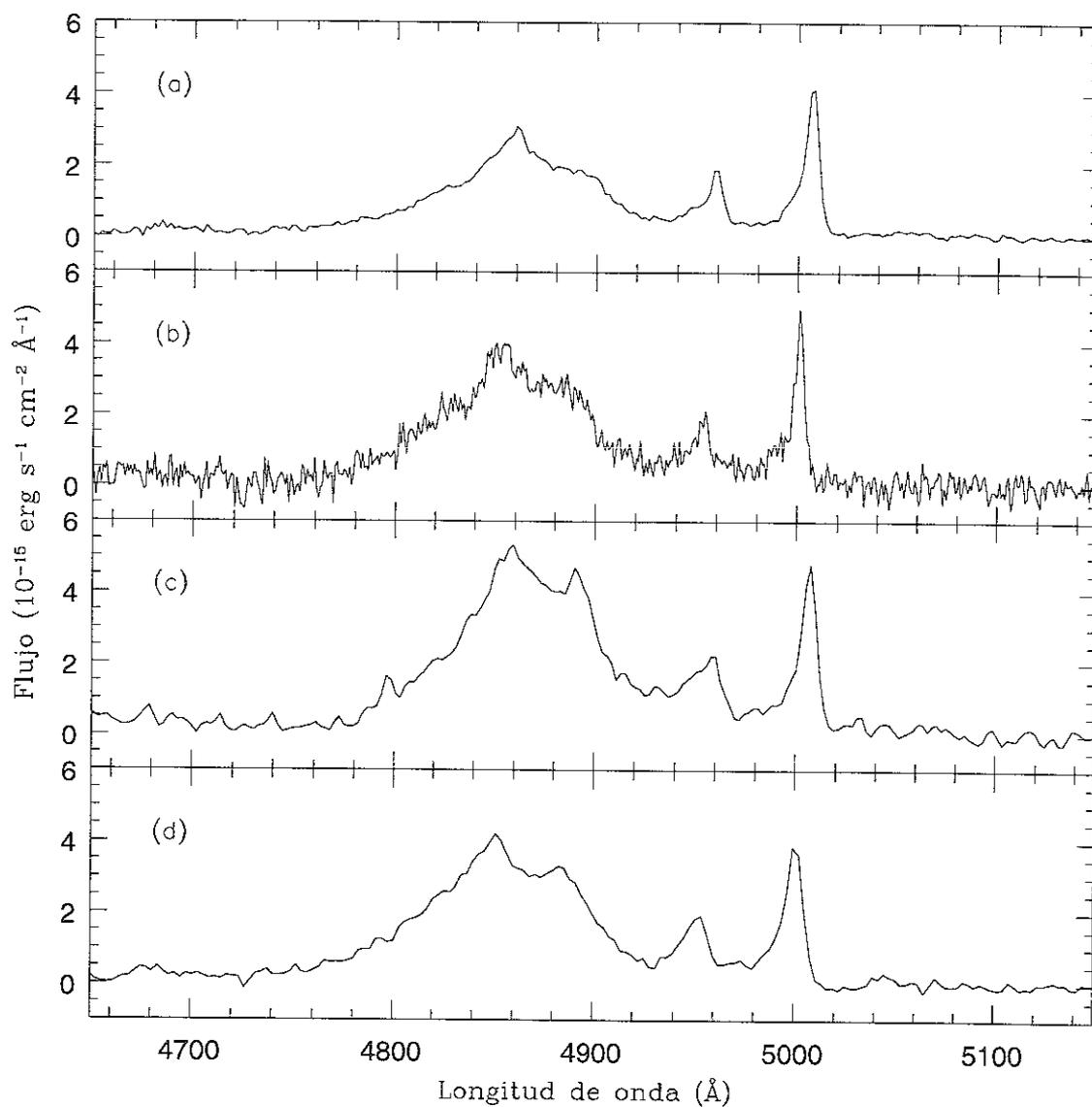


Figura 3.7: Espectros de $H\beta$ en Mkn 304 para cuatro épocas: (a) 1986, (b) 1989, (c) 1990, y (d) 1997. Se aprecia una secuencia en la que surge un pico extra de la asimetría roja de $H\beta$, llega un máximo aparente en 1990 y luego decrece ligeramente. En estos espectros, sí fue restado el continuo.

Capítulo 4

Conclusiones.

De la compilación de espectros que realizamos para la presente tesis, encontramos tres galaxias Seyfert con rasgos significativos de variabilidad en sus perfiles: Markarian 926, III Zw 2 y Markarian 304. Los resultados y rasgos que obtenemos para estos objetos, hasta donde sabemos, no han sido discutidos previamente por otros autores. Estos resultados son una nueva aportación para los estudios de variabilidad de líneas de emisión en AGN.

Este trabajo de tesis mantiene una fuerte liga con lo que hasta hoy se ha realizado en el tema de variabilidad, y abre nuevas posibilidades para desarrollo futuro. Por ejemplo: (i) Puede servir de apoyo a futuros monitoreos sistemáticos de AGN, y consolidar las bases de datos espectrales existentes. (ii) Brinda parámetros que podrían confrontar a los distintos modelos. Éstos, no basta con que expliquen la estructura y existencia de múltiples componentes en la emisión de las líneas, sino que también deben responder a los cambios que suceden al evolucionar el perfil espectral.

4.1 Markarian 926.

Los espectros observados de Mkn 926 mostraron perfiles multicomponentes en sus líneas, y en el caso de $H\alpha$ y $H\beta$ también fueron variables. Advertimos la presencia de una componente muy ancha en $H\alpha$ (con ancho a potencia media de $\sim 10^4$ km s⁻¹), además de las componentes delgada y ancha clásicas. Otro rasgo analizado fue la presencia y comportamiento de prominencias (u “hombros”) en las alas de la componente ancha de $H\alpha$, que podrían implicar la presencia de un doble pico. Es posible que haya otras regiones involucradas en la emisión de las líneas de Balmer, que provoquen transitoriamente los rasgos aquí encontrados.

El comportamiento observado para las componentes del doble pico en $H\alpha$ nos sugirió movimientos ordenados de las regiones emisoras de líneas. El escenario que planteamos para explicar el doble pico de este objeto, es el de nubes en rotación alrededor de la fuente central. Ajustamos las velocidades radiales de los centroides de cada componente del doble pico, a rectas que reprodujeron el comportamiento observado.

Podemos considerar la posibilidad de que el doble pico fuera transitorio, si suponemos que en la observación de 1978 no existían las componentes que aparecen en los espectros posteriores. Un posible origen de estas regiones emisoras de las líneas de Balmer que emiten el doble pico, es el de su captura por el campo gravitatorio central y el subsecuente movimiento orbital dentro de un plano de rotación alrededor de la fuente central.

Un indicador del escenario propuesto es el cálculo de las distancias entre la fuente central y las regiones que produjeron el doble pico. Estas regiones se encuentran más internas que la BLR clásica. Suponiendo una masa central de $10^7 M_{\odot}$ en Mkn 926 y velocidades keplerianas en las componentes del doble pico, el radio resultante entre la fuente central y las regiones emisoras del doble pico fue de $R_{DP} = 1.5 (\pm 0.2) \times 10^{-3}$ pc \sim 1.8 días-luz.

Sin embargo, la ausencia de datos de nuestra muestra entre 1978 y 1989 hace aún difícil evaluar si la variación de la velocidad radial de las componentes de doble pico en $H\alpha$ inició con un evento de captura de las regiones emisoras, o bien es un comportamiento periódico.

La señal a ruido de $H\beta$ no permitió separar componentes en ajustes de doble pico, aunque es fácil apreciar un perfil de $H\beta$ con alas muy cuadradas en el espectro de 1997, las cuales son similares al perfil con doble pico encontrado en NGC 4450 por Ho et al. (2000). Es por eso que restringimos nuestro análisis de componentes a la región de $H\alpha$, excepto por la atención que le dimos a He II $\lambda 4686$. En esta otra línea, también planteamos la posibilidad de que exista una componente ancha, o muy ancha, similar a las halladas para PG 1138+222 y PG 1416-129 por Marziani y Sulentic (1993) y Sulentic et al. (2000c), respectivamente. Sin embargo, parte de la emisión de las alas de esta línea podría estar embebida en el ruido y emisión del continuo.

El perfil de $H\alpha$ de 1993 resultó muy complejo y distinto al de las demás observaciones. El rasgo más notorio fue el cambio sustancial en las intensidades relativas de $H\alpha_{NC}$ y [N II] $\lambda 6583$. La variación observada en la intensidad de estas líneas nos presenta una interrogante abierta al respecto, misma que debe seguirse estudiando.

Además de los parámetros cinemáticos obtenidos para las líneas de Balmer y He II $\lambda 4686$, estimamos la densidad electrónica para la NLR de esta fuente. Tomando el cociente de intensidades [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$, el valor encontrado para la densidad fue $N_e \sim 4.6 \times 10^2$ cm $^{-3}$.

El escenario que planteamos para explicar la evolución de perfiles con doble pico en este objeto puede evaluarse observacionalmente calculando las velocidades radiales, derivadas de espectros futuros. Así, de las rectas de $v_{DP_{azul}}$ y $v_{DP_{rojo}}$ tendríamos los siguientes datos para futuras observaciones:

- El 1 de septiembre de 2001, $v_{DP_{azul}} = -2321.410 \pm 2654.580$ km s $^{-1}$ y $v_{DP_{rojo}} = 2210.958 \pm 610.546$ km s $^{-1}$.
- El 1 de septiembre de 2002, $v_{DP_{azul}} = -2184.186 \pm 2934.674$ km s $^{-1}$ y $v_{DP_{rojo}} = 1937.791 \pm 741.742$ km s $^{-1}$.

Este trabajo puede ser ampliado. Algunos aspectos de trabajo a futuro para Mkn 926 son: (i) Minimizar errores para poder correlacionar ambas líneas de Balmer. (ii) Realizar nuevas observaciones con alta S/N y resolución, para restringir los escenarios posibles; motivando incluso monitoreos sistemáticos con alta frecuencia de observaciones. (iii) Comparar cuantitativamente con modelos existentes de doble pico el caso de Mkn 926. (iv) Como mencionamos antes, estudiar las causas del cambio de $H\alpha_{NC}$ observada en 1993, respecto a otras observaciones y a la línea de [N II] $\lambda 6583$. Y, (v) continuar con la compilación de observaciones realizadas en años anteriores por otros autores.

4.2 III Zw 2.

Encontramos una variación significativa en el perfil de $H\beta$ observado en 1995, respecto al de los otros espectros. El escenario más sencillo para la aparente disminución del flujo del perfil observado en 1995, es el de una BC de $H\beta$ que se debilita al seguir una disminución del continuo ionizante. Podría haber una correlación entre las variaciones del continuo óptico y las líneas de Balmer, como las de las fuentes observadas por Kaspi et al. (2000). El tiempo de retraso entre estas variaciones es muy corto y puede seguirse en pocos años.

Un desarrollo a futuro sobre este objeto se centraría en (1) mejorar la base de espectros, (2) realizar un análisis y descomposición de perfiles (similar al realizado para Mkn 926), y (3) correlacionar tiempos de retraso de las variaciones en las líneas de emisión con las variaciones del continuo, para extraer las implicaciones correspondientes a la estructura de la BLR.

4.3 Markarian 304.

En este objeto, observamos una asimetría roja muy marcada en el perfil de $H\beta$. En algunos espectros incluso, la asimetría se define más como un segundo pico desplazado de la emisión de $H\beta$, similar al reportado para Akn 120 (Korista 1992, Marziani et al. 1992). De esta similitud de los perfiles, consideramos posible que el rasgo de doble pico de Mkn 304 se deba también a un flujo bicónico, como el modelado por Zheng et al. (1990) para el perfil de Akn 120.

El rasgo multicomponente real de la emisión de $H\beta$ es más singular si consideramos que: (1) se mantiene presente en observaciones de distintas fechas, dentro de una secuencia aparente y progresiva de variación; y (2) hemos descartado que sea efecto de contaminación, ya sea por emisión de la galaxia subyacente (Boroson y Oke 1987), o bien por $Fe II_{opt}$.

Finalmente, también en este objeto queda mucho por hacer, tanto en la descomposición de sus perfiles con, como en el modelaje del doble pico. A este respecto, debe atenderse una diferencia singular respecto al trabajo realizado en Akn 120 por Zheng et al. (1990): dada nuestra muestra de espectros a distintas épocas, tenemos que considerar un modelo que pueda evolucionar de acuerdo a los cambios observados en los perfiles.

Apéndice A

Figuras Anexas.

A.1 Comentarios preliminares:

En este Apéndice incluimos los gráficos arrojados por el paquete `Peak Fitting Module`, de `Origin 5.00`, para la descomposición de perfiles de Mkn 926.

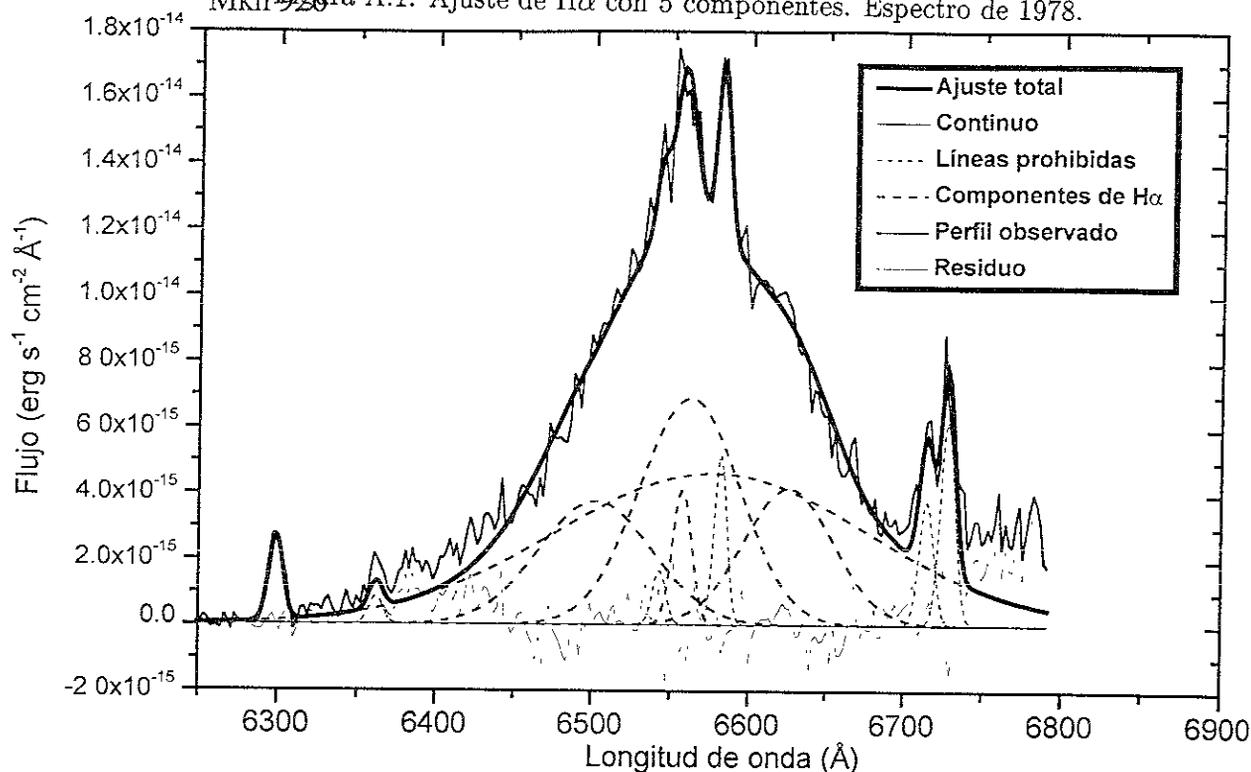
Las etiquetas de numeración para los gráficos se relacionan también con las TABLAS 3.2 a 3.5. El orden es el siguiente:

- FIGURA A.1 → A.4: Ajustes de $H\alpha$ con 5 componentes.
- FIGURA A.5 → A.8: Ajustes de $H\alpha$ con 3 componentes.
- FIGURA A.9 → A.12: Ajustes de $H\beta$ con 5 componentes.
- FIGURA A.13 → A.16: Ajustes de $H\beta$ con 3 componentes.

En cada hoja de gráfico, se indica:

- *Parte superior.*- El encabezado de figura y nombre del objeto (Mkn 926).
- *Sección media.*- Gráfico con ajustes y residuos de comparación (perfil observado - ajuste total).
- *Parte inferior.*- Tres columnas-ejemplo de parámetros resultantes del ajuste. Éstas son: (a) el perfil ajustado para cada componente de línea, (b) el ancho a potencia media, medido en \AA , para cada ajuste, y (c) el valor pico de cada ajuste, en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$.

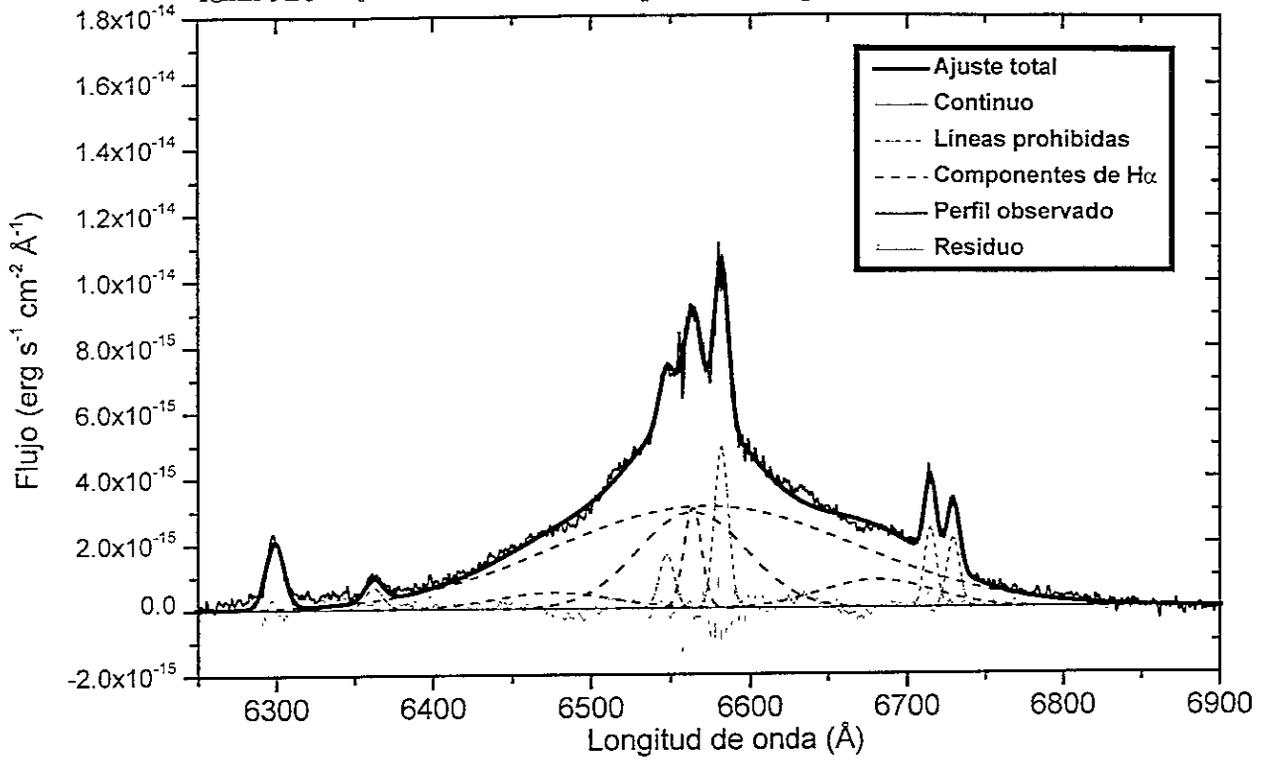
Figura A.1: Ajuste de H α con 5 componentes. Espectro de 1978.



Fitting Results

Perfil	FWHM (Å)	Flujo pico (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
1. [O I] λ 6300	10.61380	2.6052E-15
2. [O I] λ 6363	10.40789	8.4543E-16
3. H α_{dp} azul	85.09341	3.7509E-15
4. [N II] λ 6548	9.92242	1.6632E-15
5. H α_{NC}	13.99971	4.1094E-15
6. H α_{BC}	74.86280	6.8763E-15
7. [N II] λ 6583	9.52847	5.1866E-15
8. H α_{dp} rojo	68.63254	4.1514E-15
9. [S II] λ 6716	10.68414	3.7921E-15
10. [S II] λ 6731	10.87460	6.1959E-15
11. H α_{VBC}	236.47216	4.6080E-15

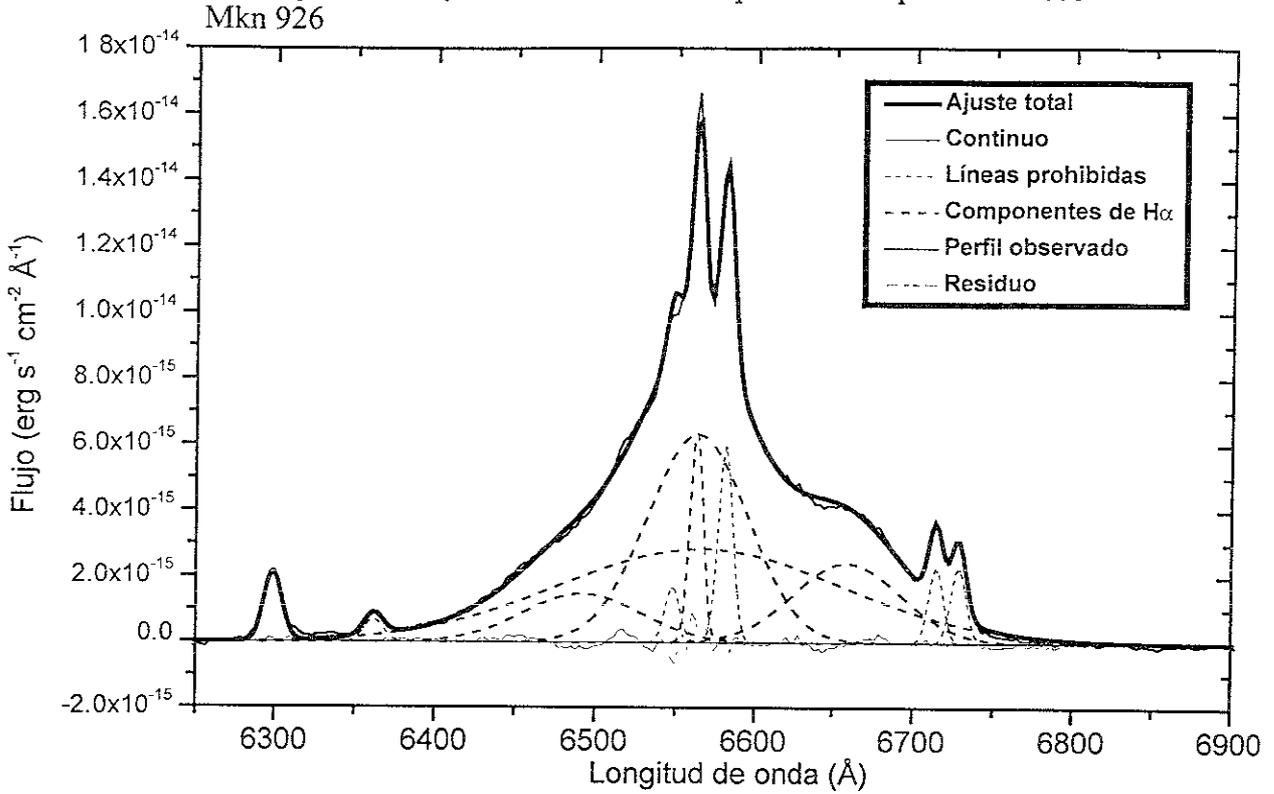
Figura A.2: Ajuste de H α con 5 componentes. Espectro de 1989.



Fitting Results

<u>Perfil</u>	<u>FWHM</u> (Å)	<u>Flujo pico</u> (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
1. [O I] λ 6300	13.72098	2.0203E-15
2. [O I] λ 6363	13.97884	6.5860E-16
3. H α_{dp} azul	87.59000	4.8379E-16
4. [N II] λ 6548	10.82742	1.6446E-15
5. H α_{NC}	12.82078	3.0745E-15
6. H α_{BC}	79.60928	2.9201E-15
7. [N II] λ 6583	10.12600	4.9251E-15
8. H α_{dp} rojo	83.79751	8.2891E-16
9. [S II] λ 6716	8.88066	2.4345E-15
10. [S II] λ 6731	9.38302	2.1157E-15
11. H α_{VBC}	224.13686	3.1075E-15

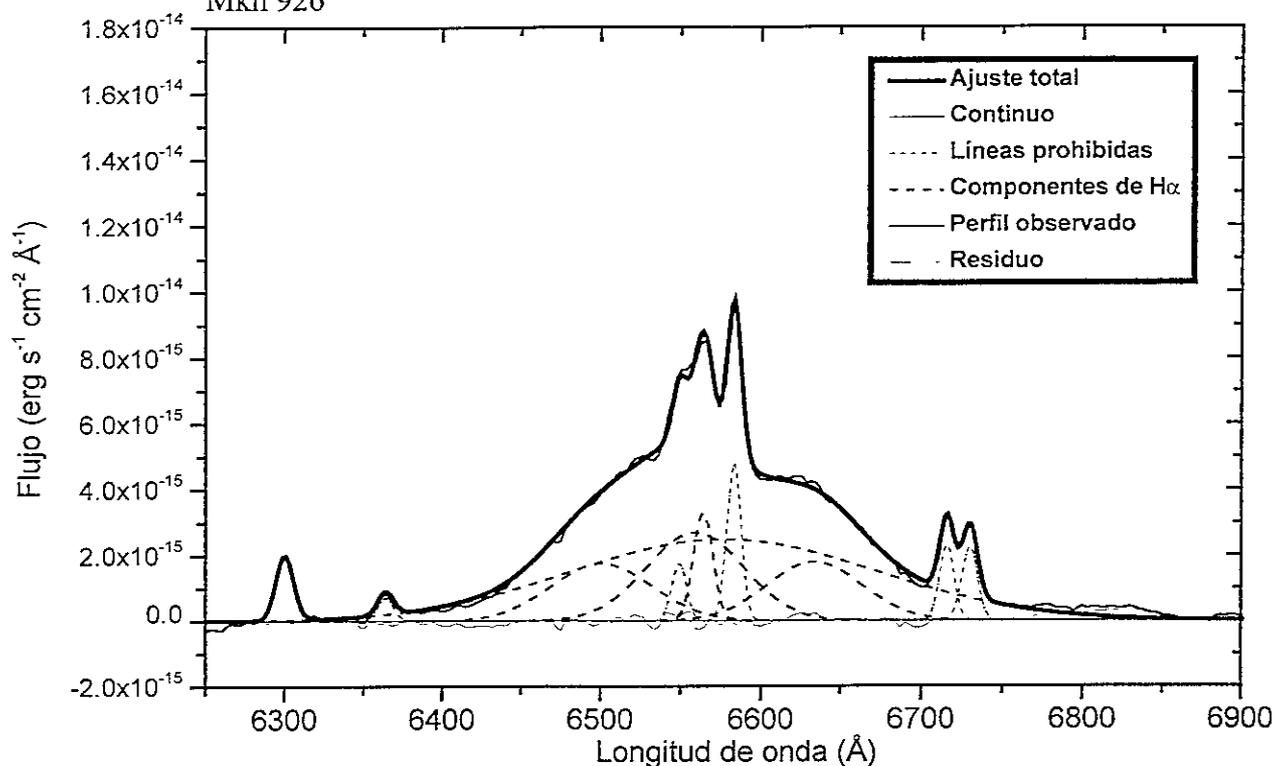
Figura A.3: Ajuste de H α con 5 componentes. Espectro de 1993.



Fitting Results

<u>Perfil</u>	<u>FWHM</u> (\AA)	<u>Flujo pico</u> ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$)
1. [O I] λ 6300	13.38063	2.1176E-15
2. [O I] λ 6363	13.93671	7.0226E-16
3. H $\alpha_{\text{dp azul}}$	86.46320	1.4763E-15
4. [N II] λ 6548	10.97243	1.7118E-15
5. H α_{NC}	9.61570	6.5370E-15
6. H α_{BC}	74.26742	6.3273E-15
7. [N II] λ 6583	10.65248	5.9884E-15
8. H $\alpha_{\text{dp rojo}}$	79.47739	2.4144E-15
9. [S II] λ 6716	10.59352	2.3010E-15
10. [S II] λ 6731	11.42129	2.3029E-15
11. H α_{VBC}	209.30013	2.8487E-15

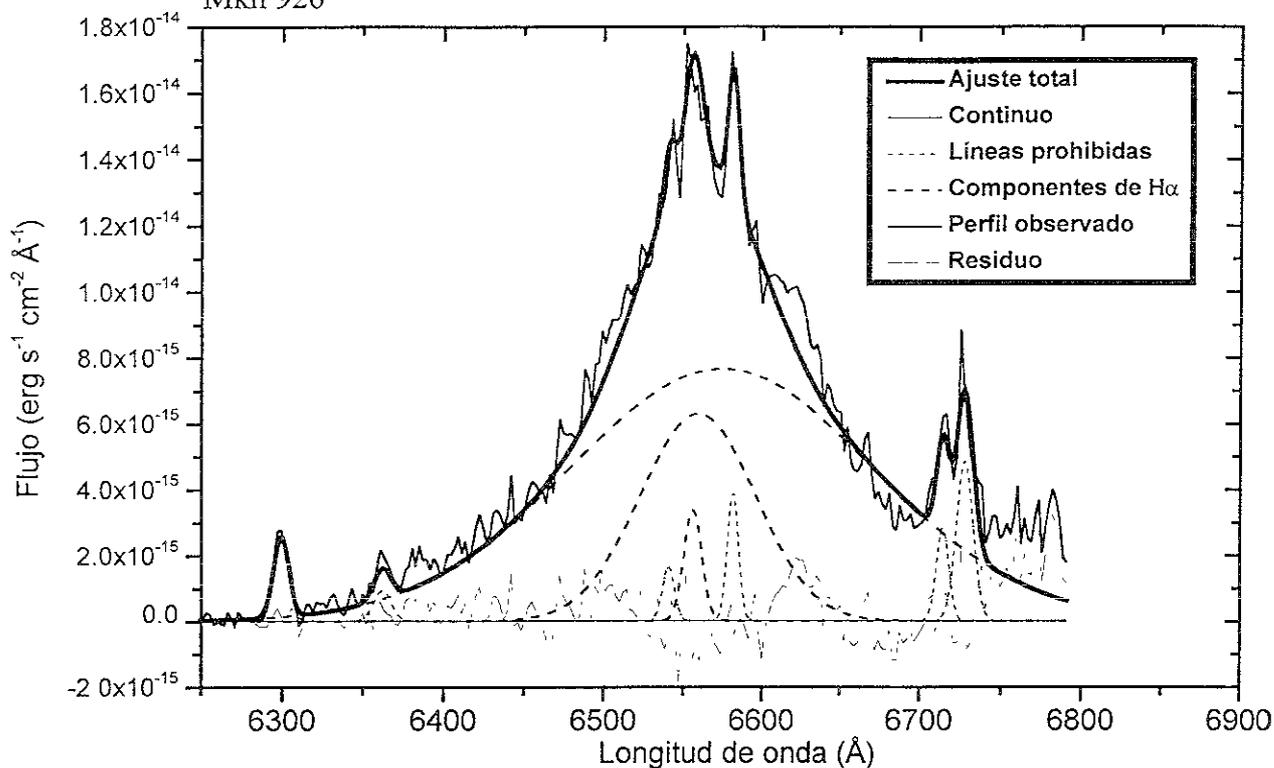
Figura A.4: Ajuste de H α con 5 componentes. Espectro de 1997.
Mkn 926



Fitting Results

<u>Perfil</u>	<u>FWHM</u> (Å)	<u>Flujo pico</u> (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
1. [O I] λ6300	12.94790	1.9578E-15
2. [O I] λ6363	11.99000	7.0438E-16
3. H $\alpha_{dp\ azul}$	74.66044	1.7394E-15
4. [N II] λ6548	10.64900	1.7647E-15
5. H α_{NC}	13.91629	3.3132E-15
6. H α_{BC}	71.16061	2.6869E-15
7. [N II] λ6583	10.58015	4.8135E-15
8. H $\alpha_{dp\ rojo}$	70.40035	1.7929E-15
9. [S II] λ6716	10.49964	2.3179E-15
10. [S II] λ6731	11.30999	2.2530E-15
11. H α_{VBC}	223.77434	2.4870E-15

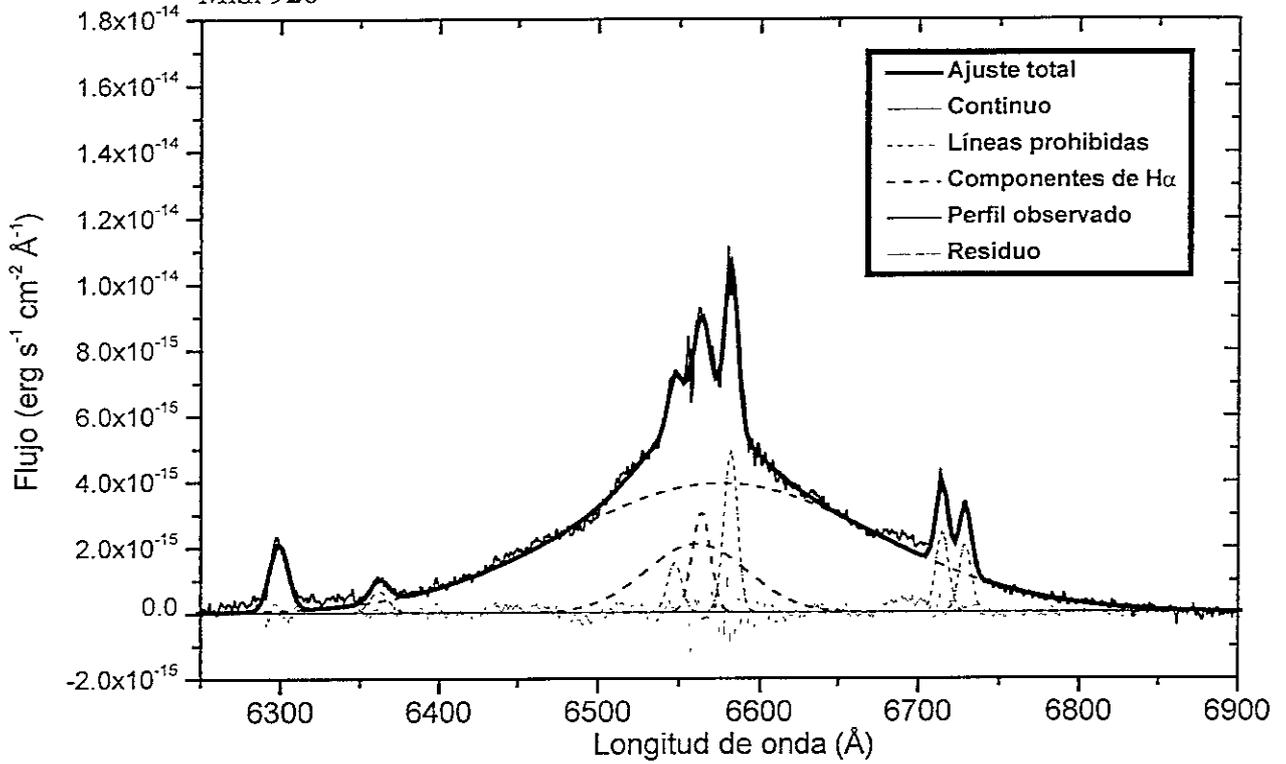
Figura A.5: Ajuste de H α con 3 componentes. Espectro de 1978.
Mkn 926



Fitting Results

Perfil	FWHM (Å)	Flujo pico (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
1. [O I] λ 6300	10.90587	2.4570E-15
2. [O I] λ 6363	12.58152	9.3353E-16
3. [N II] λ 6548	8.61080	1.6619E-15
4. H α_{NC}	13.23926	3.3877E-15
5. H α_{BC}	85.87720	6.2822E-15
6. [N II] λ 6583	8.29563	3.9284E-15
7. [S II] λ 6716	8.93860	2.8579E-15
8. [S II] λ 6731	12.18390	4.8591E-15
9. H α_{VBC}	226.48618	7.6470E-15

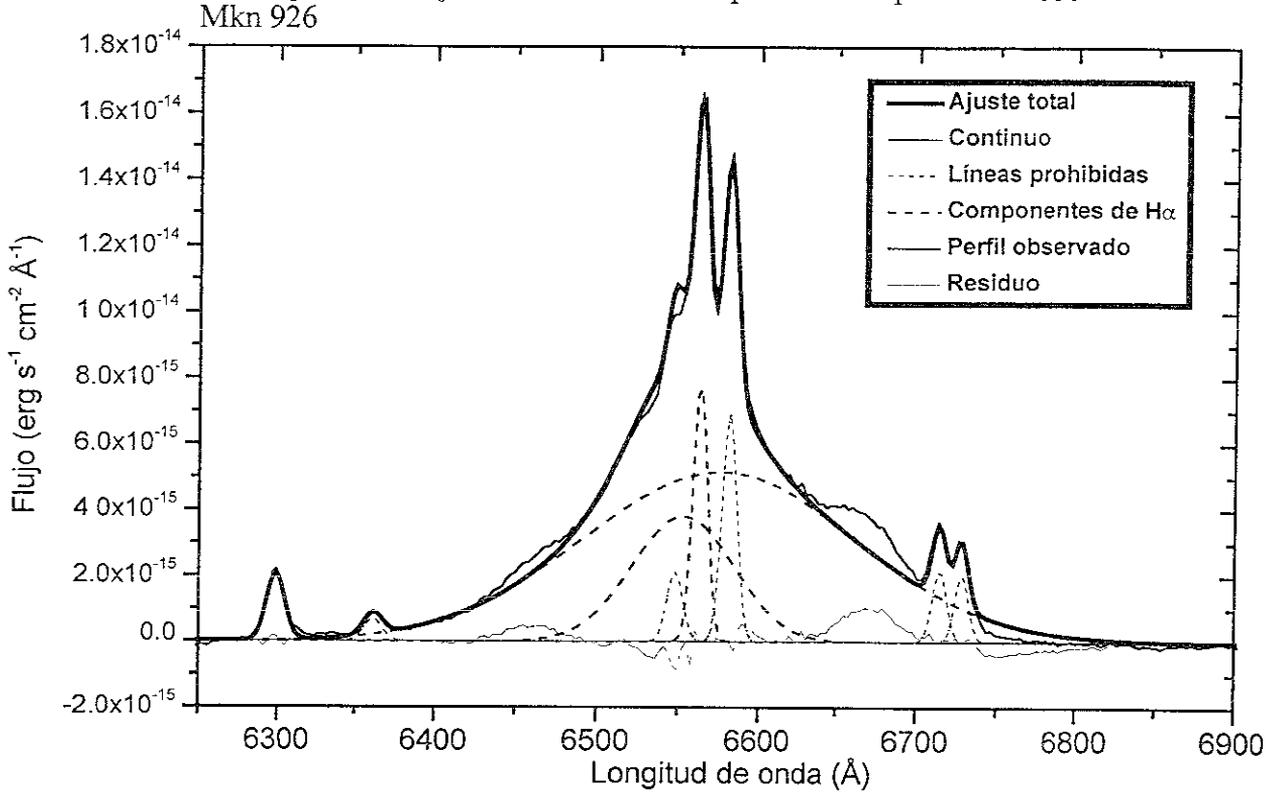
Figura A.6: Ajuste de H α con 3 componentes. Espectro de 1989.
Mkn 926



Fitting Results

<u>Perfil</u>	<u>FWHM</u> (\AA)	<u>Flujo pico</u> ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$)
1. [O I] λ 6300	13.40500	2.0105E-15
2. [O I] λ 6363	13.72629	6.4831E-16
3. [N II] λ 6548	10.34611	1.5257E-15
4. H α_{NC}	12.91849	3.0578E-15
5. H α_{BC}	73.40706	2.0740E-15
6. [N II] λ 6583	9.70340	4.9279E-15
7. [S II] λ 6716	9.15003	2.4576E-15
8. [S II] λ 6731	9.08579	2.0784E-15
9. H α_{VBC}	229.10486	3.9240E-15

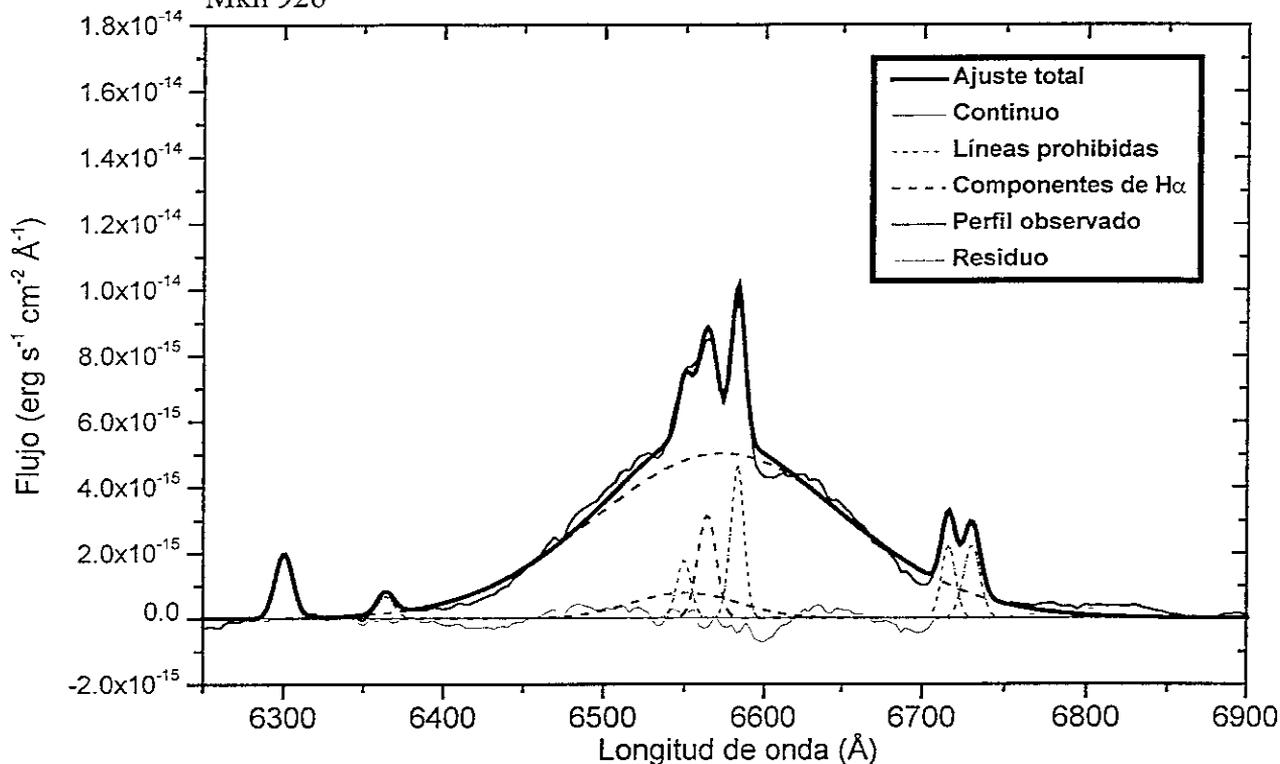
Figura A.7: Ajuste de H α con 3 componentes. Espectro de 1993.



Fitting Results

<u>Perfil</u>	<u>FWHM</u> (Å)	<u>Flujo pico</u> (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
1. [O I] λ 6300	13.80992	2.0340E-15
2. [O I] λ 6363	14.08410	6.7309E-16
3. [N II] λ 6548	11.29715	2.1317E-15
4. H α_{NC}	10.48822	7.8181E-15
5. H α_{BC}	73.65338	3.8017E-15
6. [N II] λ 6583	10.69010	6.9386E-15
7. [S II] λ 6716	10.47490	2.1767E-15
8. [S II] λ 6731	9.90700	2.0390E-15
9. H α_{VBC}	200.02136	5.1537E-15

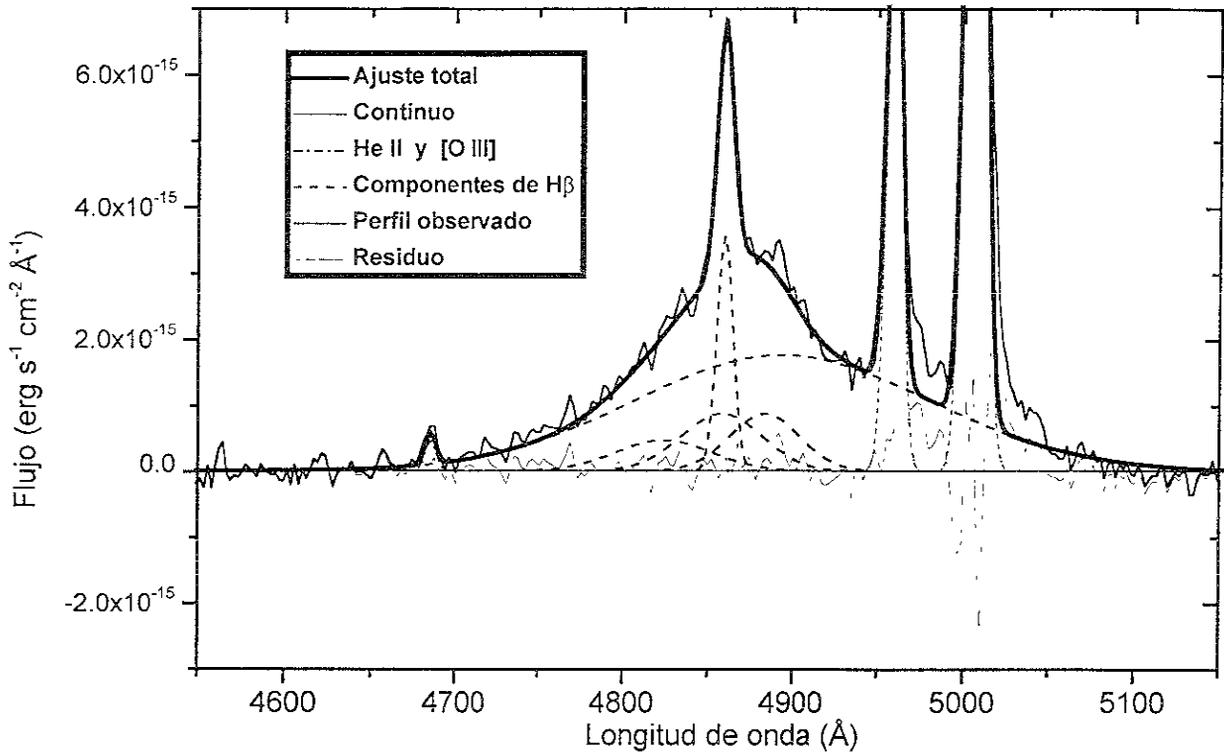
Figura A.8: Ajuste de H α con 3 componentes. Espectro de 1997.
Mkn 926



Fitting Results

<u>Perfil</u>	<u>FWHM</u> (\AA)	<u>Flujo pico</u> ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$)
1. [O I] λ 6300	12.96137	1.9572E-15
2. [O I] λ 6363	12.51699	6.6742E-16
3. [N II] λ 6548	10.46477	1.7622E-15
4. H α_{NC}	13.37416	3.1370E-15
5. H α_{BC}	76.93199	7.6819E-16
6. [N II] λ 6583	9.91954	4.6497E-15
7. [S II] λ 6716	9.80320	2.1969E-15
8. [S II] λ 6731	11.83672	2.2065E-15
9. H α_{VBC}	187.50423	5.0127E-15

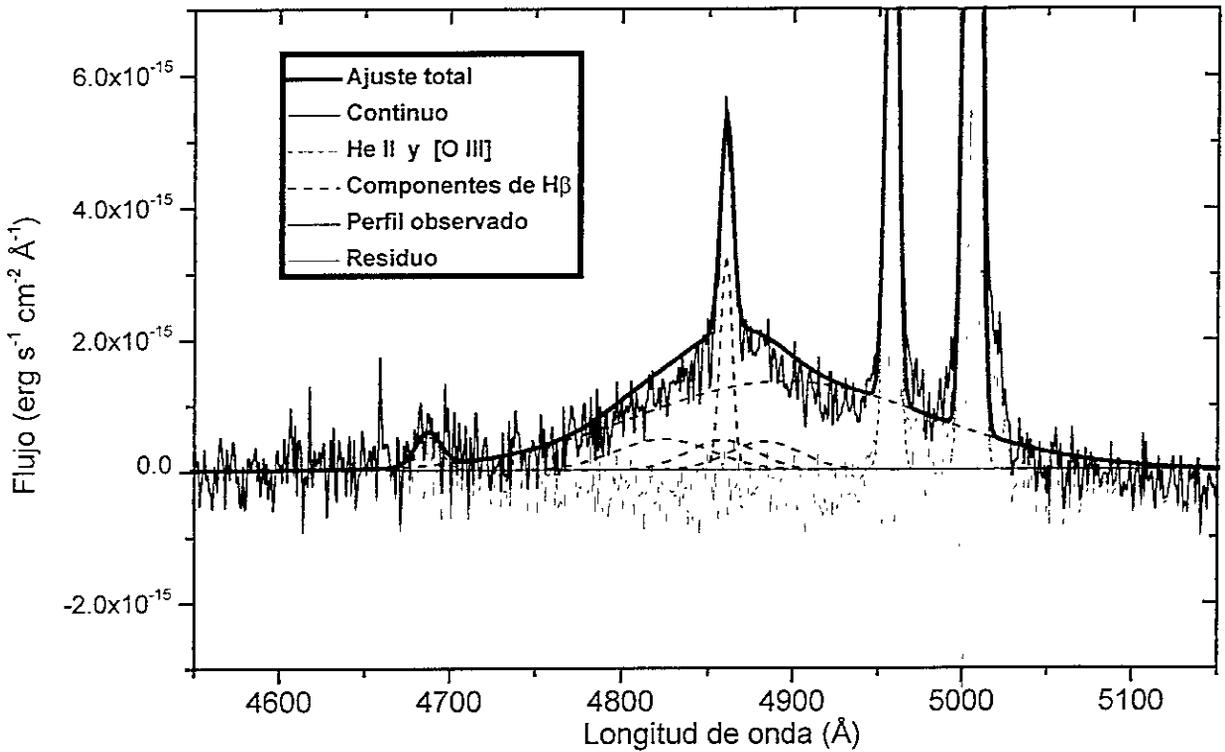
Figura A.9: Ajuste de H β con 5 componentes. Espectro de 1978.
Mkn 926



Fitting Results

<u>Perfiles</u>	<u>FWHM</u> (Å)	<u>Flujo pico</u> (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
1. He II _{NC}	7.72616	4.6213E-16
2. H β _{dp azul}	66.19040	4.6409E-16
3. H β _{NC}	11.18156	3.5621E-15
4. H β _{BC}	55.98644	8.6667E-16
5. H β _{dp rojo}	49.19244	8.6195E-16
6. [O III] λ 4959	9.94894	8.4949E-15
7. [O III] λ 5007	12.13812	2.0600E-14
8. H β _{VBC}	205.46569	1.7546E-15

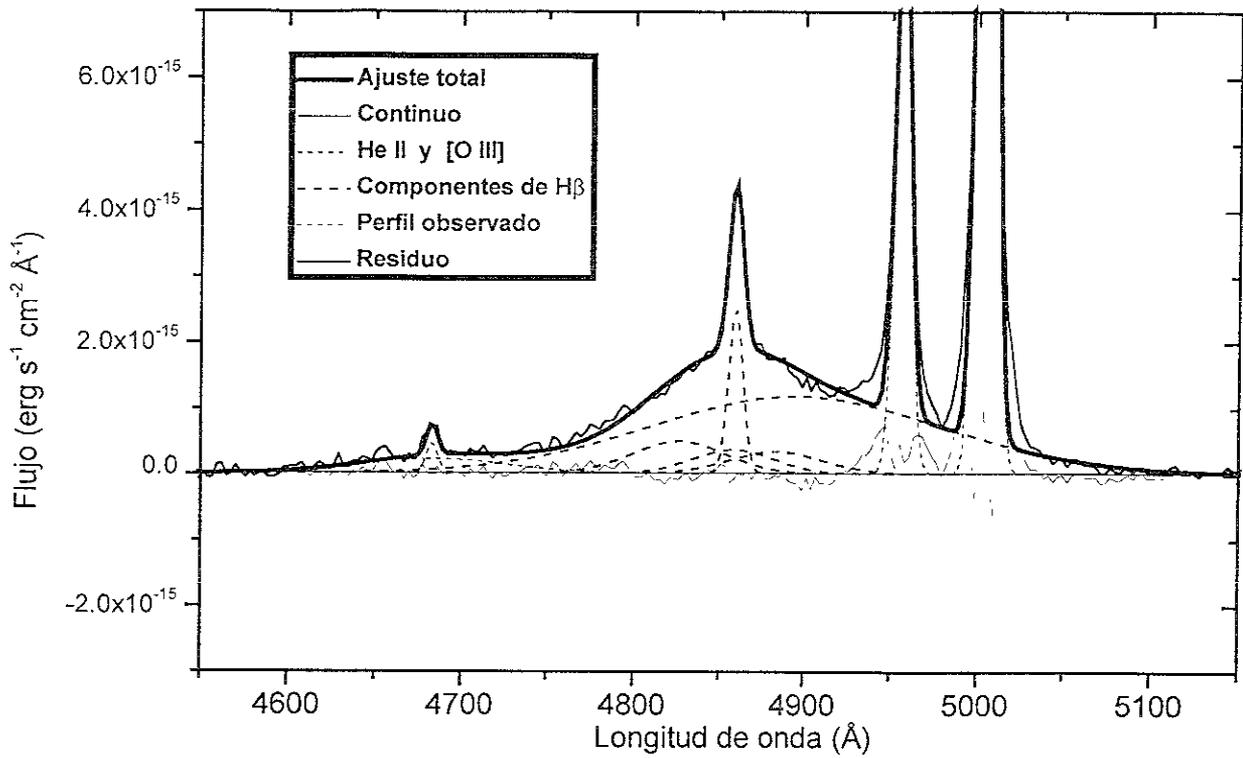
Figura A.10: Ajuste de H β con 5 componentes. Espectro de 1989.
Mkn 926



Fitting Results

<u>Perfiles</u>	<u>FWHM</u> (Å)	<u>Flujo pico</u> (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
1. He II _{NC+BC}	17.64406	5.1508E-16
2. H β _{dp azul}	65.25424	4.6959E-16
3. H β _{NC}	8.44798	3.2649E-15
4. H β _{BC}	46.96570	4.5583E-16
5. H β _{dp rojo}	49.34727	4.3144E-16
6. [O III] λ 4959	7.84004	1.0656E-14
7. [O III] λ 4959	8.21915	3.1614E-14
8. H β _{VBC}	203.06125	1.3465E-15

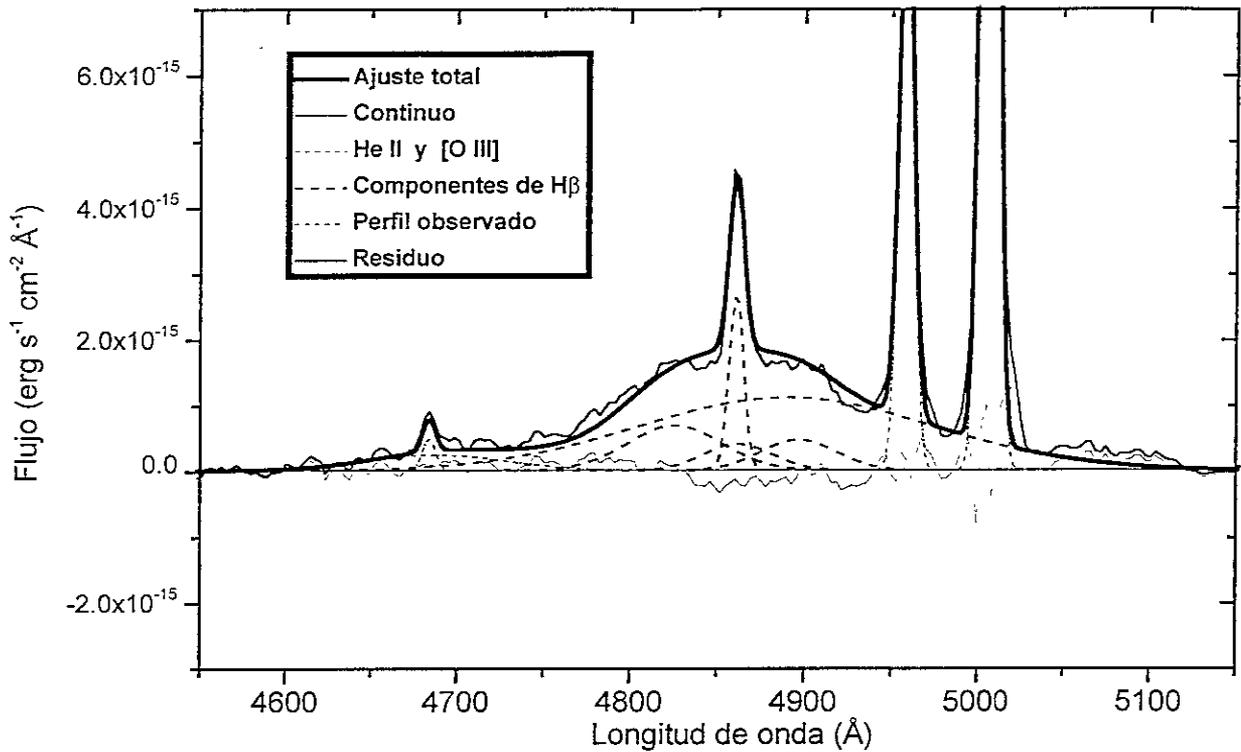
Figura A.11: Ajuste de H β con 5 componentes. Espectro de 1993. Mkn 926



Fitting Results

<u>Perfiles</u>	<u>FWHM (Å)</u> (Å)	<u>Flujo pico</u> (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
1. He II _{NC}	7.72470	4.6744E-16
2. H β _{dp azul}	63.69256	4.8484E-16
3. H β _{NC}	9.95587	2.5067E-15
4. H β _{BC}	55.72452	3.5921E-16
5. H β _{dp rojo}	63.35474	3.3217E-16
6. [O III] λ 4959	10.21345	7.9414E-15
7. [O III] λ 5007	10.78818	2.3950E-14
8. H β _{VBC}	200.98753	1.1696E-15
9. He II _{BC}	99.49769	2.1763E-16

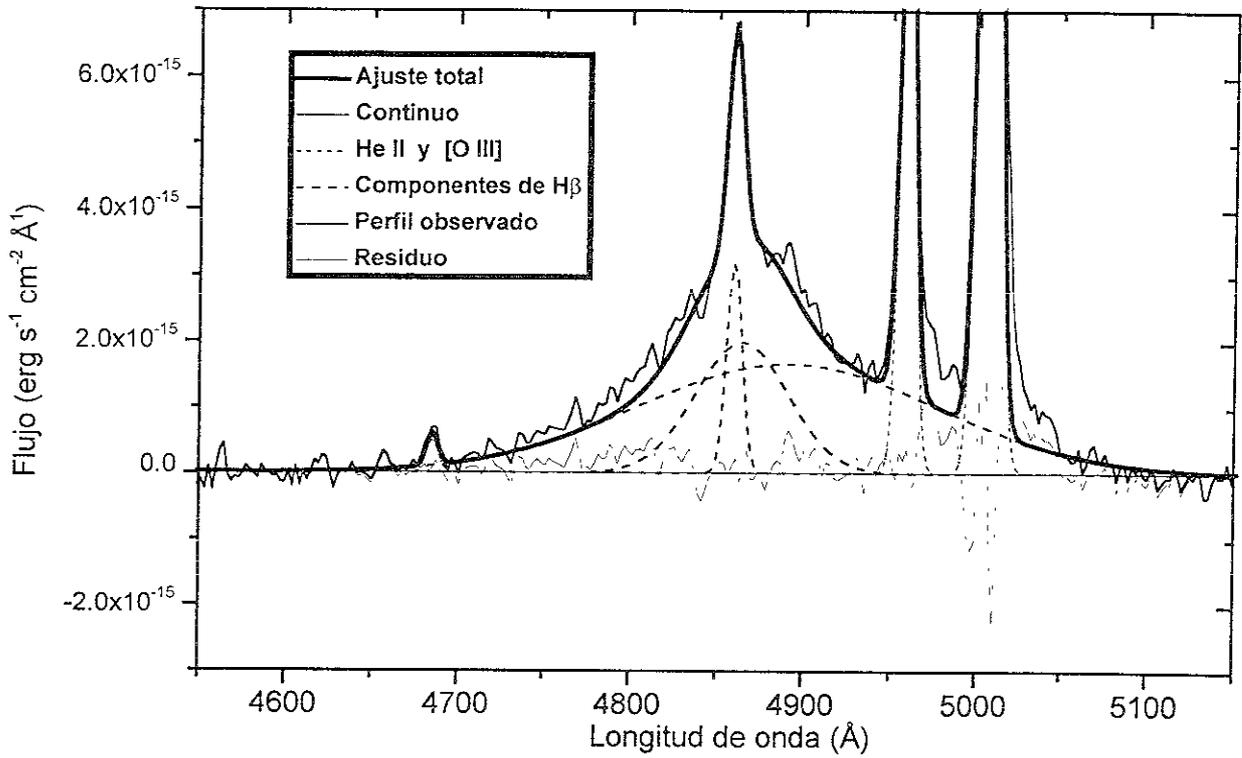
Figura A.12: Ajuste de H β con 5 componentes. Espectro de 1997.
Mkn 926



Fitting Results

<u>Perfiles</u>	<u>FWHM</u> (Å)	<u>Flujo pico</u> (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
1. He II _{NC}	8.49799	4.9502E-16
2. H β _{dp azul}	63.49480	6.8583E-16
3. H β _{NC}	9.80092	2.6739E-15
4. H β _{BC}	46.23161	4.0261E-16
5. H β _{dp rojo}	50.91273	4.6723E-16
6. [O III] λ 4959	9.84575	8.5079E-15
7. [O III] λ 5007	9.91803	2.7010E-14
8. H β _{VBC}	200.31514	1.1062E-15
9. He II _{BC}	95.04887	2.3287E-16

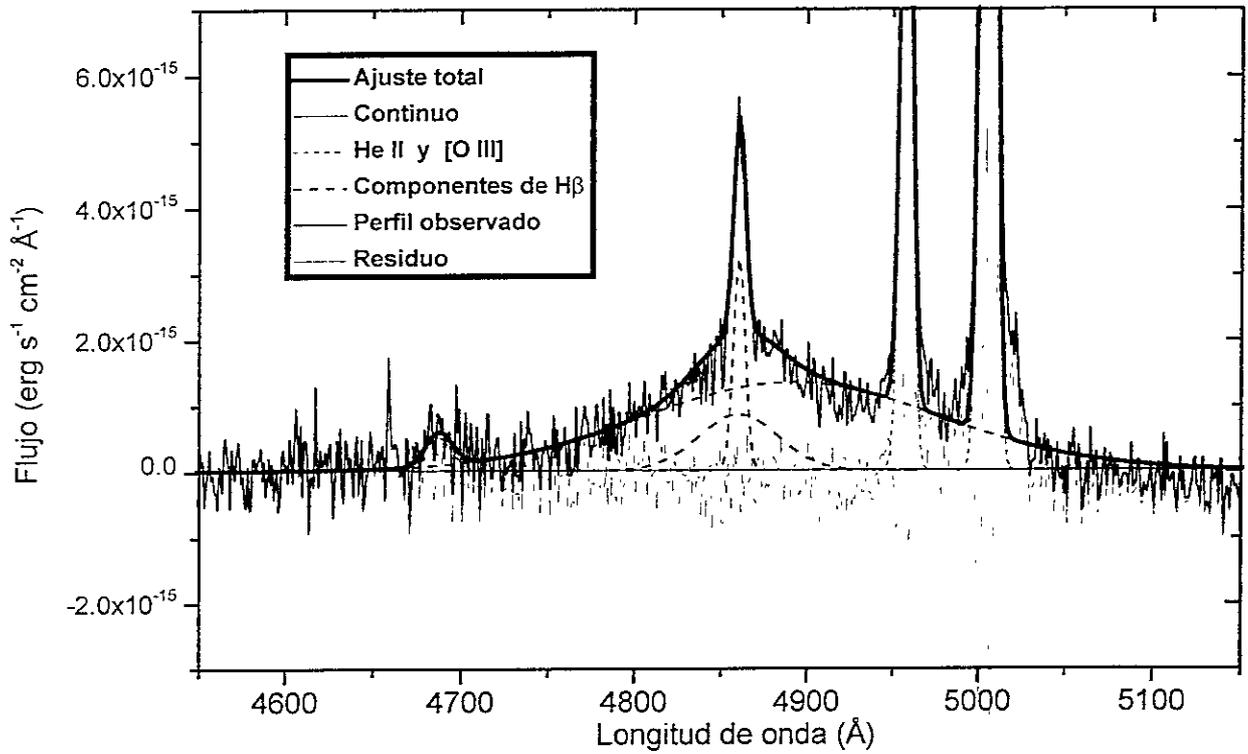
Figura A.13: Ajuste de H β con 3 componentes. Espectro de 1978. Mkn 926



Fitting Results

<u>Perfil</u>	<u>FWHM</u> (Å)	<u>Flujo pico</u> (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
1. He II _{NC}	7.91988	4.9916E-16
2. H β _{NC}	10.41549	3.1782E-15
3. H β _{BC}	62.99008	1.9768E-15
4. [O III] λ 4959	10.04646	8.8843E-15
5. [O III] λ 5007	12.12425	2.0678E-14
6. H β _{VBC}	204.32124	1.6524E-15

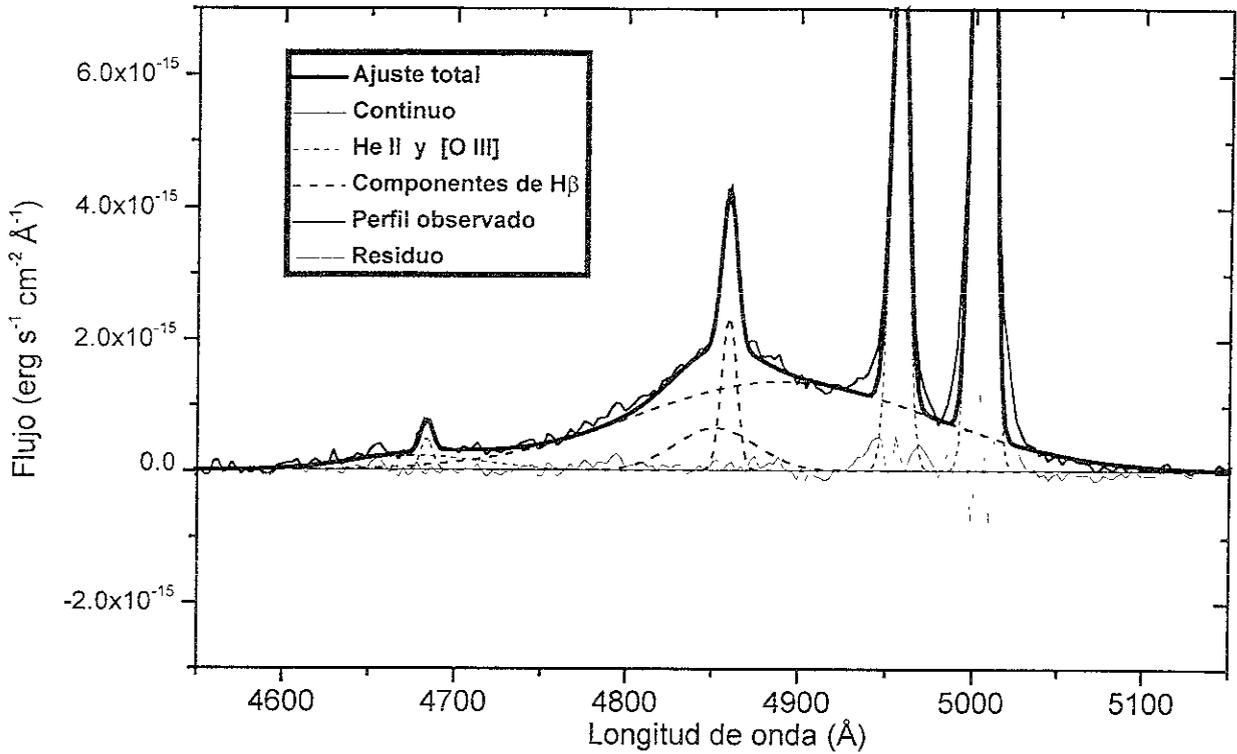
Figura A.14: Ajuste de $H\beta$ con 3 componentes. Espectro de 1989.
Mkn 926



Fitting Results

<u>Perfil</u>	<u>FWHM</u> (Å)	<u>Flujo pico</u> ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$)
1. He II _{NC+BC}	18.08290	5.0258E-16
2. H β _{NC}	8.16492	3.2235E-15
3. H β _{BC}	54.38816	8.5034E-16
4. [O III] λ 4959	7.83004	1.1004E-14
5. [O III] λ 5007	8.21915	3.1920E-14
6. H β _{VBC}	204.92557	1.3390E-15

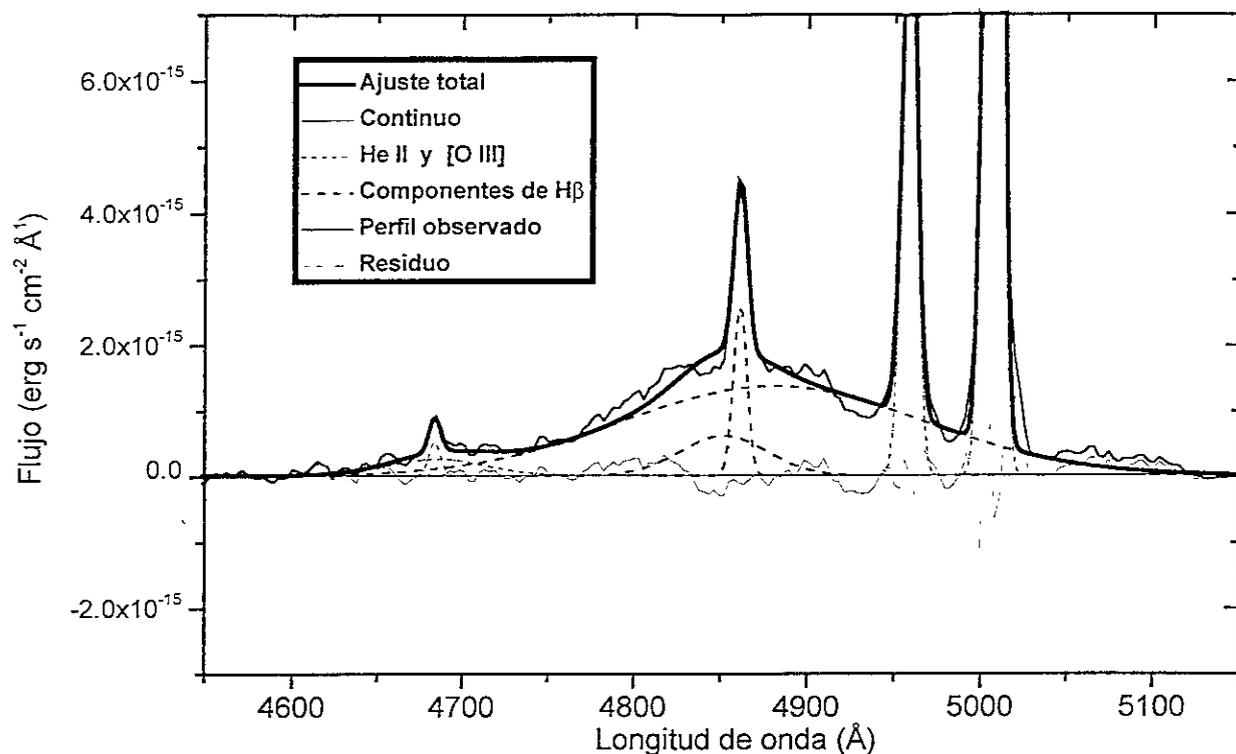
Figura A.15: Ajuste de H β con 3 componentes. Espectro de 1993.
Mkn 926



Fitting Results

<u>Perfil</u>	<u>FWHM</u> (Å)	<u>Flujo pico</u> ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Å}^{-1}$)
1. He II _{NC}	8.01834	4.9234E-16
2. H β _{NC}	10.13333	2.3565E-15
3. H β _{BC}	55.00502	6.4570E-16
4. [O III] λ 4959	10.74965	7.7596E-15
5. [O III] λ 5007	11.06560	2.3599E-14
6. H β _{VBC}	203.22298	1.3477E-15
7. He II _{BC}	90.03196	2.0924E-16

Figura A.16: Ajuste de $H\beta$ con 3 componentes. Espectro de 1997.
Mkn 926



Fitting Results

<u>Perfil</u>	<u>FWHM</u> (Å)	<u>Flujo pico</u> (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)
1. He II _{NC}	8.01833	5.2735E-16
2. Hβ _{NC}	8.91873	2.6099E-15
3. Hβ _{BC}	59.27454	6.0933E-16
4. [O III] λ4959	9.83293	8.4987E-15
5. [O III] λ5007	10.03678	2.7172E-14
6. Hβ _{VBC}	204.95201	1.3639E-15
7. He II _{BC}	66.39045	2.5564E-16

Apéndice B

El programa “*statist*”.

B.1 Comentarios preliminares:

El programa `statist` calcula parámetros como la mediana, media y la desviación media absoluta para regiones espectrales seleccionadas del continuo en pruebas de ajuste y resta de Fe II_{opt} hechas a determinados objetos de la muestra.

El programa está basado en algoritmos y rutinas del “*Numerical Recipes in Fortran 77*” (Press et al. 1992), modificados al caso particular de nuestras necesidades. Las tablas de entrada para el cálculo de residuos (en ASCII) se obtuvieron mediante las rutinas `imtab` y `tedit` de IRAF. A los archivos finales, para efectos de una lectura correcta por el programa, se les removieron los encabezados y se les agregó una línea en blanco al final. *Las tablas de entrada para `statist` deben iniciar sus nombres con literal, de otra forma no corre el programa.*

La región del espectro que se tome para evaluar el continuo después de restar el Fe II_{opt}, puede influir en la determinación de mínimo residuo. Para no obtener resultados espúreos, debe tenerse cuidado de la pendiente del continuo subyacente; como el algoritmo evalúa la dispersión del valor nulo producido por la resta de espectros, una pendiente distinta de cero puede alterar la determinación del mínimo residuo. Se recomienda seleccionar el intervalo de longitudes de onda de continuo con pendiente más próxima a la horizontal.

B.2 Programa en Fortran 77:

```
PROGRAM statist
```

```
C Definición de variables y vectores.  
  IMPLICIT REAL (a-h,o-z)  
  CHARACTER archivo*40
```

```

REAL f,fi,fa,fb,fm,vmed,s,mean,adev,obj(1000),arr(1000)

C Lee archivo de datos para cálculos.
WRITE(*,*) 'Indicate the file to be read for input data'
READ(*,*) archivo
OPEN(unit=11, file=archivo)

C Lee renglones del archivo de datos, deteniéndose cuando en un
C renglón ya no hayan datos y continua en la declaración del
C programa \# "10". Durante el DO, cada renglón es asignado a la
C variable "flux" del vector, mientras un contador "j" guarda el
C número de entradas asignadas al vector.

n=1000
j=0
DO i=1,n
  READ(11, fmt=*, end=10) flux
  j=j+1
  obj(i)=flux
ENDDO
10 CONTINUE
CLOSE(unit=11)

C Asigna el número de datos leídos a "ntot".
ntot=j
IF(ntot.le.1) THEN
  pause 'N must be at least 2 in this program.'
ENDIF

C Crea un nuevo vector arr(n) a partir de obj(1), y reacomoda
C las entradas en orden creciente. Para rutinas más eficientes
C en el reacomodo de entradas, ver \citet{nr77}, Cap. 8).
C arr(n) es reemplazado por su su vector reacomodado.

DO i=1,ntot
  arr(i)=obj(i)
ENDDO

C Toma cada elemento por turno.
DO j=2,ntot
  a=arr(j)
C Busca dónde reubicarlo...
DO i=j-1,1,-1
  IF(arr(i).le.a) goto 11
  arr(i+1)=arr(i)
ENDDO
  i=0
C Y lo inserta.

```

```

11     arr(i+1)=a
      ENDDO

C     Obtiene la mediana para N par.
      value=(ntot/2)*2
      IF(value.eq.ntot) THEN
        k=ntot/2
        l=k+1
        fa=arr(k)
        fb=arr(l)
        vmed=0.5*(fa+fb)
        WRITE(unit=6, fmt=*) 'Median = ',vmed,' from ',ntot,
*           ' values.'
      ELSE
C     Obtiene la mediana para N impar.
        k=(ntot+1)/2
        f=arr(k)
        vmed=f
        WRITE(unit=6, fmt=*) 'The median is ',vmed,' from ',ntot,
*           ' values.'
      ENDIF

C     Calcula la media.
      s=0.
      mean=0.
      DO i=1,ntot
        fi=arr(i)
        s=s+fi
      ENDDO
      mean=s/ntot

C     Inicia el cálculo de la Desviación Media Absoluta (con criterio
C     de medianas).
      s=0.
      adev=0.
      DO m=1,ntot
        fm=arr(m)
        s=fm-vmed
        adev=adev+abs(s)
      ENDDO
      adev=adev/ntot

C     Finalmente, escribe resultados.
      WRITE(*,*) 'Mean= ',mean,' ADev= ',adev
      STOP
      END

```

Bibliografía

- Aller, L. 1987, *Physics of Thermal Gaseous Nebulae*, *Astrophysics & Space Science Library*, Vol. 112. Dordrecht: D. Reidel Publishing Company.
- Antonucci, R. y Cohen, R. 1983, *ApJ*, **271**, 564
- Bahcall, J., Kozlovsky, B. y Salpeter, E. 1972, *ApJ*, **171**, 467
- Baker, J. y Menzel, D. 1938, *ApJ*, **88**, 52.
- Baldwin, J. 1997, en *Emission Lines in Active Galaxies. New Methods and Techniques*, *PASP Conf. S.*, **113**, p80. Ed. B. Peterson, F. Cheng y A. Wilson. S.Francisco: ASP.
- Barr, P. et al. 1980, *MNRAS*, **193**, 549.
- Blandford, R. y McKee, C. 1982, *ApJ*, **255**, 419.
- Boroson, T. y Green, R. 1992, *ApJS*, **80**, 109.
- Boroson, T. y Oke, J. 1987, *PASP*, **99**, 809.
- Bower, G., Wilson, A., Heckman, T. y Richstone, D. 1996, *AJ*, **111**, 1901.
- Boyd, R. y Ferland, G. 1987, *ApJ*, **318**, L21.
- Brotherton, M. 1996, *ApJS*, **102**, 1.
- Brotherton, M., Wills, B., Steidel, R. y Sargent, W. 1994, *ApJ*, **423**, 131
- Chen, K. y Halpern, J. 1989, *ApJ*, **344**, 115.
- Chen, K., Halpern, J. y Filippenko, A. 1989, *ApJ*, **339**, 742.
- Clavel, J. y Wamsteker, W. 1987, *ApJ*, **320**, L9.
- Collin-Souffrin, S. 1980, en *Variability of Stars and Galaxies. Proc. of the 5th European Regional Meeting in Astronomy*, ed. P. Ledoux, Liège: Institut d' Astrophysique, p. C.1.11.
- Collin-Souffrin, S. 1987, *A&A*, **179**, 60.
- Collin-Souffrin, S. 1991, *A&A*, **249**, 344.
- Collin-Souffrin, S., Dumont, S., Joly, M., y Pequignot, D. 1986, *A&A*, **166**, 27.
- Collin-Souffrin, S., Joly, M., Heidmann, N. y Dumont, S. 1979, *A&A*, **72**, 293.
- Collin-Souffrin, S. y Lasota, J-P. 1988, *PASP*, **100**, 1041.
- Corbett, E. et al. 1998, *MNRAS*, **296**, 721
- Corbin, M. 1997a, *ApJS*, **113**, 245.
- Corbin, M. 1997b, *ApJ*, **485**, 517.
- Corbin, M. y Boroson, T. 1996, *ApJS*, **107**, 69.
- Corbin, M. y Smith, P. 2000, *ApJ*, **532**, 136.
- Creenshaw, D. y Peterson, B. 1985, *ApJ*, **291**, 677
- de Diego, J. A. 2000, *Comunicación personal*.
- De Robertis, M. 1985, *ApJ*, **289**, 67.
- De Robertis, M. y Osterbrock, D. 1984, *ApJ*, **286**, 171
- De Robertis, M. y Osterbrock, D. 1986, *ApJ*, **301**, 727.
- Dultzin-Hacyan, D. y Marziani, P. 2000, *Comunicación personal*.
- Durret, F. and Bergeron, J. 1988, *A&AS*, **75**, 273.
- Elvis, M. et al. 1978, *MNRAS*, **183**, 129
- Elvis, M. et al. 1994, *ApJS*, **95**, 1.
- Emerson, D. 1996, *Interpreting Astronomical Spectra.*, John Wiley & Sons, G. Britain.
- Eracleous, M. 1998, *Adv.Space Res.*, **21**, 33.
- Eracleous, M. y Halpern, J. 1994, *ApJS*, **90**, 1.
- Eracleous, M. et al. 1995, *ApJ*, **438**, 610.
- Estalella, R. y Anglada, G. 1996, *Introducción a la Física del Medio Interestelar.*, Barcelona: Universitat de Barcelona.
- Fabian, A. 1979, *Proc. R. Soc. London*, **366**, 449

- Ferland, G., Korista, K. y Peterson, B. 1990, *ApJ*, **363**, L21.
- Ferland, G. y Mushotzky, R. 1982, *ApJ*, **262**, 564.
- Ferland, G., Peterson, B., Horne, K., Welsh, W. y Nahar, S. 1992, *ApJ*, **387**, 95.
- Filippenko, A. 1985, *ApJ*, **289**, 475.
- Filippenko, A. y Halpern, J. 1984, *ApJ*, **285**, 458.
- Francis, P., Hewett, P., Foltz, C. y Chaffee, F. 1992, *ApJ*, **398**, 476.
- Gaskell, C. 1982, *ApJ*, **263**, 79.
- Gaskell, C. y Sparke, L. 1986, *ApJ*, **305**, 175.
- Giannuzzo, M., Mignoli, M., Stirpe, G. y Comastri, A. 1998, *A&A*, **330**, 894.
- Gondhalekar, P. 1990, *MNRAS*, **243**, 443.
- Gondhalekar, P., Horne, K. y Peterson, B. 1994, eds. en *Reverberation Mapping of the Broad Line Region in Active Galactic Nuclei. PASP Conf. S.*, **69**. S. Francisco: ASP.
- Grandi, S. 1983, *ApJ*, **268**, 591.
- Grandi, S. y Osterbrock, D. 1978, *ApJ*, **220**, 783.
- Guilbert, P. y Rees, M. 1988, *MNRAS*, **233**, 475.
- Haardt, F. y Maraschi, L. 1993, *ApJ*, **413**, 507.
- Halpern, J., Eracleous, M., Filippenko, A. y Chen, K. 1996, *ApJ*, **464**, 704.
- Ho, L. et al. 2000, *ApJ*, **541**, 120.
- Horne, K., Welsh, W. y Peterson, B. 1991, *ApJ*, **367**, L5.
- Hummer, D. y Kunasz, P. 1980, *ApJ*, **236**, 609.
- Jolliffe, I. 1986, *Principal Component Analysis*, Springer-Verlag.
- Kaspi, S., Smith, P., Netzer, H., Maoz, D., Jannuzi, B. y Giveon, U. 2000, *ApJ*, **533**, 631.
- Kellermann, K., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. y Green, R. 1989, *AJ*, **98**, 1195.
- Kellermann, K., Sramek, R., Schmidt, M., Green, R. y Shaffer, D. 1994, *AJ*, **108**, 1163.
- Kendall, M. y Stuart, 1976, *The Advanced Theory of Statistics*, 3^a edición. Vol. 3. Londres: Griffin & Co.
- Kingham, K. y O'Connell, R. 1979, *A.J.*, **84**, 1537.
- Kinney, A., Bohlin, R., Blades, J. y York, D. 1991, *ApJS*, **75**, 645.
- Kollatschny, W. y Dietrich, M. 1996, *A&A*, **314**, 43.
- Korista, K. 1992, *ApJS*, **79**, 285.
- Korista, K., Ferland, G. y Baldwin, J. 1997, *ApJ*, **487**, 555.
- Kotilainen, J., Ward, M. y Williger, G. 1993, *MNRAS*, **263**, 655.
- Kotilainen, J. y Ward, M. *MNRAS*, **266**, 953.
- Krolik, J. 1999, *Active Galactic Nuclei*, Princeton: Princeton University Press.
- Krolik, J. et al. 1991, *ApJ*, **371**, 541.
- Kwan, J. y Krolik, J. 1981, *ApJ*, **250**, 478.
- Laor, A., Fiore, F., Elvis, M., Wilkes, B. y McDowell, J. 1997, *ApJ*, **477**, 93.
- Laor, A. et al. 1994, *ApJ*, **420**, 110.
- Livio, M. y Xu, C. 1997, *ApJ*, **478**, L63.
- MacAlpine, G. 1981, *ApJ*, **251**, 465.
- MacAlpine, G., Davidson, K., Gull, T. y Wu, C. 1985, *ApJ*, **294**, 147.
- Malkan, M. y Filippenko, A. 1983, *ApJ*, **275**, 477.
- Malkan, M. y Sargent, W. 1982, *ApJ*, **254**, 22.
- Marziani, P., Calvani, M. y Sulentic, J. 1992, *ApJ*, **393**, 658.
- Marziani, P. y Sulentic, J. 1993, *ApJ*, **409**, 612.
- Marziani, P. et al. 1993, *ApJ*, **410**, 56.
- Marziani, P., Sulentic, J., Dultzin-Hacyan, D., Calvani, M. y Moles, M. 1996, *ApJS*, **104**, 37.
- Mathews, W. y Capriotti, E. 1985, en *Astrophysics of Active Galaxies and Quasi-Stellar Objects*, ed. J. Miller, Mill Valley: Univ. Science Books.
- Mathews, W. y Ferland, G. 1987, *ApJ*, **323**, 456.
- Mittaz, J., Penston, M. y Sijnders, M. 1990, *MNRAS*, **242**, 370.
- Moore, R. y Stockman, H. 1984, *ApJ*, **279**, 465.
- Morris, S. y Ward, M. 1988, *MNRAS*, **230**, 639.

- Nandra, K., George, I., Mushotzky, R., Turner, T. y Yaqoob, T. 1997a, *ApJ*, **476**, 70.
- Nandra, K., George, I., Mushotzky, R., Turner, T. y Yaqoob, T. 1997b, *ApJ*, **477**, 602
- Neave, H. 1981, *Elementary Statistics Tables.*, London. Unwin Hyman Ltd.
- Netzer, H. 1974, *MNRAS*, **169**, 579.
- Netzer, H. 1985, *MNRAS*, **216**, 63.
- Netzer, H. 1987, *MNRAS*, **225**, 55.
- Netzer, H., Brotherton, M., Wills, B., Han, M. y Wills, D. 1995, *ApJ*, **448**, 27.
- Netzer, H. y Davidson, K. 1979, *MNRAS*, **187**, 871.
- Netzer, H. y Maoz, D. 1990, *ApJ*, **365**, L5
- O'Brien, P et al. 1998, *ApJ*, **509**, 163.
- Osterbrock, D. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, Mill Valley: Univ. Science Books.
- Osterbrock, D. y Mathews, W. 1986, *ARA&A*, **24**, 171.
- Osterbrock, D. y Parker, R. 1966, *ApJ*, **143**, 268.
- Osterbrock, D. y Pogge, R. 1985, *ApJ*, **297**, 166.
- Osterbrock, D. y Shuder, J. 1982, *ApJS*, **49**, 149.
- Paltani, S y Courvoisier, T. 1994, *A&A*, **291**, 74.
- Peacock, J., Miller, L y Longair, M. 1986, *MNRAS*, **218**, 265.
- Pérez, E., Robinson, A. y de la Fuente, L. 1992a, *MNRAS*, **255**, 502.
- Pérez, E., Robinson, A. y de la Fuente, L. 1992a, *MNRAS*, **256**, 103.
- Peterson, B. 1988, *PASP*, **100**, 18.
- Peterson, B. 1993, *PASP*, **105**, 247.
- Peterson, B. 1997, *An Introduction to Active Galactic Nuclei.*, Cambridge: Cambridge University Press.
- Peterson, B., Collins, G. 1983, *ApJ*, **270**, 71.
- Peterson, B. y Ferland, G. 1986, *Nature*, **324**, 345.
- Peterson, B y Wandel, A. 1999, *ApJ*, **368**, 152.
- Peterson, B. et al. 1985, *ApJ*, **292**, 164.
- Peterson, B. et al. 1998, *ApJ*, **501**, 82.
- Peterson, B. et al. 1999, *ApJ*, **510**, 659.
- Phillips, M. 1978a, *ApJS*, **38**, 187.
- Phillips, M. 1978b, *ApJ*, **226**, 736.
- Pounds, K., Done, C y Osborne, J. 1995, *MNRAS*, **277**, L5.
- Press, W., Teukolsky, S., Vetterling, W. y Flannery, B. 1992, *Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing.*, Cambridge University Press, New York
- Pringle, J. 1997, *MNRAS*, **292**, 136.
- Ptak, R y Stoner, R. 1976, *ApJ*, **210**, 25.
- Puetter, R , Smith, H, Willner, S. & Pipher, J. 1981, *ApJ*, **243**, 345.
- Rafanelli, P. 1985, *A&A*, **146**, 17.
- Robinson, A., Pérez, E. y Binette, L. 1990, *MNRAS*, **246**, 349.
- Robson, I. 1996, *Active Galactic Nuclei*, Chichester: John Wiley & Sons y Praxis Publishing
- Romano, P., Marziani, P. y Dultzin-Hacyan, D. 1998, *ApJ*, **495**, 222.
- Romano, P., Zwitter, T , Calvani, M. y Sulentic, J. 1996, *MNRAS*, **279**, 165.
- Sargent, W. 1968, *ApJ*, **152**, L31.
- Schmidt, M. y Green, R. 1983, *ApJ*, **269**, 352.
- Shuder, M. 1982, *ApJ*, **259**, 48.
- Steiner, J. 1981, *ApJ*, **250**, 469.
- Starpe, G. 1990, *A&AS*, **85**, 1049.
- Stockton, A. y Farnham, T. 1991, *ApJ*, **371**, 525.
- Storchi-Bergmann, T. et al. 1995, *ApJ*, **443**, 617
- Storchi-Bergmann, T. et al. 1997, *ApJ*, **489**, 87.
- Sulentic, J. 1989, *ApJ*, **343**, 54.
- Sulentic, J., Marziani, P , Dultzin-Hacyan, D., Calvani, M y Moles, M. 1995a, *ApJ*, **445**, L85.
- Sulentic, J., Marziani, P , Zwitter, T. y Calvani, M. 1995b, *ApJ*, **438**, L1.
- Sulentic, J., Marziani, P., Zwitter, T. y Dultzin-Hacyan, D. 1998, *ApJ*, **501**, 54.

- Sulentic, J., Marziani, P. y Dultzin-Hacyan, D. 2000a, *ARA&A*, **38**, 521.
- Sulentic, J., Zwitter, T., Marziani, P. y Dultzin-Hacyan, D. 2000b, *ApJ*, **536**, L5.
- Sulentic, J., Zwitter, T., Marziani, P., Dultzin-Hacyan, D. y Calvani, M. 2000c, *ApJ*, **545**, L15.
- Tanaka, Y. et al. 1995, *Nature*, **375**, 659.
- Telesco, C., Becklin, E., Wynn-Williams, C., y Harper, D. 1984, *ApJ*, **282**, 427
- Thackeray, A. 1953. *MNRAS*, **113**, 211.
- Tonry, J. y Davis, M. 1979, *AJ*, **89**, 1511.
- Türler, M. y Courvoisier, T. 1998, *A&A*, **329**, 863.
- Ulrich, M.H. 2000, *Comunicación personal*.
- Ulrich, M. et al. 1984. *MNRAS*, **206**, 221.
- Ulrich, M. y Horne, K. 1996, *MNRAS*. **283**, 748.
- Ulrich, M., Maraschi, L. y Urri, C. 1997, *ARA&A*, **35**, 445.
- Veilleux, S., Kim, D., y Sanders, D. 1999, *ApJ*, **522**, 113.
- Véron, P., Véron-Cetty, M. y Tarengi, M. 1985, *A&A*, **150**, 317.
- Véron-Cetty, M. y Véron, P. 1998, *ESO Scientific Report 18*, München: ESO.
- Wampler, E. y Oke, J. 1967, *ApJ*, **148**, 695.
- Wamsteker, W. et al. 1990, *ApJ*, **354**, 446.
- Wanders, I. et al. 1997, *ApJS*, **113**, 69.
- Ward, M. et al. 1978, *ApJ*, **223**, 788.
- Wilkes, B. 1984, *MNRAS*. **207**, 73.
- Wilkes, B. et al. 1999, *ApJ*, **513**, 76.
- Williams, R. 1967, *ApJ*, **147**, 556.
- Williams, R., Baker, A. y Perry, J. 1999, *MNRAS*, **310**, 913.
- Wills, B., Netzer, H. y Wills, D. 1985, *ApJ*, **288**, 94.
- Winkler, H. *MNRAS*, **257**, 677.
- Woltjer, L. 1959, *ApJ*, **130**, 38.
- Wu, C., Boggess, A. y Gull, T. 1980, *ApJ*, **242**, 14.
- Wu, C., Boggess, A. y Gull, T. 1981, *ApJ*. **247**, 449.
- Wu, C., Boggess, A. y Gull, T. 1983, *ApJ*, **266**, 28.
- Wu, H. et al. 1998, *A&AS*, **127**, 521.
- Xu, C., Livio, M. and Baum, S. 1999, *AJ*, **118**, 1169.
- Yaqoob, t., Serlemitsos, P., Turner, T., George, I. y Nandra, K. 1996, *ApJ*, **470**, L27.
- Yee, H. y Oke, J. 1981, *ApJ*. **248**, 472.
- Zheng, W., Binette, L. y Sulentic, J. 1990, *ApJ*, **365**, 115.
- Zheng, W., Burbidge, E., Smith, H., Cohen, R. y Bradley, S. 1987, *ApJ*, **322**, 164.
- Zheng, W. y O'Brien, P. 1990, *ApJ*. **353**, 433.
- Zheng, W., Veilleux, S. y Grandi, S. 1991, *ApJ*, **381**, 418.
- Zheng, W., Pérez, E., Grandi, S. y Penston, M. 1995, *AJ*, **109**, 2355.