

00323

so



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

DISTRIBUCION ESPECTRAL DE ENERGIA DE LAS
GALAXIAS SEYFERT 1 DE LINEAS ESTRECHAS

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:
F I S I C O
P R E S E N T A :
TOMAS VERDUGO GONZALEZ



DIRECTOR DE TESIS: DR. JOSE ANTONIO DE DIEGO ONSURBE

MEXICO, D.F.

2003



FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR

A



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

DRA. MARÍA DE LOURDES ESTEVA PERALTA
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Remito a la Dirección General de Bibliotecas de UNAM a difundir en formato electrónico e impre el contenido de mi trabajo recepcional.

NOMBRE: TOMÁS VERDUGO GONZÁLEZ

FECHA: 3 DE JUNIO DEL 2003

FIRMA: [Signature]

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
"Disribución espectral de energía de las Galaxias Seyfert 1 de líneas estrechas"

realizado por Verdugo González Tomás
con número de cuenta 9251772-1, quién cubrió los créditos de la carrera de Física.
Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

Dr. José Antonio de Diego Onsurbe

[Signature]

Propietario

Dr. Dario Nuñez Zuñiga

[Signature]

Propietario

Dr. Angel Prieto Ruíz

[Signature]

Suplente

Dra. Marcela Beltrán Sánchez

[Signature]

Suplente

Dr. Djagan Stepanian

[Signature]

Consejo Departamental de Física



[Signature]
DRA. PATRICIA GOLDSPEIN MENACHE
Coordinadora de Licenciatura

A mis padres.

AGRADECIMIENTOS

Quiero agradecer al Dr. José Antonio de Diego Onsurbe, director de esta tesis, por la paciencia y dedicación mostrada. Por su amistad y confianza.

Al Dr. Dario Nuñez Zúñiga por sus acertados comentarios y sus preguntas inquisitivas. Al Dr. Ángel Prieto Ruiz por recordarme que la Física siempre es primero. A la Dra. Marcela Beltrán Sánchez quién me mostró la importancia de tener claro el objetivo de la investigación. Al Dr. Djagan Stepanian por permitir que me integrara a su grupo de investigación y porque fueron sus conocimientos en el campo de los NAG los que dieron solidez a esta tesis.

Agradezco profundamente a mis padres, a mis hermanos y a mi tía Cuca porque nunca dejaron de creer en mí.

Hago presente también mi agradecimiento a: Janet Torrealba quién estuvo siempre a mi lado en los momentos más difíciles de la carrera, Dra. Érika Benitez Lizaola por sus enseñanzas, mi amigo Alfredo Franco Balderas pues gracias a el retomé el sendero de la Astronomía, Antonio Ramírez quien cedió parte de su tiempo para que yo estudiara técnicas de reducción.

A mis compañeros de la licenciatura: Alberto y Luis. A mis nuevos compañeros de la maestría: Giovanny y Primož. Gracias por su confianza y estímulo.

A todos los maestros de la Facultad de Ciencias, ya que el conocimiento transmitido durante mi carrera, son la base en la que se sustenta este trabajo. Y será el cimiento en el que descansa cualquier actividad que emprenda en el futuro.

Por último, deseo expresar mi agradecimiento al Instituto de Astronomía de la U.N.A.M. y a su personal por las facilidades otorgadas. En particular al personal de cómputo y al personal de la biblioteca: Alf, Carmelo, Eloisa, Gloria y Verónica.

INDICE

CAPÍTULO I. INTRODUCCIÓN.

1.1. Resumen.	1
1.2. Descripción de los NAG.	1
1.2.1. Antecedentes históricos.	1
1.2.2. Definición general de NAG y clases.	3
1.2.2.1. Galaxias Seyfert.	
1.2.2.2. Cuásares.	
1.2.2.3. Galaxias ultraluminosas en el infrarrojo.	
1.2.3. El modelo estándar.	7
1.2.4. La emisión del continuo.	15
1.3. Las Narrow Line Seyfert 1.	19
1.3.1. Caracterización de las Narrow Line Seyfert 1.	19
1.3.2. Dos modelos.	21
1.3.2.1. Modelo geométrico.	
1.3.2.2. Modelo de baja masa.	
1.3.3. Muestras de NLS1.	24
1.4. Objetivo de la tesis.	25

CAPÍTULO II. MUESTRA DE NLS1.

2.1. Descripción de los datos.	27
2.1.1. La "Segunda Exploración de Byurakan".	27
2.1.2. NED.	28
2.1.3. ROSAT.	30
2.1.4. IRAS.	32
2.1.5. 2MASS.	33
2.1.6. FIRST.	34
2.1.7. Otras fuentes bibliográficas.	35

2.2. Datos de los objetos.	37
----------------------------	----

CAPÍTULO III. ANÁLISIS Y DISCUSIÓN.

3.1. Cálculo de luminosidades.	51
3.2. Radio y lejano infrarrojo.	52
3.3. Infrarrojo y óptico.	52
3.4. Ultravioleta y rayos X.	53
3.5. El índice espectral α_{ox} .	55
3.6. La relación entre la luminosidad en X y la luminosidad en B.	57
3.7. La distribución espectral de energía.	58
3.8. La SED y los modelos para NLS1.	61
3.9. El test V/V_{max} .	63

CAPÍTULO IV. CONCLUSIONES.

4.1. Conclusiones.	81
4.2. Trabajo a futuro.	83

APÉNDICE.

A.1. Radio Galaxias.	85
A.2. LINERS.	86
A.3. Blazares.	86
A.4. Las galaxias SCUBA.	87

REFERENCIAS.	89
---------------------	-----------

CAPÍTULO I. INTRODUCCIÓN

1.1. RESUMEN

En el presente trabajo, se estudia la emisión en diferentes bandas del espectro electromagnético de 13 Narrow Line Seyfert 1 (NLS1). Esta muestra se obtuvo de la segunda exploración de Byurakan (SBS).

La construcción de la distribución espectral de energía (SED, del inglés Spectral Energy Distribution) para cada uno de los 13 NLS1, la SED promedio, la correlación entre las bandas del óptico y de los rayos X, así como los índices espectrales estudiados, nos han proporcionado nueva información sobre esta clase de objetos extragalácticos: gran dispersión en las luminosidades a lo largo del espectro electromagnético, ausencia de emisión en la banda del lejano infrarrojo, baja emisión en rayos X. Todo parece indicar, que son las propiedades físicas de cada objeto en particular (al menos los de esta muestra) las que determinan sus propiedades observadas; rechazando un simple modelo de orientación.

1.2. DESCRIPCIÓN DE LOS NAG

1.2.1. Antecedentes históricos

E. A. Fath (1909) en su exploración de "nebulosas espirales" descubrió que el objeto NGC 1068 poseía un espectro de emisión con características poco comunes. Además de presentar líneas de absorción tenía también seis líneas de emisión que eran características de las nebulosas planetarias: $[OII]\lambda 3727$, $[NeIII]\lambda 3869$, $H\beta$, $[OIII]\lambda\lambda 4363, 4959, 5007$. Años más tarde, tomando un espectro de mejor resolución V.M. Slipher (1917) pudo calcular aproximadamente el ancho de las líneas de este objeto y encontró que eran de cientos de $km\ s^{-1}$. Veintiséis años después, Carl Seyfert (1943) estudió a NGC 1068 junto con otras cinco galaxias (NGC 1275, NGC 3516, NGC 4051, NGC 4151, NGC 7469) encontrando que su espectro estaba constituido por líneas de emisión de alta ionización superpuestas en un espectro de una galaxia normal. Además las líneas de emisión tenían una anchura a altura cero (FWZI) superior a los $8500\ km\ s^{-1}$ y en algunos casos las líneas de emisión del hidrógeno eran más anchas que las otras líneas. Otro aspecto peculiar de estos objetos era que sus núcleos eran mucho más luminosos que los núcleos de las galaxias que no presentaban líneas de emisión. Las galaxias Seyfert (galaxias Sy), como se conoce a estos objetos, cayeron en el olvido hasta que en la década de los 50's NGC 1068 y NGC 1275 fueron detectadas como fuentes de radio.

Baade y Minkowski (1954a) encontraron que Cygnus A (una fuente de alta emisión en radio) tenía un espectro de emisión que se asemejaba mucho a los de las galaxias

encontradas por Seyfert; es decir, mostraba líneas de alta ionización muy anchas. Posteriormente NGC 1068 y NGC 1275 se identificaron como radio fuentes (Baade & Minkowski 1954b; Minkowski 1958). Paralelamente al descubrimiento de las radio galaxias, las exploraciones en radio en la década de los 50's descubrieron fuentes que estaban asociadas con objetos de apariencia estelar (es decir no presentaban algún rastro de galaxia o nebulosa en sus imágenes en el óptico). La primera fuente de radio identificada como una estrella en el óptico fue 3C48 por T.A. Matthews y A.R. Sandage (1963). Utilizando una técnica interferométrica para determinar la posición del objeto encontraron que las fotografías mostraban un objeto "estelar" de magnitud $B = 16.6$ dentro del rectángulo de error de $10'' \times 10''$ en la posición en radio. Los espectros fotográficos obtenidos de estas "fuentes radio estelares" eran confusos y no se podían explicar de una manera satisfactoria; mostraban fuertes líneas de emisión muy anchas en longitudes de onda en donde no se conocían transiciones atómicas.

Utilizando una técnica de ocultación lunar Hazard, Mackey & Shimmins (1963) determinaron la posición de 3C 273 y la identificaron con otro objeto de apariencia estelar. El espectro óptico de esta fuente de radio fue estudiado por Schmidt (1963) y dio solución al problema: Las líneas de emisión que se observaban en el espectro eran H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ} , $MgII$, $[OIII]$ pero a un corrimiento al rojo de $z = 0.158$. Con esta idea Greenstein & Matthews (1963) encontraron que 3C48 presentaba líneas prohibidas ($[OII]\lambda 3727$, $[NeII]\lambda 3869$, $[NeV]\lambda 3426$) ya observadas en fuentes de radio extragalácticas pero a un corrimiento al rojo de $z = 0.3675$.

El alto corrimiento al rojo de estos objetos, interpretado cosmológicamente por la Ley de Hubble, implicaba que estaban a grandes distancias y que eran mucho más luminosos que cualquier galaxia. La naturaleza física de estos objetos luminosos con apariencia estelar no fue entendida, aunque pronto salieron teorías como las de Zel'dovich y Novikov (1964) y Salpeter (1964) (ver sección 1.2.3) que intentaron explicarlos. Estos objetos se conocieron como "quasi-stellar-radio-sources" o simplemente "cuásares".

Siguiendo el descubrimiento hecho por Matthews & Sandage (1963) de que los cuásares como 3C 48, 3C 196 y 3C 286 mostraban un exceso en radiación ultravioleta, dio comienzo una búsqueda sistemática para buscar esta clase de objetos por medio de exploraciones en el óptico. La evidencia fotométrica y espectrográfica mostró la existencia de una nueva clase de objetos, con propiedades en el óptico análogas a las de los cuásares, pero que no eran radio emisores (Ryle & Sandage 1964; Sandage 1965). Al principio fueron llamados QSO's aunque hoy en día se suele hacer referencia a ellos también como cuásares. Estos objetos fueron buscados posteriormente por medio de distintas exploraciones y a la fecha los corrimientos al rojo más grandes observados han sido de $z \sim 6$ (Xiaohui et al. 2001). Los cuasares son los objetos más distantes que conocemos y poseen una gran variedad de luminosidades.

Los cuasares y los QSO's son los núcleos activos de galaxias (NAG) más luminosos que existen, pero también existen NAG de menor luminosidad como las galaxias Sy y las radio galaxias que son más numerosas al menos en el Universo cercano (Ver tabla 1).

	OBJETO	DENSIDAD(Gpc ⁻³)
Radio callados	Sy2	1x10 ⁵
	Sy1	4x10 ⁴
	QSO	100
Radio emisores	Cuásares	3
	BL Lac	80
	Radio galaxias	3x10 ³

Tabla1. Densidades aproximadas de algunas clases de núcleos activos (adaptada de Woltjer 1990).

1.2.2. Definición general de NAG y clases

Los NAG son objetos que presentan alguna de las siguientes características:

- i) Región nuclear compacta con un brillo igual o mayor al de la galaxia. En las galaxias Sy la energía nuclear en el visible es comparable a la energía emitida por todas las estrellas en la galaxia ($L \sim 10^{11} L_{\odot}^1$) y en un cuásar típico la fuente nuclear es al menos dos órdenes de magnitud mayor.
- ii) Emisión del continuo nuclear no estelar, es decir, un continuo de ley de potencias de origen no térmico.
- iii) Líneas de emisión nucleares de tipo no estelar (transiciones prohibidas de iones de Ne, N y Fe)
- iv) Líneas de emisión y/o continuo variable.

1.2.2.1. Galaxias Seyfert

El trabajo de Seyfert (1943) dio origen a la primera clasificación espectroscópica de NAG. Las galaxias Sy son objetos con líneas de emisión con anchos inusuales que se producen en una región cuasi-estelar de alto brillo superficial situada en el centro de la galaxia.

Las galaxias Sy son NAG de baja luminosidad con magnitud absoluta en la banda B, $M_B > -21.5 + 5 \log h_0$, donde h_0 es la constante de Hubble en unidades de $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Schmidt & Green 1983). Las galaxias Sy se han dividido en dos subclases (Khachikian &

¹ L_{\odot} es la energía emitida por el Sol y es igual a $3.9 \times 10^{26} \text{ W}$.

Wedman 1974) de acuerdo a su espectro de líneas de emisión. Las Seyfert 2 (Sy2) (ver Fig. 1a) tienen líneas de emisión estrechas con anchos típico de 350 km s^{-1} (FWHM) aunque pueden variar entre 200 y 700 km s^{-1} dependiendo del objeto (Dahari & De Robertis 1988). Estas líneas pueden ser permitidas (HI, HeI y HeII) o prohibidas ([OIII] $\lambda\lambda$ 4363,4959,5007; [NII] $\lambda\lambda$ 6548,6583; [OI] $\lambda\lambda$ 6300,6364; [SII] $\lambda\lambda$ 6716,6731). Por su parte las galaxias Seyfert 1 (Sy1) presentan estas mismas líneas estrechas prohibidas, pero en el caso de las líneas permitidas se muestran dos componentes, una ancha y otra estrecha (ver Fig. 1b). Estas líneas son HI, HeI, HeII con FWZI $\sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$ (Osterbrock & Shuder 1982). Además de las líneas de emisión se puede observar líneas en absorción debidas a estrellas gigantes de tipo tardío (Ver Peterson 1997). Las líneas de absorción son relativamente débiles ya que la luz de las estrellas se confunde en el continuo no estelar que produce el NAG.

Se piensa que las líneas con anchos menores a 700 km s^{-1} son emitidas en una "región de líneas estrechas" (NLR), en la cual los campos de velocidades alcanzan algunos cientos de km s^{-1} y que las componentes con FWZI $\sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$ se producen en una "región de líneas anchas" (BLR), en las que los campos de velocidades alcanzan valores de miles de km s^{-1} . La ausencia de líneas prohibidas de emisión en la BLR significa que las transiciones no dipolares eléctricas son eliminadas colisionalmente, es decir que la densidad electrónica a través de esta región es mucho más alta que las densidades críticas para la desexcitación colisional ($n_e \geq 10^9 \text{ cm}^{-3}$) (Osterbrock 1991). Se cree que tanto las Sy1, como al menos algunas Sy2, tienen una Región de Líneas Anchas (BLR), pero que en las Sy2 la BLR no se puede observar debido a material que obstruye la radiación proveniente de esta región. Los casos intermedios concuerdan con este esquema (Osterbrock 1984). Por ejemplo, las Sy 1.5, 1.8 y 1.9 muestran componentes anchas de $H\beta$ cada vez menos prominentes.

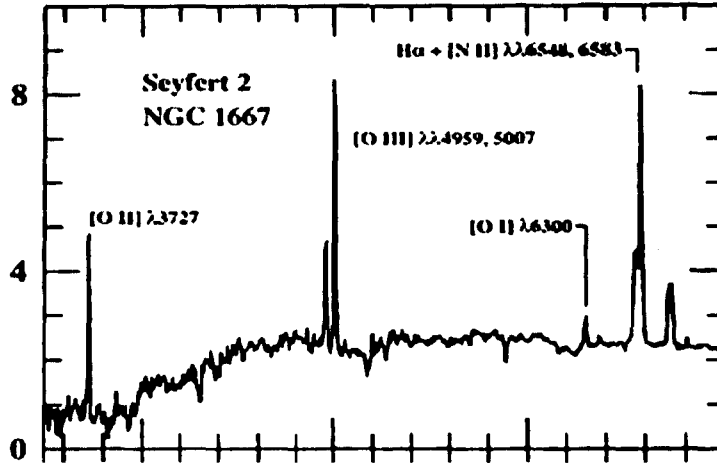
El primer estudio sobre la morfología de las galaxias Sy (Adams 1977) dio como resultado que la mayoría son galaxias espirales. Posteriormente, Heckman (1978) mostró que las galaxias Sy tendían a ser espirales de tipo Sa o Sb que podían presentar barras. Posteriormente, otros autores han señalado que las galaxias Sy suelen mostrar signos de irregularidades en su morfología, como anillos o lentes (Simkin, Su & Schwarz 1980) o morfologías amorfas que pueden ser remanentes de pasadas interacciones (MacKenty 1990). Las galaxias Sy son comúnmente objetos radio callados (ver sección 1.2.2.2.).

1.2.2.2. Cuásares

Como se dijo anteriormente, los cuásares son los NAG más luminosos que existen, con $M_B < -21.5 + 5 \log h_0$ (Schmidt & Green 1983). Los cuásares emiten en todas las bandas del espectro electromagnético pero, como se puede apreciar de la Tabla 1, sólo una pequeña parte son emisores fuertes. Los cuásares son comúnmente irresolubles en el óptico (con tamaños angulares $< 1''$), si bien algunos de ellos se encuentran rodeados por un halo de bajo brillo superficial asociado a luz estelar de la galaxia huésped².

² Comúnmente se llama galaxia huésped (Host Galaxy) a la galaxia que alberga al núcleo activo.

a



b

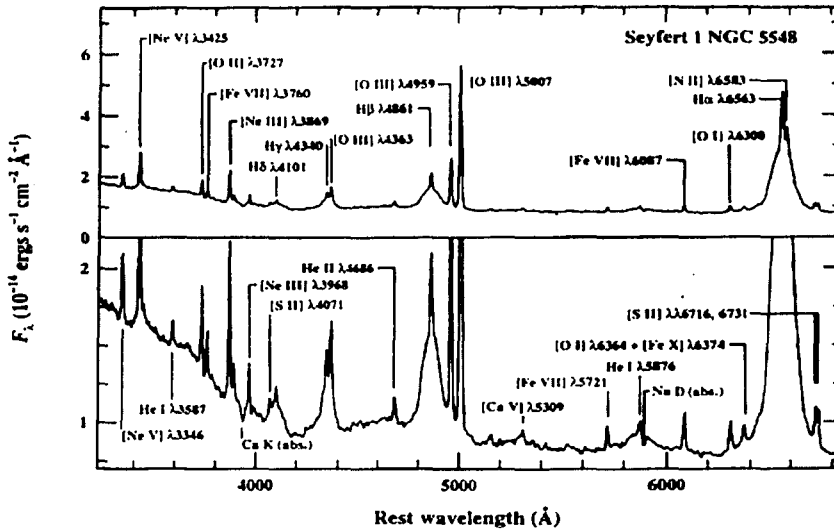


Fig. 1. La figura a muestra el espectro óptico de una Sy2 (NGC 1667) con las principales líneas de emisión identificadas y etiquetadas (Ho, Filippenko & Sargent 1993). La figura b es el espectro en la región del óptico de NGC 1275 (Sy1). Se han señalado las líneas delgadas y anchas más prominentes así como las líneas de absorción de la galaxia huésped. El espectro inferior, en esta misma imagen, se ha reescalado para mostrar mejor algunas componentes débiles.

Los cuásares muestran una considerable variabilidad en cualquier banda del espectro electromagnético, así como en las líneas anchas de emisión. Esta variabilidad permitió realizar el primer estimado del tamaño de la región emisora a partir de observaciones en el óptico (Matthews & Sandage 1963). Argumentos de causalidad constreñían el tamaño de la fuente a aproximadamente 1 a.l. (a.l.=1 año luz). Se han hecho estudios con el fin de encontrar relaciones entre la variabilidad en el continuo ultravioleta y en L_{α} (Ulrich et al. 1993). Así mismo, se han encontrado variaciones en el óptico en escalas de tiempo menores que un año, para las cuales no se ha detectado periodicidad (Wallinder et al. 1992).

En general, los espectros de los cuásares son análogos a los de las galaxias Sy, excepto que las líneas de absorción estelares son poco visibles y las líneas angostas son débiles en comparación a las anchas. La distribución de los corrimientos al rojo en cuásares comienza en $z \geq 0.1^3$ (Hewitt & Burbidge 1993) y termina en $z \approx 6$ (el cuasar con más alto corrimiento al rojo encontrado a la fecha es J103027.1+052455.0 a $z = 6.28$, Xiaohui et al. 2001) alcanzando un máximo la densidad de cuásares por unidad de volumen en $2 < z < 3$. La detección de cuásares a altos corrimientos al rojo provee constricciones a la formación de grandes estructuras en las primeras épocas del Universo, así como a la formación de elementos pesados.

Para distinguir claramente entre cuásares radio emisores y radio callados se utilizan dos definiciones que en la práctica son equivalentes. Los cuásares radio fuertes tienen una luminosidad $L_{5\text{GHz}} > 10^{25} \text{ W Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ o $R > 10$ donde $L_{5\text{GHz}}$ es la luminosidad a 5GHz (6cm) y R es la razón del flujo en radio a 5GHz al flujo en óptico en 4400\AA (Kellerman et al. 1989; Miller et al. 1990).

Los estudios sobre las galaxias huésped de los cuásares, muestran que existe una clara tendencia de los cuásares radio emisores a residir en galaxias elípticas luminosas, mientras los cuásares radio callados se encuentran indistintamente en elípticas o espirales (Veron-Cetty & Woltjer 1990, Taylor et al. 1996). Estos resultados han sido confirmados por el telescopio espacial Hubble (Boyce et al. 1998). El hecho de que tanto los cuásares radio emisores como los radio callados residan en elípticas gigantes sugiere que la elipticidad no es una condición suficiente para asegurar la emisión en radio (McLure et al. 1999).

1.2.2.3. Galaxias ultraluminosas en el infrarrojo

Las galaxias ultraluminosas en el infrarrojo (ULIG) se definen como objetos con $L_{\text{FIR}} > 10^{12} L_{\odot}$ ó $L_{\text{FIR}} > 3.8 \times 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$, donde L_{FIR} es la luminosidad calculada a partir del flujo entre 42.5 y $122.5\mu\text{m}$ (Helou et al. 1985). Estas galaxias se distinguen por tener

³ Hay objetos que por sus características pueden ser clasificados como cuásares y poseer corrimientos al rojo menores a uno. Como 1 Zw 187 con $z \sim 0.055$ (Véron-Cetty & Véron 2001) y 2MASSX J1341450-001019 con $z \sim 0.089$ (Peterson et al. 1986).

luminosidades análogas, en orden de magnitud, a las de los cuásares, pero emitiendo la mayor parte de la radiación en el infrarrojo (IR). La existencia de estas fuentes luminosas en el infrarrojo fue reportada por Rieke & Low (1972), pero no fue hasta la década siguiente en que se pudieron estudiar con más detalle con el satélite IRAS (Infrared Astronomical Satellite). IRAS realizó una exploración de casi la totalidad del cielo en las bandas de 12, 25, 60 y 100 μm detectando cerca de 2500 fuentes puntuales, algunas de ellas asociadas a galaxias (Soifer et al. 1987).

Aproximadamente el 30% de todas las ULIG tienen un espectro en el óptico similar al de las Seyfert (Wu et al. 1998; Veilleux et al. 1999), y la fracción de Seyferts en las ULIG se incrementa cuando la luminosidad L_{FIR} excede los $10^{12.65} L_{\odot}$, llegando a ser casi del 50% más allá de este límite (Veilleux et al. 1999). En principio, estas luminosidades en IR podrían explicarse mediante algún proceso asociado a los NAG, pero existe evidencia de que los brotes de formación estelar son responsables de la emisión en esta banda del espectro, al menos para las galaxias IRAS más luminosas. Cuando se calcula la razón entre el flujo FIR y el flujo en radio a 1.49 GHz ($q \equiv \log[F_{\text{FIR}} / F_{1.49\text{GHz}}]$) se encuentra que los valores para las regiones de formación estelar se encuentran en $\langle q \rangle \approx 2.34$, y que tienen una distribución angosta ($\langle \sigma_q \rangle \approx 0.19$). La mayoría de las ULIG's contienen una radio fuente compacta que obedece esta misma correlación FIR-radio (Condon et al. 1991; Sopp & Alexander 1992)⁴.

1.2.3. El modelo estándar

La pregunta que nace de manera natural cuando se estudian los NAG es, ¿cómo se genera la enorme cantidad de radiación en un espacio tan pequeño como 1 pc³? El modelo actualmente más aceptado para los núcleos activos consiste de un disco de acreción caliente en los alrededores de un agujero negro supermasivo. La caída gravitatoria del material, el cual es calentado a altas temperaturas en el disco de acreción disipativo, es lo que produce la energía (Zel'dovich y Novikov 1964; Salpeter 1964).

Supongamos que el gas (hidrógeno ionizado) que se está acretando tiene simetría esférica y que la fuente es estable. La Fuerza gravitacional que actúa en un par electrón positrón (con masas m_e y m_p) debido a la masa M del objeto central es

⁴ La explicación más simple de la correlación radio-FIR está dada en términos de formación estelar masiva reciente. Las estrellas jóvenes masivas ionizan el medio interestelar vía la radiación ultravioleta (UV), el gas ionizado emite radiación térmica libre-libre la cual es medida en el continuo de radio. Al mismo tiempo, estas estrellas calientan el polvo presente en las regiones de formación estelar mediante el continuo de Lyman. La energía es re-radiada en el FIR por el polvo como radiación térmica. Dado que las emisiones del gas y del polvo tienen su fuente de energía en la radiación de estrellas jóvenes, se espera que exista una fuerte correlación entre ellas (Wunderlich et al. 1987; Wunderlich & Klein 1988).

$$F_{grav} = -\frac{GM(m_e + m_p)}{r^2} \bar{e} \approx -\frac{GMm_p}{r^2} \bar{e} \quad 1.1$$

donde G es la constante de gravitación y \bar{e} es un vector unitario en la dirección radial. Esta fuerza que esta actuando sobre el gas deberá exceder o balancear la fuerza que la radiación produce. La presión que la radiación ejerce es

$$P_{rad} = \frac{F_{rad}}{c} = \frac{L}{4\pi r^2 c} \quad 1.2$$

y la fuerza de la radiación sobre un electrón se obtiene multiplicando 1.2 por la sección eficaz de interacción

$$F_{rad} = \sigma_e \frac{L}{4\pi r^2 c} \bar{e} \quad 1.3$$

donde σ_e es la sección eficaz de Thompson. Así, de las ecuaciones 1.1 y 1.2

$$\begin{aligned} |F_{rad}| &\leq |F_{grav}| \\ \Rightarrow L &\leq \frac{4\pi G m_p c}{\sigma_e} M \\ &= 1.26 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1} \equiv L_E \end{aligned} \quad 1.4$$

donde M es la masa del objeto central y M_\odot es la masa solar. La ecuación 1.4 es conocida como límite de Eddington y proporciona la máxima luminosidad (Luminosidad de Eddington) que puede tener una fuente de masa M que es alimentada por acreción esférica. Esta ecuación puede ser usada para establecer una masa mínima para la acreción esférica. Así, definimos la masa de Eddington M_E , dada una luminosidad L

$$M_E = 8 \times 10^5 L_{44} M_\odot \quad 1.5$$

donde L_{44} es la luminosidad de la fuente central en unidades de $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$, típica en galaxias Seyfert.

El tamaño de un agujero negro puede ser definido en términos del radio de Schwarzschild R_s , el cual es el horizonte de eventos⁵ para un agujero negro sin momento angular

$$R_s \approx 3 \times 10^{13} M_s [\text{cm}] \approx 10^{-2} M_s [\text{días luz}] \quad 1.6$$

Este radio provee una escala característica del objeto y fue derivado por Karl Schwarzschild, quién encontró las soluciones exactas a las ecuaciones de campo de Einstein en 1916. El material fuera de la superficie definida por este radio puede llegar a escapar del agujero negro, pero cualquier cosa dentro es atrapada y no se posee información de lo que ocurre en el interior.

Si el agujero negro se encuentra girando, la conservación del momento angular lleva a la formación de un disco alrededor del agujero negro. El disco puede ser delgado o grueso dependiendo si el espesor H es pequeño comparado a su radio R o comparable al mismo. Se discutirá a continuación la teoría de los discos delgados de acreción, dejando a un lado la descripción de los discos gruesos, ya que la información que los primeros proporcionan es suficiente para describir los procesos de los NAG en los que estamos interesados.

Consideremos pues, un sistema en coordenadas cilíndricas (r, ϕ, z) tal que la materia yace muy cercana al plano $z = 0$. La materia se mueve con velocidad angular Ω en círculos alrededor de un objeto de masa M y radio r_* . Comúnmente (Ver Frank et al. 1992) la velocidad angular tendrá el valor Kepleriano

$$\Omega = \Omega_k(r) = \left(\frac{GM}{r^3} \right)^{1/2} \quad 1.7$$

El fluido rota diferencialmente y los procesos viscosos originan que la energía sea disipada en calor y posteriormente radiada. Además de una velocidad angular, el gas se supone posee una velocidad radial de caída v_r , la cual es negativa cerca del objeto central.

El disco esta caracterizado por su densidad superficial $\Sigma(r,t)$ la cual es la masa por unidad de superficie del disco y se obtiene integrando la densidad ρ del gas en la dirección z . En términos de esta $\Sigma(r,t)$ podemos escribir las ecuaciones de conservación de masa y momento angular:

$$r \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial (r v_r \Sigma)}{\partial r} = 0 \quad 1.8$$

$$r \frac{\partial (r^2 \Omega \Sigma)}{\partial t} + \frac{\partial (r^3 v_r \Omega \Sigma)}{\partial r} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial r} \quad 1.9$$

⁵ A distancias menores a este horizonte, los eventos que pudieran llegar a ocurrir, no pueden ser vistos por un observador externo.

donde $G(r,t)$ es la torca ejercida por un anillo externo a un radio r sobre un anillo interno adyacente, debido a los esfuerzos viscosos. Esta torca esta dada por la expresión

$$G = 2\pi r^3 \eta \Sigma \frac{d\Omega}{dr} \quad 1.10$$

donde η es el coeficiente de viscosidad cinética (ver Frank et al. 1992, para una discusión mas detallada sobre G , η y los procesos disipativos relacionados con los discos de acreción). Las ecuaciones 1.8, 1.9 y 1.10 determinan la estructura del disco en la dirección radial.

Si suponemos que el disco se encuentra en un estado estacionario, podemos hacer $\partial/\partial t = 0$ en las ecuaciones 1.8 y 1.9. De la primera

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma v_r) &= 0 \\ \Rightarrow r \Sigma v_r &= cte \end{aligned} \quad 1.11$$

Como es una integral de la ecuación de conservación de masa, esta representa el flujo constante de caída de masa a través de cada punto del disco. Dado que $v_r < 0$ podemos definir

$$\dot{M} = 2\pi r \Sigma (-v_r) \quad 1.12$$

donde \dot{M} es la tasa de acreción. De la ecuación 1.9 haciendo $\partial/\partial t = 0$ se tiene que

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^3 \Sigma v_r \Omega - \frac{1}{2\pi} G \right) &= 0 \\ \Rightarrow r^3 \Sigma v_r \Omega &= \frac{G}{2\pi} + \frac{C}{2\pi} \end{aligned} \quad 1.13$$

y de 1.10 y 1.13,

$$-\eta \Sigma \frac{d\Omega}{dr} = \Sigma (-v_r) \Omega + \frac{C}{2\pi r^3} \quad 1.14$$

La constante C de integración esta relacionada con la tasa a la cual el momento angular fluye hacia el objeto central. Para el caso de acreción en torno a un objeto central de radio r_* , la velocidad angular permanece kepleriana (Ec. 1.7) hasta que se alcanza una capa delgada de tamaño $b \ll r$, la cual rodea al objeto; en esta capa se alcanza rápidamente la velocidad angular Ω_* del objeto central ($\Omega_* < \Omega_k(r_*)$). Entonces $d\Omega/dr$ se anula en un punto $r = r_* + b$ y la ecuación 1.14 se puede escribir

$$C = 2\pi(r_* + b)^3 \Sigma v_r \Omega|_{r_*+b} \quad 1.15$$

Pero

$$\Omega|_{r_*+b} \approx \left(\frac{GM}{r_*^3} \right)^{1/2} \quad 1.16$$

Entonces de 1.12, 1.15 y 1.16,

$$\begin{aligned} C &\approx (2\pi r_* \Sigma v_r) r_*^2 \left(\frac{GM}{r_*^3} \right)^{1/2} \\ &= -M(GMr_*)^{1/2} \end{aligned} \quad 1.17$$

Sustituyendo 1.17 en 1.14 y el valor de $d\Omega/dr$ calculado de 1.7 se obtiene

$$\eta \Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi} \left(1 - \left(\frac{r_*}{r} \right)^{1/2} \right) \quad 1.18$$

Por otro lado, la pérdida de energía del gas que se esta acretando, se transforma en energía interna (calor). Las torcas viscosas, causan disipación dentro del gas a una tasa $G(d\Omega/dr)dr$ por anillo de ancho dr (Frank et al, 1992). Al final, esta energía será radiada por las caras superior e inferior del disco. La tasa de disipación por unidad de área superficial estará dada por

$$\begin{aligned} D(r) &= \frac{G \left(\frac{d\Omega}{dr} \right) dr}{4\pi r dr} = \frac{G}{4\pi r} \frac{d\Omega}{dr} \\ &= \left(\frac{d\Omega}{dr} \right) \left(\frac{1}{4\pi r} \right) \left(2\pi r^3 \eta \Sigma \frac{d\Omega}{dr} \right) \\ &= \frac{1}{2} \eta \Sigma \left(r \frac{d\Omega}{dr} \right)^2 \end{aligned} \quad 1.19$$

Donde hemos utilizado la expresión 1.10. Así, de las ecuaciones 1.19, 1.18 y 1.7,

$$D(r) = \frac{3}{8\pi} \frac{GMM}{r^3} \left(1 - \left(\frac{r_*}{r} \right)^{1/2} \right) \quad 1.20$$

Así, para este caso en particular, el flujo de energía a través de las caras de un disco delgado estacionario no depende explícitamente de la viscosidad.

Ahora utilizaremos 1.20 para encontrar la luminosidad producida por el disco entre los radios r_1 y r_2 . Es decir,

$$L(r_1, r_2) = 2 \int_{r_1}^{r_2} D(r) 2\pi r dr \quad 1.21$$

El factor dos toma en cuenta los dos lados del disco. Sustituyendo 1.20 en 1.21,

$$\begin{aligned} L(r_1, r_2) &= \frac{3GMM}{2} \int_{r_1}^{r_2} \left(1 - \left(\frac{r_*}{r} \right)^{1/2} \right) \frac{dr}{r^2} \\ &= \frac{3GMM}{2} \left(\frac{1}{r_1} \left(1 - \frac{2}{3} \left(\frac{r_*}{r_1} \right)^{1/2} \right) - \frac{1}{r_2} \left(1 - \frac{2}{3} \left(\frac{r_*}{r_2} \right)^{1/2} \right) \right) \end{aligned} \quad 1.22$$

Si hacemos $r_1 = r_*$ y $r_2 \rightarrow \infty$, obtenemos la luminosidad total del disco

$$L_{disc} = \frac{GMM}{2r_*} \quad 1.23$$

A esta ecuación volveremos mas tarde cuando discutamos los modelos para NLS1. Pero vale la pena mencionar que L_{disc} es la mitad de la energía total liberada $GM\dot{M}/r_*$. La otra mitad la gana en energía el material que se encuentra justo fuera de la capa frontera de ancho b y por tanto los procesos de emisión del borde interno del disco de acreción pueden jugar un papel importante en la emisión total del disco.

Si el disco es ópticamente grueso, la energía emitida por unidad de área de cada superficie por unidad de tiempo será $\sigma T^4(r)$ donde σ es la constante de Stefan-Boltzman. En estado estacionario, esta es igual a la tasa de disipación de energía $D(r)/2$, donde el factor dos toma en cuenta la emisión de una superficie del disco. Entonces

$$\frac{D(r)}{2} = \sigma T^4(r)$$

$$\Rightarrow T(r) = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \left(1 - \left(\frac{r_s}{r} \right)^{1/2} \right) \right)^{1/4} \quad 1.24$$

donde se ha utilizado la ecuación 1.20. La ecuación 1.24 expresa la dependencia radial de la temperatura. Escribiéndola en términos en del Radio de Schwarzschild ($R_s \approx 3R_g$) y en términos de un ritmo de Eddington⁶

$$T(r) \approx 6.3 \times 10^5 \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_E} \right)^{1/4} M_8^{-1/4} \left(\frac{r}{R_s} \right)^{-3/4} \quad 1.25$$

Para un disco que rodea un agujero negro de $10^8 M_\odot$ ($M_8 = 1$) acretando a un ritmo de Eddington ($\dot{M} = \dot{M}_E$) se encuentra de la expresión 1.25 que $T \sim 10^5$ K en la parte interna del disco. A partir de la ley de desplazamiento de Wien⁷ evaluada a esta temperatura,

$$\nu_{\max} = \left(\frac{2.8k}{h} \right) T|_{T=10^5 K} = 3.6 \times 10^{16} \text{ Hz} \quad 1.26$$

donde k es la constante de Boltzman y h la constante de Planck, se determina que la emisión es máxima en la región del ultravioleta (UV), a $\sim 100 \text{ \AA}$, donde se encuentra la BBB (ver sección 1.2.4).

Asumiendo como primera aproximación que el disco de acreción radia localmente como un cuerpo negro, la densidad espectral de flujo es:

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT(r)}} - 1} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad 1.27$$

⁶ La tasa de acreción (\dot{M}_E) es la tasa de acreción de masa necesaria para sostener la luminosidad de Eddington $\dot{M}_E = 2.2M_8 M_\odot [\text{año}^{-1}] = 1.4 \times 10^{18} (M/M_\odot) [\text{g s}^{-1}]$.

⁷ La ley de desplazamiento de Wien se encuentra haciendo $dB_\nu/d\nu$ en la función de Planck (Ec. 1.27). Esta determina la frecuencia (ν_{\max}) a la cual se encuentra el máximo de emisión de un cuerpo negro a una temperatura dada.

Suponiendo además que el disco es geoméricamente delgado, entonces es fácilmente demostrable que $L_r \propto \nu^{1/3}$ (ver Kembhavi & Narlikar, 1999 para una solución detallada del problema)

El valor de la tasa de acreción relativa a M_E y la opacidad del material que se está acretando determinan la estructura básica del disco de acreción (Ver Peterson 1997). A bajas tasas de acreción ($\dot{M} / \dot{M}_E \leq 1$) y altas opacidades, el disco de acreción es delgado (Ver figura 2) es decir, la altura física del disco es pequeña comparada con su diámetro y el disco radia con una eficiencia alta. El espectro emitido es el resultado de la radiación de diferentes regiones ópticamente gruesas del disco, cada una de ellas a diferente temperatura. La emisión de los rayos X se origina en el borde interno del disco (la más caliente) y también en una corona de electrones calientes que rodea al disco. El continuo óptico-ultravioleta es emitido por las partes interiores del disco (100-200 R_s) y en la parte externa se genera la emisión IR.

A tasas de acreción muy bajas ($\dot{M} / \dot{M}_E \leq 0.1$), el disco se vuelve ópticamente delgado y es posible la formación de un "toro iónico", en el que los electrones y los iones son desacoplados térmicamente debido a que las regiones internas del disco no pueden enfriar eficientemente. Se cree que los toros iónicos pueden producir jets ya que el campo magnético se congela dentro del mismo toro, creando un campo rotatorio con un eje paralelo al vector momento angular del disco. Este campo es capaz de colimar el flujo de partículas cargadas que esta saliendo de la fuente y da origen a las estructuras de jets que se observan. El toro iónico provee un mecanismo simple para anclar un fuerte campo magnético en la vecindad de un agujero negro, ya que las líneas de campo no pueden atravesar el horizonte de eventos (Ver Robson 1996; Rees 1982).

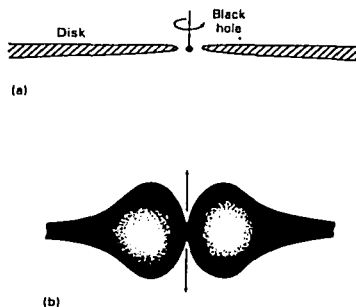


Fig. 2. Esquema de a) un disco delgado de acreción y b) un toro grueso de acreción (tomada de Robson 1996).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Rodeando el disco de acreción se encuentra la BLR, que tiene una extensión entre 0.1pc y 1pc. Las líneas de emisión que se producen en esta región son debidas a la fotoionización de la radiación del continuo de la fuente central; esto se deduce de la variación observada en los flujos de las líneas cuando hay cambios en el continuo. Debido a que las líneas de recombinación son muy variables se puede concluir que una gran parte de la emisión de la BLR se origina en nubes ópticamente gruesas a fotones con una energía $h\nu \geq 13.6$ eV. Las líneas en gases altamente ionizados (HeII $\lambda 1640$, NV $\lambda 1640$, CIV $\lambda 1549$) responden a las variaciones del continuo más rápido que las líneas de átomos en bajos niveles de ionización (como las líneas de Balmer). Estas variaciones pueden ir desde décimas de flujo ($H\beta$, CIV $\lambda 1549$) hasta líneas que duplican su flujo (Clavel et al. 1991, Peterson et al. 1991).

Todos los NAG (no blazares) muestran una NLR, lo cual proporciona evidencia de radiación ionizante en una región que se encuentra más lejos de la fuente central que la BLR. La NLR yace entre 10 y 100 pc de la región central. La NLR es lo suficientemente extendida como para poder resolverse espacialmente en algunas galaxias activas cercanas, como NGC 2110 (Robson 1996) y NGC 1068 (Macchetto et al. 1994). Las líneas de emisión en esta región son fotoionizadas por una fuente central del continuo no estelar y, en algunos casos, por estrellas de tipo OB. Esta región es tan extensa que puede estar mezclada con regiones de formación estelar.

1.2.4. La emisión del continuo

La mayor parte de la potencia de un NAG emerge en un rango comprendido entre $12 < \log(\nu) < 18$, donde ν tiene unidades de Hz. En general la SED del continuo de un NAG puede ser caracterizada, a primer orden de aproximación, como:

$$F_{\nu} = C\nu^{-\alpha} \quad 1.28$$

donde α es el índice espectral, C una constante que depende del objeto y F_{ν} el flujo específico (es decir el flujo por unidad de intervalo de frecuencia: $[F_{\nu}] = \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$). En otras palabras el continuo es de "origen no térmico". Entre la región de los rayos X suaves y el infrarrojo, el índice espectral α toma valores superiores a 1, es decir, el flujo disminuye conforme la frecuencia aumenta. En el submilimétrico se observa una inversión del espectro debida a la autoabsorción Compton. En radio, este espectro con ley de potencias invertida ($\alpha < 0$) con respecto a la del infrarrojo-rayos X, se origina por emisión que se sabe es de origen no térmico (radiación sincrotrón).

Si bien la emisión en radio jugó un papel importante en el descubrimiento de los cuásares, la potencia emitida en esta región, relativa a la luminosidad bolométrica, es pequeña aún para las fuentes radio emisoras. En las fuentes radio compactas, los índices espectrales en

esta región del espectro son planos ($\alpha \approx 0$), pero aumentan conforme la longitud de onda decrece. Este aplanamiento del espectro en radio se atribuye a una estructura compleja de la fuente, donde el corte a bajas frecuencias es diferente para diferentes regiones de la fuente (esto es de esperarse que suceda si existen gradientes radiales de campo magnético y densidad dentro de la fuente, Marscher et al. 1987; Marscher 1988). Los cortes a bajas frecuencias, atribuibles a un proceso sincrotrón autoabsorbido, son detectados en algunas fuentes, pero frecuentemente es menor a -2.5 el cual es el valor esperado en un espectro sincrotrón autoabsorbido ($F_\nu \propto \nu^{5/2}$), quizás porque la estructura de la región emisora es compleja y presenta gradientes en la profundidad óptica (Ver Peterson 1997).

En el infrarrojo, el espectro crece de manera pronunciada en el rango entre 100 y $1000\mu\text{m}$, con un máximo entre 10 y $100\mu\text{m}$ (Chini et al. 1989; Sanders et al. 1989; Elvis 1994). Esta parte infrarroja del espectro, la cual es generalmente convexa (Ver figura 3), en algunos casos llega a tener una tercera parte de la luminosidad bolométrica de la fuente (como en los ULIG). Sin embargo existe un amplio rango de emisión, habiendo objetos que emiten entre 10% y 90% de su luminosidad en la región del infrarrojo (Bregman 1990). A mediados de los 70's se creía que el continuo infrarrojo tenía un origen no térmico, probablemente generado por un proceso sincrotrón autoabsorbido (Jones 1974). Sin embargo existían evidencias de que mucho del continuo en el infrarrojo era emisión térmica de polvo (Rees et al. 1969; Rieke 1978). Actualmente la opinión generalizada es que todo el continuo IR en NAG que no son blazares tiene un origen térmico. Evidencias a favor de un modelo térmico son: la variabilidad en el continuo IR y la discontinuidad en el submilimétrico, características que a continuación se explican.

El continuo IR muestra las mismas variaciones que el continuo óptico-ultravioleta (Op-UV) pero con una diferencia de fase⁸. Esto se ha interpretado como el efecto causado por la separación de las regiones que emiten el IR y el Op-UV. Mientras la emisión Op-UV se genera en una región compacta, el IR se produce en el polvo que se encuentra lejos de la fuente central. Las variaciones ocurren al cambiar la emisividad del polvo en respuesta al continuo Op-UV que lo golpea (Ver Clavel, Wamsteker & Glass 1989). Por su parte, las observaciones en el lejano infrarrojo y en el submilimétrico del espectro de algunos NAG (Chini, Kreysa & Bierman 1989), muestran que el índice espectral en la región submilimétrica excede de manera significativa el valor teórico de $\alpha_{\text{sm}}=2.5$ predicho para la emisión sincrotrón autoabsorbida. Esto se explica si la luminosidad en el FIR es dominada por emisión térmica de polvo entre $45\text{-}60\text{ K}$ (Hughes et al. 1993).

⁸ Clavel, Wamsteker & Glass (1989) encuentran una diferencia de fase entre ambas emisiones de 400 días. Esta diferencia permite estimar una distancia mínima a la cual puede existir el polvo ($r \approx 1\text{pc}$), ya que a distancias menores el polvo se sublimaría por la radiación.

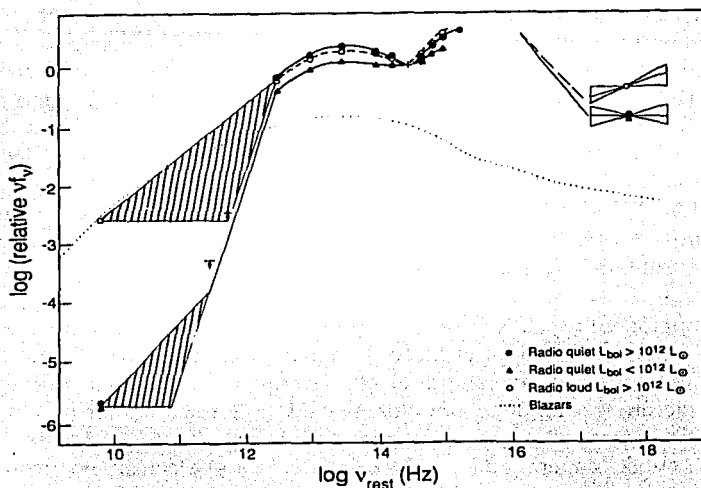


Fig.3. SED promedio (Sanders et al. 1989) para cuásares radio emisores (círculo vacío) y cuásares radio callados (círculo relleno y triángulo). Por comparación se muestra (línea punteada) la SED promedio de una muestra de blazars. Se pueden apreciar los huecos en la parte submilimétrica y en la región del UV extremo ($\sim 10^{16}$ Hz) así como un mínimo alrededor de $1\mu\text{m}$. Este mínimo se produce por la superposición de un espectro térmico caliente (BBB) y un espectro térmico frío debido a la emisión de granos de polvo tibios, $T \leq 2000$ K (a mayores temperaturas los granos se subliman).

Una gran cantidad de energía se emite en la región comprendida entre longitudes de onda menores que 4000\AA y el UV. Esta característica es comúnmente conocida como el "Big Blue Bump" (BBB). Este comportamiento en el espectro es de gran importancia si se quiere comprender el mecanismo asociado a los NAG. Shields (1978) sugirió que el BBB era emisión térmica del disco de acreción, lo cual encajaba muy bien con el modelo de agujero negro. La cola a altas energías del BBB puede extenderse hasta los rayos X suaves, donde el espectro muestra un exceso respecto al valor esperado por una ley de potencias.

El modelo de disco de acreción fue aplicado primeramente en un espectro cubriendo desde el infrarrojo hasta el ultravioleta por Malkan & Sargent (1982) y Malkan (1983). Ellos asumieron que en esta región espectral existía una ley de potencias subyacente, cuya pendiente e intensidad podía ser derivada de los datos del infrarrojo cercano. Después de sustraer esta ley de potencias y corregir por el continuo de Balmer y la emisión de FeII, el espectro resultante tenía una forma de $\nu^{1/3}$, la misma que se esperaba según el modelo de disco de acreción geoméricamente delgado. Otros modelos más complejos que consideran efectos relativistas y emplean tratamientos de transferencia radiativa más completos se han desarrollado con el fin de refinar las predicciones del espectro emergente del disco (Laor & Netzer 1989; Laor, Netzer & Piran 1990).

Debido a la opacidad de nuestra propia galaxia en la región del continuo de Lyman, se presenta un hueco en la SED entre 912\AA y 0.1 keV . La emisión en rayos X se expande tres órdenes en energía ($0.1\text{-}100\text{keV}$). En la región de baja energía de esta banda ($0.1\text{-}1\text{keV}$) el espectro cae rápidamente y como ya se dijo, probablemente sea la extensión a altas frecuencias del BBB (Ver Masnou et al. 1992; Turner et al. 1993). Esta característica conocida como "exceso suave" aparece en casi todos los NAG radio callados (Walter & Fink 1993; Shastri et al. 1993). La emisión más allá de un 1keV se ajusta adecuadamente a una componente de ley de potencias, más una componente de reflexión⁹ y una componente de absorción¹⁰. La ley de potencias subyacente tiene un índice espectral de $\alpha \approx 0.9\text{-}1.0$ (Nandra & Pounds 1994). Esta ley de potencias se extiende hasta 100KeV , donde se observa una discontinuidad (Kurfess 1993).

El origen de la emisión en rayos X y en rayos γ no está muy bien entendido. Se cree que el continuo UV-OP que se genera en el disco de acreción es dispersado a energías mayores mediante un proceso Compton inverso por electrones relativistas en una corona que rodea al disco (Comptonización). En algunos modelos, la caída gravitacional disipa energía tanto en el disco de acreción, como en la corona localizada sobre el (Haardt & Maraschi 1993). Por encima de 511 keV se espera una producción de pares electrón-positrón. La ley de potencias observada $\alpha = 0.9 - 1$ es consistente con la predicción de los modelos de producción de pares en un medio ópticamente grueso para la radiación γ (Svensson 1987; Zdziarski et al. 1990). Este modelo de producción de pares también predice que los NAG (excepto los BL Lacs) son fuentes débiles en rayos γ , lo cual coincide con la extrapolación de la ley de potencias en rayos X.

⁹ Según el modelo de Gorge & Fabian (1991), existe una capa de material ópticamente grueso ($\tau \gg 1$) detrás de una fuente que emite isotrópicamente fotones con energías mayores a 1 MeV . Los fotones que entran en este medio son absorbidos o son reflejados, y emergen después de sufrir dispersión Compton o un proceso fluorescente.

¹⁰ Componente asociada a la absorción del Fe neutro (capa K), a energías mayores a 7.1keV (Gorge & Fabian 1991; Matt et al. 1991).

1.3. LAS "NARROW LINE SEYFERT 1"

1.3.1. Caracterización de las Narrow Line Seyfert 1

Davidson & Kinman (1978) y Koski (1978) ya habían identificado a Mrk 359 y Mrk 42 como galaxias Sy1 con algunas características anómalas (ancho de las líneas y emisión de FeII), pero fueron Osterbrock & Pogge (1985) quienes identificaron una clase de NAG con las propiedades de las galaxias Seyfert1 pero con líneas de Balmer muy estrechas y líneas de FeII muy fuertes; las llamaron "Narrow Line Seyfert1".

Los criterios espectrales de clasificación para las NLS1 son: 1) el cociente entre las líneas $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta < 3$, aunque se admiten excepciones si hay fuerte emisión de $[\text{FeVII}]$ y $[\text{FeX}]$ presente (Osterbrock & Pogge 1985) y, 2) el FWHM ($\text{H}\beta$) $< 2000 \text{ km s}^{-1}$ (Goodrich 1989). El primero de estos criterios sirve para distinguir las NLS1 de las Sy2 mientras que el segundo permite distinguir las de las Sy1. En la figura 4 (Pogge 2000) se comparan los espectros de estos tres objetos.

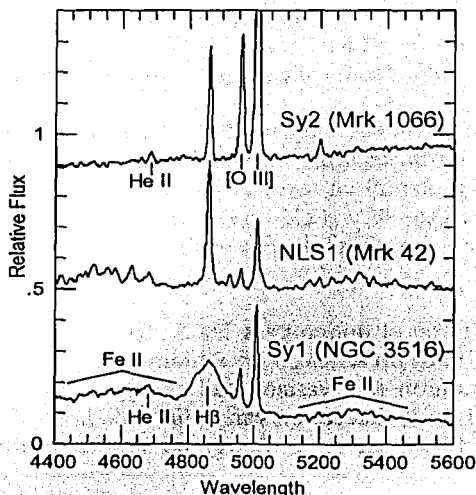


Fig.4. Espectro en la región de $\text{H}\beta$ para galaxias Seyfert.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Las NLS1 son objetos radio callados, aunque se conocen cuatro que son radio emisores: PKS 0558-504 (Remillard et al. 1991), RG130044+193 (Siebert et al. 1999), RX J0134.2-4258 (Grupe et al. 2000), PKS 2004-447 (Oshlack et al. 2001). Las NLS1 tienen típicamente luminosidades en radio análogas a las de las Sy1, tratándose de fuentes compactas en donde la emisión proviene del núcleo (Ulvestad et al. 1995).

No existe un estudio en infrarrojo de grandes muestras de NLS1. Polletta & Courvoisier (1999) observaron 16 NLS1 y encontraron que tienen luminosidades en el infrarrojo análogas a las Sy1. También se encontró en las observaciones de IRAS a 25 μm que las luminosidades de las NLS1 y las Sy1 son similares (Murayama et al. 2000).

En el óptico, existe una relación entre el FWHM de la componente ancha de $H\beta$ y la pendiente o índice espectral en rayos X, α_x (Puchnarewicz et al. 1992). Los objetos con un espectro pronunciado en rayos X muestran una tendencia a poseer líneas angostas de $H\beta$. Esto no se cumple en el otro sentido, los objetos con líneas angostas pueden mostrar tanto espectros pronunciados como planos, mientras los objetos con líneas anchas siempre tienen espectros planos (Boller et al. 1996). Sin embargo Grupe et al. (1999) han mostrado que esta correlación se cumple sólo para Sy1 y NLS1 de alta luminosidad.

Goodrich (1989), en un estudio de 18 NLS1, mostró que al menos seis mostraban continuo polarizado (2.6% - 4.7%), es decir, aproximadamente dos terceras partes parecían no tener polarización significativa. En estos seis casos, en los cuales las polarizaciones de las líneas pudieron ser comparadas, se encontró que $H\beta$ estaba más polarizada que las líneas [OIII] $\lambda\lambda 4959, 5007$, sugiriendo que el material dispersor se encontraba fuera de la BLR, pero dentro o mezclado con la NLR. Leighly et al. (1997) han mostrado que hay una tendencia a altos grados de polarización si existen "warm absorbers"¹¹ presentes.

En el óptico, las NLS1 tienen líneas muy fuertes de emisión en FeII. También tienden a tener una emisión débil de las líneas prohibidas de la NLR (por ejemplo, [OIII]). Existe una correlación entre el índice espectral en rayos X y la intensidad en las líneas prohibidas de alta ionización como [FeVII] $\lambda 6087$ y [FeX] $\lambda 6375$. Esta correlación muestra que las líneas prohibidas de alta ionización ocurren preferentemente en objetos con un exceso en rayos X suaves (Erkens et al. 1997).

Los estudios de variabilidad en el óptico para las NLS1 son escasos. Giannuzo & Stirpe (1996) y Giannuzo et al. (1998) presentaron un estudio de variabilidad en el óptico en una muestra de NLS1 y encontraron una variabilidad análoga a la de las Sy1. Miller et al. (2000), en un estudio de 5 NLS1, detectaron variabilidad en la banda del óptico en una sola fuente, IRAS 13224-3809. Shemmer et al. (2001), en su estudio multibanda de Arakelian

¹¹ Los "warm absorbers" son átomos de OVII y OVIII que se encuentran posiblemente dentro de la BLR (Reynolds, 1997). Tienen una temperatura de 10^5 K y son responsables de las líneas de absorción de la capa K (OVII a 0.739 keV y OVIII a 0.87 keV), presentes en los espectros de algunos núcleos activos.

564, encontraron variación moderada en las bandas del óptico y el ultravioleta (aproximadamente 10%).

Por el contrario, las NLS1 suelen exhibir variabilidad rápida (en escalas de tiempo de unas pocas horas) y de gran amplitud (un factor de 2) en rayos X (Boller et al. 1996; Forster & Halpern 1996; Molthagen et al. 1998; Vaughan et al. 1999b). Esta variabilidad es de mayor amplitud que la observada en Sy1 (Fiore et al. 1998). Igualmente se ha encontrado que el "exceso de varianza" (Nandra et al. 1997), el cual describe la variabilidad en la totalidad de las curvas de luz, es más grande en NLS1 que en Sy1 (Leighly 1999 a,b). Las escalas de tiempo de las variaciones de gran amplitud muestran que una fracción importante de la componente suave en rayos X proviene de una región compacta de aproximadamente 1 día luz. Esta radiación debe ser vista directamente y no haber sido reprocesada en una región de gran tamaño (Turner & Pounds 1988; Boller et al. 1996).

Se han encontrado algunos NLS1 que muestran variaciones en un factor de 100 (2 órdenes de magnitud) como IRAS 13224-3809 (Boller et al. 1993; 1997), REJ 1237+264 (Brandt et al. 1995; Grupe et al. 1995) y PHL 1092 (Foster & Halpern 1996). Pero no es común que los NLS1 muestren estos grados de variabilidad.

Las NLS1 presentan generalmente un espectro más pronunciado ($\alpha \sim 2$) en la región de los rayos X suaves que las Sy1 (Boller et al. 1996; Laor et al. 1994, 1997). Sin embargo, no todas las NLS1 tienen índices espectrales pronunciados (Ver Boller et al. 1996 y Leighly 1999b) y no todas las NLS1 muestran gran emisión en rayos X (Stepanian et al. 2003; Williams et al. 2002).

1.3.2. Dos modelos

1.3.2.1. Modelo geométrico

Las líneas permitidas de emisión relativamente delgadas de las NLS1 podrían originarse debido a efectos de orientación (modelo unificado). Los movimientos del gas en las BLR podrían estar confinados a los discos de acreción (Wills & Browne 1986) que serían vistos a θ más próxima a cero que en las Sy1 (Osterbrock & Pogge 1985; Stephens 1989; Puchnarewicz et al. 1996; Ulvestad et al. 1995), donde θ es el ángulo que forma la línea de visión con el eje de rotación del disco de acreción.

Lo pronunciado del espectro en rayos X podría producirse debido a la dependencia angular de los flujos en rayos X suaves y los albedos en discos de acreción. Cuando los discos geoméricamente gruesos son vistos de frente ($\theta = 0^\circ$), se espera que tengan flujos mayores en rayos X suaves que los que tendría el mismo disco visto de canto ($\theta = 90^\circ$) (Madau 1988), mientras que lo opuesto parece cumplirse para discos geoméricamente delgados (Laor & Netzer 1989).

Una orientación a $\theta \cong 0^\circ$ podría ocasionar efectos relativistas del tipo "beaming", (como en los blazares), ya que los flujos de partículas relativistas emergen de los ejes de los discos de acreción. Las variabilidades extremas de las NLS1 PKS 0558-504, IRAS 1324-3809 y PHL 1092 (Remillar et al. 1991, Boller et al. 1993,1997; Brandt et al. 1999) pueden ser entendidos vía efectos de "beaming" si las fuentes son vistas de frente.

Si la interpretación del modelo $\theta \cong 0^\circ$ para las NLS1 es correcta, el hecho de que las galaxias huéspedes de las NLS1 muestren una gran variedad de orientaciones, implicaría que los ejes de rotación de las BLR no están generalmente alineados con los ejes de rotación de sus galaxias huéspedes. Evidencia teórica y observacional parecen apoyar estas ideas (Tohline & Osterbrock 1982; Ulvestad & Wilson 1984; Miyoshi et al. 1995).

El modelo $\theta \cong 0^\circ$ tiene problemas para explicar porqué algunas NLS1 tienen un espectro casi plano en rayos X suaves, si se supone que lo pronunciado del espectro ($\alpha_x \sim 2$) en esta clase de objetos es debido a la dependencia angular y al albedo del disco de acreción. Esto podría ser justificado argumentando la existencia de distintas tasas de acreción, de distintas formas del disco, así como de diferentes abundancias de elementos (Boller et al. 1996). Los resultados de Nandra et al. (1997) parecen también rechazar el modelo de orientación. En su estudio de 18 Sy1 observados por ASCA, algunos de estos objetos aparecían como observados de frente, es decir, a ángulos que de acuerdo al modelo unificado corresponderían a NLS1.

El modelo $\theta \cong 0^\circ$ también se ve desfavorecido por el análisis de Boroson & Green (1992). Boroson & Green (1992) concluyeron que, en general, las propiedades observadas en QSO no son originadas por la orientación respecto al observador por 3 razones: la primera es que el eigenvector dominante está altamente correlacionado con la luminosidad de [OIII], que es una propiedad isotrópica. Segunda, cuando se grafican la intensidad de la línea [OIII] λ 5007 vs. el ancho equivalente de la emisión en FeII, y la FWHM de H_β vs. el ancho equivalente en FeII, se encuentra que los objetos radio emisores con espectros pronunciados ($\alpha > 0.5$ en radio) caen a lo largo de las extrapolaciones definidas por los objetos radio callados. De este resultado Boroson & Green argumentan que los objetos radio emisores no son una población físicamente distinta de cuásares, y que los efectos de orientación no son el factor dominante que determina las propiedades observadas en estos objetos. Tercera, las líneas de FeII tienen los mismos anchos que las de H_β , sugiriendo que deben originarse en la misma región y tener el mismo grado de anisotropía.

1.3.2.2. Modelo de baja masa

Una explicación de las diferencias en las propiedades en rayos X respecto a las Sy1 es que las NLS1 tienen agujeros negros centrales de menor masa ($\sim 10^6 M_\odot$). Las masas menores de los agujeros negros explican lo angosto en las líneas de emisión ópticas, las cuales son generadas en un gas que tiene velocidades relativamente más bajas. En tal caso, la distancia

característica de la BLR con respecto a la fuente central no debe cambiar considerablemente con la masa del agujero negro. Como han señalado Laor et al. (1994), un modelo específico donde la distancia característica de la BLR no debería ser una función importante de la masa del agujero negro es el modelo de polvo para la NLR de Netzer & Laor (1993). En este modelo, el radio de la BLR es establecido por el radio al cual el polvo se sublima. La sublimación del polvo depende principalmente de la luminosidad de la fuente y las luminosidades entre NLS1 y Sy1 son generalmente comparables.

Agujeros negros con masas pequeñas pueden ayudar a explicar la rápida variabilidad en rayos X de las NLS1, ya que la emisión primaria se debería originar en una región pequeña alrededor de la singularidad (Boller et al. 1996). Dado que las NLS1 tienen luminosidades comparables a las de las Sy1 y parecen tener masas sensiblemente menores, Pounds, Done & Osborne (1995) sugieren que estos objetos emiten a altas fracciones de luminosidades de Eddington; y por tanto se requieren altas tasas de acreción ($\dot{M}/\dot{M}_{ED} > 1$).

Conforme la luminosidad está más próxima al límite de Eddington, a menor masa del agujero negro, mayor es la fracción de energía emitida por el disco de acreción en rayos X suaves (Ross, Fabian & Mineshige 1992). Por lo tanto, se espera que las NLS1 muestren componentes de disco con un máximo a más altas energías que las Sy1. El trabajo de Turner et al. (2002) sobre la SED de TON S180 parece corroborar esta afirmación. Sin embargo, es importante señalar que TON S180 es una NLS1 con una luminosidad en la banda de los rayos X suaves, superior a los 10^{45} erg s⁻¹ (las luminosidades en esta región del espectro para estos objetos están entre 10^{42} - 10^{46} erg s⁻¹) y podría ser un objeto poco representativo de su clase (Williams et al. 2002).

Trataremos de explicar de manera un poco mas formal en que se fundamenta este modelo para suponer que el pico de emisión este corrido a más altas frecuencias. Supongamos dos objetos (una NLSy1 y una Sy1) de igual luminosidad

$$L_{NLS1} = L_{Sy1} \quad 1.29$$

De la expresión 1.23 se tiene que

$$M_{NLS1} \dot{M}_{NLS1} = M_{Sy1} \dot{M}_{Sy1}$$

Si suponemos que

$$M_{Sy1} > M_{NLS1} \quad 1.30$$

$$\Rightarrow \dot{M}_{Sy1} < \dot{M}_{NLS1} \quad 1.31$$

Pero como se recordará de la sección 1.2.3,

$$\dot{M}_E = 1.4 \times 10^{18} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)$$

lo cual por 1.30 implica que

$$\dot{M}_{E(NLS1)} < \dot{M}_{E(Sy1)} \quad 1.32$$

Dividiendo 1.32 por 1.31

$$\left(\frac{M}{M_E} \right)_{Sy1} < \left(\frac{M}{M_E} \right)_{NLS1}$$

y entonces de 1.25 y este último resultado se obtiene que

$$T_{Sy1} < T_{NLS1} \quad 1.33$$

Una primera observación a este análisis diría que las ecuaciones 1.30 y 1.31 son un poco contradictorias, ¿Cómo es que masas mas pequeñas producen tasas mas grandes? La respuesta esta en la ecuación 1.12. Dado que la tasa de acreción es proporcional a la densidad del disco, es posible tener mayores tasas con agujeros menos masivos pues la densidad del disco es mayor.

En el caso de altas tasas de acreción se espera que la superficie del disco esté altamente ionizada (Matt, Fabian & Ross 1993), y sea capaz de reflejar los rayos X duros que se producen en la corona que rodea al disco, dando origen a las líneas de emisión de FeK_{α} (6.4–6.7 keV). Se ha encontrado evidencia de luz reflejada de FeK_{α} por un disco altamente ionizado en seis NLS1: Ton S180 (Comastri et al. 1998; Turner et al. 1998), Ark 564 (Vaughan et al. 1999a; Comastri et al. 2001; Turner et al. 1999), Mrk 335, NGC 4051, PG 1244+026, y PKS 0558-504 (Ballantyne et al. 2001).

Existen también algunos problemas con los modelos basados en bajas masas de los agujeros negros. Rodríguez-Pascual et al. (1997) encontraron componentes anchas en las líneas de emisión UV tanto en NLS1 como en Sy1. La luminosidad de aproximadamente 10^{47} erg s^{-1} de la BBB (120eV) en E1346+266 presenta serios problemas para el modelo de baja masa, ya que las constricciones en el límite de Eddington sugieren una masa del agujero negro de $>10^9$ masas solares (Boller et al. 1996).

1.3.3. Muestras de NLS1

Antes de ROSAT (ver sección 2.1.3.), las galaxias Sy mas estudiadas fueron las seleccionadas en el óptico. Las NLS1 comprendían menos del 10% de los NAG seleccionados de esta manera (Laor et al. 1997). En un principio se creyó que las NLS1 eran objetos raros y casos especiales del fenómeno NAG. La muestra de Stephens (1989) tomada del Einstein, mostró que las NLS1 eran objetos comunes en muestras seleccionadas

en rayos X suaves. Esto vino a ser confirmado por el satélite ROSAT ya que aparentemente las NLS1 comprendían la mitad de los NAG en las muestras (Grupe 1996) y proporcionó otra manera de buscar NLS1.

Cuando se descubrió la anticorrelación entre el índice fotónico en rayos X suaves y el FWHM del $H\beta$ (Boller et al. 1996) para las NLS1, el estudio de estas fuentes muy emisoras en el infrarrojo (Halpern & Oke, 1987) y con altas luminosidades en los rayos X suaves (Boller et al. 1996) despertó gran interés. Algunas NLS1 y sus propiedades en rayos X suaves aparecen en: Bade et al. (1995), Greiner et al. (1996); Wisotzk & Bade (1997); Grupe et al. (1989; 1999), Gallagher et al. (2001), Brandt et al. (2000).

Otros autores (Leighly 1999; Véron-Cetty et al. 2001; Williams et al. 2002; Stepanian et al. 2003) han estudiado a estos NAG, a través de muestras exclusivamente de NLS1. Muestras no siempre seleccionadas con los mismos criterios. Reunir muestras de NLS1 no es una tarea fácil, pues se requieren datos espectroscópicos de alta calidad y alta resolución. Objetos que ahora podemos considerar que son NLS1 no fueron clasificados como tales en trabajos previos y algunos Sy clasificadas como NLS1 no lo son (Stepanian et al. 2003).

1.4. OBJETIVO DE LA TESIS

Lo que se pretende con el trabajo de la presente tesis, es tomar una gran muestra de NLS1 de una exploración en el óptico y realizar una búsqueda en distintas bases de datos para construir una SED promedio y ampliar el trabajo realizado por Stepanian et al. (2003) en esta dirección.

La importancia del estudio de las NLS1 radica en que, aun cuando existe un “modelo unificado” que explica las diferentes clases de NAG en base a la forma en que estos se orientan con respecto al observador, las NLS1 parecen ser un ejemplo extremo del fenómeno NAG y no encajar en el esquema unificado. El modelo actualmente más aceptado para explicar las propiedades de las NLS1 es el de un agujero negro con masas más pequeñas que las de las galaxias Seyfert típicas. Estas masas más pequeñas explican lo angosto en las líneas de emisión ópticas, las cuales son generadas en un gas que tiene velocidades relativamente más bajas, así como la variabilidad extrema que se observa en estos núcleos activos.

El estudio de la SED, así como las relaciones encontradas entre las distintas bandas del espectro pretenden caracterizar la emisión a lo largo del espectro electromagnético de las NLS1 y explicar la física asociada a los procesos de emisión en esta clase de NAG. Para determinar si estos objetos caben realmente dentro del “modelo unificado” o se trata de galaxias Sy1 en las cuales la masa del agujero negro juega un papel importante en la definición de sus propiedades observacionales.

CAP. II. MUESTRA DE NLS1

2.1. DESCRIPCIÓN DE LOS DATOS

2.1.1. La “Segunda Exploración de Byurakan”

La primera exploración de Byurakan (FBS), llevada a cabo entre la década de los sesenta a la de los ochenta, fue la primera exploración prisma objetivo a gran escala para galaxias en el azul y con exceso en ultravioleta (UVX) (Markarian 1967; Markarian et al. 1981). El FBS cubrió la mayor parte del cielo visible desde el Observatorio de Byurakan en Armenia y produjo una muestra completa de NAG por debajo de una magnitud fotográfica límite de 15.2.

El SBS es la continuación del FBS y su objetivo era alcanzar magnitudes débiles y extender la exploración de Markarian tan profundamente como fuera posible, para obtener una gran muestra de NAG y cúasares seleccionados de manera uniforme. El SBS dio inicio en 1974 y fue terminado en 1991 (Markarian & Stepanian 1983, 1984 a, b; Markarian et al. 1985, 1986; Stepanian et al. 1988). El SBS cubrió una pequeña región del cielo de 1,000 grados cuadrados, comprendida entre $7\text{ hr }40\text{ min} < \alpha < 17\text{ hr }15\text{ min}$ y $+49^\circ < \delta < +61^\circ$. Utilizando una cámara Schmidt de 1 m y un conjunto de tres prismas objetivos, fue posible obtener los espectros de NAG por debajo de una magnitud fotográfica de 19.5. Esta disminución en el límite de detección se debió a las mejoras en la sensibilidad de las placas fotográficas. Como resultado, se obtuvo una densidad superficial de objetos en el SBS 15 veces mayor en comparación con el FBS (Bicay et al., 2000).

La selección de objetos en el SBS fue hecha de manera visual (por inspección de las placas) siguiendo los siguientes criterios: i) La presencia de una fuerte emisión del continuo ultravioleta, y ii) la presencia de líneas de emisión y/o una distribución de energía peculiar en su espectro. El principal resultado de la exploración fotográfica fue la selección de 1800 objetos con aspecto de galaxia, de las cuales ~1,000 mostraban UVX y 800 presentaban líneas de emisión (ELG) sin exceso en UV, y de 1800 objetos de apariencia estelar con exceso de emisión ultravioleta.

El estudio espectroscópico permitió confirmar en el área de exploración del SBS 578 NAG, 1,000 galaxias con líneas delgadas de emisión y ~1,000 estrellas en su mayoría enanas blancas y subenanas. La tabla 2 (Stepanian & Chavushyan, 2003) muestra en resumen a las galaxias Sy en el SBS.

Galaxias en el SBS ~1250sp	Clasificadas ~800
SBS SyG	Número
Sy1	26
Sy1.5	8
Sy2	28
SyG no clásicas	
NLS1	40
Sy/NLr	18
Total SBS SyG	120

Tabla2. Distribución de las galaxias Seyfert detectadas en el SBS de acuerdo a su tipo. Sy/Lnr denota objetos de transición entre Sy2 y LINERS.

La muestra total en el óptico de los NAG en el SBS contiene 578 objetos (120 SyG, 441 QSO y 17 BLL) en un rango de magnitud de $15.5 < B < 19.5$ y un corrimiento al rojo de $z < 3.2$. De esta muestra se seleccionaron todas las NLS1 tales que $13.0 < B < 17.5$ y $z \leq 0.15$, que resultaron ser 13 objetos: SBS 0921+525, 0924+495, 0933+511, 0945+507, 1022+519, 1055+605, 1118+541, 1136+595, 1213+549A, 1258+569, 1340+569, 1353+564, 1535+547. Ésta muestra de NLS1 es completa sólo para $B \leq 17.2$ y $z < 0.06$ (esto se discutirá con mayor detalle en el capítulo siguiente).

2.1.2. NED

La base de datos NED¹ consta de una lista de objetos extragalácticos para los cuales se ha establecido una identificación cruzada de nombres. También contiene posiciones precisas, corrimientos al rojo y algunos datos básicos como clasificación, magnitud, velocidad radial, etc. NED también incluye referencias bibliográficas, resúmenes de artículos (*abstracts*) "en línea", fotometría, imágenes de más de 700,000 objetos extragalácticos además de "vínculos" con otras bases de datos.

Existen cuatro maneras de tener acceso a NED:

- www
- VT-100/X Versión Windows
- Batch Mode
- Modo servidor

¹ La base de datos extragaláctica NASA/IPAC (NED) es operada por el "Jet Propulsión Laboratory", California Institute of Technology bajo contrato de la NASA.

Para realizar este trabajo se utilizó el interface *www* que permite tener acceso y buscar en una lista de objetos de varias maneras:

- Por nombre
- Por nombre aproximado
- Por posición aproximada
- Advanced All-Sky
- Formato IAU
- Por referencia

De igual manera, si se desea buscar determinados datos de un objeto dado, NED permite su acceso por:

- Fotometría
- Imágenes y mapas
- Corrimientos al rojo
- Posiciones
- Notas
- Catálogos

En NED también es posible hacer consultas bibliográficas referentes a objetos extragalácticos, así como artículos y resúmenes publicados desde 1988 a la fecha. Las consultas se pueden hacer a través de los siguientes vínculos:

- Referencias
- Nombre del autor
- Búsqueda de textos
- Nivel 5 (información de ensayos, artículos de investigación y monografías).
- Resúmenes
- Resúmenes de tesis

Dado que las posiciones de los objetos en nuestra muestra se conocen con precisión (Bicay et al. 2000), se eligió utilizar el método de "posición aproximada" para buscar la información necesaria para la construcción de la SED.

La opción de búsqueda por "posición aproximada" permite buscar en la base de datos un objeto si se conoce su posición en el cielo. El sistema coordinado por "omisión" es el sistema ecuatorial y el equinoccio es J2000. Sin embargo las coordenadas pueden cambiarse por eclípticas, galácticas o supergalácticas, y el equinoccio puede ser escogido entre 1500 y 2500. Se puede especificar hasta un radio de búsqueda de 300 minutos de arco. En este trabajo se decidió utilizar un radio de dos minutos de arco, el cual es adecuado para la precisión de las posiciones en algunas bandas espectrales (sobre todo en rayos X).

A partir de la lista de objetos cercanos a la posición requerida, se selecciona un objeto y NED despliega toda la información disponible en una página donde se muestra el nombre, α , δ , el tipo de objeto, su corrimiento al rojo y el número de referencias, notas, fotometría, posiciones reportadas, datos en corrimiento al rojo e imágenes (si existen disponibles). En

la misma página aparece una sección titulada "información detallada de cada objeto" donde los parámetros arriba mencionados se muestran con mayor detalle. De esta sección se utilizaron los vínculos "referencias", "datos fotométricos" y "nombres del objeto". La sección "nombres del objeto" proporciona referencias cruzadas entre distintos catálogos, es decir, nos permite saber si se trató de una fuente IRAS, ROSAT, 2MASS o si el objeto se ha observado en alguna otra banda del visible distinta a B. Esto es importante porque una vez identificado el objeto en un catálogo determinado, éste se consulta para extraer la información necesaria.

En datos fotométricos aparece la SED de cada objeto (cuando hay datos disponibles) y los valores de los flujos en Jy^2 desde el radio hasta los rayos γ . Con este método sólo fueron obtenidos una parte de los flujos, pues la información fotométrica en NED suele ser incompleta.

Las referencias, aunque pobres en la mayoría de los objetos, fueron consultadas una por una para extraer de los artículos toda información disponible sobre magnitudes o flujos en distintas bandas del espectro, y comparar observaciones reportadas por distintos autores y obtenidas en diferentes momentos.

2.1.3. ROSAT

Con el satélite ROSAT (Röntgen Satellit) se realizó la primera exploración total del cielo en rayos X suaves (0.1-2.4 keV; 100-5 Å) y en la banda del ultravioleta extremo (0.025-0.2keV; 500-60 Å) usando telescopios de imagen (Aschenbach 1988). Estos telescopios de imagen fueron construidos utilizando principios de incidencia óptica rasante³. El telescopio de rayos X es un Wolter I (Paraboloide-hiperboloide) de gran apertura (0.11m²) y una resolución angular de ~4", con dos instrumentos en el plano focal (Bradt et al. 1992): el "position sensitive proportional counter" (PSPC) y el "imager high-resolution" (HRI). La resolución espacial del PSPC es de 25" a 30" a 1 keV, con una resolución espectral del 43% a 0.93 keV ($\Delta E/E$), y una eficiencia cuántica del 79% a 2 keV. Con el HRI se tiene una resolución espacial de 1.7" a 5" y una eficiencia cuántica de 40% a 1 keV (www.mamacass.ucsd.edu/people/emrahk/rosatxrt.html ; Chu et al. 2002).

El satélite fue lanzado el primero de junio de 1990 y vio su primera luz el 16 de junio de 1990 (Trümper et al. 1991). La exploración del cielo dio inicio en julio de 1990 después de 6 semanas de calibración, y finalizó en agosto de 1991, teniendo un tiempo de exposición total de 119.36 días (Voges et al. 1999).

² Un Jansky (Jy) es igual a $10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

³ Los rayos X se reflejan en una superficie debido a una dispersión coherente en la superficie del material. Sin embargo, como los fotones en rayos X son de alta energía, el índice de refracción (función de λ) es menor que la unidad, y la reflexión sólo puede ocurrir por arriba de un ángulo crítico muy pequeño ($\text{Cos}\theta_0 = n$, donde n es el índice de refracción). Así, la reflexión es sólo grande para rayos que rozan la superficie, de ahí el término "incidencia óptica rasante".

El RASS-BSC (Rosat All-Sky Survey Bright Source Catalogue) utiliza los siguientes criterios de selección: i) una verosimilitud de detección ≥ 15 , ii) al menos 15 cuentas por fuente y iii) una ritmo de detección de cuentas por fuente en la banda (0.1-2.4 keV) ≥ 0.05 cuentas por segundo.

El algoritmo de detección está basado en el método de máxima verosimilitud de Crudace et al. (1987). Este método toma en cuenta la posición de cada fotón individual, lo cual permite un peso apropiado de cada fotón con respecto a la función puntual de dispersión (PSF: Point Spread Function) que es función del ángulo de incidencia. Los fotones que inciden en el centro del detector proporcionan mayor información espacial (o resolución angular), y se les asigna mayor peso que los que se encuentran fuera del eje. Este método permite determinar la posición de la fuente y su verosimilitud de existencia en la banda ancha.

Los otros dos criterios proporcionan dos límites de detección diferentes, uno independiente del tiempo de exposición y otro que es función de dicho tiempo. De esta manera se evita omitir alguna fuente por efectos de baja exposición.

Existen dos formatos diferentes del RASS-BSC los cuales pueden ser consultados vía internet en: <http://wave.xray.mpe.mpg.de/rosat>.

Los catálogos completos, así como las descripciones de los mismos, pueden ser obtenidos vía www en archivos ASCII, o vía *anonymous ftp*. El primero de ellos es el RBSC (Rosat Bright Source Catalogue 1RXS), el cual se presenta en forma de columnas que incluyen el nombre (que a su vez incluye el acrónimo 1RXS más su posición escrita en el formato JHHMMSS.S + DMMSS), RA, DEC, cuentas por segundo, el error en la posición y otros parámetros de utilidad.

El otro catálogo es el de identificación de RBSC (Voges et al. 1999), el cual contiene propiedades importantes en rayos X, como la posición en coordenadas galácticas y ecuatoriales y dos estimaciones de flujos obtenidos a partir de dos modelos diferentes. El flujo 1 asume una ley de potencias y puede ser útil para NAG y cúmulos de galaxias. El flujo 2 está basado en una conversión empírica entre las cuentas y los flujos (Schmitt et al. 1995) desarrollada para obtener flujos en estrellas. El catálogo también presenta el número de candidatos contrapartes encontrados dentro de un radio de 300" en otros 16 catálogos diferentes (Ver Voges et al. 1999). Para cada candidato, se adiciona un registro con la posición de la fuente, la separación angular de la posición en rayos X, magnitudes o flujos en Radio y en las bandas del IR, corrimiento al rojo, tipo espectral y clasificación (si existe).

De este segundo catálogo se tomaron las cuentas por segundo y su error, así como el flujo 1 [$\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$] asociado a cada fuente de nuestra muestra. Este flujo 1 es obtenido a partir de las cuentas por segundo asumiendo una ley de potencias $E^{-\Gamma}dE$, con $\Gamma = 2.3$ fijo. Como los rayos X suaves son absorbidos por el hidrógeno neutro de nuestra galaxia, es necesario realizar una corrección por absorción galáctica. Esta corrección se hizo tomando los valores para densidades columnales reportados por Stark et al. (1992) (v. Voges et al. 1999).

De nuestra muestra, sólo los objetos SBS 0924+495, SBS 0945+507 y SBS 1535+547 (Mrk486) no aparecen en el RBSC. Sin embargo, SBS 0945+507 se encuentra en el ROSAT All Sky Survey Faint Source Catalogue (RASS-FSC). Este catálogo representa la extensión a fuentes débiles del BSC. Las fuentes tienen un nivel de detección ≥ 7 y contienen al menos 6 cuentas.

2.1.4. IRAS

El proyecto IRAS (Infrared Astronomical Satellite) dio inicio en 1975, siendo un programa conjunto de los Estados Unidos, Suecia y El Reino Unido. IRAS fue lanzado en Enero de 1983 y dejó de operar en Noviembre de 1983 después de cubrir más del 96% del cielo. La principal misión de IRAS fue realizar una exploración del cielo en cuatro longitudes de onda centradas en 12, 25, 60 y 100 μm .

En las dos terceras partes del tiempo que duró la misión se realizó una exploración del cielo que resultó en: a) el Catálogo para fuentes puntuales IRAS (PSC) liberado en 1984, b) en un catálogo para fuentes extendidas menores de $8'$, c) en un catálogo de espectros de baja resolución y d) un atlas de imágenes de brillo superficial absoluto del cielo entero. Estos catálogos dan las características de $\sim 250,000$ fuentes puntuales y de $\sim 20,000$ fuentes extendidas por debajo de una densidad de flujo límite de aproximadamente 0.5 Jy a 12, 25 y 60 μm , y de aproximadamente 1.5 Jy a 100 μm para fuentes puntuales, y cerca de un factor de 3 veces más brillante que éste para fuentes extendidas. La resolución angular del instrumento varía desde 0.5' a 12 μm , a cerca de 2' a 100 μm . La precisión en la posición de las fuentes depende de su tamaño, brillo y SED, pero usualmente es mejor que 20". También se dispone de aproximadamente 5,000 espectros (con una resolución espectral de 20-60) entre 8-22 μm con un flujo en 12 y 25 μm mayor que 10 Jy (IRAS Explanatory Supplement 1988).

A partir de los resultados anteriores, se realizó una nueva exploración (IRAS Faint Source Survey, FSS), la cual tiene una sensibilidad 2.5 mayor que el PSC (v. IRAS Faint Source Survey Explanatory Supplement Versión 2, 1992). De esta exploración se obtuvieron tres nuevos productos: i) placas de fuentes débiles (FSS), ii) un catálogo (FSC, Faint Source Catalogue) y iii) un archivo de rechazo de fuentes débiles (FSR). Las placas FSS son 1716 imágenes que cubren el cielo entero, y están disponibles en formato FITS. El FSR contiene fuentes que no están en el FSC porque no cumplen con los requerimientos de confiabilidad del catálogo (objetos con $|b| \leq 10^\circ - 20^\circ$, una razón señal a ruido entre 3 y 5, y áreas del cielo observadas menos de 6 veces).

El FSC versión 2⁴ contiene 173,044 fuentes para $|b| \geq 10^\circ$. El catálogo puede ser consultado vía internet en: <http://cdsweb.u-strasbg.fr> o en <ftp://cdsarc.u-strasbg.fr/pub/cats/III/156A/>.

⁴ Hubo una primera versión de este catálogo en 1988, la cual fue sustituida por la versión 2 al mejorar el software y calcular de manera más precisa el ruido.

En nuestro caso, los datos de la única fuente IRAS (SBS 0945+507) en la muestra fueron obtenidos mediante el apartado: "External Archives and Services Help" que aparece en la página de resultados en NED. El vínculo permite consultar las entradas del catálogo sin necesidad de introducir las coordenadas. Los formatos, aunque diferentes en cada método de consulta, proporcionan los mismos parámetros. El nombre de la fuente, RA, DEC, la densidad de flujo a 12, 25, 60 y 100 μm , calidad del flujo y otros.

De la muestra, sólo SBS 0945+507 (Mrk 124) es una fuente IRAS. Aunque en la base de datos NED aparece SBS 0921+525 (Mrk 110) como una fuente IRAS, no fue tomada como tal ya que parece existir un error en la identificación (Stepanian et al. 2003).

2.1.5. 2MASS

La exploración 2MASS (Two Micron All Sky Survey) es un proyecto que llevan a cabo la Universidad de Massachussets y el IPAC (Infrared Processing and Analysis Center), y tiene como fines: i) realizar una observación sin precedentes de la vía Láctea libre de los efectos del polvo interestelar, la cual revelará la distribución verdadera de la masa luminosa sobre todo a lo largo de la Galaxia; ii) efectuar un censo de galaxias en todo el cielo más brillantes que $K_S = 13.5$ mag, incluyendo galaxias en la zona alrededor de 60° , donde el polvo de la vía Láctea hace las exploraciones ópticas incompletas; y iii) una base de datos estadística para buscar objetos raros de importancia astrofísica, como estrellas de baja luminosidad y estrellas enanas cafées u objetos muy oscurecidos en longitudes de onda del óptico.

Para poder realizar este trabajo, 2MASS ha barrido uniformemente el cielo en las bandas J (1.25 μm), H (1.65 μm) y K_S (2.17 μm) del cercano infrarrojo, para detectar y caracterizar fuentes puntuales más brillantes que 1 mJy en cada banda, con una razón señal a ruido mayor que 10, usando un tamaño de píxel de 2".

2MASS utilizó dos telescopios de 1.3m, uno en Mt. Hopkins Arizona y otro en CTIO (Cerro Tololo Interamerican Observatory) Chile. Cada uno de estos telescopios estaban equipados con un cámara multicanal que permitía la observación simultánea del cielo en las bandas J, H, y K_S .

La exploración 2MASS comenzó en el hemisferio norte en Junio de 1997 y en Marzo de 1998 las de la zona sur. En Febrero del 2001 se completaron las observaciones de ambos hemisferios. Los datos recabados todavía se encuentran, en su mayor parte, en etapa de procesamiento. Estos datos producirán un atlas digital del cielo con 4 millones de imágenes de $8' \times 10'$ con una resolución espacial de 4" en cada banda, y un catálogo de fuentes puntuales con la posición y las magnitudes totales de más de 1,000,000 de galaxias y nebulosas.

En la actualidad es posible consultar la versión del año 2000 del catálogo, que presenta una cobertura de más de 19,600 grados² ~47% del cielo. Se espera que a finales del 2003 todos los datos de la exploración se encuentren ya accesibles.

De nuestra muestra, son fuentes 2MASS: SBS 1213+549A, SBS 1258+569, SBS 1340+569, SBS 1353+564. Sus magnitudes fueron encontradas por medio del vínculo "External archives and Services Help" del NED. Los catálogos de 2MASS también pueden consultarse en las siguientes direcciones:

- <http://cdsweb.u-strasbg.fr>,
- <ftp://cdsarc.u-strasbg.fr/pub/cats/B/2mass>
- <http://www.ipac.caltech.edu/2mass/>

2.1.6. FIRST

La exploración FIRST (Faint Images of the Radio Sky at Twenty Centimeters) es un proyecto diseñado para cubrir el hemisferio norte galáctico en la banda del radio. FIRST dio inicio en la primavera de 1993 usando el NRAO Very Large Array (VLA) a una frecuencia de 1.4GHz. La exploración cubrirá un área de 10,000 grados cuadrados (el equivalente en radio del "Palomar Observatory Sky Survey, POSS) con un umbral de detección de 1 mJy y una resolución angular de ~5" (Becker, White & Helfand 1995, Becker et al. 1994).

A partir de las observaciones se ha derivado un catálogo de fuentes que incluye el flujo pico y el flujo integrado. Los marcos de referencia astrométricos de los mapas en radio tienen una precisión de 0.05", y cada fuente tiene asociada una región con un nivel de confianza del 90% de contener a dicha fuente. Esta región es un círculo cuyo radio oscila desde < 0.5" a 3 mJy hasta 1" en el umbral de la exploración. Aproximadamente el 15% de las fuentes tienen contrapartes ópticas en el límite de las placas del POSS. El área de exploración ha sido elegida para que coincida con el SDSS (Sloan Digital Sky Survey); en el límite de $m_v \sim 24$ del SDSS, se han detectado ~50% de contrapartes ópticas.

Hasta el año 2001, se ha construido un catálogo de imágenes con aproximadamente 770,000 fuentes. Las imágenes cubren un área de ~8,500 grados cuadrados. Las características del catálogo permiten confiar en su capacidad para obtener muestras completas. La versión más actualizada del mismo (15 octubre del 2001) está disponible en archivos ASCII en: <http://sundog.stsci.edu/>.

En la misma página web puede consultarse el catálogo electrónico a través del vínculo "First Search Page", el cual permite localizar un objeto por posición u otros parámetros. El formato en que se presenta el catálogo es el siguiente: RA, DEC (J2000) (la precisión en la posición de la fuente depende del brillo, del tamaño de la fuente y del ruido en el mapa. Las fuentes puntuales en el límite de detección de catálogo tienen precisiones no menores que 1", a 90% de confianza). Después se presentan las densidades de flujo integradas

medidas en mJy, F_{pico} y F_{int} . La primera tiene un error asociado dado por el ruido rms en la posición de la fuente, mientras que el error en F_{int} puede ser considerablemente mayor, dependiendo del tamaño de la fuente y su morfología. En nuestro análisis empleamos F_{pico} porque este dato proporciona el flujo monocromático a 20cm. Otros parámetros, como la FWHM y el ángulo de posición de la fuente, también pueden ser consultados en dicho catálogo.

En el vínculo "nombres del objeto" de la base de datos NED no aparece el catálogo FIRST. Fue necesario buscar uno por uno los objetos, tomando como posición la que figura en el SBS, y como radio de búsqueda 1" de arco. En nuestra muestra son fuentes FIRST: SBS 0921+525, SBS 0945+507, SBS 1022+519, SBS 1213+549A, SBS 1353+564 y SBS 1535+547.

2.1.7. Otras fuentes bibliográficas

La consulta de las referencias obtenidas en NED, nos llevó a la ampliación de los datos utilizados en la SED para los objetos Mrk 110, Mrk 124, Mrk 142 y Mrk 486. El primero de estos (SBS 0921+525) presenta observaciones en 11cm (Falcke 1996), 2.8cm (Israel 1988), L (Zitelli et al. 1993), K, H y J (NED), 2675Å y 1375Å (Walter & Finck 1993) y 1350Å (Wang 1998). Mrk 124 (SBS 0945+507) se observó en 10.6, 3.6, 2.2, 1.6 y 1.25 μm (Rieke 1978). Para Mrk 142 (SBS 1022+519) se encontraron datos en L, K, H, J (Zitelli et al. 1993), I', R', V, U (NED), 1375 Å (Walter & Finck 1993), 0.7 – 0.21 keV (Fruscione 1996). Mrk 486 es el único objeto que tiene observaciones en rayos X duros y suaves (Gallagher et al. 2001); además se encontraron observaciones en las bandas K, H, J (NED), del cercano infrarrojo a 3.6 y 10.6 μm (Rieke 1978), y en radio a 2.8 cm (Israel 1988). (Ver tabla 8 para mayores detalles).

2.2. DATOS DE LOS OBJETOS

Nombre	α (J2000)	δ (J2000)	z	B
0921+525	09 25 12.89	+52 17 10.9	0.0353	15.63
0924+495	09 28 01.22	+49 18 16.9	0.1145	17.0
0933+511	09 36 43.12	+50 52 49.6	0.0553	16.5
0945+507	09 48 42.66	+50 29 32.2	0.0550	16.47
1022+519	10 25 31.21	+51 40 34.8	0.0450	15.81
1055+605	10 58 30.13	+60 16 00.5	0.1490	17.2
1118+541	11 21 08.55	+53 51 20.7	0.1043	16.41
1136+595	11 39 00.48	+59 13 46.7	0.1138	17.0
1213+549A	12 15 49.39	+54 42 24.1	0.1505	16.91
1258+569	13 00 52.24	+56 41 06.9	0.0719	17.0
1340+569	13 42 10.23	+56 42 11.6	0.0396	16.98
1353+564	13 55 16.50	+56 12 44.5	0.1223	17.0
1535+547	15 36 38.43	+54 33 33.0	0.0397	15.21

Tabla 3. Magnitudes, corrimientos al rojo y posiciones para los objetos de la muestra (Bicay et al. 2000). Las magnitudes tienen un error asociado de 0.05m.

Nombre	Cuentas	E. Cuentas	Flujo	E. Flujo
0921+525	1.6900	0.0633	23.0	0.8
0933+511	0.0544	0.0132	0.7	0.2
1022+519	1.7500	0.0591	20.1	0.7
1055+605	0.3890	0.0271	3.2	0.3
1118+541	0.2650	0.0290	2.7	0.4
1213+549 A	0.0902	0.0186	1.2	0.2
1258+569	0.0661	0.0134	0.8	0.2
1340+569	0.1220	0.0168	1.3	0.2
1353+564	0.5460	0.0600	6.2	0.7

Tabla 4. Cuentas y flujos asociados a la emisión en rayos X en el intervalo (0.1-2.4 KeV). Los flujos y sus errores están en unidades de 10^{-12} erg s^{-1} cm^{-2} .

Nombre	$F_{3000\text{\AA}}$	$F_{2\text{keV}}$	L_B	L_X	α_{0X}
0921+525	19.1 ± 0.9	27.3 ± 0.9	1.3 ± 0.1	2.29 ± 0.08	1.06 ± 0.01
0924+495	5.4 ± 2.5	< 0.13	4.1 ± 2.0	< 0.13	> 1.72
0933+511	8.6 ± 4.0	0.8 ± 0.2	1.4 ± 0.7	0.16 ± 0.04	1.51 ± 0.08
0945+507	8.8 ± 0.4	0.4 ± 0.1	1.5 ± 0.1	0.08 ± 0.03	1.63 ± 0.06
1022+519	16.2 ± 0.7	23.9 ± 0.9	1.8 ± 0.1	3.3 ± 0.1	1.05 ± 0.01
1055+605	4.5 ± 2.1	3.8 ± 0.4	6.0 ± 2.8	6.4 ± 0.7	1.14 ± 0.08
1118+541	9.3 ± 0.4	3.3 ± 0.4	5.8 ± 0.3	2.5 ± 0.3	1.29 ± 0.02
1136+595	5.4 ± 2.5	< 0.13	4.1 ± 2.0	< 0.12	> 1.72
1213+549A	5.9 ± 0.3	1.4 ± 0.3	8.0 ± 0.4	2.4 ± 0.5	1.35 ± 0.03
1258+569	5.4 ± 2.5	1.0 ± 0.2	1.6 ± 0.7	0.7 ± 0.1	1.39 ± 0.08
1340+569	5.5 ± 0.3	1.6 ± 0.2	0.47 ± 0.02	0.16 ± 0.03	1.32 ± 0.03
1353+564	5.4 ± 2.5	7.4 ± 0.9	4.7 ± 2.2	8.0 ± 1.0	1.07 ± 0.08
1535+547	28.1 ± 1.3	0.12 ± 0.03	2.4 ± 0.12	0.01 ± 0.002	2.00 ± 0.04

Tabla 5. Los flujos a 3000Å y a 2keV, y las luminosidades en el azul y en los rayos X suaves. Los flujos a 3000Å están en unidades de $10^{-27} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ y en 2 keV en unidades de $10^{-30} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. Las luminosidades están en $10^{29} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ y $10^{26} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ para L_B y L_X , respectivamente.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

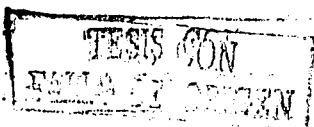
Banda	Frecuencia	0921+525	0924+495	0933+511	0945+507	1022+519
FIRST	1.50×10^{09}	-25.29 ± 0.01	< -26	< -26	-25.27 ± 0.01	-25.97 ± 0.06
11cm	2.70×10^{09}	-25.1 ± 0.2				
2.8cm	1.07×10^{10}	-24.3 ± 0.2				
100 μ m	3.00×10^{12}	< -23.5	< -23.50	< -23.50	-23.11 ± 0.09	< -23.50
60 μ m	5.00×10^{12}	< -23.7	< -23.70	< -23.70	-23.17 ± 0.04	< -23.70
25 μ m	1.20×10^{13}	< -24.0	< -24.02	< -24.02	-23.58 ± 0.05	< -24.02
12 μ m	2.50×10^{13}	< -26.2	< -26.16	< -26.16	-23.9 ± 0.1	< -26.16
10.6 μ m	2.83×10^{13}				-24.13 ± 0.08	
3.6 μ m	8.33×10^{13}				-24.57 ± 0.05	
L	8.45×10^{13}	-24.55 ± 0.02				-25.12 ± 0.02
2.2 μ m	1.36×10^{14}				-24.82 ± 0.03	
K(KPNO)	1.35×10^{14}					
K	1.37×10^{14}	-24.87 ± 0.02				-25.18 ± 0.02
Ks	1.39×10^{14}					
H	1.81×10^{14}	-25.05 ± 0.02				-25.3 ± 0.02
1.6 μ m	1.87×10^{14}				-25.01 ± 0.03	
1.25 μ m	2.39×10^{14}				-25.14 ± 0.04	
J(KPNO)	2.44×10^{14}	-25.18 ± 0.02				
J	2.47×10^{14}					-25.45 ± 0.03
I'	3.75×10^{14}					-25.50 ± 0.02
R'	4.48×10^{14}					-25.61 ± 0.01
V	5.42×10^{14}					-25.68 ± 0.07
B	6.81×10^{14}	-25.64 ± 0.02	-26.18 ± 0.02	-25.98 ± 0.02	-25.97 ± 0.02	-25.71 ± 0.02
U	8.19×10^{14}					-25.89 ± 0.07
2675Å	1.12×10^{15}	-25.64 ± 0.08				
1375Å	2.18×10^{15}	-25.9 ± 0.2				-26.1 ± 0.2
1350Å	2.22×10^{15}	-26.0 ± 0.2				
.07-.21keV	3.39×10^{16}					-28.4 ± 0.1
0.1-2.4keV	3.02×10^{17}	-28.38 ± 0.01	< -30.7	-29.9 ± 0.1	-30.3 ± 0.2	-28.44 ± 0.02
0.5-2keV	3.02×10^{17}					
2-10keV	1.45×10^{18}					

Tabla 6. Logaritmos de los Flujos por unidad de frecuencia ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$) para cada objeto de todas las bandas estudiadas.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Banda	Frecuencia	1055+605	1118+541	1136+595	1213+549A	1258+569
FIRST	1.50×10^{09}	< -26	-25.53 ± 0.02	< -26	-25.67 ± 0.03	< -26
11cm	2.70×10^{09}					
2.8cm	1.07×10^{10}					
100 μ m	3.00×10^{12}	< -23.50	< -23.50	< -23.50	< -23.50	< -23.50
60 μ m	5.00×10^{12}	< -23.70	< -23.70	< -23.70	< -23.70	< -23.70
25 μ m	1.20×10^{13}	< -24.02	< -24.02	< -24.02	< -24.02	< -24.02
12 μ m	2.50×10^{13}	< -26.16	< -26.16	< -26.16	< -26.16	< -26.16
10.6 μ m	2.83×10^{13}					
3.6 μ m	8.33×10^{13}					
L	8.45×10^{13}					
2.2 μ m	1.36×10^{14}					
K(KPNO)	1.35×10^{14}					
K	1.37×10^{14}					
Ks	1.39×10^{14}				-25.45 ± 0.04	-25.61 ± 0.05
H	1.81×10^{14}				-25.57 ± 0.04	-25.75 ± 0.07
1.6 μ m	1.87×10^{14}					
1.25 μ m	2.39×10^{14}					
J(KPNO)	2.44×10^{14}					
J	2.47×10^{14}				-25.74 ± 0.05	-25.74 ± 0.05
I'	3.75×10^{14}					
R'	4.48×10^{14}					
V	5.42×10^{14}					
B	6.81×10^{14}	-26.26 ± 0.02	-25.95 ± 0.02	-26.18 ± 0.02	-26.15 ± 0.02	-26.18 ± 0.02
U	8.19×10^{14}					
2675Å	1.12×10^{15}					
1375Å	2.18×10^{15}					
1350Å	2.22×10^{15}					
.07-21keV	3.39×10^{16}					
0.1-2.4keV	3.02×10^{17}	-29.24 ± 0.05	-29.31 ± 0.06	< -30.7	-26.97 ± 0.08	-29.83 ± 0.09
0.5-2keV	3.02×10^{17}					
2-10keV	1.45×10^{18}					

Tabla 6. Continuación.



Banda	Frecuencia	1340+569	1353+564	1535+547
FIRST	1.50×10^{09}	< -26	-25.21 ± 0.01	-25.9 ± 0.05
11cm	2.70×10^{09}	-	-	-
2.8cm	1.07×10^{10}	-	-	< -24.52
100 μ m	3.00×10^{12}	< -23.50	< -23.50	< -23.50
60 μ m	5.00×10^{12}	< -23.70	< -23.70	< -23.70
25 μ m	1.20×10^{13}	< -24.02	< -24.02	< -24.02
12 μ m	2.50×10^{13}	< -26.16	< -26.16	< -26.16
10.6 μ m	2.83×10^{13}	-	-	-24.2 ± 0.1
3.6 μ m	8.33×10^{13}	-	-	-24.48 ± 0.04
L	8.45×10^{13}	-	-	-
2.2 μ m	1.36×10^{14}	-	-	-
K(KPNO)	1.35×10^{14}	-	-	-24.75 ± 0.04
K	1.37×10^{14}	-	-	-
Ks	1.39×10^{14}	-25.65 ± 0.05	-25.47 ± 0.03	-
H	1.81×10^{14}	-25.57 ± 0.04	-25.55 ± 0.04	-24.92 ± 0.03
1.6 μ m	1.87×10^{14}	-	-	-
1.25 μ m	2.39×10^{14}	-	-	-
J(KPNO)	2.44×10^{14}	-	-	-25.09 ± 0.02
J	2.47×10^{14}	-25.62 ± 0.03	-25.69 ± 0.03	-
I'	3.75×10^{14}	-	-	-
R'	4.48×10^{14}	-	-	-
V	5.42×10^{14}	-	-	-
B	6.81×10^{14}	-26.18 ± 0.02	-26.18 ± 0.02	-25.47 ± 0.02
U	8.19×10^{14}	-	-	-
2675Å	1.12×10^{15}	-	-	-
1375Å	2.18×10^{15}	-	-	-
1350Å	2.22×10^{15}	-	-	-
.07-21keV	3.39×10^{16}	-	-	-
0.1-2.4keV	3.02×10^{17}	-29.63 ± 0.07	-28.95 ± 0.05	-
0.5-2keV	3.02×10^{17}	-	-	-30.8 ± 0.1
2-10keV	1.45×10^{18}	-	-	-30.7 ± 0.1

Tabla 6. Continuación.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Banda	Frecuencia	0921+525	0924+495	0933+511
FIRST	1.50×10^{09}	$4.3 \times 10^{38} \pm 1.0 \times 10^{37}$	$< 9.42 \times 10^{38}$	$< 2.08 \times 10^{38}$
11cm	2.70×10^{09}	$1.2 \times 10^{39} \pm 6.0 \times 10^{38}$		
2.8cm	1.07×10^{10}	$2.8 \times 10^{40} \pm 1.0 \times 10^{40}$		
100 μ m	3.00×10^{12}	$< 3.32 \times 10^{43}$	$< 3.77 \times 10^{44}$	$< 8.30 \times 10^{43}$
60 μ m	5.00×10^{12}	$< 8.85 \times 10^{43}$	$< 1.00 \times 10^{45}$	$< 2.21 \times 10^{44}$
25 μ m	1.20×10^{13}	$< 6.36 \times 10^{43}$	$< 7.22 \times 10^{44}$	$< 1.59 \times 10^{44}$
12 μ m	2.50×10^{13}	$< 9.54 \times 10^{43}$	$< 1.08 \times 10^{45}$	$< 2.39 \times 10^{44}$
10.6 μ m	2.83×10^{13}			
3.6 μ m	8.33×10^{13}			
L	8.45×10^{13}	$1.32 \times 10^{44} \pm 7.0 \times 10^{42}$		
2.2 μ m	1.36×10^{14}			
K(KPNO)	1.35×10^{14}			
K	1.37×10^{14}	$1.02 \times 10^{44} \pm 6.0 \times 10^{42}$		
Ks	1.39×10^{14}			
H	1.81×10^{14}	$8.9 \times 10^{43} \pm 5.0 \times 10^{42}$		
1.6 μ m	1.87×10^{14}			
1.25 μ m	2.39×10^{14}			$9.8 \times 10^{43} \pm 4.5 \times 10^{43}$
J(KPNO)	2.44×10^{14}			
J	2.47×10^{14}	$9.0 \times 10^{43} \pm 5.0 \times 10^{42}$		
I'	3.75×10^{14}			
R'	4.48×10^{14}			
V	5.42×10^{14}			
B	6.81×10^{14}	$8.7 \times 10^{43} \pm 4.0 \times 10^{42}$	$2.8 \times 10^{44} \pm 1.0 \times 10^{43}$	$9.8 \times 10^{43} \pm 5.0 \times 10^{42}$
U	8.19×10^{14}			
2675 \AA	1.12×10^{15}	$1.4 \times 10^{44} \pm 3.0 \times 10^{43}$		
1375 \AA	2.18×10^{15}	$1.4 \times 10^{44} \pm 7.0 \times 10^{43}$		
1350 \AA	2.22×10^{15}	$1.3 \times 10^{44} \pm 5.0 \times 10^{43}$		
.07-21keV	3.39×10^{16}			
0.1-2.4keV	3.02×10^{17}	$6.9 \times 10^{43} \pm 2.0 \times 10^{42}$	$< 3.81 \times 10^{42}$	$4.9 \times 10^{42} \pm 1.2 \times 10^{42}$
0.5-2keV	3.02×10^{17}			
2-10keV	1.45×10^{18}			

Tabla 7. Luminosidades en erg s^{-1} para cada objeto.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Banda	Frecuencia	0945+507	1022+519	1055+605
FIRST	1.50×10^{09}	$1.11 \times 10^{39} \pm 3.0 \times 10^{37}$	$1.5 \times 10^{38} \pm 2.0 \times 10^{37}$	$< 1.65 \times 10^{39}$
11cm	2.70×10^{09}			
2.8cm	1.07×10^{10}			
100 μ m	3.00×10^{12}	$3.2 \times 10^{44} \pm 7.0 \times 10^{43}$	$< 5.44 \times 10^{43}$	$< 6.59 \times 10^{44}$
60 μ m	5.00×10^{12}	$4.7 \times 10^{44} \pm 4.0 \times 10^{43}$	$< 1.45 \times 10^{44}$	$< 1.76 \times 10^{45}$
25 μ m	1.20×10^{13}	$4.4 \times 10^{44} \pm 5.0 \times 10^{43}$	$< 1.04 \times 10^{44}$	$< 1.26 \times 10^{45}$
12 μ m	2.50×10^{13}	$4.1 \times 10^{44} \pm 1.0 \times 10^{44}$	$< 1.57 \times 10^{44}$	$< 1.90 \times 10^{45}$
10.6 μ m	2.83×10^{13}	$2.9 \times 10^{44} \pm 5.0 \times 10^{43}$		
3.6 μ m	8.33×10^{13}	$3.1 \times 10^{44} \pm 3.0 \times 10^{43}$		
L	8.45×10^{13}		$5.9 \times 10^{43} \pm 3.0 \times 10^{42}$	
2.2 μ m	1.36×10^{14}	$2.8 \times 10^{44} \pm 2.0 \times 10^{43}$		
K(KPNO)	1.35×10^{14}			
K	1.37×10^{14}		$8.2 \times 10^{43} \pm 5.0 \times 10^{42}$	
Ks	1.39×10^{14}			
H	1.81×10^{14}		$8.2 \times 10^{43} \pm 5.0 \times 10^{42}$	
1.6 μ m	1.87×10^{14}	$2.5 \times 10^{44} \pm 2.0 \times 10^{43}$		
1.25 μ m	2.39×10^{14}	$2.4 \times 10^{44} \pm 2.0 \times 10^{43}$		
J(KPNO)	2.44×10^{14}			
J	2.47×10^{14}		$7.9 \times 10^{43} \pm 4.0 \times 10^{42}$	
I'	3.75×10^{14}		$1.08 \times 10^{44} \pm 4.0 \times 10^{42}$	
R'	4.48×10^{14}		$9.9 \times 10^{43} \pm 2.0 \times 10^{42}$	
V	5.42×10^{14}		$1.0 \times 10^{44} \pm 2.0 \times 10^{43}$	
B	6.81×10^{14}	$9.9 \times 10^{43} \pm 4.0 \times 10^{42}$	$1.21 \times 10^{44} \pm 6.0 \times 10^{42}$	$4.1 \times 10^{44} \pm 2.0 \times 10^{43}$
U	8.19×10^{14}		$9.5 \times 10^{43} \pm 2.0 \times 10^{43}$	
2675Å	1.12×10^{15}			
1375Å	2.18×10^{15}		$1.5 \times 10^{44} \pm 8.0 \times 10^{43}$	
1350Å	2.22×10^{15}			
.07-.21keV	3.39×10^{16}		$9.2 \times 10^{42} \pm 2.6 \times 10^{42}$	
0.1-2.4keV	3.02×10^{17}	$2.3 \times 10^{42} \pm 8.0 \times 10^{41}$	$9.9 \times 10^{43} \pm 4.0 \times 10^{42}$	$1.9 \times 10^{44} \pm 2.0 \times 10^{43}$
0.5-2keV	3.02×10^{17}			
2-10keV	1.45×10^{18}			

Tabla 7. Luminosidades continuación.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Banda	Frecuencia	1118+541	1136+595	1213+549A
FIRST	1.50×10^{09}	$2.3 \times 10^{39} \pm 1.0 \times 10^{38}$	$< 9.30 \times 10^{38}$	$3.6 \times 10^{39} \pm 2.0 \times 10^{38}$
11cm	2.70×10^{09}			
2.8cm	1.07×10^{10}			
100 μ m	3.00×10^{12}	$< 3.10 \times 10^{44}$	$< 3.72 \times 10^{44}$	$< 6.73 \times 10^{44}$
60 μ m	5.00×10^{12}	$< 8.26 \times 10^{44}$	$< 9.92 \times 10^{44}$	$< 1.80 \times 10^{45}$
25 μ m	1.20×10^{13}	$< 5.93 \times 10^{44}$	$< 7.13 \times 10^{44}$	$< 1.29 \times 10^{45}$
12 μ m	2.50×10^{13}	$< 8.91 \times 10^{44}$	$< 1.07 \times 10^{45}$	$< 1.94 \times 10^{45}$
10.6 μ m	2.83×10^{13}			
3.6 μ m	8.33×10^{13}			
L	8.45×10^{13}			
2.2 μ m	1.36×10^{14}			
K(KPNO)	1.35×10^{14}			
K	1.37×10^{14}			
Ks	1.39×10^{14}			$5.6 \times 10^{44} \pm 5.0 \times 10^{43}$
H	1.81×10^{14}			$5.4 \times 10^{44} \pm 5.0 \times 10^{43}$
1.6 μ m	1.87×10^{14}			
1.25 μ m	2.39×10^{14}			
J(KPNO)	2.44×10^{14}			
J	2.47×10^{14}			$5.0 \times 10^{44} \pm 5.0 \times 10^{43}$
I'	3.75×10^{14}			
R'	4.48×10^{14}			
V	5.42×10^{14}			
B	6.81×10^{14}	$4.0 \times 10^{44} \pm 2.0 \times 10^{43}$	$2.7 \times 10^{44} \pm 1.0 \times 10^{43}$	$5.4 \times 10^{44} \pm 2.0 \times 10^{43}$
U	8.19×10^{14}			
2675Å	1.12×10^{15}			
1375Å	2.18×10^{15}			
1350Å	2.22×10^{15}			
.07-.21keV	3.39×10^{16}			
0.1-2.4keV	3.02×10^{17}	$7.7 \times 10^{43} \pm 1.0 \times 10^{43}$	$< 3.76 \times 10^{42}$	$7.3 \times 10^{43} \pm 1.0 \times 10^{43}$
0.5-2keV	3.02×10^{17}			
2-10keV	1.45×10^{18}			

Tabla 7. Luminosidades continuación.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Banda	Frecuencia	1258+569	1340+569	1353+564	1535+547
FIRST	1.50×10^{09}	$< 3.57 \times 10^{38}$	$< 1.05 \times 10^{38}$	$6.6 \times 10^{39} \pm 2.0 \times 10^{38}$	$1.3 \times 10^{38} \pm 2.0 \times 10^{37}$
11cm	2.70×10^{09}				
2.8cm	1.07×10^{10}				$< 2.25 \times 10^{40}$
100 μ m	3.00×10^{12}	$< 1.43 \times 10^{44}$	$< 4.19 \times 10^{43}$	$< 4.33 \times 10^{44}$	$< 4.21 \times 10^{43}$
60 μ m	5.00×10^{12}	$< 3.80 \times 10^{44}$	$< 1.12 \times 10^{44}$	$< 1.15 \times 10^{45}$	$< 1.12 \times 10^{44}$
25 μ m	1.20×10^{13}	$< 2.73 \times 10^{44}$	$< 8.03 \times 10^{43}$	$< 8.30 \times 10^{44}$	$< 8.07 \times 10^{43}$
12 μ m	2.50×10^{13}	$< 4.10 \times 10^{44}$	$< 1.21 \times 10^{44}$	$< 1.25 \times 10^{45}$	$< 1.21 \times 10^{44}$
10.6 μ m	2.83×10^{13}				$1.2 \times 10^{44} \pm 3.0 \times 10^{43}$
3.6 μ m	8.33×10^{13}				$1.9 \times 10^{44} \pm 2.0 \times 10^{43}$
L	8.45×10^{13}				
2.2 μ m	1.36×10^{14}				
K(KPNO)	1.35×10^{14}				$1.7 \times 10^{44} \pm 2.0 \times 10^{43}$
K	1.37×10^{14}				
Ks	1.39×10^{14}	$1.2 \times 10^{43} \pm 1.0 \times 10^{42}$	$2.2 \times 10^{43} \pm 2.0 \times 10^{42}$	$3.4 \times 10^{44} \pm 3.0 \times 10^{43}$	
H	1.81×10^{14}	$1.4 \times 10^{43} \pm 2.0 \times 10^{42}$	$3.4 \times 10^{43} \pm 3.0 \times 10^{42}$	$3.7 \times 10^{44} \pm 3.0 \times 10^{43}$	$1.5 \times 10^{44} \pm 1.0 \times 10^{43}$
1.6 μ m	1.87×10^{14}				
1.25 μ m	2.39×10^{14}				
J(KPNO)	2.44×10^{14}				$1.40 \times 10^{44} \pm 7.0 \times 10^{42}$
J	2.47×10^{14}	$2.3 \times 10^{43} \pm 2.0 \times 10^{42}$	$4.1 \times 10^{43} \pm 3.0 \times 10^{42}$	$3.7 \times 10^{44} \pm 3.0 \times 10^{43}$	
J'	3.75×10^{14}				
R'	4.48×10^{14}				
V	5.42×10^{14}				
B	6.81×10^{14}	$1.1 \times 10^{44} \pm 5.0 \times 10^{42}$	$3.2 \times 10^{43} \pm 1.0 \times 10^{42}$	$3.2 \times 10^{44} \pm 1.0 \times 10^{43}$	$1.63 \times 10^{44} \pm 8.0 \times 10^{42}$
U	8.19×10^{14}				
2675Å	1.12×10^{15}				
1375Å	2.18×10^{15}				
1350Å	2.22×10^{15}				
.07-.21keV	3.39×10^{16}				
0.1-2.4keV	3.02×10^{17}	$1.1 \times 10^{43} \pm 2.0 \times 10^{42}$	$5.0 \times 10^{42} \pm 8.0 \times 10^{41}$	$2.4 \times 10^{44} \pm 3.0 \times 10^{43}$	$< 4.10 \times 10^{44}$
0.5-2keV	3.02×10^{17}				$3.5 \times 10^{41} \pm 8.0 \times 10^{40}$
2-10keV	1.45×10^{18}				$2.2 \times 10^{42} \pm 5.0 \times 10^{41}$

Tabla 7. Luminosidades continuación.

1986
FALLA DE ORIGEN

Banda	Frecuencia	0921+525	0924+549	0933+511	0945+507	1022+519	1055+605
FIRST	1.50×10^{09}	FIRST	FIRST	FIRST	FIRST	FIRST	FIRST
1 cm	2.70×10^{09}	Falcke 1996					
2.8 cm	1.07×10^{10}	Israel 1988					
100 μ m	3.00×10^{12}	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS
60 μ m	5.00×10^{12}	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS
25 μ m	1.20×10^{13}	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS
12 μ m	2.50×10^{13}	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS
10.6 μ m	2.83×10^{13}				Rieke 1978		
3.6 μ m	8.33×10^{13}				Rieke 1978		
L	8.45×10^{13}	Zitelli et al. 1993				Zitelli et al. 1993	
2.2 μ m	1.36×10^{14}				Rieke 1978		
K(KPNO)	1.35×10^{14}						
K	1.37×10^{14}	NED				Zitelli et al. 1993	
Ks	1.39×10^{14}						
H	1.81×10^{14}	NED				Zitelli et al. 1993	
1.6 μ m	1.87×10^{14}				Rieke 1978		
1.25 μ m	2.39×10^{14}				Rieke 1978		
J(KPNO)	2.44×10^{14}	NED					
J	2.47×10^{14}					Zitelli et al. 1993	
I'	3.75×10^{14}					NED	
R'	4.48×10^{14}					NED	
V	5.42×10^{14}					NED	
B	6.81×10^{14}	SBS	SBS	SBS	SBS	SBS	SBS
U	8.19×10^{14}					NED	
2675 Å	1.12×10^{15}	Walter & Finck 1993					
1375 Å	2.18×10^{15}	Walter & Finck 1993				Walter & Finck 1993	
1350 Å	2.22×10^{15}						
.07-21 keV	3.39×10^{16}					Fruscione 1996	
0.1-2.4 keV	3.02×10^{17}	ROSAT	ROSAT	ROSAT	ROSAT-FSC	ROSAT	ROSAT
0.5-2 keV	3.02×10^{17}						
2-10 keV	1.45×10^{18}						

Tabla 8. Referencias para los valores que aparecen en las tablas 6 y 7.

TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

Banda	Frecuencia	1118+541	1136+595	1213+549A	1258+569	1340+569	1353+564	1535+547
FIRST	1.50×10^{09}	FIRST	FIRST	FIRST	FIRST	FIRST	FIRST	FIRST
11cm	2.70×10^{09}							
2.8cm	1.07×10^{10}							Israel 1988
100 μ m	3.00×10^{12}	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS
60 μ m	5.00×10^{12}	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS
25 μ m	1.20×10^{13}	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS
12 μ m	2.50×10^{13}	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS	IRAS
10.6 μ m	2.83×10^{13}							Rieke 1978
3.6 μ m	8.33×10^{13}							Rieke 1978
L	8.45×10^{13}							
2.2 μ m	1.36×10^{14}							
K(KPNO)	1.35×10^{14}							NED
K	1.37×10^{14}							
Ks	1.39×10^{14}			2MASS	2MASS	2MASS	2MASS	
H	1.81×10^{14}			2MASS	2MASS	2MASS	2MASS	NED
1.6 μ m	1.87×10^{14}							
1.25 μ m	2.39×10^{14}							
J(KPNO)	2.44×10^{14}							NED
J	2.47×10^{14}			2MASS	2MASS	2MASS	2MASS	
I'	3.75×10^{14}							
R'	4.48×10^{14}							
V	5.42×10^{14}							
B	6.81×10^{14}	SBS	SBS	SBS	SBS	SBS	SBS	SBS
U	8.19×10^{14}							
2675Å	1.12×10^{15}							
1375Å	2.18×10^{15}							
1350Å	2.22×10^{15}							
.07-.21keV	3.39×10^{16}							
0.1-2.4keV	3.02×10^{17}	ROSAT	ROSAT	ROSAT	ROSAT	ROSAT	ROSAT	
0.5-2keV	3.02×10^{17}							Gallagher 2001
2-10keV	1.45×10^{18}							Gallagher 2001

Tabla.8. Continuación.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Banda	Frecuencia	Luminosidad promedio	σ
FIRST	1.50×10^{09}	$< 1.43 \times 10^{39}$	-
100 μ m	3.00×10^{12}	$< 1.03 \times 10^{44}$	-
60 μ m	5.00×10^{12}	$< 2.18 \times 10^{44}$	-
25 μ m	1.20×10^{13}	$< 1.71 \times 10^{44}$	-
12 μ m	2.50×10^{13}	$< 2.21 \times 10^{44}$	-
10.6 μ m	2.83×10^{13}	2.0×10^{44}	1.2×10^{44}
3.6 μ m	8.33×10^{13}	2.5×10^{44}	8.1×10^{43}
L	8.45×10^{13}	9.6×10^{43}	5.2×10^{43}
K	1.37×10^{14}	9.2×10^{43}	1.4×10^{43}
Ks	1.39×10^{14}	2.3×10^{44}	2.6×10^{44}
H	1.81×10^{14}	1.8×10^{44}	2.0×10^{44}
1.25 μ m	2.39×10^{14}	1.7×10^{44}	9.7×10^{43}
J	2.47×10^{14}	1.8×10^{44}	2.0×10^{44}
B	6.81×10^{14}	2.3×10^{44}	1.6×10^{44}
1375 \AA	2.18×10^{15}	1.5×10^{44}	6.8×10^{42}
0.1-2.4keV	3.02×10^{17}	7.1×10^{43}	6.6×10^{43}

Tabla 9. Luminosidades promedio obtenidas a partir de los valores presentados en la tabla 7.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



CAP. III ANÁLISIS Y DISCUSIÓN

3.1. CÁLCULO DE LUMINOSIDADES

A lo largo de este capítulo se utilizarán las unidades **cgs** (tanto en flujos como en luminosidades). Si bien es cierto que las unidades difieren según la fuente consultada, el sistema **cgs** es el más común en la literatura.

Si F_ν es el flujo por unidad de frecuencia de una fuente luminosa a una distancia d_L , entonces la luminosidad L_ν de la misma estará dada por la expresión:

$$L_\nu = 4\pi d_L^2(z) F_\nu \quad 3.1$$

donde

$$d_L(z) = \left(\frac{c}{H_0} \right) \left(z \left(1 + \frac{z}{2} \right) \right) \quad 3.2$$

es la "distancia de luminosidad" para un modelo de universo en el que el parámetro de desaceleración $q_0=0$. En esta ecuación, c es la velocidad de la luz y H_0 la constante de Hubble. Para $H_0=50 \text{ Km} \cdot \text{s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ la ecuación 3.1 se transforma en

$$L_\nu = (4.29 \times 10^{57}) \left(z \left(1 + \frac{z}{2} \right) \right)^2 F_\nu \quad 3.3$$

La ecuación 3.3 proporciona la luminosidad específica de una fuente que tiene un corrimiento al rojo z y un flujo $[F_\nu] = \text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

3.2. RADIO Y LEJANO INFRARROJO

Los flujos en radio (en las banda FIRST, 11cm, 2.8cm) así como los de las bandas del lejano infrarrojo (IRAS) se encuentran reportados en J_ν ($1J_\nu = 10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$) por lo que la obtención de F_ν y L_ν es inmediata.

3.3. INFRARROJO Y ÓPTICO

En estas dos regiones del espectro electromagnético, en ocasiones se encuentran reportadas en la literatura las magnitudes aparentes y no los flujos. La magnitud aparente de un objeto se define como

$$m = -2.5 \log \frac{F_\nu}{F_\nu(0)} \quad 3.4$$

donde F_ν es el flujo del objeto corregido por efectos atmosféricos y de $F_\nu(0)$ es el flujo de una estrella con $m = 0$. Así,

$$F_\nu = 10^{-0.4 m + \log F_\nu(0)} \quad 3.5$$

Símbolo	$F_\nu(0)^A$	$\lambda_0[\mu\text{m}]$	$\nu_0[\text{Hz}]^B$
L	2.76	3.547	0.845
K	6.55	2.179	1.37
K _s	6.67	2.157	1.39
H	10.5	1.654	1.81
J	16.3	1.215	2.47
V	37.8	0.550	5.42
B	41.3	0.440	6.81
U	18.2	0.360	8.19

Tabla 10. Flujos estándares para una estrella de tipo espectral AO V con magnitud $V = 0$. A: en $\text{egs s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ y B: 10^{14} (Schmidth-Kaler 1982; Cohen M. et al. 1992)

Las constantes $F_\nu(0)$ para las bandas del espectro en las que fue necesario realizar la transformación de magnitud a flujo aparecen en la tabla 10. En otras bandas, como $10.6\mu\text{m}$,

TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

3.6 μm , 2.2 μm , K(KPNO), 1.6 μm , 12.5 μm , J(KPNO), I' y R' los, flujos se encontraban reportados en Jy.

3.4. ULTRAVIOLETA Y RAYOS X

Los datos en UV, UV-extremo y rayos X fuertes generalmente son flujos integrados a toda la banda ($[F]=\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$), no flujos por unidad de frecuencia. En las referencias de donde fueron tomados estos flujos aparece el ancho de banda asociado, lo cual permite calcular fácilmente F_ν . Por ejemplo, para la banda ROSAT el flujo por unidad de frecuencia queda determinado por:

$$F_\nu = (1.798 \times 10^{-18}) F \quad 3.6$$

Los flujos en 0.1-2.4 keV requieren un poco de análisis, ya que el catálogo de correlación (Voges et al. 1999) aun cuando presenta las cuentas y sus errores, no reporta ningún error en los flujos. Se estimó el error asociado a los flujos (ver figura 5 y tabla 4) ajustando regresión lineal entre F y *cuentas por segundo*. Se encontró la siguiente relación

$$F = (1.23 \pm 0.03) \times 10^{-11} \text{ Cuentas} \quad 3.7$$

Así, el error en flujo se obtiene a partir del error en cuentas

$$\delta F = (1.23 \times 10^{-11}) \delta \text{Cuentas} \quad 3.8$$

Se sabe que la transformación de cuentas a flujo no es una relación lineal (Voges et al. 1999; Boller et al. 1992) ya que la ecuación involucra una función que es dependiente del índice fotónico Γ y de la densidad columnal N_H . Como ya se dijo en la sección 2.3, el catálogo de correlación utiliza un valor fijo de Γ y las densidades reportadas por Stark et al. (1992). A partir de la ascensión recta y la declinación (Ver tabla 3) de los objetos de la muestra, es posible determinar la latitud galáctica asociada a cada uno de ellos. Estos se encuentran entre $b \in (44^\circ 55' 19'', 49^\circ 28' 25'')$; dentro de este intervalo de latitud, la densidad columnal de hidrógeno neutro no varía más del 24% (Ver Zombeck 1992). Considerando que, N_H es casi constante en la región donde se encuentran nuestros objetos y puesto que Γ es constante, la relación entre las cuentas y el flujo deberá ser aproximadamente lineal.

Los flujos correspondientes a las únicas dos fuentes no detectadas por ROSAT (SBS 0924+495 y SBS 1136+595), así como el flujo de SBS 0945+507, el cual es un objeto del FSC, se obtuvieron a partir de

$$F(0.1 - 2.4 \text{ keV}) = \frac{\text{Cuentas}}{\text{ECF}(N_H, \Gamma)} \cdot 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad 3.9$$

(Ver Boller et al., 1992). Con los datos de la tabla 4 calculamos un "Factor de Conversión de Energía" (ECF) promedio. Este factor resultó ser $\langle \text{ECF} \rangle = 0.89$. Se introdujo este valor a la ecuación 3.9 y se transformaron las Cuentas del límite de detección de ROSAT (1×10^{-2} cuentas por segundo) y las Cuentas de SBS 0945+507 (2.8×10^{-2} cuentas por segundo) a flujos integrados sobre la banda de los rayos X suaves. La justificación de utilizar $\langle \text{ECF} \rangle = 0.89$ es nuevamente que N_H es constante en la región donde se encuentran los objetos de estudio.

A partir de los valores de F es posible encontrar el flujo monocromático $F_{2\text{keV}}$ si se asume una ley de potencias (Ver Schmidt & Green 1986) de la forma

$$F_{2\text{keV}}(E) \propto \nu^{-\alpha_x} \quad 3.10$$

Con ν la frecuencia y α_x el índice espectral. Esta relación se puede poner en términos de la energía ($E = h\nu$) de los fotones

$$F_{2\text{keV}}(E) \propto E^{-\alpha_x} \quad 3.11$$

Y como se cumple que

$$F(0.1 - 2.4 \text{ keV}) \propto \int_{E_1}^{E_2} E^{-\alpha_x} dE \quad 3.12$$

es fácil demostrar que el flujo monocromático cuando $\alpha_x \neq 1$ y $[E] = \text{keV}$ estará dado por:

$$F_{2\text{keV}} = (4.14 \times 10^{-18}) (1 - \alpha_x) 2^{-\alpha_x} \frac{F}{E_2^{1-\alpha_x} - E_1^{1-\alpha_x}} \quad 3.13$$

Tomando $\alpha_x = 0.5$ la expresión 3.13 se transforma en

$$F_{2keV} (0.1 - 2.4 keV) = 1.187 \times 10^{-18} F$$

$$F_{2keV} (0.5 - 2.0 keV) = 2.070 \times 10^{-18} F$$

3.14

Se tienen dos transformaciones porque una corresponde a los datos de ROSAT y la otra es para la banda en la que se encuentran reportados los datos para Mrk 486 (Ver Gallagher et al. 2001).

Se sabe que generalmente el espectro en rayos X de las NLS1 es más pronunciado (una α_x mayor) que el de las Sy1 (Boller et al. 1996; Leighly 1999b, Laor et al. 1994, cf. Williams et al. 2002). Nosotros extrapolamos la ley de potencias del óptico, la cual tiene un índice espectral $\alpha = 0.5$ (Richstone & Schmidt 1980), hasta la región de los rayos X suaves. Es decir, hicimos $\alpha_x = 0.5$. La justificación de esto descansa en el hecho de que no podemos calcular el valor del índice espectral para cada objeto de la muestra y en la literatura tampoco se encuentran reportados. Los índices α_x para las NLS1 presentan una enorme dispersión: (0.3-3.8) en la muestra de Boller et al. (1996), (0.68-3.5) en la de Leighly (1999b). Dado que el índice espectral α_x puede ser dependiente de la selección de la muestra (Ver Stepanian et al. 2003), el utilizar $\alpha_x = 0.5$, un valor que se conoce muy bien en los NAG en la región del óptico, en vez de tomar un promedio de los α_x reportados en la literatura, parece ser correcto. De otra manera, en lugar de cuantificar la razón entre flujos (lo cual haremos a continuación) en base a un parámetro físico que se conoce con precisión, estaríamos sobrestimando los resultados bajo el supuesto de que todas las NLS1 son fuertes emisoras en rayos X.

3.5. EL ÍNDICE ESPECTRAL α_{ox}

La cantidad de energía en el UV y en los rayos X se expresa en ocasiones en términos de un índice asociado a una ley de potencias que une a estas bandas. Esta ley de potencias no es un ajuste real a la SED del objeto, sino una manera de cuantificar el flujo entre el UV y los rayos X. Se define el índice espectral α_{ox} (Ver Laor et al. 1994) entre los 3000Å y los 2keV como

$$\alpha_{ox} = \frac{\log \left(\frac{F_{2keV}}{F_{3000\text{\AA}}} \right)}{\log \left(\frac{\nu(2keV)}{\nu(3000\text{\AA})} \right)}$$

$$= 0.372 \left[\log F_{3000\text{\AA}} - \log F_{2keV} \right]$$

3.15

Donde F_{2kev} y $F_{3000\text{\AA}}$ son los flujos monocromáticos por unidad de frecuencia, a 2keV y 3000Å respectivamente, en el sistema de referencia de la fuente. Un valor grande de α_{ox} indica una emisión débil en rayos X. El valor medio típico que se encuentra en los NAG radio callados es de $\alpha_{ox} \approx 1.48$ (Laor et al. 1997) en un rango de 1.3 a 1.7 (Brandt, Laor & Wills 2000).¹

F_{2kev} está dado por la expresión 3.14 y $F_{3000\text{\AA}}$ se calcula siguiendo el razonamiento de Schmidt & Green (1983). De la ecuación 3.10, aplicada a la región del óptico, se tiene que

$$\log F_{4400\text{\AA}} = \log F_{\nu}(\lambda) + \alpha \log \left(\frac{4400\text{\AA}}{\lambda} \right) \quad 3.16$$

Donde α es el índice espectral en el óptico. De las ecuaciones 3.16, 3.4 y el valor de $F_{\nu}(4400\text{\AA})$ que aparece en la tabla 10,

$$B = -2.5 \log F_{\nu}(\lambda) - 2.5\alpha \log \left(\frac{4400\text{\AA}}{\lambda} \right) - 48.46 \quad 3.17$$

Si tomamos $\alpha=0.5$ y $\lambda=3,000\text{\AA}$ la ecuación 3.17 se transforma en

$$F_{3000\text{\AA}} = 10^{0.4|-0.208-B-48.46|} \quad 3.18$$

Esta última expresión permite estimar el flujo monocromático a 3000Å a partir de las magnitudes en B. En la tabla 5 se muestran los índices α_{ox} y su error asociado para todos los objetos de la muestra. Se encontró un $\langle \alpha_{ox} \rangle = 1.35$ y una dispersión en los valores de $1.05 \leq \alpha_{ox} \leq 2.00$. Brandt et al. (2000) reporta también valores de α_{ox} para SBS 0921+525 (1.41), SBS 1022+519 (1.34) y SBS 1535+547 (2.45); el índice difiere considerablemente de los encontrados en este trabajo. Los valores reportados por Brandt et al. no son confiables, ya que para determinar el flujo monocromático F_{2kev} se basan en un índice α_x determinado a partir de la correlación entre dicho índice y el ancho de la línea H β (Laor et al. 1997). El trabajo de Leighly (1999b) muestra que dicha correlación no es significativa en su muestra de NLS1.

¹ Otros autores (Tananbaum et al. 1979) definen α_{ox} como la pendiente de la ley de potencias entre las densidades de flujo a 2500Å y 2keV.

En el artículo de Gallagher et al. (2001) se reporta $\alpha_{ox} = 2.03$ para SBS 1535+547, valor que coincide con el de $\alpha_{ox} = 2.00$ obtenido en este trabajo. Este valor confirma, al menos para este objeto, la extrapolación del índice espectral en el óptico a altas energías. Para determinar qué tanto pudo haber influido en nuestros resultados el tomar $\alpha_x = 0.5$, se realizaron los mismos cálculos pero tomando $\alpha_x = 1.0$. Los valores de α_{ox} determinados de esta otra manera mostraron una diferencia menor al 10%. Entonces, aun cuando los objetos de nuestra muestra presentan una gran dispersión en los flujos de rayos X (ver figura 7), asociada a la dispersión en los índices α_x , las diferencias no influyen de manera significativa en los cálculos de α_{ox} , para $\alpha_x < 1$. Los valores α_{ox} obtenidos en esta muestra de NLS1 señalan que algunos de estos objetos son fuentes débiles en rayos X.

3.6 LA RELACIÓN ENTRE LA LUMINOSIDAD EN X Y LA LUMINOSIDAD EN B

Los primeros estudios de grandes muestras de cuásares mostraron que existe una correlación entre los flujos en rayos X y en el óptico (Zamorani et al. 1981), lo cual es indicativo de una relación entre las luminosidades en dichas bandas. Otros investigadores (Kriss & Canizares 1985; Avni & Tananbaum 1986; Della Ceca et al. 1992; Boller et al. 1992; Boyle et al. 1993; Wilkes et al. 1994) encontraron una relación no lineal entre las luminosidades en rayos X y en el óptico de la forma:

$$L_x \propto L_o^a \quad 3.19$$

con $a < 2$. Sin embargo La Franca et al. (1995) han argumentado que los reportes de relaciones no lineales ($a \neq 1$) son debidos a que se desprecia la influencia de los errores fotométricos.

Si el continuo en las regiones del óptico y rayos X tienen la forma de una ley de potencias:

$$L_x = A \nu_x^{-\alpha_x} \quad 3.20$$

$$L_B = B \nu_B^{-\alpha_B}$$

donde $[L_x] = [L_B] = \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$, A y B son constantes, α_x y α_B son los índices espectrales en cada región particular del espectro; entonces se tiene que:

$$\log L_x = \log L_B + \log \left(\frac{A}{B} \right) - \log \left(\frac{\nu_x^{\alpha_x}}{\nu_B^{\alpha_B}} \right) \quad 3.21$$



Si todos los espectros de los cuásares tienen el mismo índice espectral y las mismas constantes A y B , entonces la gráfica $\log L_x$ vs. $\log L_B$ produciría una línea recta de pendiente uno. Dado que en las muestras los valores A , B , α_x y α_B cambian para cada objeto, la gráfica mostrará una gran dispersión y, por consiguiente, no necesariamente se obtendrá una relación lineal entre ambas variables.

En la figura 6 se muestra la gráfica $\log L_x$ vs. $\log L_B$ para todos los objetos de la muestra. SBS 1535+547 (Mrk 486), SBS 0924+495 y SBS 1136+595 se excluyeron del análisis. El primero porque es un objeto que presenta gran absorción en rayos X (Ver sección 3.7) y los dos últimos por estar por debajo del límite de detección de ROSAT. Al realizar un ajuste lineal a los datos graficados en la figura 6 se obtuvo el siguiente resultado

$$\begin{aligned} \log L_x &= (1.3 \pm 0.5) \log L_B - (12 \pm 14) & 3.22 \\ R &= 0.7 \\ P &= 0.02 \end{aligned}$$

El parámetro P provee el nivel de significación (en este caso la probabilidad de obtener una correlación como la encontrada, o mayor, a partir de dos variables no correlacionadas). El valor pequeño de P nos permite aceptar la hipótesis de que las dos luminosidades están correlacionadas. Como se dijo antes, el hecho de que las constantes A y B y los índices espectrales pueden variar de objeto a objeto, ya no asegura la relación lineal expresada por las ecuaciones 3.20 y 3.21. Ahora bien, dado que la muestra está constituida de NLS1, los valores que estos parámetros pueden tomar están restringidos a intervalos más o menos acotados. P refleja este hecho haciendo evidente la existencia de una correlación entre L_x y L_B ; correlación que para nuestra muestra ($R = 0.7$) es bastante significativa.

La ecuación 3.22 coincide con la pendiente reportada por Bollert et al. (1992) $\log L_x = -20.68 + 1.59 \log L_B$ para una muestra de galaxias Seyfert detectadas por IRAS y correlacionadas con el RASS.

3.7. LA DISTRIBUCIÓN ESPECTRAL DE ENERGÍA

En las figuras 7 y 8 se muestran las SED en $\log F_\nu$ vs. $\log \nu$ para los valores de la tabla 6. La primera exhibe las distribuciones individuales para cada uno de los objetos en la muestra y la segunda una composición de ellas. Como se aprecia en la figura 8, todos los objetos son radio callados, con una emisión inferior a los 10^{-24} erg s⁻¹ cm⁻² Hz⁻¹ en cualquier región del radio. En la región del lejano infrarrojo, sólo SBS 0945+507 es una fuente IRAS (ver sección 2.4). La tendencia de los datos en el óptico y en el infrarrojo cercano de las fuentes no IRAS parecen confirmar que la emisión en IR lejano es escasa. La única excepción

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

podría ser SBS 1535+547, donde la presencia de un dato en $10.6\mu\text{m}$ sugiere que dicho objeto debería haber sido detectado por IRAS. El hecho de que no haya sido detectado puede deberse a variabilidad en el lejano IR. Se cree que la emisión del continuo en esta región del espectro está asociada a emisión térmica de polvo, que es calentada por el continuo Op-UV. Dado que no se conocen estudios de variabilidad en el óptico para los objetos de la muestra, no es posible ir más allá de una simple especulación.

En los objetos como SBS 0921+525 y SBS 1022+519, para los cuales el número de datos fotométricos reportados en la literatura es extenso, su SED permite observar un aumento en el índice espectral en la región del óptico asociado al BBB. De igual manera, es posible distinguir un mínimo relativo alrededor de los 3×10^{14} Hz que separa las emisiones del infrarrojo y del óptico.

Otro punto importante de la SED es la enorme dispersión que se observa en la banda de los rayos X suaves (~ 3 órdenes de magnitud). Esta dispersión no puede ser asociada a variabilidad de 2 órdenes de magnitud (ver sección 1.3.1), pues las NLS1 generalmente muestran variabilidades en un factor de 2-3 (Boller et al. 1996; Forster & Halpern 1996; Molthagen et al. 1998; Vaughan et al. 1999b). Cuando los datos en rayos X se conectan con los datos en B, la pendiente entre estas dos regiones (asociada a α_{ox}) tiene también una gran dispersión. Esto muestra, que entre objeto y objeto, la luminosidades en X varían mucho más que la luminosidades en el óptico.

Al describir los espectros de los NAG usualmente se usa νF_ν , en lugar de F_ν , ya que νF_ν es una medida de la energía total emitida alrededor de la frecuencia ν (Ver Kembhavi & Narlikar 1999; Woltjer et al. 1990). Si $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ entonces para $-1 < \alpha < 1$ νF_ν es la energía contenida en un intervalo $\Delta \log \nu = 0.4$ centrado en ν con un 9% de error. Esto mismo se aplica para una relación νL_ν , vs. ν . Se prefirió esta última representación para la SED ya que el flujo F_ν es una función de la distancia a la que se encuentra la fuente; νL_ν caracteriza de manera física al objeto, ya que proporciona la energía por unidad de tiempo (potencia) con la que éste emite.

En la figura 9 se muestra la SED para las NLS1 de la muestra obtenida a partir de las luminosidades monocromáticas νL_ν que aparecen en la tabla 7. Los límites superiores en la región del infrarrojo lejano (IRAS) y del radio (FIRST) también aparecen graficados. La Fig. 9 permite estimar algunas de las características de las distribuciones espectrales de energía.

En la banda del FIRST, se observa como algunos límites superiores aparecen mezclados con las luminosidades medidas para las fuentes detectadas en radio. Esto ocurre porque aun cuando el límite de detección es 1mJy , hay fuentes que tienen luminosidades mayores que no son detectadas debido a la distancia a la que se encuentran. Los límites superiores en IRAS para objetos con $z \geq 0.1$ no han sido graficados, ya que dichos objetos pueden no haber sido detectados debido a las limitaciones del flujo en la exploración de IRAS (Ver figura 5 de Saunders et al. (2000)). Los objetos que no se han tenido en cuenta en la región del lejano infrarrojo son: SBS 1118+541 ($z = 0.1043$), SBS 1213+549A ($z = 0.1505$), SBS 1353+564 ($z = 0.1223$) y SBS 1055+605 ($z = 0.149$).

En la figura 9 se puede nota con claridad que la región de los rayos X suaves se conecta a la región del óptico de manera diferente para cada NLS1. El caso más extremo es SBS 0945+507 ($z = 0.055$), el cual presenta una gran luminosidad en el óptico ($L_B \sim (1.63 \pm 0.076) \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$) pero es la fuente menos luminosa en rayos X suaves ($L_X \sim (3.46 \pm 0.76) \text{ erg s}^{-1}$).

A partir de los valores de las luminosidades monocromáticas se construyó la SED promedio que aparece en la figura 10. Cuando en una banda hay varias medidas, se representa su promedio. La barra de error en estos puntos es la desviación estándar asociada. Donde no fue posible sacar un promedio, se graficó el único dato disponible con su error asociado (ver tabla 9).

Las regiones FIRST, IRAS y rayos X suaves se trataron de manera diferente. En las dos primeras se obtuvo un promedio considerando los límites superiores como datos válidos pero no se les asignaron desviaciones estándares. Los 5 valores obtenidos se tomaron como los "límites superiores promedio". Como los rayos X suaves muestran una gran dispersión, algunos valores se separan considerablemente de la media dando origen a una desviación estándar que es del orden de dicha media. Considerando esto como una mala estimación de la dispersión, se optó por tomar la mediana de la distribución ($L = 7.1 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$) en esta región espectral y asociar una barra de error de ± 3 deciles ($6.6 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$). Además, los límites superiores en rayos X y en 2.8 cm en la región del radio, así como el único dato en ultravioleta extremo, fueron dejados fuera de este análisis. También se eliminaron los datos en rayos X suaves y duros de Mrk 486, pues se cree que este objeto presenta gran absorción (Gallagher et al. 2001).

En la figura 11.a. se muestra la SED promedio construida por Elvis (1994) de una muestra de 47 cuásares y en la figura 3 la de Sanders et al. (1989) de 109 cuásares brillantes. Es posible hacer una descripción más o menos general de la forma de la distribución de energía. El continuo desde el lejano infrarrojo hasta los rayos X suaves puede ser descrito por un modelo consistente en dos picos anchos: uno en el infrarrojo entre $2\mu\text{m}$ y 1mm ($10^{11.5} - 10^{14.2} \text{ Hz}$), y el BBB entre los 10nm y las $0.3\mu\text{m}$ ($10^{15.5} - 10^{17} \text{ Hz}$). Una importante fracción de la luminosidad bolométrica se emite en la región del infrarrojo, la mayor parte de la luminosidad se emite en la BBB.

La figura 11.b muestra la SED promedio obtenida por Schmitt et al. (1997) a partir de 15 Sy2. La SED de las Sy2 presenta una ligera variante respecto a la SED de las NLS1 estudiadas en este trabajo (Fig. 10). Las Sy2 presentan un máximo en el flujo correspondiente a las bandas del infrarrojo mediano y lejano; mucha de esta emisión es probablemente debida a la re-radiación de la emisión nuclear por un toro que rodea al núcleo (Storchi-Bergmann et al. 1992). El pico infrarrojo en las Sy2 es más pronunciado que el BBB. Para las Sy1, la SED es similar a la de los cuásares radio callados (por ejemplo Alloin et al. 1995).

Los resultados de este trabajo concuerdan parcialmente con los trabajos de otros autores. Las NLS1 son objetos luminosos en rayos X y con espectros muy pronunciados (Boller et

al. 1996). Se caracterizan por ser objetos radio callados con fuentes radio compactas. Sin embargo, los resultados en el IR son diferentes a los de Halpern & Oke (1987), Moran et al. (1996) y Lipari (1994), en los que se señala a las NLS1 como luminosas en esta región. En la figura 11.c se muestra la SED de Ton S180 construida por Turner et al. 2002. Esta NLS1 cumple con las características antes mencionadas a excepción de no tener un espectro pronunciado en rayos X.

La primera cosa evidente en la SED promedio de nuestra muestra de NLS1 (Fig.10), es que los objetos de nuestra muestra no son, en general, LIG o ULIG, en contraste con los trabajos de otros investigadores (Halpern & Oke 1987; Boller et al. 1992; Moran et al. 1996). En el artículo de Boller et al. (1992) se reporta una correlación que parecen cumplir las galaxias Seyfert: $\log L_x = -29.95 + 1.65 \log L_{IR}$. Si tomamos el intervalo de luminosidades en rayos X de nuestra muestra ($2 \times 10^{42} - 2 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$) algunos de estos objetos tendrían que haber sido detectados por IRAS. Dado que este no es el caso, dicha correlación parece no existir, o dicho de otra manera, existen NLS1 con gran emisión en rayos X pero que son débiles en el IR.

Como se señaló en la sección 3.5, el hecho de seleccionar y estudiar muestras que son brillantes en rayos X induce a concluir que todas las NLS1 tienen espectros pronunciados en rayos X. Algo análogo sucede en la región del infrarrojo lejano. Moran et al. (1996) clasificó espectroscópicamente las fuentes del catálogo de Boller et al. (1992). Encontró que las NLS1 tenían luminosidades entre $1 \times 10^{42} - 2 \times 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ en los rayos X, y luminosidades en IRAS de $10^{44} - 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$, concluyendo que estos NAG eran fuentes muy luminosas en ambas bandas. Esta conclusión queda comprometida con los resultados obtenidos con nuestra muestra. Las discrepancias parecen ser producto de efectos de selección.

3.8. LA SED Y LOS MODELOS PARA NLS1

El modelo de Ross & Fabian (1993) identifica las NLS1 con Sy1 con agujeros negros de menor masa ($M \sim 10^6 M_\odot$). Ello explica la escasa anchura de las líneas en el óptico, pero no puede explicar los anchos de $\sim 5000 \text{ km s}^{-1}$ en el UV de las líneas Ly α y CIV $\lambda 1549$ (UV), que son comparables a los de las Sy1 (Rodríguez-Pascual et al. 1997). Para explicar las anchuras de las líneas se necesitaría un escenario donde el continuo en las NLS1 ionice un gas a altas velocidades, el cual emitiría líneas anchas observables en el UV, mientras las líneas anchas en el óptico permanecerían ocultas. Sin embargo, en la figura 10 se puede observar que, en alguna región entre el extremo ultravioleta y los rayos X suaves, se encuentra el pico de la SED para las NLS1. Lo cual coincide con el resultado de Turner et al. (2002) y es consistente con los modelos de altas tasas de acreción.

Según el modelo unificado, un toro de polvo absorbe una fracción de la luminosidad nuclear y reemite la energía en el infrarrojo. Existe evidencia de que este toro ópticamente grueso es el responsable del oscurecimiento de las regiones de líneas anchas (Antonucci & Miller 1985; Miller & Goodrich 1990; Tran et al. 1992). El toro bloquea la radiación excepto en las direcciones a lo largo de su eje de simetría, que se cree que coincide con el eje de la emisión en radio (Pier & Krolik 1992; Krolik 1996). Cuando el núcleo activo es visto de frente y la región interior está expuesta a nuestra línea de visión, se espera que el espectro tenga un pico en la región del infrarrojo. Si vemos el toro de canto, la emisión es menos intensa porque no vemos las regiones interiores al toro.

Si bien se pensaba que los NAG con gran emisión en el infrarrojo tenían una fuerte emisión óptica de FeII (Low et al. 1989; Boroson & Meyers 1992), Keel et al. (1994), en su estudio de 221 NAG emisores en IRAS, encontraron que la fuerte emisión de FeII estaba estadísticamente asociada con un espectro pronunciado en el IR. La relación entre estas dos cantidades, una dependiente de la orientación (índice espectral en el infrarrojo), implicaría también una dependencia de la orientación para FeII, es decir FeII y H_{β} provendrían de regiones distintas. Sin embargo, Boroson & Green (1992) y Maoz et al. (1993) han encontrado que el FeII y H_{β} se originan en la misma región.

La SED de las NLS1 (Fig. 10) también parece contradecir el modelo de un toro ópticamente grueso que emite en el infrarrojo. Las NLS1 de esta muestra son fuertes emisoras de FeII, así que uno esperaría encontrar una gran emisión en el infrarrojo. Nuevamente nos encontramos con otro resultado que indica que las características que definen a las NLS1 (relación IR vs. emisión en FeII) son dependientes de la muestra, y no se deben construir modelos en base a muestras no completas.

Por otro lado, los bajos flujos en rayos X observados en la muestra de NLS1 podrían ser atribuidos a un efecto de orientación (toro de absorción), o a que las fuentes son intrínsecamente débiles. La SED de las NLS1 no favorece la idea de una región de líneas anchas oculta ya que es diferente a la SED de las Sy2 (los mejores candidatos para regiones centrales ocultas, ver figura 11b). Otro resultado obtenido de las observaciones en contra de este modelo es la ausencia de absorción fría en rayos X² (Boller et al. 1996) así como el resultado de Brandt et al. (2000), el cual señala que la debilidad en los rayos X suaves no es algo meramente asociado a un efecto de orientación, sino que se origina al menos en parte como resultado de una propiedad intrínseca en esta clase de objetos.

Se han sugerido modelos de orientación (Taniguchi et al. 1999) que explican algunas propiedades de las NLS1. En este modelo unificado con dependencia en el ángulo de visión para los núcleos Seyfert, las NLS1 son Sy1 observadas a $0^{\circ} \leq \theta \leq 10^{\circ}$ (θ se definió en la sección 1.3.2.1.) y se supone la existencia de dos clases de BLR, una en forma de disco donde se originan las líneas H_{β} y del FeII y otra en forma de jet relativista (Ver Dultzin-

² La absorción fría de rayos X es la absorción atómica debida a la densidad columnal de materia neutra (fría) que está presente en nuestra galaxia y en la galaxia huésped del NAG. La extinción encontrada por Boller et al. (1992) ($E(B-V) < 0.01$) es demasiado pequeña para explicar la ausencia de las líneas de Balmer del hidrógeno debido a absorción de polvo; suponiendo que los flujos de rayos X y del óptico recorran el mismo camino óptico.

Hacyan et al. 1999) que da origen a las líneas anchas del UV, CIV y Ly α . Este modelo unificado explica la existencia de fuentes emisoras débiles y fuertes en rayos X suaves pero no contempla la emisión en el infrarrojo.

3.9. EL TEST V/V_{max}

Si bien Kafka (1967) propuso un método para contar cuásares en el que se consideraba el flujo límite de detección y la geometría del Universo en expansión, fue Schmidt (1968) el primero en usar el test V/V_{max} para estudiar la distribución espacial de una muestra de cuásares del catálogo 3CR. (Tercer Catálogo Revisado de Cambridge).

En una muestra limitada por flujo, todos los miembros son al menos un poco más brillantes que el flujo límite. En consecuencia, todos ellos podrían ser detectados si estuvieran más lejos de lo que están. A cada cuásar en la muestra le corresponden volúmenes $V(r) \sim r^3$ y $V_{lim} \sim r_{lim}^3$ donde r es la distancia al cuásar y $r_{lim} \sim (L/F_{lim})^{1/2}$ es la distancia límite a la cual el flujo del cuásar se reduce al valor límite F_{lim} con el que todavía podría ser detectado. $V(r)$ es el volumen determinado por la distancia a la que se encuentra la fuente y V_m es el máximo volumen que podría alcanzar la fuente para seguir siendo parte de la muestra completa.

Supongamos que la densidad de objetos en la dirección de nuestra exploración es constante. Un objeto k -ésimo de la muestra tiene igual probabilidad por unidad de volumen de ser localizado entre nosotros y $r_{max(k\text{-ésimo})}$. Por tanto el promedio de la razón entre el volumen (V) al que se encuentra cualquier miembro de la muestra y el volumen al cual podría ser encontrado (V_{max}) deberá ser $\langle V/V_{max} \rangle = 1/2$.

Si tomamos en consideración que el Universo se está expandiendo, los cálculos deben ser modificados ligeramente. En lugar de utilizar r y r_{max} , se sustituirán por d_L y d_{Lmax} , dados por la ecuación 3.1, y se resolverá para qué valor z_{max} una fuente de flujo F estaría al límite de detección F_{lim} . Supongamos que existe una densidad constante por unidad de volumen comovil, donde entendemos por volumen comovil un volumen dentro de un sistema coordenado que se expande y se contrae conforme el Universo evoluciona. Para cada uno de los cuásares en la muestra, la integral

$$V_i(z') = \int_0^{z'} \frac{d_L^2(z)c}{H_0(1+z)^3(1+2q_0z)^{3/2}} dz \quad 3.23$$

deberá ser evaluada para el corrimiento al rojo al que se encuentra el objeto ($z' = z$) y para el corrimiento al rojo al cual el cuásar puede ser detectado ($z' = z_{max}$) (Ver Peterson 1997). Nuevamente, en el caso en que la muestra sea completa

$$\langle V/V_{\max} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{V_i(z)}{V_i(z_{\max})} = \frac{1}{2} \quad 3.24$$

En nuestro caso hemos tomado $d_L(z)$ dada por la ecuación 3.2, con lo que al resolver 3.22 obtenemos

$$V_i(z) = \left(\frac{c^3}{4H_0^2} \right) \left((2z + z^2) - 2 \ln(1+z) - \frac{1}{2} \left(\frac{2z + z^2}{1+z} \right)^2 \right) \quad 3.25$$

Para calcular los valores z_{\max} hemos tomado la expresión $L = 4\pi d_{\text{lim}}^2 F_{\text{lim}}$ ($F_{\text{lim}} = 8.38 \times 10^{-13}$ erg s⁻¹ cm⁻² para $B = 17.2$) junto con la ecuación 3.2 y resuelto la ecuación cuadrática resultante.

La muestra original, al aplicar la prueba V/V_{\max} (Ec. 3.23) con $B_{\text{lim}} \leq 17.2$ dio como resultado $\langle V/V_{\max} \rangle = 0.08$. Esto parece ser correcto, ya que el número de NLS1 con $z < 0.06$ es 6 (de un total de 13) y nuestro corrimiento al rojo máximo es de $z = 0.1505$. Bajo la suposición de una distribución homogénea de objetos, en el intervalo $0.06 < z < 0.1505$ tendría que haber mucho más de 7 NLS1 dado que el volumen es considerablemente mayor. Se decidió constreñir la muestra disminuyendo el corrimiento al rojo. Se encontró que la muestra era completa a $B \leq 17.2$ y $z < 0.06$ con $\langle V/V_{\max} \rangle = 0.47$.

Esta muestra de solo seis objetos era demasiado pobre en cuanto a datos fotométricos se refiere y se optó por realizar el estudio de la muestra de 13 objetos.

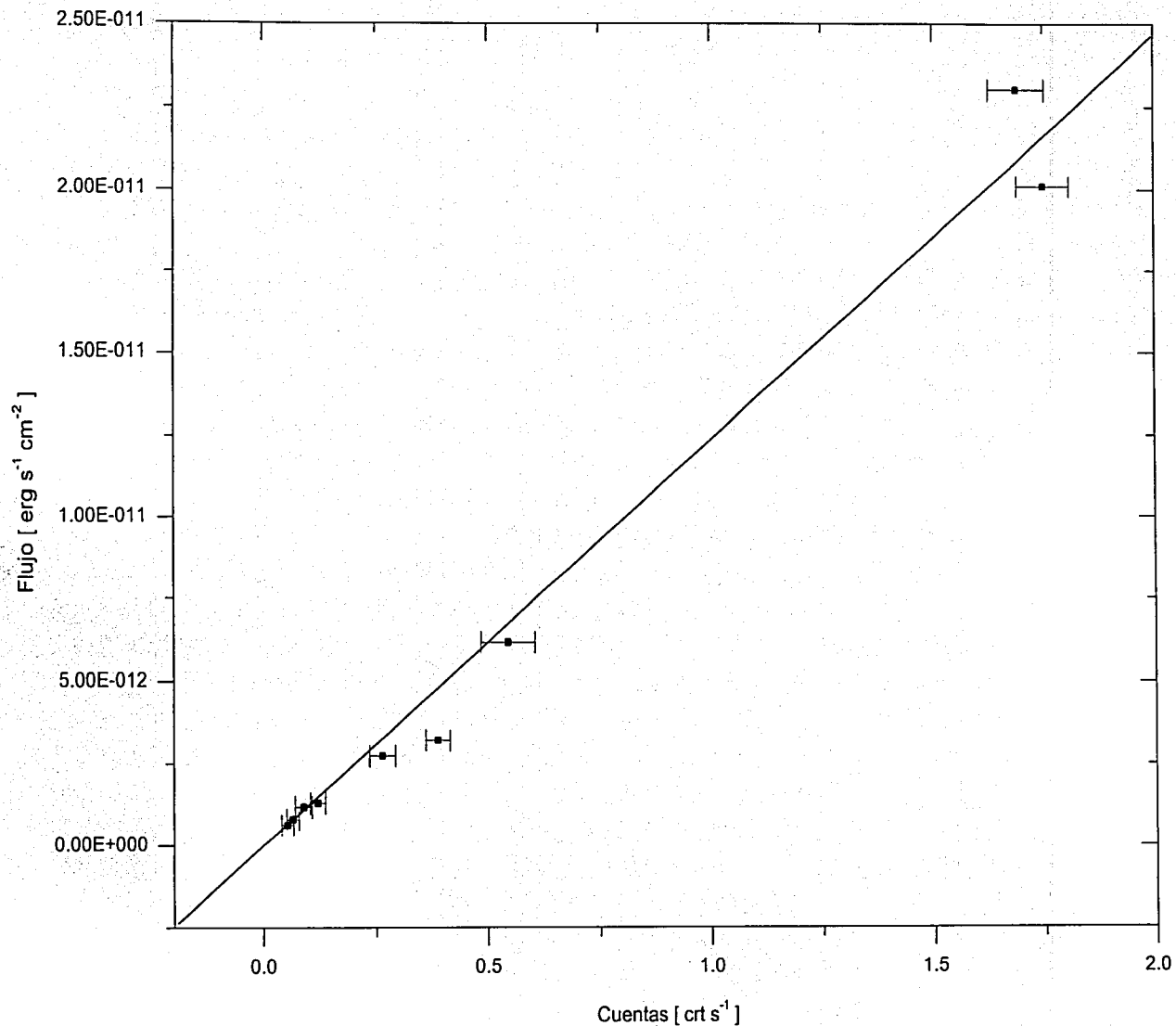


Fig.5. Ajuste lineal para determinar el error estimado en el flujo en rayos X en la banda (0.1-2.4KeV). Los errores incrementan con el flujo debido a que estos siguen una distribución poissoniana.

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

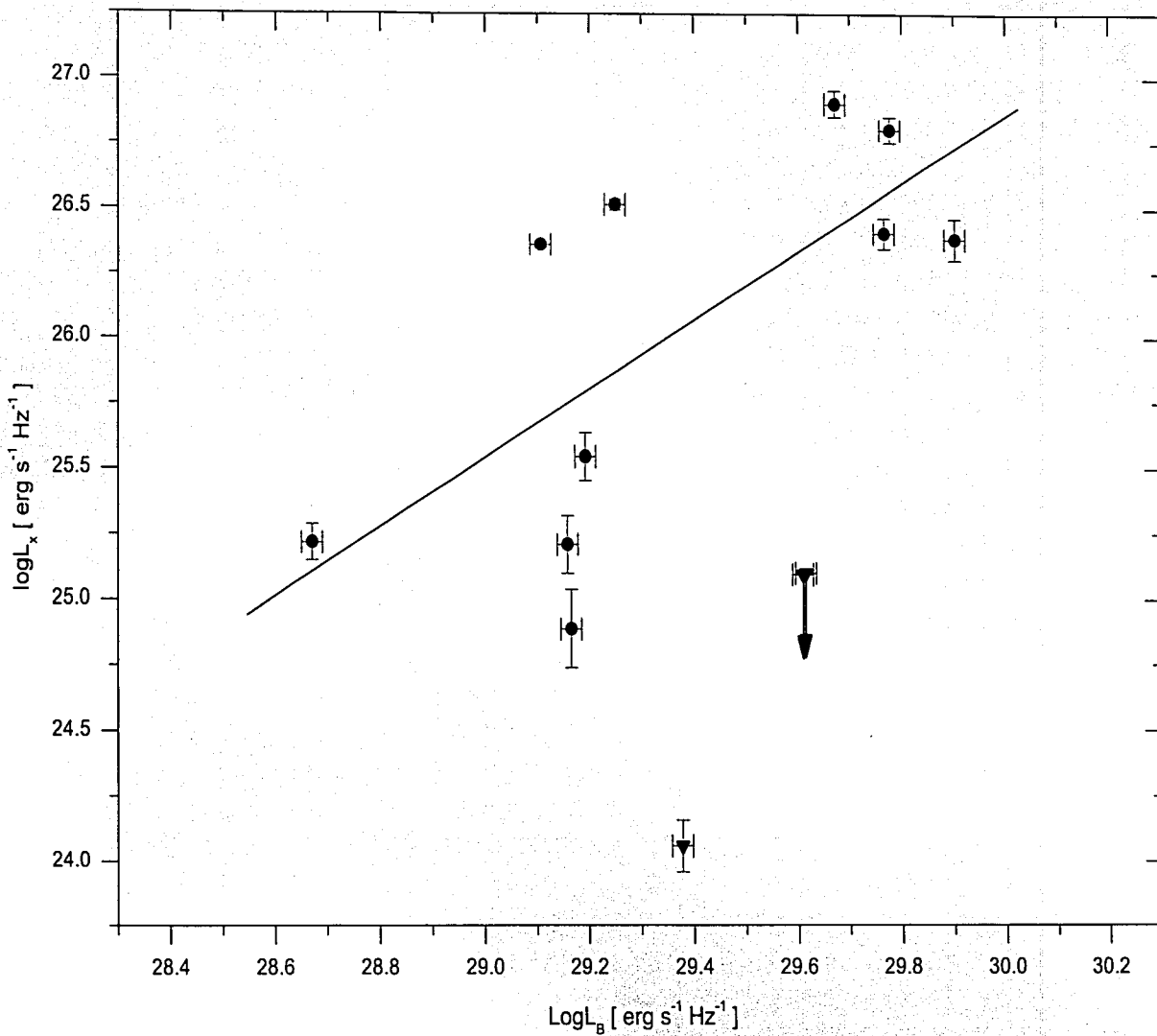


Fig.6. Correlación entre la luminosidad en rayos X suaves y la luminosidad en el óptico. Los puntos en forma de triángulo no han sido incluidos en la correlación.

1000

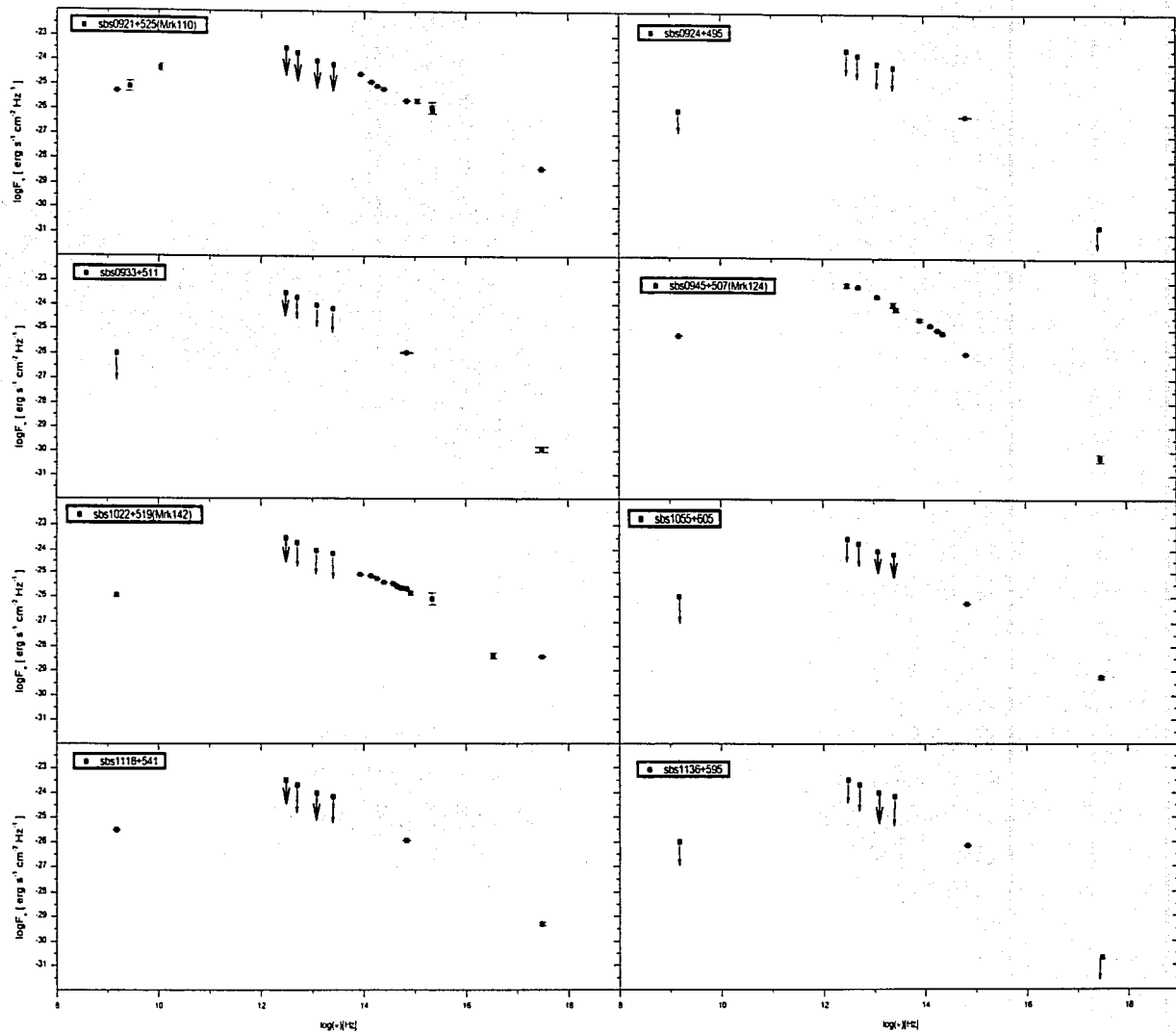


Fig.7. Distribuciones espectrales de energía individuales para cada objeto de la muestra.

1958
12

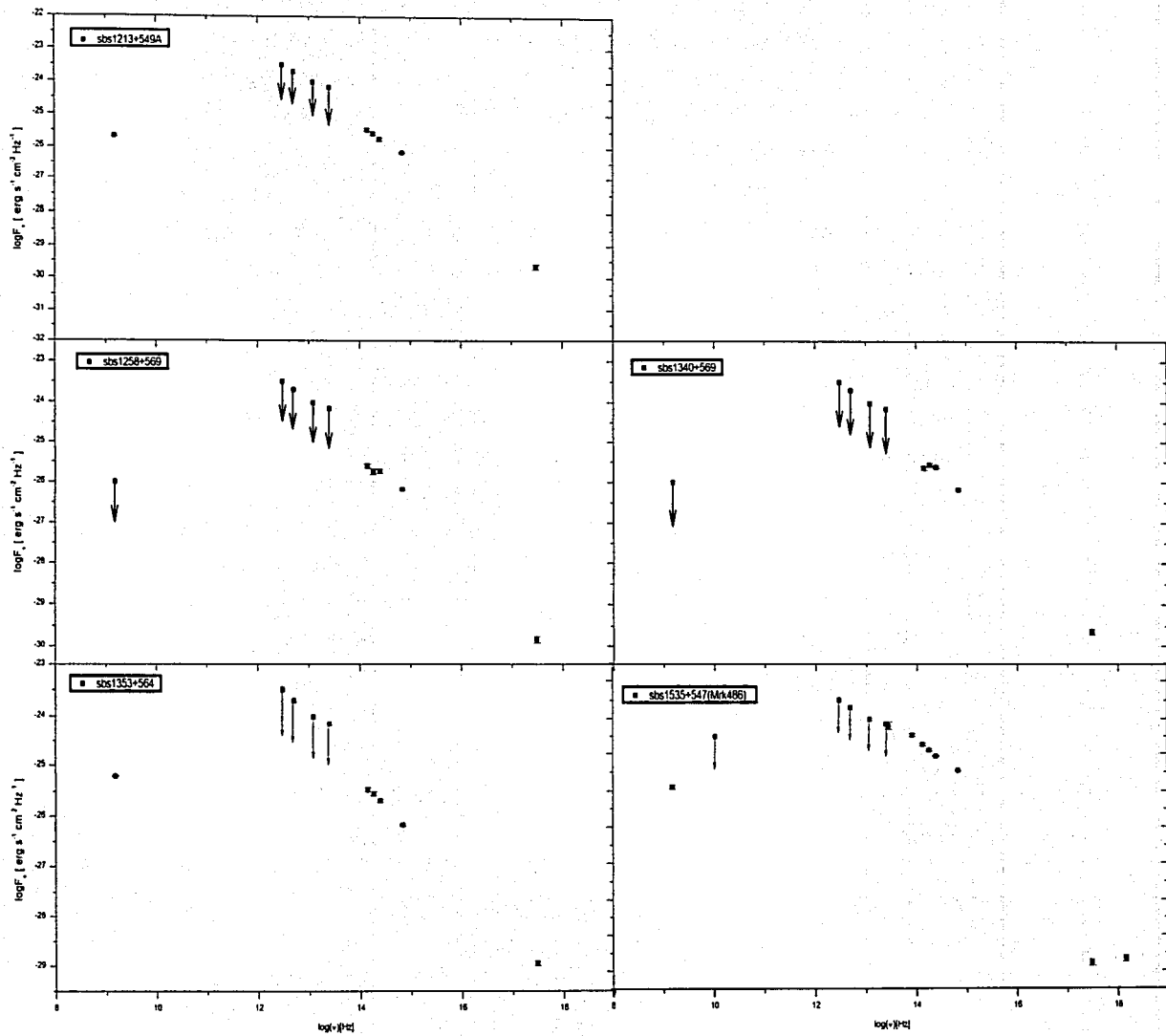


Fig. 7. Continuación.

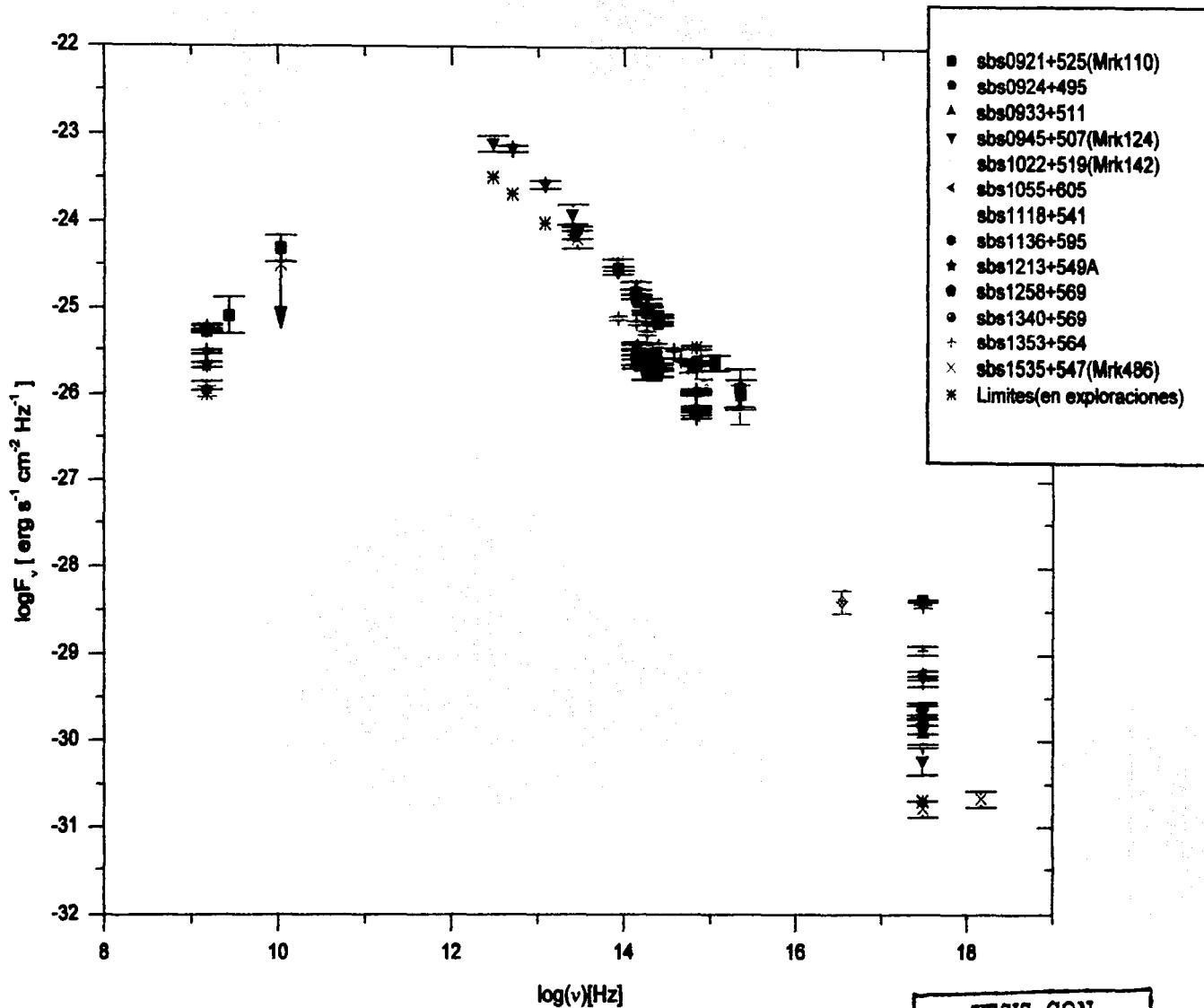


Fig.8. Distribución espectral de energía.

TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

74

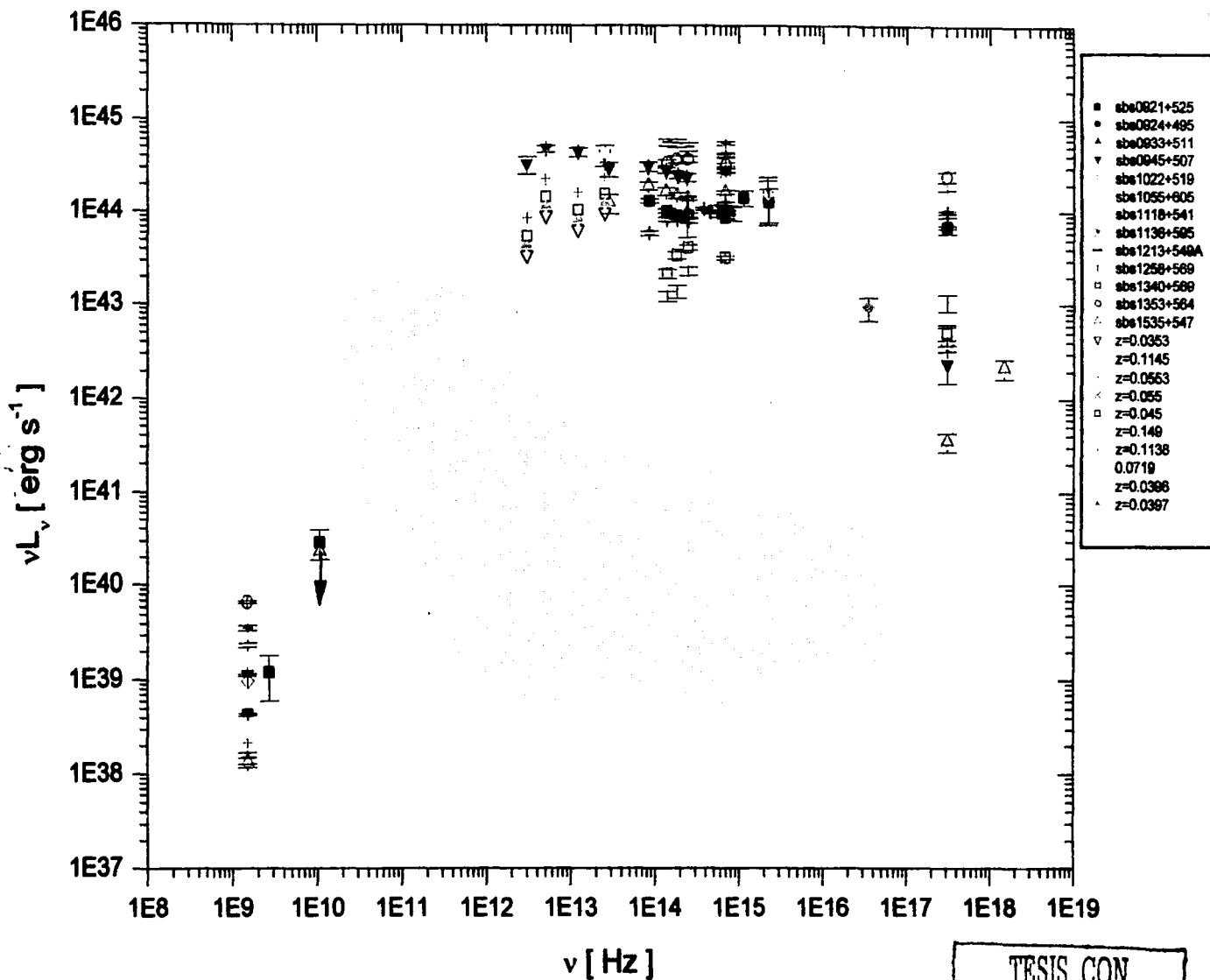
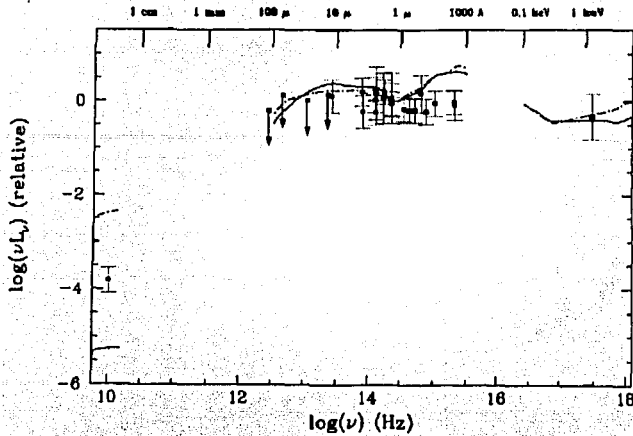
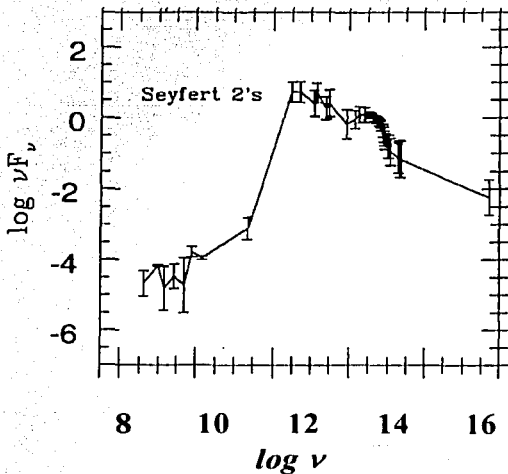


Fig.9. Distribución espectral de energía. Las luminosidades son luminosidades monocromáticas.

TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN



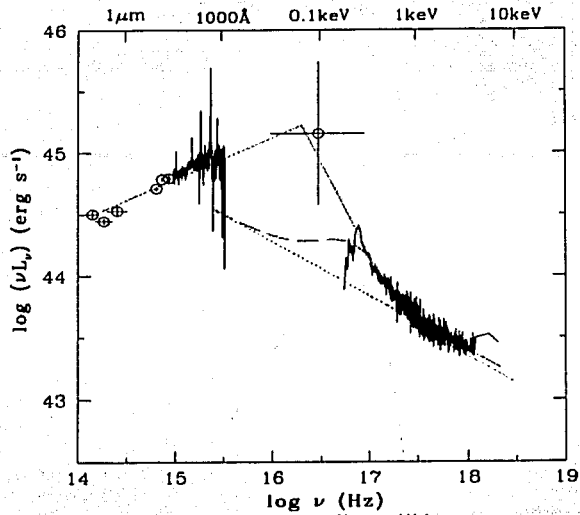
11a. La figura muestra tres SED normalizadas a $1.25\mu\text{m}$. Una para cuásares radio emisores (línea punteada), otra para cuásares radio callados (línea sólida) tomadas de Elvis et al. (1994) y la tercera construida a partir de los datos de la tabla 7. Estas coinciden de manera aproximada, excepto porque en las NLS1 no se detecta emisión en el lejano infrarrojo.



11b. SED promedio de 15 Sy2 (Schmitt et al. 1997). El flujo está normalizado a 7000\AA .

TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

ESTA TESIS NO SALE
 DE LA BIBLIOTECA



11c. SED de Ton S180 (NLS1). La línea sólida muestra un modelo simple ajustado a los datos observacionales (Turner et al. 2002).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

CAP. IV. CONCLUSIONES

4.1. CONCLUSIONES

Con la SED promedio construida en este trabajo, así como la correlación encontrada entre dos bandas del espectro, fue posible obtener información importante y nueva sobre esta clase de objetos. La dispersión en luminosidades de estos objetos ya había sido reportada por Stepanian et al. (2003), así como la escasa emisión en el lejano infrarrojo. En este trabajo corroboramos tales afirmaciones con datos en el óptico y en el cercano infrarrojo (ver Fig. 11 a), mostrando numérica y gráficamente el tamaño de tales dispersiones. Se ha mostrado que la SED es en general distinta a las de las Sy1 y Sy2 y que coincide con el resultado de Turner et al. (2002), pero nuestra SED es una SED promedio de objetos de una muestra que aunque no es completa ($V/V_{max} = 0.08$), resulta más representativa que la SED de una sola NLS1. La correlación L_x y L_B encontrada muestra la existencia de un vínculo físico entre ambas emisiones, lo cual apoya la idea de que los procesos que dan origen a las emisiones están conectados (Ver sección 3.6.).

El estudio de la SED de la muestra de NLS1 ha revelado que al menos los objetos de la misma presentan las siguientes características:

- i) Son objetos radio callados con $\log(L_{20cm}) < 40$ (con $[L_{20cm}] = \text{erg s}^{-1}$); algunos de ellos con flujos a 1.5 GHz por debajo del límite de detección de la exploración de FIRST ($\log F_\nu = 26$, con $[F_\nu] = \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$).
- ii) En la región del lejano infrarrojo solo el objeto SBS 0945+507 fue detectado por IRAS. Las 12 restantes NLS1 tienen luminosidades que en promedio están por debajo de $3 \times 10^{44} \text{ erg} \cdot \text{seg}^{-1}$ para cualquier banda del lejano infrarrojo.
- iii) En el azul son objetos con luminosidades comprendidas en el intervalo $43.5 < \log L_B < 44.7$ (con $[L_B] = \text{erg s}^{-1}$).
- iv) Existe una enorme dispersión para los valores de las luminosidades en los rayos X suaves, habiendo un objeto con $L_x = 2.2 \times 10^{44} \text{ erg seg}^{-1}$ (SBS 1353+564) y otros con luminosidades que no exceden los $3.5 \times 10^{42} \text{ erg seg}^{-1}$.

Algunos autores que se inclinan por el modelo de orientación, han propuesto la existencia de un toro de polvo para explicar la alta luminosidad en la banda del IR de las NLS1. En este modelo, el toro de polvo bloquea la radiación (Pier & Krolik 1992; Krolik 1996) y luego la re-emite en el infrarrojo. Nuestros resultados indican que no todas las NLS1 emiten fuertemente en esa banda (la SED no muestra un pico), lo cual pone en entredicho la existencia de un toro de polvo. Por otro lado el modelo de baja masa parece ser consistente con los resultados encontrados en este trabajo, pues al observar la Fig. 11a no se aprecia el BBB, el cual es evidente en la SED de los cuásares. Esto parece señalar que existe un pico en la emisión térmica corrido a altas energías. Si bien, este cae en una región en la que no es posible su detección, el Modelo Estandar predice su existencia (Ver sección 1.2.3.) y algunos trabajos como los de Turner et al. (2002) parecen sostener esto.

Una suposición que podríamos hacer es que la ausencia de emisión en la banda IR se debe a que las NLS1 de esta muestra representan una familia distinta de objetos en los que la baja luminosidad es una característica distintiva, y no la falta de un toro. El hecho de que existan objetos, como SBS 0924+495, SBS 1135+595 y SBS 1535+547, con baja emisión en rayos X, parece señalar igualmente la existencia de una nueva población de NLS1. En un trabajo realizado por Williams et al. (2002) en el que se estudiaron 150 NLS1 de las cuales sólo 52 fueron detectadas por ROSAT, estos autores también especulan sobre la posible existencia de una nueva clase de NLS1. Ésta estaría caracterizada por diferencias en la masa del agujero negro central y por las propiedades del disco de acreción (Williams et al. 2002). Aunque también, esta falta de emisión en rayos X puede deberse a que los rayos X suaves son suprimidos por una gran densidad columnar intrínseca. Gallagher et al. (2001) han encontrado evidencia de absorción en SBS 1535+547 y Risaliti et al. (2001) han propuesto un escenario donde estos objetos débiles son miembros de una población rica en gas, pero pobre en polvo. Sin embargo Williams et al. (2002) han mostrado evidencia de objetos no detectados por ROSAT y sin huellas de absorción.

Así mismo, la gráfica $\log L_x$ vs. $\log L_B$ (Figura 6) apoya la idea de que las NLS1 que no entraron en la correlación pertenecen a un grupo de NAG con características distintas. Esta figura coincide con el resultado de Stepanian et al. (2003). Según los resultados de Williams et al. (2002), la esquina inferior derecha de esta gráfica estaría mucho más poblada ya que, el número de NLS1 con baja emisión en rayos X excede tres veces al número detectado por ROSAT.

Pero la suposición de que existe una nueva clase de NLS1 es muy aventurada. Podemos, de una manera alternativa, analizar los resultados partiendo de la siguiente afirmación manejada por muchos autores (Goodrich 1989, Laor 2000, Veron-Cetty et al. 2001): *Existe una transición continua entre todas las propiedades físicas de las NLS1 y las Sy1*. Lo pronunciado de los espectros en rayos X, la alta emisión en rayos X y en infrarrojo no son características de todas las NLS1, sino más bien el resultado del estudio de muestras no completas que han dado origen a conclusiones erróneas sobre esta "clase" de NAG. Así, bajo este argumento no es de extrañar que existan NLS1 radio emisoras y otras que tienen flujos por debajo del límite de FIRST; que algunas como las presentes en las muestras de Boller et al. (1992) y de Moral et al. (1996) sean ULIG o LIG mientras las aquí presentadas, a excepción de SBS 0945+507, no fueran detectadas por IRAS; que E1346+266 (Ver Boller et al. 1996) tenga una luminosidad en el visible de $\sim 10^{47}$ erg s^{-1} y SBS 1340+569 tenga una luminosidad tres órdenes de magnitud menor; que la dispersión en las luminosidades en la banda de los rayos X suaves alcance dos órdenes de magnitud; y que nuestro índice espectral está entre $1.05 \leq \alpha_{ox} \leq 2.00$ con un promedio de 1.35, mientras otros autores reportan un α_{ox} promedio de 1.5. Entonces, no es descabellado que tales transiciones se presenten en objetos de la misma clase. Y lo es mucho menos si notamos que la manera de caracterizar a las NLS1 (cociente entre líneas $[OIII]\lambda 5007/H\beta < 3$ y el $FWHM(H\beta) < 2000$ km s^{-1}) es una manera artificial de separar a un grupo de NAG (definición que tiene que ser revisada).

La muestra de NLS1 estudiada en el presente trabajo forma un grupo de objetos con características distintas: algunos con emisión fuerte en rayos X y otros con emisión débil

(quizás Mrk 486 con absorción) pero luminosos en el óptico, lo cual se refleja en los valores para α_{ox} obtenidos; fuentes con baja emisión en el lejano infrarrojo y alta en rayos X y viceversa. A estas habría que añadir las reportadas por Stepanian et al. (2003) a saber, que algunos NLS1 del SBS presentan baja emisión de FeII mientras otros presentan lo contrario. Esta gran variedad de características, aunadas a la SED y a la correlación $\log L_x$ vs. $\log L_B$, indican que las propiedades de estos objetos no son originadas por efectos de orientación. Son las propiedades físicas, intrínsecas a cada objeto en particular, las que determinan sus propiedades observadas, favoreciendo más un modelo de baja masa que un modelo de orientación.

4.2. TRABAJO A FUTURO

Se pretende reunir tres muestra completas tomadas del SBS de los siguientes NAG: Sy1, Sy2, NLS1. Además, incluir una muestra de objetos de transición o de objetos que escapen a toda clasificación, pero que posean algunas características de las galaxias Sy. Con el mismo procedimiento expuesto en el capítulo 2, se realizará una búsqueda exhaustiva para recopilar todos los datos fotométricos que se hayan reportado para los objetos constituyentes de las muestras.

Esperamos que la construcción de las SED, al igual que el estudio de las correlaciones entre las distintas bandas del espectro, revelen que las diferencias físicas entre los objetos son debidas a la historia evolutiva individual de cada objeto y no a un efecto de orientación (Stepanian et al. 2003). También esperamos encontrar que estos objetos forman una sola clase de NAG con una distribución continua en sus características, y no deben ser clasificados en base a criterios artificiales solamente.

Como complemento del trabajo se pretende también analizar los espectros de todos los objetos para aplicar un "Análisis de Componente Principal" y extender el estudio de Boroson (2002) a una muestra de galaxias Sy. Esto con el fin de ver como encajan las Sy en la clasificación de NAG; estos autores han propuesto una clasificación basada en la tasa de acreción y el cociente L/L_{ED} .

APÉNDICE

A. OTRAS CLASES DE NAG

A.1. Radio Galaxias

Las radio galaxias son fuentes poderosas en radio y típicamente asociadas a galaxias elípticas gigantes. Las estructuras radio extendidas (que están espacialmente resueltas, se consideran estructuras compactas cuando no se pueden resolver a $\sim 1''$) pueden ser divididas en dos clases separadas de acuerdo a su luminosidad. Fanaroff y Riley (1974) definen el parámetro R_{FR} como la razón entre la distancia que hay entre las regiones de alto brillo superficial en lados opuestos de la galaxia central y la extensión total de la fuente hasta el contorno de más bajo brillo en el mapa. Así, la clase FRI tiene una $R_{FR} < 0.5$ y las fuentes con $R_{FR} > 0.5$ pertenecen a la clase FR II. Las FRI tienen una luminosidad menor a $2.5 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ mientras las FR II tienen una luminosidad mayor a este valor (Fanaroff & Riley 1974). Las FRI son fuentes moderadas, brillantes en el centro y con un brillo superficial que decrece hacia sus bordes. Las FR II son de limbo brillante y comúnmente muestran regiones con un aumento considerable de brillo en los bordes de la estructura o mezcladas con la misma. Según Blundell et al. (1999) la clasificación Fanaroff-Riley resulta un tanto subjetiva, ya que existe un considerable número de objetos que no caen en ninguno de los dos grupos.

Las FRI y FR II están asociadas por lo general a galaxias elípticas (Martel et al. 1999; Véron & Véron-Cetty 1995) aunque M. Ledlow et al. (1999) en una exploración de 500 cúmulos de Abell, reportaron la identificación de una fuente FRI asociada a una galaxia espiral. Cuando las radio galaxias se encuentran en cúmulos, las FRI están asociadas con galaxias de tipo cD y D¹ y los colores integrados parecen ser diferentes a los de otros miembros brillantes del cúmulo (Zirbel 1996); las galaxias que hospedan a las FR II son generalmente galaxias elípticas gigantes (Lilly & Prestage 1987).

Las radio galaxias FR II tienen un espectro de líneas análogo al de las galaxias Seyfert. Cuando presentan líneas anchas de emisión en el óptico son llamadas "Broad Line Radio Galaxies" (BLRG), cuando tienen un espectro de Sy2 son llamadas "Narrow Line Radio Galaxies" (NLRG). Todos los cuásares radio emisores tienen una estructura FR II cuando se observan en radio. Por otro lado las galaxias FRI generalmente presentan un espectro de líneas estrechas tipo "LINER"; núcleos activos que se discutirán a continuación (Laing et al. 1994).

¹ El término galaxia D fue originalmente inventado por Mathews, Morgan & Schmidt (1964). Estas galaxias son galaxias elípticas relativamente grandes y brillantes rodeadas por un halo tenue. A las galaxias D de gran tamaño se les ha añadido el prefijo de manera análoga a la notación para estrellas supergigantes que se emplea en espectroscopia estelar. Estas galaxias supergigantes se encuentran en el centro de los cúmulos ricos.

A.2. LINERS

Hechman (1980) definió una clase de “regiones de líneas de emisión nucleares de baja ionización (Low Ionization Nuclear Emission-Line Regions: LINERS) que ocurrían comúnmente en núcleos de galaxias de tipo Sa, Sb, y Sc en la clasificación de Hubble. Su principal característica es la relativa fuerza de líneas de emisión de especies en estados de baja ionización. Espectroscópicamente estos objetos recuerdan a las Sy2 excepto que las líneas de baja ionización como el [OI] λ 6300 y [NII] $\lambda\lambda$ 6548,6583 son más intensas. Específicamente, los miembros de esta clase se han definido solamente por el cociente de las líneas: [OII] λ 3727/[OIII] λ 5007 \geq 1 y [OI] λ 6300/[OIII] λ 5007 \geq 1/3. Como las divisiones exactas son un tanto arbitrarias, en la práctica basta que se satisfaga uno de los dos criterios para que sean llamados LINERS (Ver Filippenko 1996).

Por sus características espectrales los LINERS yacen entre las regiones HII y las galaxias Sy débiles. Estos objetos son extremadamente comunes en la época presente, comprendiendo aproximadamente 1/3 de todas las galaxias con $B \leq 12.5$ mag (Heckman 1980; Ho 1996). Siendo un fenómeno tan común, es importante saber si es generado por “un núcleo activo” u otra clase de mecanismo. La presencia de una componente ancha en $H\alpha$ ($FWZI \geq 5000 \text{ km s}^{-1}$) en algunos LINERS proveen evidencia de una continuidad con las galaxias Sy1 (Filippenko & Sargent 1985), aunque el modelo más popular sostiene que el proceso de energía que soporta la emisión de líneas es de tipo “no activo” posiblemente regiones con alto ritmo de formación estelar (Starburst).

A.3. Blazares

Los blazares se definen como objetos extragalácticos que se caracterizan por tener: i) un continuo plano de emisión en IR-Op-UV de un núcleo cuasiestelar; ii) una alta polarización en el óptico ($P > 3\%$); iii) una rápida variabilidad en el óptico en tiempos de días e incluso de minutos, tanto en flujo como en polarización (grado y ángulo); iv) un continuo en radio muy fuerte y variable. La emisión en radio está polarizada y también presenta variabilidad en grado y ángulo (Kraus et al. 1998, Angel & Stockman 1980); v) grandes luminosidades en rayos X y rayos γ también muy variables y vi) un núcleo en radio con movimiento superlumínicos (Bregman 1990; Véron-Cetty & Véron 2000). Los blazares se subdividen en BL Lac (Objetos BL Lacertae) en los cuales las líneas de emisión son inusualmente débiles o incluso indetectables, y en cuásares violentamente variables en el óptico (OVV), los cuales tienen líneas de emisión que presentan generalmente anchos equivalentes (EW) a los de los cuásares normales radio callados excepto durante periodos de intenso brillo. En estos periodos el EW es menor. Los BL Lac se encuentran asociados a objetos FRI y los OVV a FRII (Véron-Cetty & Véron 2000).

Generalmente los BL Lac se encuentran hospedados en galaxias de tipo elíptico (Scarpa et al. 2000) aunque se sabe que el objeto PKS 1413+135 es un BLL en una galaxia espiral de tipo temprano vista de frente (McHardy et al. 1994).

Se piensa que los blazares son NAG que tienen un chorro de partículas a velocidades relativistas² que apunta directamente hacia nosotros. Los modelos basados en estos chorros parecen explicar de manera satisfactoria la variabilidad y los fenómenos de polarización que presentan esta clase de NAG.

A.4. Las galaxias SCUBA

SCUBA (del inglés Submillimetric Common User Bolometer Array) es una matriz de cámaras submilimétricas que permite observar en un rango de 350 μm a 2 mm (Holland et al. 1999). SCUBA fue construido por el ROE (Royal Observatory of Edinburgh) y se instaló en el telescopio James Clerk Maxwell en Maunakea Hawai.

Con SCUBA se hizo la primera exploración submilimétrica (Smail et al. 1997) mostrando que el número de galaxias con alto corrimiento al rojo y mucho polvo era más grande de lo que se esperaba. Estas galaxias luminosas en el submilimétrico (galaxias SCUBA) fueron confirmadas en la exploración de Hughes et al. (1998), que identificó las fuentes en el submilimétrico con imágenes ópticas de objetos detectados con el Hubble.

Estas fuentes submilimétricas son responsables de una importante fracción del total de la formación estelar en el Universo temprano y proporcionan información importante de la forma en la que evolucionan las galaxias (Blain & Longair 1993; Guiderdoni et al. 1997). Según Sanders & Mirabel (1996), se cree que estos objetos son ULIG's, con un alto corrimiento al rojo, y puede tratarse también de los sitios de formación de las componentes esferoidales de las galaxias³ a través de fusiones de sistemas ricos en gas (Lilly et al. 1999).

² El material que se está "acretando" al interior del agujero negro, probablemente aunado al campo magnético, produce flujos de partículas relativistas que son lanzados en direcciones antiparalelas, perpendiculares al disco de acreción, ver sección 1.2.3.

³ Se supone que las galaxias se pueden descomponer en dos componentes distintas de poblaciones estelares, una componente esferoidal de estrellas viejas y una componente de disco que consiste generalmente de estrellas jóvenes o una mezcla, dependiendo del tipo de galaxia. Las galaxias elípticas carecen de una componente significativa de disco.

REFERENCIAS

- Adams T.F. 1977, ApJS **33**, 19.
Allen's Astrophysical Quantities, Cox A.N. 2000, AIP Press.
Alloin D. et al. 1995, A&A, **293**, 293.
Angel J.R.P. & Stockman H.S. 1980, ARA&A **18**, 321.
Antonucci R.R. & Miller J.S. 1985, ApJ **297**, 621.
Aschenbach B. 1988, Appl. Optics **27**, 1404.
Avni Y. & Tananbaum H. 1986, ApJ **305**, 83.
Baade W. & Minkowski R. 1954a, ApJ, **119**, 206B.
Baade W. & Minkowski R. 1954b, ApJ, **119**, 215B.
Bade N. Et al. 1995, A&AS **110**, 469.
Ballantyne D.R., Iwasawa K, Fabian A.C. 2001, MNRAS **323**, 506.
Becker R. H. et al. 1994, ASP Conference Series **61**, 165.
Becker R.H., White R.L., Helfand D.J. 1995, ApJ **450**, 559.
Bicay M.D. et al. 2000, A&AS **147**, 169B.
Blain A. & Longair M. 1993, MNRAS **264**, 509.
Blundell K.M., Rawlings S., Willot C.J. 1999, AJ, **117**, 677.
Boller Th. et al. 1992, A&A **261**, 57.
Boller Th. et al. 1996, A&A **305**, 53.
Boller Th., Brandt W.N., Fabian A.C., Fink H. 1997, MNRAS **289**, 393.
Boller Th., Trumper J., Molendis S. et al. 1993, A&A **279**, 53.
Boroson T. A. 2002, ApJ **565**, 78.
Boroson T.A. & Green R.F. 1992, ApJS **80**, 109.
Boroson T.A. & Meyers K.A. 1992, ApJ **397**, 442.
Boyce P.J. et al., 1998, MNRAS, **298**, 121.
Boyle B.J. et al. 1993, MNRAS **260**, 49.
Bradt H. et al. 1992, ARA&A **30**, 391.
Brandt W.N., Boller Th., Fabian A.C., Ruszkowski M. 1999, MNRAS **303**, L53.
Brandt W.N., Laor A., Wills B.J. 2000, ApJ **528**, 637.
Brandt W.N., Pounds K.A, Fink H. 1995, MNRAS **273**, L47.
Bregman J.N. 1990, A&AR **2**, 125.
Chini R. et al. 1989, A&A **216**, L5.
Chini R., Kreysa E., Biermann P. L. 1989, A&A **219**, 87.
Chu Y. et al. 2002, astro-ph/0202509v1.
Clavel J. et al. 1991, ApJ **366**, 64.
Clavel J., Wamsfeker W., Glass I. S. 1989, ApJ **337**, 236.
Cohen M. et al. 1992, AJ **104**, 1650.
Comastri A. et al. 1998, A&A **333**, 31.
Comastri A. et al. 2001, A&A **365**, 400.
Condon J.J., Huang Z.-P., Yin Q.F., Thuan T.X. 1991, ApJ **378**, 65.
Crudace R. et al. 1987, Astronomy from Large Database, Murtaugh F., Heck A. (Eds.) (en Voges W. et al. 1999).
Dahari O. & DeRobertis M.M. 1988, ApJS **67**, 249.
Davidson K. & Kinman T.D. 1978, ApJ **225**, 776.
Della Ceca R. et al. 1992, ApJ **389**, 491.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Dultzin-Hacyan D. et al. 1999, ASP Conf. Ser. **175**, 303.
 Elvis M. et al. 1994, ApJS **95**, 1.
 Erkens U., Appenzeller J., Wagner S. 1997, A&A **323**, 707.
 Falcke H. et al. 1996, ApJ **471**, 106.
 Fanaroff B.L. & Riley J.M. 1974, MNRAS, **167**, 31P.
 Fath E. A. 1909, Lick Observatory Bulletins, **149**, 71.
 Filippenko A.V. 1996, ASP Conf. Ser. **103**, 17.
 Filippenko A.V. & Sargent W.L.W. 1985, ApJS **57**, 503.
 Fiore F. et al. 1998, ApJ **503**, 607.
 Forster K. & Halpern J.P. 1996, ApJ **468**, 565.
 Frank J., King A., Raine D., 1992, Accretion power in Astrophysics, Cambridge A.S.
 Fruscione A. 1996, ApJ **459**, 509.
 Gallagher S. C. et al. 2001, ApJ **546**, 795.
 Giannuzzo M.E. et al. 1998, A&A **330**, 894.
 Giannuzzo M.E. & Stirpe G.M. 1996, A&A **314**, 419.
 Goodrich R.W. 1989, ApJ **342**, 224.
 Gorge I.M. & Fabian A.C. 1991, MNRAS **249**, 352.
 Greenstein J.L. & Matthews T. A. 1963, Nature **197**, 1041.
 Greiner J. et al. 1996, A&A **310**, 384.
 Grupe 1996, Ph. D. Thesis (en Leighly K.M. 1999a).
 Grupe D. et al. 1998, A&A **330**, 25.
 Grupe D. et al. 1999, A&A **350**, 805.
 Grupe D. et al. 2000, A&A **356**, 11.
 Grupe D., Beuerman K. et al. 1995, A&A **300**, L21.
 Guiderdoni B. et al. 1997, Nat. **390**, 257.
 Haardt F. & Maraschi L. 1993, ApJ **413**, 507.
 Halpern J.P. & Oke J.B. 1987, ApJ **312**, 91.
 Hazard C., Mackey M.B. & Shimmins A.J. 1963, Nature, **197**, 1037.
 Heckman T.M. 1978, PASP **90**, 241.
 Heckman T.M. 1980, A&A **87**, 152.
 Helou G., Soifer B.T., Rowan-Robinson M. 1985, ApJ **298**, L7.
 Hewitt A. & Burbidge G. 1993, ApJS, **87**, 451.
 Ho L. C., Filippenko A.V., Sargent W.L.W. 1993, ApJ **417**, 63.
 Ho L. C. 1996, ASP Conf. Ser. **103**, 103.
 Holland W.S. et al. 1999, MNRAS **303**, 659.
 Hughes D. H. et al. 1993, MNRAS **263**, 607.
 Hughes D. H. et al. 1998, Nat. **394**, 241.
 IRAS Explanatory Supplement 1988, C.A. Beichman et al. NASA.
 Israel E. P. 1988, A&A **189**, 7.
 Jones T.W. et al. 1974, ApJ **188**, 353.
 Kafka P. 1967, Nature **213**, 346.
 Keel W.C. et al. 1994, A&A **283**, 791.
 Kellerman K.I. et al. 1989, AJ, **98**, 1195.
 Kembhavi A.K., Narlikar J.V. 1999, Quasars and Active Galactic Nuclei, Cambridge U.P.
 Khachikian E. Y. & Weedman, D.W., 1974, ApJ, **192**, 581.
 Koski A. 1978, ApJ **223**, 56.
 Kraus A., Krichbaum T.P. & Witzel A. 1998, ASP Conf. Series **144**, 277.

**TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN**

- Kriss G.A. & Canizares C.R. 1985, ApJ **297**, 177.
 Krolik J. 1996, Vistas in Astronomy **40**, 9.
 Kurfess J.D. 1993, IAU Symposium **159**, 39.
 La Franca F. et al. 1995, A&A **299**, 19.
 Laing R.A. et al. 1994, ASP. Conf.Ser. **54**,201.
 Laor A. & Netzer H. 1989, MNRAS **238**, 897.
 Laor A. 2000, New A. R. **44**, 503.
 Laor A. et al. 1994, ApJ **435**, 611.
 Laor A. et al. 1997, ApJ **477**, 93.
 Laor A., Netzer H. & Piran T. 1990, MNRAS **242**, 560.
 Ledlow M.J., Owen F.N., Keel W.C. 1999, IAU Symp. **186**, 359.
 Leighly K.M. et al. 1997, ApJ **489**, L137.
 Leighly K.M. 1999 a , ApJS **125**,297.
 Leighly K.M. 1999 b, ApJS **125**,317.
 Lilly S.J. & Prestage R.M. 1987, MNRAS, **225**, 531.
 Lilly S.J. et al. 1999, ApJ **518**, 641.
 Lipari S. 1994, ApJ **436**,102.
 Low F.J. et al. 1989, ApJ **340**, L1.
 Macchetto F. et al. 1994, ApJ **435**, L15.
 MacKenty J.W. 1990, ApJS **72**, 231.
 Madau P. 1988, ApJ **327**, 116.
 Malkan M. A. & Sargent W.L.W. 1982, ApJ **254**, 22.
 Malkan M. A. 1983, ApJ **268**, 582.
 Maoz D. et al. 1993, ApJ **404**, 576.
 Markarian B.E. 1967, Astrofizika **3**, 55
 Markarian B.E. et al. 1981, Astrofizika **17**, 619.
 Markarian B.E. et al. 1985, Astrofizika **23**, 439.
 Markarian B.E. et al. 1986, Astrofizika **25**, 345.
 Markarian B.E., Stepanian J.A. 1983, Astrofizika **19**, 639.
 Markarian B.E., Stepanian J.A. 1984a, Astrofizika **20**, 21.
 Markarian B.E., Stepanian J.A. 1984b, Astrofizika **20**, 513.
 Marscher A. P. 1988, ApJ **334**, 552.
 Marscher A. P. et al. 1987, ApJ **319**, 456.
 Martel A.R., Baum S. A., Sparks W.B. et al. 1999, ApJS, **122**, 81.
 Masnou J.L., Wilkes B.J. , Elvis M. et al. 1992, A&A **253**, 35.
 Matt G., Fabian A.C., Ross R.R. 1993, MNRAS **264**, 839.
 Matt G., Perola G.C., Piro L. 1991, A&A **247**, 25.
 Matthews T.A. & Sandage A.R. 1963, ApJ, **138**, 30.
 Matthews T.A., Morgan W.W., Schmidh M. 1964, ApJ, **140**, 35.
 McHardy I.M. et al. 1994, MNRAS **268**, 681.
 McLure R.J.,Kukula M.J.,Dunlop J. S. et al. 1999, MNRAS **308**, 377.
 Miller H.R. et al. 2000, New A.R. **44**,539.
 Miller J.S. & Goodrich R.W. 1990, ApJ **355**, 456.
 Miller L. et al. 1990, MNRAS, **244**, 207.
 Minkowski R. 1958, PASP, **70**, 143M.
 Miyoshi M., Moran J., Herrnstein J. et al. 1995, Nat. **373**, 127.
 Molthagen K., Bade N., Wendker H.J. 1998, A&A **331**, 925.

TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

- Moran E.C. et al. 1996, ApJS **106**, 341.
- Moshir M. et al. 1992, Explanatory Supplement to the IRASFSS, Versión 2, JPLD-100158/92
- Murayama T., Mouri H., Taniguchi Y. 2000, ApJ **528**, 179.
- Nandra K. & Pounds A. 1994, MNRAS **268**, 405.
- Nandra K. et al. 1997, ApJ **477**, 602.
- Netzer H. & Laor A. 1993, ApJ **404**, L51.
- Oshlack A.Y.K.N. et al. 2001, ApJ **558**, 578.
- Osterbrock D.E. & Pogge R.W. 1985, ApJ **297**, 166.
- Osterbrock D.E. & Shuder J.M. 1982, ApJS, **49**, 149.
- Osterbrock D.E. 1991, Rep. Prog. Phys. **54**, 579.
- Osterbrock D.E., 1984, Quarterly J.R.A.S., **25**, 1.
- Peterson B. A. et al. 1986, MNRAS **221**, 233.
- Peterson B. M. et al. 1991, ApJ **368**, 119.
- Peterson B.M. 1997, An introduction to active galactic nuclei, Cambridge U.P.
- Pier E. & Krolik J. 1992, ApJ **401**, 99.
- Pogge R.W. 2000, New A. R. **44**, 381.
- Polletta M., Courvoisier T.J.-L. 1999, A&A **350**, 765.
- Pounds K. A., Done C., Osborne J.P. 1995, MNRAS **277**, L5.
- Puchnarewicz E.M., Mason K.O., Córdova F. A. 1992, MNRAS **256**, 589.
- Puchnarewicz E.M., Mason K.O., Córdova F.A. et al., 1996, MNRAS **281**, 1243.
- Rees M.J. et al. 1969, Nature **223**, 788.
- Rees M.J. et al. 1982, Nature **295**, 17.
- Remillard R.A., Grossan B., Bradt H.V. et al. 1991, Nature **350**, 589.
- Reynolds C.S. 1997, MNRAS **286**, 513.
- Richstone D.O. & Schmidt M. 1980, ApJ **235**, 361.
- Rieke G.H. & Low F.J. 1972, ApJ **176**, L95.
- Rieke G.H. 1978, ApJ **226**, 550.
- Risaliti G. et al. 2001, A&A **371**, 37.
- Robson I. 1996, Active Galactic Nuclei, John Wiley & Sons.
- Rodriguez-Pascual P.M. et al. 1997, A&A **327**, 72.
- Ross R., Fabian A.C., Mineshiges 1992, MNRAS **258**, 189.
- Ross R.R. & Fabian A. C. 1993, MNRAS **261**, 74.
- Ryle M. & Sandage A. 1964, ApJ **139**, 419.
- Salpeter E.E. 1964, ApJ **140**, 796.
- Sandage A. 1965, ApJ, **141**, 1560.
- Sanders D. B. & Mirabel I. F. 1996, ARA&A **34**, 749.
- Sanders D. B., Phinney E.S., Neugebauer G., Soifer B.T., Matthews K. 1989, ApJ **347**, 29.
- Saunders W. et al. 2000, MNRAS **317**, 55.
- Scarpa R. et al. 2000, ApJ **532**, 740.
- Schmidt M. & Green R.F. 1983, ApJ, **269**, 352.
- Schmidt M. & Green R.F. 1986, ApJ **305**, 68.
- Schmidt M. 1963, Nature, **197**, 1040.
- Schmidt M. 1968, ApJ **151**, 393.
- Schmidt-Kaler Th. 1982, Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Springer-Verlag, Berlin (en Allen's 2000).
- Schmitt et al. 1995, ApJ **450**, 392.
- Schmitt H.R. et al. 1997, AJ **114**, 592.

- Seyfert C.K. 1943, ApJ, **97**, 28.
 Shastri P. et al. 1993, ApJ **410**, 29.
 Shemmer O. et al. 2001, ApJ **561**, 162.
 Shields G.A. 1978, Nat. **272**, 706.
 Siebert J. et al. 1999, A&A **348**, 678.
 Simkin S.M., Su H.J., Schwarz M.P. 1980, ApJ **237**, 404.
 Slipper V.M. 1917, Lowell Obs. Bull. **3**, 59.
 Smail I. et al. 1997, ApJ **490**, L5.
 Soifer B.T., Houck J.R., Neugebauer G. 1987, ARA&A **25**, 187.
 Sopp H. M. & Alexander P. 1992, MNRAS **259**, 425.
 Stark A.A. et al. 1992, ApJS **79**, 77.
 Stepanian J. A. & Chavushyan 2003, IAU Colloq **184**, en prensa.
 Stepanian J. A. et al. 2003, ApJ en prensa.
 Stepanian J.A. et al. 1988, Astrofizica **29**, 247.
 Stephens S. A. 1989, AJ **97**, 10.
 Storchi-Bergman T. et al. 1992, ApJ **395**, L73.
 Svensson R. 1987, MNRAS **227**, 403.
 Tananbaum H. et al. 1979, ApJ **234**, L9.
 Taniguchi Y. et al. 1999, Astro-ph/9910036.
 Taylor G. L. et al. 1996, MNRAS **283**, 930.
 Tohline J.E. & Osterbrock D.E. 1982, ApJ **252**, L49.
 Tran H. et al. 1992, ApJ **397**, 452.
 Trümper J., Hasinger G., Aschenbach B. et al. 1991, Nat. **349**, 579.
 Turner T.J. et al. 1993, ApJ **407**, 556.
 Turner T.J. et al. 2002, ApJ **568**, 120.
 Turner T.J., George I.M., Nandra K. 1998, ApJ **508**, 648.
 Turner T.J., George I.M., Netzer H. 1999, ApJ **526**, 52.
 Turner T.J. & Pounds K.A. 1988, MNRAS **232**, 463.
 Ulrich M.H. et al., 1993, ApJ, **411**, 125.
 Ulvestad J.S., Antonucci R.R.J., Goodrich R.W. 1995, AJ **109**, 81.
 Ulvestad J.S. & Wilson A.S. 1984, ApJ **285**, 439.
 Vaughan S. et al. 1999a, MNRAS **308**, L34.
 Vaughan S., Pounds K.A., Reeves J., Warwick R., Edelson R. 1999b, MNRAS **309**, 113.
 Veilleux S., Sanders D.B., Kim D.-C 1999, ApJ **522**, 139.
 Véron P. & Véron-Cetty M.-P, 1995, A&A, **296**, 315.
 Véron-Cetty M. -P. & Véron P. 2001, A&A **374**, 92.
 Véron-Cetty M. -P. & Woltjer L. 1990, A&A **236**, 69.
 Véron-Cetty M.P. & Véron 2000, A&A **10**, 81.
 Veron-Cetty M.-P. et al. 2001, A&A **372**, 730.
 Voges W. et al. 1999, A&AS **349**, 389.
 Wallinder F.H. et al., 1992, A&AR, **4**, 79.
 Walter R. & Fink H.H. 1993, A&A **274**, 105.
 Wang T. 1998, ApJ **493**, 1.
 Wilkes B.J. et al. 1994, ApJS **92**, 53.
 Williams R. et al. 2002, astro-ph/0208211v1.
 Wills B.J. & Browne I.W.A. 1986, ApJ **302**, 56.
 Wisotzk L. & Bade N. 1997, A&A **320**, 395.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

- Woltjer L. 1990, Active Galactic Nuclei, Springer Verlag.
Wu H., Zou Z.L., Xia X.Y., Deng Z.G. 1998, A&AS 132, 181.
Wunderlich E. et al. 1987, A&AS 69, 487.
Wunderlich E. & Klein U. 1988; A&A 206, 47.
Xiaohui F. et al. 2001, AJ, 122, 2833.
Zamorani G. et al. 1981, ApJ 245, 357.
Zdziarski A. et al. 1990, ApJ 363, L1.
Zel'dovich Ya. & Novikov I. 1964, Sov. Phys. Dokl. 158, 811 (en Peterson B.M. 1997).
Zirbel E.L. 1996, ApJ, 473, 713.
Zitelli et al. 1993, ApJS 84, 185.
Zombeck M. V. 1992, Hand Book of Space Astronomy & Astrophysics, Cambridge U.P.

VCD
MAY 1997

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN