Die Röntgenspektren der BL Lacertae - Objekte
und
Identifikation von ROSAT - Quellen

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors

der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik

der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

GEORG LAMER

aus Allmersbach im Tal

1996

Selbstverlegt von:	Georg Lamer Haselweg 30 72076 Tübingen

Tag der mündlichen Prüfung:
Dekan:
1. Berichterstatter:
2. Berichterstatter:

Zusammenfassung

Aktive Galaxien-Kerne (*Active Galactic Nuclei*, AGN) sind sehr kompakte Objekte in Zentren von Galaxien, die extrem hohe Leuchtkräfte aufweisen können. Nach heutigem Wissensstand wird die Leuchtkraft durch Akkretion von Materie auf ein sehr massereiches Schwarzes Loch erzeugt. Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit zwei Themen auf dem Gebiet der Röntgenemission von AGN.

1. Das Röntgenspektrum von BL Lacertae - Objekten:
BL Lac - Objekte besitzen relativistische Plasmajets, die bei niedrigen Frequenzen Synchrotronstrahlung und im Hochenergiebereich invers-Compton-Strahlung emittieren. BL Lac - Objekte können sehr unterschiedliche spektrale Energieverteilungen zwischen Radio- und Röntgenbereich aufweisen, die durch den Breitbandspektralindex $\alpha_{\rm rx}$ parameterisiert werden. Man unterscheidet zwischen röntgenselektierten BL Lacs (XBLs) mit niedrigem $\alpha_{\rm rx}$ und radioselektierten Objekten (RBLs) mit hohem $\alpha_{\rm rx}$. In dieser Arbeit wird anhand der Röntgenspektren von 75 BL Lac - Objekten, die mit dem Röntgensatelliten ROSAT im Bereich von 0.1-2.4 keV gemessen wurden, nachgewiesen, daß die Steigung des Röntgenspektrums $\alpha_{\rm x}$ vom Breitbandindex $\alpha_{\rm rx}$ abhängig ist: besonders röntgenhelle oder radiohelle Objekte haben flache Röntgenspektren, während die Übergangsobjekte zwischen den XBL- und RBL-Klassen sehr steile Röntgenspektren zeigen. Dieser Befund weist darauf hin, daß die Unterschiede zwischen XBLs und RBLs durch eine variable Abbruchenergie der Synchrotronkomponente zustande kommen. Diese Vorstellung wird durch einen Vergleich der gemessenen Spektren mit einem einfachen Zwei-Komponenten-Modellspektrum untermauert. Aufgrund des weiten Bereiches der auftretenden Abbruchenergien kann eine Erklärung der Unterschiede zwischen XBLs und RBLs durch unterschiedliche Orientierungen der Jetachse relativ zum Beobachter ausgeschlossen werden.

2. Identifikation von ROSAT-Quellen:
Bei einem großen Teil der über 100000 von ROSAT entdeckten neuen Röntgenquellen handelt es sich um Quasare und andere AGN, von denen bisher jedoch nur ein kleiner Bruchteil identifiziert und klassifiziert wurde.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden optische Identifikationen von ROSAT-Quellen in zwei Feldern hoher galaktischer Breite durchgeführt. Das Ziel war die Erstellung einer Stichprobe von röntgenselektierten Quasaren mit einem niedrigen Röntgenflußlimit. Dabei konnten 32 Quasare, 8 Galaxien mit schmalen Emissionslinien und ein BL Lac - Objekt identifiziert werden.

Die neuen Quasare bilden zusammen mit 65 optisch selektierten Quasaren, die in einem der untersuchten Felder von ROSAT detektiert wurden, ein Stichprobe von 97 röntgenselektierten Objekten. In dieser Stichprobe wurde die spektrale Energieverteilung zwischen optischem und Röntgenbereich in Abhängigkeit von der Rotverschiebung, der optischen Leuchtkraft und der Röntgenleuchtkraft der Objekte untersucht. Es zeigt sich, daß der Breitbandspektralindex $\alpha_{\rm ox}$ mit der Rotverschiebung und der optischen Leuchtkraft korreliert.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Röntgenastronomie

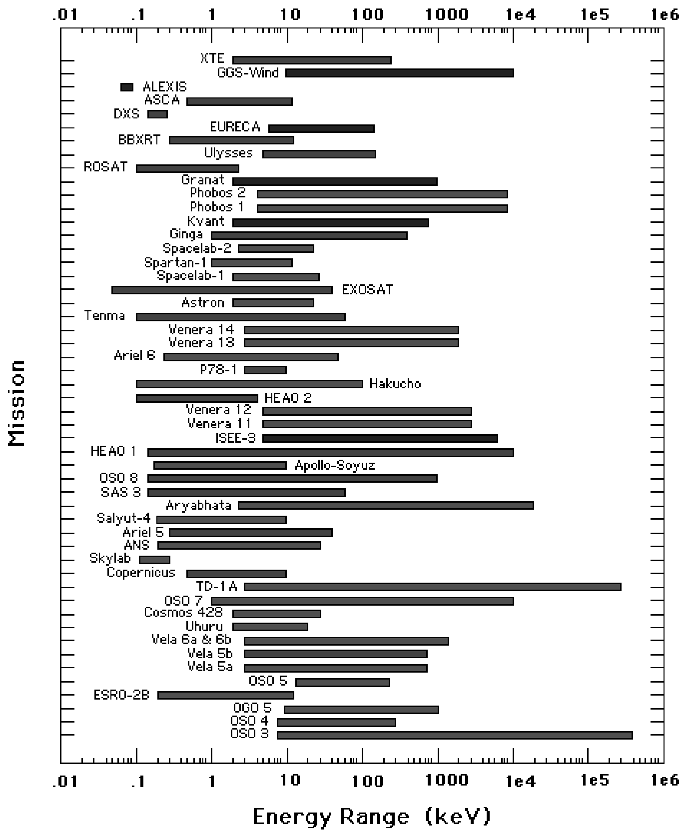


Abbildung 1.1: Graphische Darstellung des Energiebereichs aller bisherigen Röntgenmissionen (zeitlich von unten nach oben geordnet). Quelle: HEASARC.

Da die Erdatmosphäre Röntgenstrahlung bereits in ihren oberen Schichten absorbiert, muß die Beobachtung von kosmischen Röntgenquellen außerhalb der Atmosphäre erfolgen. Während für harte Röntgenstrahlung ($E > 15$ keV) Stratosphärenballone als Träger für Röntgeninstrumente dienen können, sind für Beobachtungen im weichen Röntgenbereich wegen der Absorption durch die Restatmosphäre Raketen oder Satelliten notwendig. Satelliten bieten gegenüber Ballonen, Raketen oder *Space Shuttle* - Flügen den Vorteil einer langen Missionsdauer und ermöglichen so den Einsatz auch sehr aufwendiger Instrumente.

Die erste extrasolare Röntgenquelle (der Röntgendoppelstern Sco X-1) wurde 1962 mit einem von einer Rakete getragenen Proportionalzähler mit Kollimator gefunden (Giacconi et al. 1962). Aus den Daten des Raketenexperiments schlossen die Autoren außerdem auf die Existenz einer diffusen Röntgen-Hintergrundstrahlung. Die erste Himmelsdurchmusterung mit dem Satelliten UHURU im Jahr 1970 ergab 339 Quellen. Vor Beginn der ROSAT-Mission 1990 waren ca. 5000 kosmische Röntgenquellen bekannt. Eine Zusammenstellung aller röntgenastronomischen Missionen von Satelliten und Raumstationen zeigt Abbildung 1.1. Während sich die frühe Röntgenastronomie zwangsläufig mit Objektklassen befaßte, die besonders helle Röntgenquellen beinhalten, können heute mit empfindlichen Röntgeninstrumenten fast alle Klassen kosmischer Objekte studiert werden. Die wichtigsten klassischen Objekte der Röntgenastronomie sind:

Röntgendoppelsterne:
Zu dieser Klasse von Doppelsternsytemen mit einer kompakten Komponente (Weißer Zwerg, Neutronenstern oder Schwarzes Loch) gehören einige der hellsten Röntgenquellen am Himmel. Durch Massenüberfluß vom Begleiter auf die kompakte Komponente (Akkretion) wird Gravitationsenergie in Strahlung umgewandelt. Die Röntgenstrahlung entsteht je nach Objekttyp nahe der Oberfläche des kompakten Objekts, wo die akkretierte Materie abgebremst wird, oder in einer Akkretionscheibe. Man unterscheidet nach der Masse des Begleiters *low mass X-ray binaries* (LMXBs) und *high mass X-ray binaries* (HMXBs). Bei einem LMXB füllt der Begleiter sein Roche-Volumen aus und Materie fließt am inneren Lagrange-Punkt in eine Akkretionsscheibe über; die Begleiter von HMXBs sind Sterne des Spektraltyps O oder B, deren Sternwind die Akkretion speist. Als *Kataklysmische Variable* bezeichnet man akkretierende Systeme, deren kompakte Komponente ein Weißer Zwerg ist.

Supernovaüberreste:
Die expandierenden Gashüllen emittieren noch über tausend Jahre nach der Supernova-Explosion Röntgenstrahlung als thermische Bremsstrahlung oder auch Synchrotronstrahlung, wenn der Überrest einen Pulsar enthält, der relativistische Elektronen erzeugt.

Galaxienhaufen:
Bei der Bildung von Galaxienhaufen heizt sich Gas, das in das entstehende Gravitationspotenential fällt, stark auf. In dichten Galaxienhaufen herrscht eine Temperatur von $10^7 - 10^8$ K, die Röntgenleuchtkraft des Gases kann bis zu $10^{45}\mathrm{erg/s}$ betragen.

Aktive Galaxienkerne (AGN):
AGN sind kompakte, sehr leuchtkräftige Quellen in Zentren von Galaxien. Die notwendige Energie wird durch Akkretion von Materie auf ein sehr massives Schwarzes Loch bereitgestellt. Alle Arten von AGN emittieren auch im Röntgenbereich. Die Eigenschaften von AGN werden in Abschnitt 1.3 ausführlich diskutiert.

1.1.1 Röntgenteleskope

Nichtfokussierende Instrumente:

Die einfachste Möglichkeit, ein Instrument mit Richtungsempfindlichkeit zu realisieren, ist ein dem Detektor vorgeschalteter Kollimator. Er ermöglicht jedoch keine Abbildung, Quellen können also nur durch Abrastern lokalisiert werden, der Hintergrund muß durch ein zweites Instrument oder durch zeitweises Schwenken des Kollimators von der Quelle bestimmt werden. Einfache Kollimatoren werden heute noch für den mittleren und harten Röntgenbereich verwendet.

Das einfachste abbildende System ist die Lochkamera, die in Verbindung mit einem ortsauflösenden Detektor eine direkte Abbildung ermöglicht; ihr Nachteil ist die geringe Effizienz. Eine Weiterentwicklung dieses Prinzips sind *coded mask*-Teleskope, eine Anordnung von Öffnungen in einer Maske mit einer Transmission bis zu ca. 50%.

Fokussierende Instrumente:

Fokussierende Optiken können im Röntgenbereich durch Reflexion bei streifendem Einfall an Metallen realisiert werden. Dabei wird ausgenutzt, daß einige Metalle für Röntgenstrahlung Brechungsindices < 1 aufweisen, so daß bei streifendem Einfall Totalreflexion auftritt. Der Reflexionskoeffizient ist eine Funktion des Einfallswinkels und der Photonenenergie, wobei für einen Winkel von 20 Bogenminuten zwischen einfallendem Strahl und Spiegeloberfläche der Energiebereich bis 15 keV nutzbar ist. Das auch bei ROSAT verwendete Wolter I - Teleskop besteht aus Paraboloiden und konfokalen Hyperboloiden, an deren Innenflächen die Röntgenstrahlung reflektiert wird. Der Strahlengang ist aus Abbildung 1.3 ersichtlich.

1.1.2 Detektoren für den weichen Röntgenbereich

Im weichen Röntgenbereich dominiert der photoelektrische Effekt die Wechselwirkung von Photonen mit Materie. Deshalb basieren die Detektoren für den weichen Röntgenbereich auf diesem Effekt. Die Röntgenstrahlen erzeugen im Detektormaterial Ladungsträgerpaare (Proportionalzähler, Halbleiterdetektoren) oder Fluoreszenzphotonen (Szintillationszähler), die dann registriert werden. Die Zahl N der von einem Röntgenphoton erzeugten Ladungsträger oder Photonen ist ein Maß für die Energie des einfallenden Röntgenphotons. Voraussetzung für die Messung der Energie ist, daß die intrinsische Verstärkung des Detektors hinreichend linear ist (wie z.B. beim Proportionalzähler) und daß einzelne Photonen getrennt detektiert werden können. Ein wichtiger Parameter ist die Energie W, die benötigt wird, um z. B. ein Ladungsträgerpaar zu erzeugen, da aufgrund der Poisson-Statistik die Energieauflösung bei Erzeugung von n Ladungsträgern nicht besser als

$$\Delta E/E_{\rm phot} = \sqrt{F/N} = \sqrt{FW/E_{\rm phot}}$$

sein kann. Der Fano-Faktor F enthält die Abweichung von der rein statistischen Beschreibung der Problems und kann Werte von $F = 0.1 - 0.3$ haben.

Proportionalzähler sind im Energiebereich 0.1-50 keV einsetzbar und besitzen eine Energieauflösung von ca. 50% bei 1 keV. Durch das Prinzip des Vieldraht-Proportionalzählers, das auch beim ROSAT-PSPC Verwendung findet, kann außerdem Ortsauflösung erreicht werden. Der nutzbare Energiebereich wird im weichen Bereich durch Absorption von Röntgenstrahlung im Eintrittsfenster und im harten Bereich durch die endliche Säulendichte des Detektorgases begrenzt. Für weiche Röntgenstrahlung müssen Eintrittsfenster aus sehr dünnem Material verwendet werden, die möglichst wenig Absorption verursachen.

Mikrokanalplatten (MCPs) verwenden das Prinzip des Photomultiplers in mikroskopischen Glasfasern. Sie werden im UV- und Röntgenbereich verwendet und besitzen gute Ortsauflösung, jedoch keine Energieauflösung. Die Detektoren der ROSAT-*Wide Field Camera* und der ROSAT-*High Resolution Imager* (HRI) basieren auf MCPs.

Eine neue Entwicklung im Röntgenbereich ist die Verwendung von CCDs. Durch die geringe Energie $W = 3.6$ eV (für Silizium) ist die Energieauflösung sehr gut (< 100 eV). Ein Nachteil ist die durch den Auslesevorgang bedingt schlechtere Zeitauflösung. Röntgen-CCDs sind auf dem Satelliten ASCA im Einsatz und werden für die Missionen XMM und AXAF entwickelt.

1.2 Der Röntgensatellit ROSAT

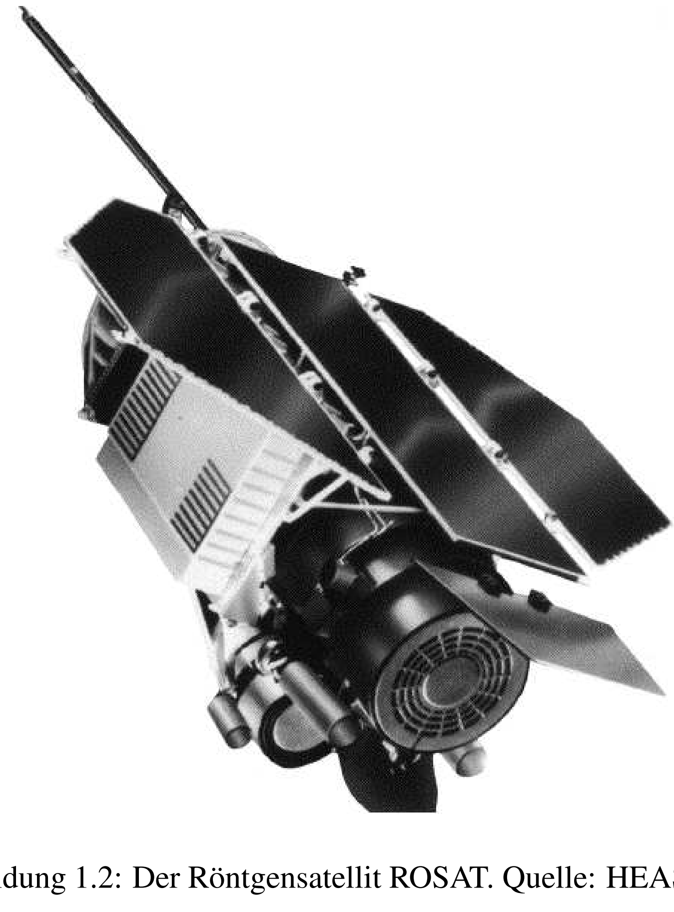


Abbildung 1.2: Der Röntgensatellit ROSAT. Quelle: HEASARC

ROSAT (ROentgenSATellit) wurde am 1. Juni 1990 gestartet und ist der aufwendigste Forschungssatellit, der bisher in Europa gebaut wurde. Er trägt das bisher größte und präziseste Röntgenteleskop (XRT). Das ROSAT-XRT besteht aus vier ineinander geschachtelten Wolter I - Spiegelsystemen (siehe Abbildung 1.3) der Öffnung 84 cm. Außerdem trägt ROSAT die britische *Wide Field Camera* (WFC), ein Wolter-Schwarzschild-Teleskop mit MCPs zur Detektion von XUV-Strahlung.

Das XRT ist mit zwei verschiedenen Typen von Detektoren ausgestattet: dem PSPC (*Position Sensitive Proportional Counter*) und dem HRI (*High Resolution Imager*). Der PSPC ist ein Vieldraht-Proportional-Zähler mit einer Argon-Methan Füllung. Er ermöglicht eine Winkelauflösung von 15 Bogensekunden und eine Energieauflösung von 41% (FWHM) bei 1 keV. Der HRI nutzt die volle Winkelauflösung des XRT (3 Bogensekunden), besitzt jedoch keine nutzbare Energieauflösung.

Ein wichtiges Ziel der ROSAT- Mission war die Durchführung des *ROSAT All Sky Survey* (RASS), der ersten Himmelsdurchmusterung mit einem fokussierenden Röntgenteleskop. Der RASS dauerte ein halbes Jahr und ermöglichte bei einer mittleren Integrationszeit von ~ 600 sec. die Detektion von $50\,000$ größtenteils neuen Röntgenquellen. Diese Zahl wird sich nach einer Reprozessierung vermutlich auf $\sim 60\,000$ (Voges 1996) erhöhen.

Die nominelle Lebensdauer des Satelliten von 3 Jahren ist inzwischen weit überschritten. Während der Gasvorrat für den PSPC Ende 1993 verbraucht war, kann mit dem HRI nach wie vor beobachtet werden. Mit dem PSPC wurden über $3\,500$ Einzelbeobachtungen durchgeführt, mit dem HRI sind es bisher $1\,800$. Das ROSAT- Projekt ist damit die produktivste Mission in der Geschichte der Röntgenastronomie.

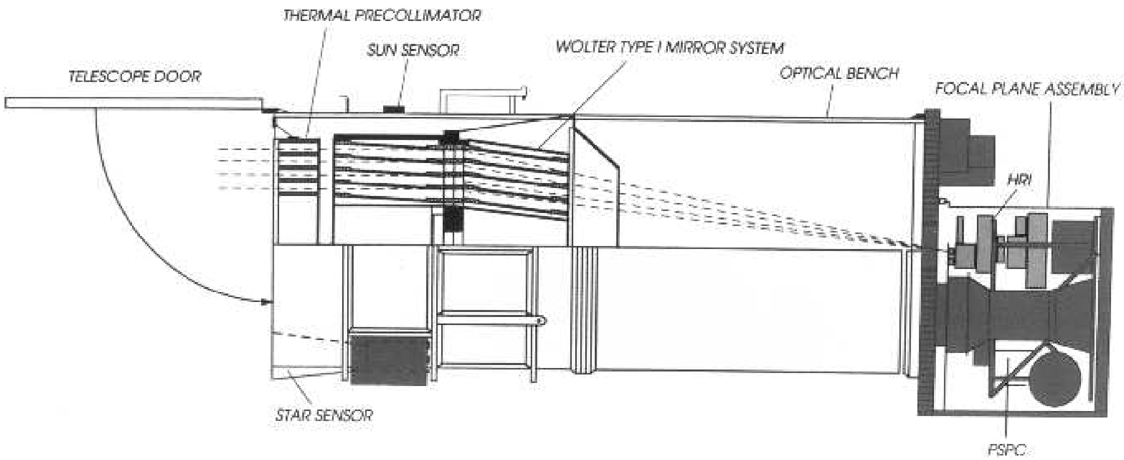


Abbildung 1.3: Das ROSAT-XRT mit Fokalinstrumentierung. Quelle: HEASARC

1.2.1 Eigenschaften des ROSAT-XRT und des PSPC

Sämtliche in dieser Arbeit verwendeten ROSAT-Daten wurden mit der Kombination XRT und PSPC gewonnen. Deshalb möchte ich hier einige für die Durchführung und Analyse von

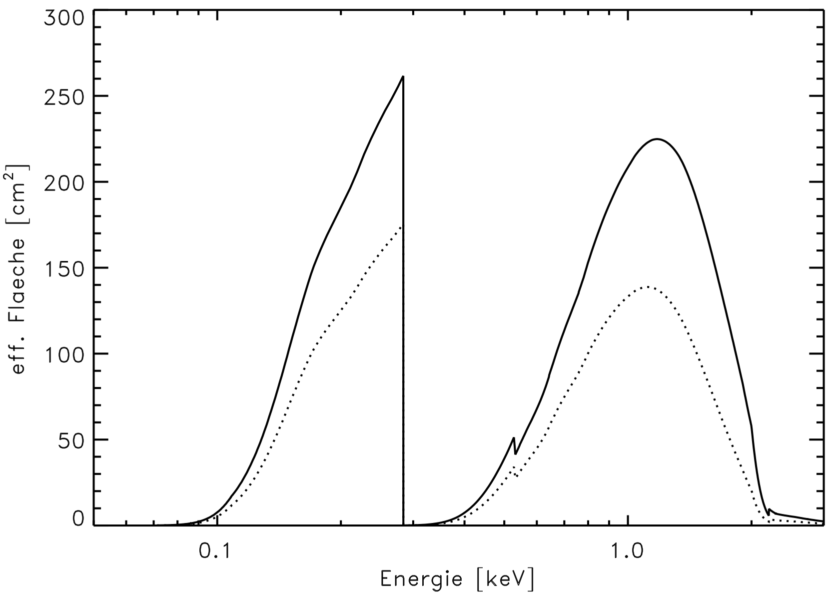


Abbildung 1.4: Effektive Fläche der Kombination ROSAT XRT und PSPC in Abhängigkeit von der Photonenenergie auf der optischen Achse (durchgezogen) und bei einem *off axis* - Winkel von 40 Bogenminuten (punktiert)

Beobachtungen wichtige Eigenschaften dieser Teleskop-Detektor-Kombination beschreiben.

Das ROSAT-XRT hat eine geometrische Fläche von 1140 cm^2, in Kombination mit dem PSPC beträgt die maximale effektive Fläche 260 cm^2 bei 0.28 keV (siehe Abbildung 1.4). Die effektive Fläche berechnet sich aus dem Produkt der geometrischen Fläche und den Effektivitätsfaktoren von Optik und Detektor. Die Effektivität des Teleskops nimmt mit zunehmendem *off axis* - Winkel ab (Abbildung 1.4).

Die Sensitivität eines Instruments für Punktquellen hängt außerdem von seiner Abbildungsqualität und der im Detektor erzeugten Hintergrundzählrate ab. Der im Detektor entstehende Hintergrund wird vor allem durch geladene Teilchen verursacht, die entweder direkt Ereignisse erzeugen oder durch Wechselwirkung mit der Umgebung des Detektors Röntgenphotonen erzeugen, die dann registriert werden. Durch Antikoinzidenzzähler in der Umgebung des Detektors und Pulsformanalyse durch die Ausleseelektronik können beim ROSAT-PSPC über 99% dieser Hintergrundereignisse erkannt und zurückgewiesen werden. Es ergibt sich eine verbleibende Zählrate von $5 \cdot 10^6 \mathrm{s}^{-1} \mathrm{arcmin}^{-2} \mathrm{keV}^{-1}$, die bei der Beobachtung von diskreten Quellen keine praktische Bedeutung hat, da sie vom kosmischen Röntgenhintergrund weit übertroffen wird.

Die Winkelauflösung der Kombination XRT und PSPC wird auf der optischen Achse durch den Detektor bestimmt. Die intrinsische Ortsauflösung des PSPC wird durch eine annähernd gaußförmige Punktbildfunktion der Breite $\sigma = 12''$ (bei 1 keV und für den Abbildungsmaßstab des XRT) charakterisiert. Bei kleineren Photonenenergien verbreitert sich die Punktbildfunktion des PSPC aufgrund der schlechteren Ladungsträgerstatistik. Fern der optischen Achse (ab ca. 14 Bogenminuten) wird die Punktbildfunktion durch die Abbildungsfehler des

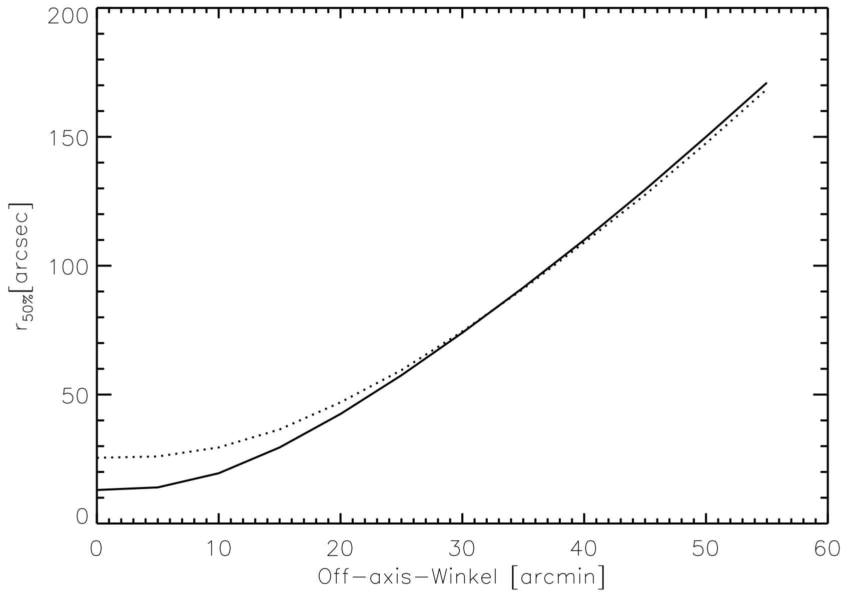


Abbildung 1.5: Winkelauflösung der Kombination ROSAT-XRT und PSPC: Radien, innerhalb derer 50% der Ereignisse einer Punktquelle registriert werden, als Funktion des *off-axis*-Winkels. Durchgezogene Linie: Photonenenergie 1 keV, punktiert: 0.2 keV

XRT bestimmt, die vor allem wegen der starken Bildfeldwölbung des Wolter I - Systems mit dem *off axis*-Winkel stark anwachsen (siehe Abbildung 1.5).

Das gesamte Gesichtsfeld des PSPC hat $2°$ Durchmesser, wegen der Abbildungsfehler im äußeren Bereich ist jedoch je nach Anforderung an die Abbildungsqualität nur ein Teil davon nutzbar. Die Stützstruktur für das Eintrittsfenster verdeckt eine ringförmige Zone bei $r = 24'$ und außerhalb dieses Rings sechs radiale Streifen. Um den störenden Einfluß dieser Struktur und einer feineren, gitterförmigen Trägerstruktur für das Fenster zu verringern, wurde die Ausrichtung des Satelliten normalerweise während der PSPC-Beobachtungen mit einer Periode von 400 sec und einer Amplitude von ca. 5' verändert (*wobble*-Modus).

Die Energieauflösung des PSPC wird durch die Gleichung

$$\frac{\Delta E}{E} = 0.43\sqrt{\frac{0.93\mathrm{keV}}{E}}$$

beschrieben. Dabei ist ΔE die volle Halbwertsbreite der vom Detektor gemessenen Energieverteilung von monochromatischen Photonen der Energie E. Die Pulshöhe eines PSPC-Ereignisses, die von der Energie des detektierten Photons abhängt, wird in Kanalnummern von 1-256 angegeben. Wegen der endlichen Energieauflösung besteht jedoch kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Photonenenergie und Pulshöhe, vielmehr existiert eine Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(E, i)$ für die Detektion eines Photons der Energie E im Kanal i. Die *detector response matrix*

$$DRM_{ij} = P(E_j, i)$$

gibt diese Verteilung für diskretisierte Energieintervalle E_j wieder. Die *detector response matrix* für den ROSAT-PSPC wurde durch Kalibrationsmessungen am Boden und im Orbit erstellt. Zur Datenanalyse wird je nach Zeitpunkt der Beobachtung die Benutzung einer von zwei Versionen der DRM empfohlen: die Version 06 vom 11. 3. 1992 für Beobachtungen aus der Verifikationsphase, des RASS, und der Phase AO1 und die Version 36 vom 12. 1. 1993 für alle späteren Beobachtungen, da der PSPC ab Oktober 1991 mit einer geringeren Hochspannung betrieben wurde.

1.2.2 Analyse von ROSAT-Daten

Die Daten, die ROSAT an die Bodenstation in Weilheim übermittelt, werden (für das deutsche Gastbeobachterprogramm) vom ROSAT *Scientific Data Center* am MPE in Garching aufbereitet. Dabei bringt das *Standard Processing and Analysis Software System* (SASS) Kalibrationen an Zeit-, Orts- und Energieinformationen an und führt die Detektion und Analyse von Röntgenquellen durch.

ROSAT-Gastbeobachter erhalten Datenbänder mit den folgenden Dateien (für PSPC-Beobachtungen):

- *Photon Event Table* (PET): Der PET ist eine Tabelle, die von jedem registrierten Photon die Parameter Zeit, Energie in ROSAT Pulshöhenkanälen sowie Ort in Detektorkoordinaten und Himmelkoordinaten enthält.
- Bilder in verschiedenen Energiebereichen.
- Beobachtungsspezifische Kalibrationsdateien enthalten Informationen über die Position und Ausrichtung des Satelliten, Photonen- und Teilchenzählraten, sowie über die Datenqualitat.
- Die allgemeinen Kalibrationsdateien enthalten die effektiven Flächen der Kombination Teleskop und Detektor und die *detector response matrix*.
- Eine Tabelle mit den Ergebnissen der Detektionssoftware des SASS.

Für das deutsche Gastbeobachterprogramm werden diese Dateien im MIDAS/EXSAS-Format erstellt (MIDAS: *Munich Image and Data Analysis System*, EXSAS: *Extended Scientific Analysis System*, Zimmermann et al. 1994). Die Datensätze werden nach Ablauf der exklusiven Datenrechte des Beobachters (i.a. nach einem Jahr) in den Archiven am MPE in Garching und am GSFC in Greenbelt zugänglich gemacht.

Das speziell für die Analyse von ROSAT-Daten erstellte Softwarepaket EXSAS erlaubt Selektion und *binning* nach allen im PET enthaltenen Parametern und damit räumliche, zeitliche und spektrale Analyse der Daten. Die spektrale Analyse einer Röntgenquelle erfolgt nach folgender Prozedur:

1. Bestimmung der Koordinaten der zu untersuchenden und benachbarter Quellen.

2. Selektion der Quellphotonen: Kleine Extraktionsradien bergen wegen der Energieabhängigkeit der Punktbildfunktion die Gefahr systematischer Fehler, zu große Radien verschlechtern das Signal-Rausch-Verhältnis bei schwachen Quellen. Für Quellen auf der optischen Achse stellt $r \simeq 3$ arcmin einen Kompromiß dar. Bei der Selektion der Hintergrundphotonen (i.a. in einem Ring um die Quelle) müssen benachbarte Quellen ausgeschlossen werden.

3. Berechnung von korrigierten effektiven Flächen: Mit dem *off-axis* Winkel der Quelle, der Totzeit des Detektors und dem relativen Anteil der Punktbildfunktion außerhalb des Extraktionsradius werden für die Quelle individuell korrigierte effektive Flächen des Instruments berechnet.

4. *Binning* nach Detektor-Pulshöhen und Subtraktion des Hintergrundes: PSPC-Pulshöhen werden in 256 Kanälen gemessen ($E[\mathrm{keV}] \simeq 0.01 i_{\mathrm{Kanal}}$); diese sollten so zusammengefaßt werden, daß das *sampling* der Energieauflösug gewährleistet bleibt und ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis in jedem bin erreicht wird.

5. Spektraler Fit: Wegen der begrenzten Energieauflösung des Detektors folgt die Photonenenergie nicht eindeutig aus der Pulshöhe des Ereignisses. Deshalb wird das Photonenspektrum $F(E)$ eines Modells mit den effektiven Flächen multipliziert, mit der DRM gefaltet (siehe Gleichung 1.1) und im Zählraten–Energiekanal - Raum mittels eines χ^2-Fits an das gemessene Spektrum angepaßt. Die resultierenden Photonenspektren sind nicht eindeutig, vielmehr kann man Modelle, die kein akzeptables χ^2 liefern, ausschließen.

$$CR_{\mathrm{i}} = \sum_j \left(DRM_{\mathrm{ij}} A_{\mathrm{eff,j}} \int_{E_{1,\mathrm{j}}}^{E_{2,\mathrm{j}}} F(E) dE \right) \tag{1.1}$$

CR_{i}: Zählrate im Kanal i.

DRM_{ij}: Das Matrixelement DRM_{ij} gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Photon aus dem Energieintervall j im Kanal i detektiert wird.

$E_{1,\mathrm{j}}, E_{2,\mathrm{j}}$: Untere und obere Grenze des Energieintervalls j.

$A_{\mathrm{eff,j}}$: effektive Fläche im Energieintervall j.

1.3 Aktive Galaxienkerne

1.3.1 Klassifikation

Als aktive Galaxienkerne (*active galactic nuclei*, AGN) bezeichnet man die Zentralregionen von Galaxien, in denen mindestens eines der folgenden Phänomene beobachtet wird:

- ungewöhnlich hohe Leuchtkraft des Kerns im Vergleich zur gesamten Galaxie; bei entfernten Objekten ist häufig nur der Kern als punktförmiges Objekt beobachtbar.

- starke optische Emissionslinien aus dem Galaxienkern, dabei können Linien sowohl verbotener als auch erlaubter Übergänge mit verschiedenen Linienbreiten auftreten.
- vergleichsweise hohe UV-Leuchtkraft des Galaxienkerns (UV-Exzeß).
- starke Radioemission aus einem kompakten Kern oder aus ausgedehnten Jets oder Blasen (*lobes*).
- Variabilität und/oder Polarisation der emittierten Strahlung.

Die Klassifikation von AGN erfolgte historisch aufgrund dieser phänomenologischen Kriterien. Obwohl streng genommen nur der Kern einer aktiven Galaxie als AGN bezeichnet werden kann, wird der Begriff „AGN" oft für das gesamte Objekt, z.B. eine Seyfert-Galaxie oder Radiogalaxie benutzt. Die wichtigsten Klassen sind:

Seyfert-Galaxien:
Diese Galaxien zeichnen sich durch eine erhöhte Kernleuchtkraft und Emissionslinien im optischen Spektrum aus. Anhand der Spektren unterscheidet man Seyfert 1 und Seyfert 2 - Galaxien. Seyfert 1 - Galaxien zeigen Linien erlaubter Übergänge, deren Breite einer Geschwindigkeitsdispersion von bis zu 10^4 km/s entspricht und verbotene Linien mit Breiten von bis zu 1000 km/s. Sowohl die erlaubten als auch die verbotenen Linien im Seyfert 2 - Spektrum sind in ihren Breiten mit den verbotenen Linien im Seyfert 1 - Spektrum vergleichbar. Inzwischen sind auch Übergangstypen bekannt, die dann z.B. als „Seyfert 1.5" bezeichnet werden. Seyfert-Kerne sind fast ausschließlich in Spiralgalaxien zu finden.

Quasare:
Das Wort „Quasar" wurde von *quasistellar radio source* abgeleitet, nachdem erstmals Radioquellen im optischen Bereich als punktförmige Objekte mit stark rotverschobenen Emissionslinien identifiziert wurden. Diese Bezeichnung wurde auch für *radioleise* QSOs (*quasistellar objects*) übernommen, deren optische Eigenschaften denen der *radiolauten* Quasare ähnlich sind. Die optischen Spektren beider Unterklassen sind vom Seyfert 1 - Typ, der Übergang zwischen Seyfert 1 - Galaxien und radioleisen QSOs ist fließend, üblicherweise werden Objekte, die heller als $M_{\mathrm{abs}} = -23$ sind, als Quasare bezeichnet. Radiolaute Quasare unterteilt man nach ihren Radiospektren in Flachspektrum-Quasare (*flat spectrum radio quasars*, FSRQs), deren Radioflußdichte nur wenig frequenzabhängig ist und in Steilspektrum-Quasare (*steep spectrum radio quasars*, SSRQs), deren Radiospektrum mit der Frequenz steil abfällt. Die Radiomorphologie von FSRQs ist meist kompakt, während sie bei SSRQs im allgemeinen durch Radio-*lobes* dominiert ist.

Radiogalaxien:
Diese Objekte gleichen im optischen Erscheinungsbild elliptischen Galaxien. Die ausgedehnten Radiojets und Radioblasen (*lobes*), die meist symmetrisch zu den Zentren der Galaxien beobachtet werden, lassen auf die Existenz von Kernaktivität in Radiogalaxien schließen. Fanaroff & Riley (1974) führten zwei Unterklassen von Radiogalaxien ein, die als Fanaroff-Riley (FR) I und FR II - Galaxien bezeichnet werden. FR II - Galaxien sind vergleichsweise leuchtkräftiger und werden morphologisch von Radio-*lobes* dominiert.

BL Lacertae - Objekte:
BL Lac - Objekte ähneln in ihren Eigenschaften radiolauten Quasaren, die optischen Spek-

tren zeigen jedoch keine oder nur schwache Emissionslinien. Die Emission von BL Lac - Objekten ist variabel und polarisiert. Eine ausführliche Beschreibung dieser Objektklasse erfolgt in Abschnitt 2.1.

1.3.2 Modelle für AGN

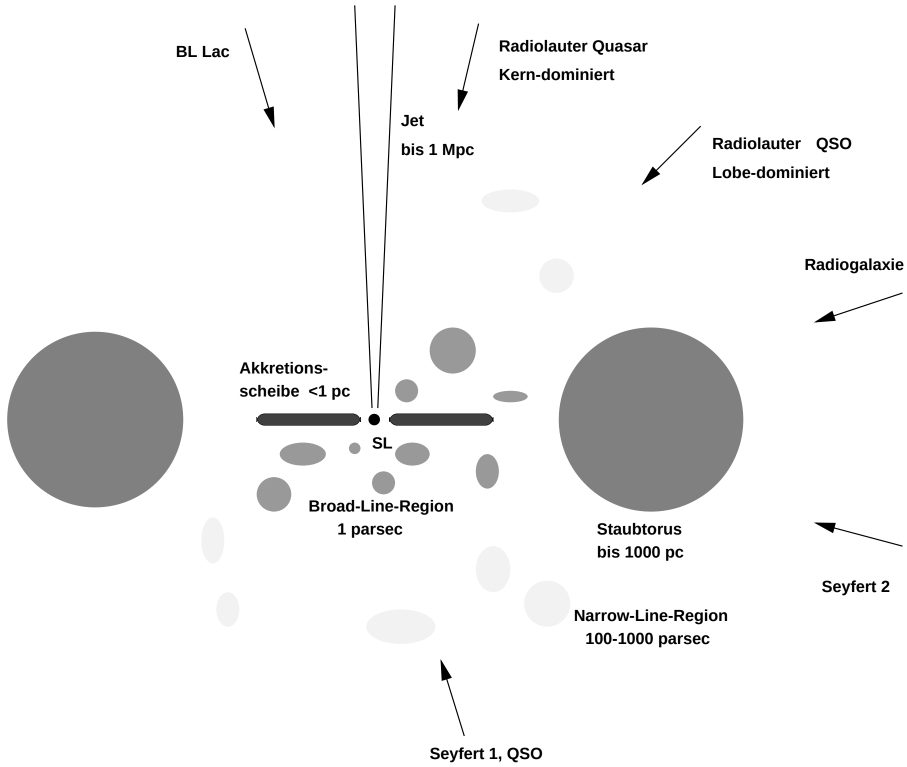


Abbildung 1.6: Skizze des Aufbaus von AGN (nicht maßstäblich). Die Pfeile und ihre Beschriftungen deuten die Blickwinkel an, die den jeweiligen Objekten zugeordnet werden. Die untere Hälfte der Skizze (ohne Jet) bezieht sich auf radioleise AGN, die obere Hälfte auf radiolaute Objekte.

Der einzig plausible Mechanismus, der die hohe Leuchtkraft eines AGN in einem kompakten Emissionsgebiet erzeugen kann, ist die Akkretion von Materie auf ein kompaktes, sehr massives Objekt. Rees (1984) zeigte, daß bei der benötigten Masse ($10^7 - 10^9 M_\odot$) aus Stabilitätsgründen nur ein Schwarzes Loch für das zentrale Objekt einer aktiven Galaxie in Frage kommt.

Da ein einzelnes Teilchen wegen der Drehimpulserhaltung nicht direkt auf das Schwarze Loch fallen kann, ist für die Akkretion Wechselwirkung mit anderen Teilchen notwendig. Dabei ist die Bildung einer Akkretionsscheibe wahrscheinlich, deren Normale durch den mittleren Drehimpuls aller Teilchen bestimmt wird. In einer solchen Scheibe können einzelne Teilchen, die sich zunächst auf Kepler-Bahnen bewegen, durch viskose Wechselwirkung Drehimpuls abgeben und so auf immer engeren Bahnen auf das Schwarze Loch fallen. Diese Wechselwirkung heizt gleichzeitig die Scheibe auf; die gewonnene Gravitationsenergie

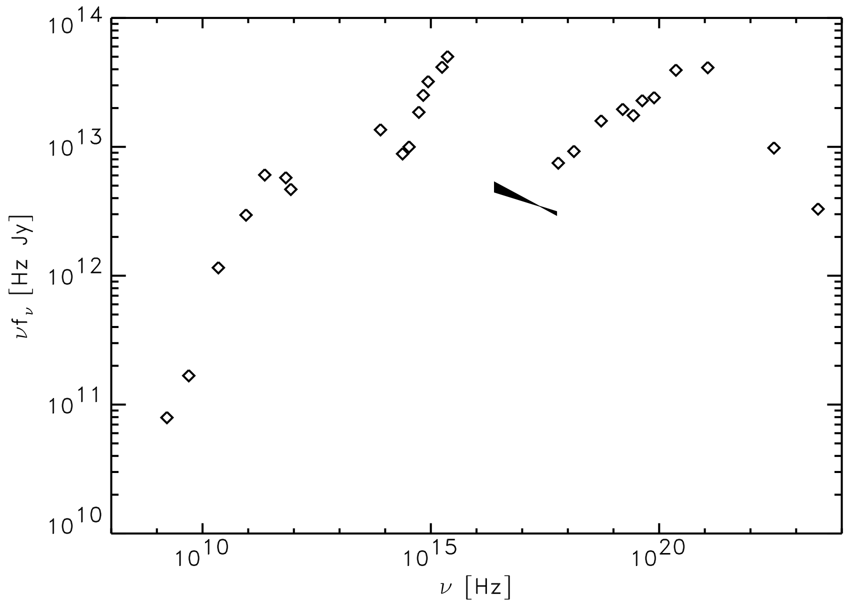


Abbildung 1.7: Multifrequenzspektrum des Quasars 3C 273 vom Radio- bis zum Gammabereich. Die Datenpunkte resultieren aus quasi-simultanen Messungen im Juni 1990 (Lichti et al. 1995). Das ausgefüllte Symbol markiert einen Potenzgesetz-Fit an das ROSAT-Spektrum des Quasars vom Dezember 1991 (Otterbein 1992).

wird abgestrahlt. Die thermische Emission der Akkretionsscheibe ist möglicherweise die Ursache für die Exzeß-Emission im UV-Bereich (*blue bump*) und den *soft excess* in weichen Röntgenbereich. Als *soft excess* wird der Überschuß weicher Röntgenstrahlung im Vergleich zur Extrapolation des harten Röntgenspektrums von AGN bezeichnet, das durch ein Potenzgesetz mit dem Spektralindex $\alpha_{\rm x} \sim 0.7$ beschrieben wird. Im abgebildeten Multifrequenzspektrum (Abbildung 1.7) führt der *soft excess* dazu, daß das ROSAT-Spektrum wesentlich weicher als das Röntgenspektrum bei höheren Energien ist.

Die beobachteten Breitbandspektren erfordern jedoch weitere Emissionskomponenten. In Abbildung 1.6 ist das heute weitgehend akzeptierte Modell eines AGN skizziert. Dabei werden die Eigenschaften der verschiedenen Unterklassen durch intrinsische Unterschiede sowie durch Inklinationseffekte erklärt (Vereinheitlichungsmodell). Ein prinzipieller Unterschied scheint zwischen radioleisen und radiolauten AGN zu bestehen. Letztere besitzen Jets (kollimierte Plasma-Ausströmungen), deren Synchrotronstrahlung die Radioemission verursacht. Das Vereinheitlichungsmodells erklärt die verbleibenden phänomenologischen Unterschiede zwischen den einzelnen Klassen weitgehend durch unterschiedliche Blickwinkel. Dabei spielen folgende Effekte eine Rolle:

- Bedeckung von Emissionskomponenten durch den Staubtorus; die inneren Bereiche von AGN können dadurch je nach Blickwinkel für den Beobachter in weiten Wellenlängenbereichen unsichtbar werden.

- relativistisches *beaming* der Emission von Jets in Vorwärtsrichtung, die dadurch je nach Inklination der Jetachse zur Sichtlinie um mehrere Zehnerpotenzen verstärkt oder abgeschwächt werden kann (siehe Anhang A).

Im Rahmen des Standardmodells tragen die einzelnen Komponenten wie folgt zu den Spektren von AGN bei:

Akkretionsscheibe:
Das Maximum der thermischen Emission einer Akkretionsscheibe liegt vermutlich im weitgehend unbeobachtbaren XUV-Bereich. Der optische *blue bump* wird als der langwellige Teil, der *soft excess* im Röntgenbereich als die kurzwellige Fortsetzung dieser thermischen Komponente angesehen.

Jet:
Relativistischen Elektronen in Jets emittieren nichtthermische Strahlung über weite Frequenzbereiche. Bei niedrigen Frequenzen (radio, optisch) dominiert dabei Synchrotronstrahlung. Die Elektronen können wiederum Synchrotronphotonen durch inverse Compton-Stöße zu höheren Energien streuen. Die Gamma-Emission, die bei einigen radiolauten AGN beobachtbar ist, kann durch Comptonisierung von UV- und Röntgenphotonen aus der Akkretionsscheibe durch die Jet-Elektronen erklärt werden (z. B. Dermer & Schlickeiser 1992). Bedingt durch relativistisches *beaming* emittieren Jets bevorzugt in Vorwärtsrichtung. Deshalb nimmt man an, daß bei Objekten wie FSRQs und BL Lacs, deren Spektrum durch nichtthermische Emission aus den Jets dominiert wird, Jetachse und Sichtlinie kleine Winkel einschließen. Die ausgedehnten Radio-*lobes*, in denen die Jets enden, emittieren isotrop Synchrotronstrahlung im Radiobereich. Bei SSRQs, deren Morphologie die *lobes* dominieren, nimmt man größere Inklinationswinkel an.

Broad line region:
In Gaswolken nahe der zentralen Quelle, die hohe Geschwindigkeiten besitzen, entstehen die breiten Emissionlinien, die im Spektrum von Seyfert 1 - Galaxien und Quasaren beobachtbar sind. Aufgrund der relativ hohen Dichte kommen nur Linien erlaubter Übergänge vor. Der Staubtorus verdeckt bei sehr großen Inklininationswinkeln (Seyfert 2 - Galaxien, Radiogalaxien) sowohl die *broad line region* als auch das Zentrum des AGN.

Narrow line region:
Die Wolken in größerer Entfernung vom Zentrum bewegen sich langsamer und sind weniger dicht, die emittierten Linien sind deswegen schmaler und es kommen verbotene Linien vor. Diese Region ist so ausgedehnt, daß sie auch bei großen Inklinationswinkel sichtbar ist und dominiert deshalb das Seyfert 2 - Linienspektrum.

Staub:
Ein Teil der vom Zentrum ausgehenden Strahlung wird durch Staub in der Umgebung des AGN absorbiert und als thermische Komponente im fernen Infrarot reemittiert.

Kapitel 2

Das Röntgenspektrum von BL Lacertae Objekten

2.1 Einführung

2.1.1 Definitionen

BL Lacertae (BL Lac) Objekte sind aktive Galaxienkerne, die sich durch folgende Eigenschaften auszeichnen:

- Fehlende oder schwache Emissions- oder Absorptionslinien; zur Klassifikation wird meist eine Äquivalentbreite von 5Å als Schwelle gesetzt (z. B. Stickel et al. 1993).
- Variabilität in allen Wellenlängenbereichen.
- Polarisation in allen Wellenlängenbereichen, die bisher Polarisationsmessungen zugänglich sind (optisch, radio).

Für die Selektion von BL Lac - Kandidaten von großer Bedeutung ist die Tatsache, daß alle BL Lacs sowohl radiolaut (Stocke et al. 1990) als auch röntgenhell (Worrall & Wilkes 1990) sind.

BL Lacs besitzen ein flaches Radiospektrum. Die Definition für ein „flaches" Radiospektrum lautet:

$$\alpha_{1.4-5\mathrm{GHz}} < 0.5 \ \text{ mit } \ f_\nu \sim \nu^{-\alpha}$$

Die Flußdichte f_ν ist durch

$$f_\nu = \frac{dP}{dAd\nu}$$

definiert, also als Leistung pro Flächen- und Frequenzintervall.

Einige Unterklassen der radiolauten Quasare teilen einige der obengenannten Eigenschaften mit den BL Lacs, besitzen jedoch Emissionslinien:

- FSRQs, *flat spectrum radio quasars*
- CDQs, *core dominated quasars*
- OVVs, *optically violent variables*
- HPQs, *highly polarized quasars*

Diese Unterklassen von Quasaren überschneiden sich stark und werden oft zusammen mit den BL Lacs zu der Klasse der Blazare (*to blaze:* lodern) zusammengefaßt.

2.1.2 Entdeckungsgeschichte

Das Prototyp-Objekt BL Lacertae wurde von Hoffmeister (1929) aufgrund seiner Variabilität entdeckt und als irregulär variabler Stern klassifiziert. Seine extragalaktische Natur wurde erst nach der Identifikation mit einer Radioquelle (Schmitt 1968) und der Entdeckung ähnlicher Objekte erkannt (Strittmatter et al. 1972).

Die meisten BL Lac - Objekte wurden anfangs durch die Identifikation von Radioquellen entdeckt (radioselektierte BL Lacs, RBLs), von den 518 Quellen ($f_{5\,\mathrm{GHz}} > 1\mathrm{Jy}$) im Katalog von Kühr et al. (1981) sind 34 als BL Lac Objekte klassifiziert (Stickel et al. 1991). Ebenso erfolgreich ist die Suche nach BL Lacs unter Röntgenquellen (röntgenselektierte BL Lacs, XBLs). Von den 835 Quellen in *Einstein* IPC Feldern des *Einstein Medium- Sensitivity Survey* (EMSS) sind 36 BL Lacs (Stocke et al. 1991); unter den 809 (helleren) *Einstein Slew Survey* Quellen wurden bisher 62 BL Lacs gefunden (Perlman et al. 1995).

Da die Gruppierung in RBLs und XBLs aufgrund des Wellenlängenbereiches, in dem sie entdeckt wurden, nicht notwendigerweise physikalische Unterschiede widerspiegelt, wird in dieser Arbeit das Verhältnis der Flußdichten im Radio- und Röntgenbereich zur Definition herangezogen: Objekte mit $\alpha_{\mathrm{rx}} \equiv (\log f_{\mathrm{x}} - \log f_{\mathrm{r}})/(\log \nu_{\mathrm{r}} - \log \nu_{\mathrm{x}}) < 0.75$ werden der XBL-Unterklasse zugeordnet, Objekte mit $\alpha_{\mathrm{rx}} > 0.75$ den RBLs.

Bedingt durch die Schwierigkeit, optisch schwache Objekte mit kontinuierlichen Spektren zweifelsfrei zu klassifizieren, sind bisher nur 216 BL Lac - Objekte bekannt (Padovani & Giommi 1995).

Skaliert man den Anteil der BL Lacs an den *Einstein* Quellen mit der Zahl der ROSAT-Quellen (~ 60000 im *All Sky Survey*), so ergibt sich eine Zahl von 2000 bis 3000 neuen Objekten. Erste Stichproben wurden von Bade et al. (1994), Kock et al. (1996) und Nass et al. (1996) identifiziert.

2.1.3 Emissionsmodelle

Blandford und Rees (1978) schlugen als erste relativistische Jets als Quelle des elektromagnetischen Spektrums von BL Lac - Objekten (und anderen radiolauten AGN) vor. Jets sind Plasmaströme, die kollimiert von der zentralen Quelle ausgestoßen werden.

Die wichtigsten Beobachtungshinweise für diese Annahme sind:

- BL Lacs zeigen in allen gemessenen Wellenlängenbereichen ein nichtthermisches Kontinuum.
- Die Emission ist polarisiert (bis zu 20%).
- Alle BL Lac - Objekte sind mehr oder weniger radiolaut (Stocke et al. 1990) und besitzen ein flaches oder invertiertes Radiospektrum.
- In allen Geschwindigkeitsmessungen der VLBI-Komponenten von BL Lac - Objekten wurde scheinbare Überlichtgeschwindigkeit (*superluminal motion*) gefunden (Ghisellini et al. 1993).

BL Lac - Objekte sind diejenigen aktiven Galaxien, deren beobachtetes Spektrum am stärksten durch die Jet-Komponente dominiert wird. Die Emission von Jets wird im allgemeinen durch *synchrotron-self Compton* (SSC) Modelle (Blandford & Königl 1979) beschrieben.

Der Potenzgesetzcharakter des Spektrums und die starke Polarisation weisen auf die Synchrotron-Natur der Emission vom Radio- bis zum optischen Bereich hin (zu den Eigenschaften der Synchrotronstrahlung siehe Anhang A).

Die Kühlzeit von hochrelativistischen Elektronen mit Lorentzfaktor γ_0 im Magnetfeld B ist durch

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{3m_{\mathrm{e}}^3 c^5}{2e^4} \frac{1}{B_\perp^2 \gamma_0}$$

gegeben (Rybicky & Lightman 1979). Das Energiespektrum der Elektronen und damit der Synchrotronemission ist also durch die kurze Lebensdauer sehr energiereicher Teilchen nach oben hin begrenzt. Bei hohen Frequenzen dominieren deshalb comptonisierte Photonen das Spektrum. Comptonisiert werden können entweder im Jet selbst erzeugte Synchrotron-Photonen (SSC) oder externe Photonen (z. B. aus einer Akkretionsscheibe oder *broad line region*).

Welcher Emissionsprozeß bei BL Lac - Objekten im weichen Röntgenbereich vorliegt, war bisher unklar und wird in Abschnitt 2.3.2 diskutiert.

2.1.4 Vereinheitlichungsmodelle

Die Beobachtung von *superluminal motion* weist darauf hin, daß Jetachse und Sichtlinie des Beobachters einen relativ kleinen Winkel einschließen und daß sich makroskopische Teile des Jets mit relativistischen Geschwindigkeiten bewegen. Diese geometrische Konfiguration führt zu relativistischem Doppler-*beaming*: Die Emission eines relativistischen Jets wird bevorzugt in seine Bewegungsrichtung, im Fall kleiner Winkel zur Sichtlinie also in Richtung des Beobachters, abgestrahlt (zu *superluminal motion* und Doppler-*beaming* siehe Anhang A).

Neben dem Phänomen der *superluminal motion* bestätigen folgende Beobachtungen die *beaming*-Hypothese:

Asymmetrie von Radio-Jets:
Die beobachteten Jets von BL Lac - Objekten und anderen Blazaren sind fast immer einseitig. Auch wenn man annimmt, daß die Jets im allgemeinen zweiseitig symmetrisch vom AGN ausgestoßen werden, kann dies in einfacher Weise durch relativistisches *beaming* erklärt werden: Die Strahlung des in Richtung des Beobachters ausgestoßenen Jets wird durch *beaming* verstärkt, diejenige des anderen wird abgeschwächt.

Compton-Katastrophe:
Für den Fall, daß die Radioemission der Objekte durch den Synchrotron-Prozeß erzeugt wird, folgt, daß ein Teil der erzeugten Photonen durch inverse Compton-Stöße nach höheren Energien gestreut werden. Die invers-Compton-Emissivität ist sowohl proportional zur Photonen- als auch zur Elektronendichte und somit stark von der Kompaktheit der Radioquelle abhängig. Aus dem VLBI-Kerndurchmesser der Radioquelle und ihrem Fluß kann der erwartete *synchrotron-self Compton (SSC)* - Fluß im Röntgenbereich berechnet werden. Bei vielen BL Lac - Objekten und Quasaren ist der gemessene Röntgenfluß jedoch geringer als der theoretische SSC - Fluß (Compton-Katastrophe). Dieser Widerspruch löst sich auf, wenn der beobachtete Radiofluß durch Doppler-*beaming* verstärkt ist, da sich dann geringere Elektronen- und Photonendichten für die Quelle ergeben. Aus dem Verhältnis von berechnetem SSC-Fluß und beobachtetem Röntgenfluß kann eine untere Grenze für den Doppler-Faktor δ berechnet werden (Marscher et al. 1979).

SSC-*beaming*-Faktoren für die in dieser Arbeit untersuchten Objekte wurden aus den ROSAT-Flüssen berechnet (Abschnitt 2.3.3).

Bei Objekten, die Radiovariabilität auf sehr kurzen Zeitskalen (im Extremfall einige Stunden) zeigen, kann die Ausdehnung der Quelle noch enger als durch VLBI-Messungen eingeschränkt werden, daraus folgen noch höhere untere Grenzen für δ (Quirrenbach et al. 1992).

Gamma-Leuchtkräfte:
Über 40 BL Lac - Objekte und Flachspektrum-Quasare wurden vom Experiment EGRET auf dem *Compton Gamma-Ray Observatory* im Energiebereich $E \geq 100$ MeV detektiert (von Montigny et al. 1995). Bei den hellsten Gamma-Quellen konnte Variabilität auf der Zeitskala von Tagen festgestellt werden. Gamma-Photonen können sich durch Wechselwirkung mit anderen Photonen unter Bildung von e^-e^+-Paaren vernichten, wenn die Gesamtenergie beider Photonen $2m_ec$ übersteigt. Deshalb ist die mögliche Kompaktheit von Gamma-Quellen begrenzt (Maraschi et al. 1992).

Die optische Tiefe für diesen Prozeß ist $\tau_{\gamma\gamma} \simeq \ell/40$ mit dem dimensionslosen *compactness*-Parameter

$$\ell = \frac{L\sigma_\mathrm{T}}{rm_\mathrm{e}c^3}.$$

L:	Leuchtkraft der Quelle
r:	Radius der Quelle
σ_T:	Thomson-Wirkungsquerschnitt
m_e:	Elektron-Ruhemasse
c:	Lichtgeschwindigkeit

Für eine variable Quelle mit der beobachteten Variabilitätszeitskala $\Delta t_\mathrm{obs} = \delta^{-1}\Delta t_\mathrm{true}$ und $L_\mathrm{obs} = \delta^4\, L_\mathrm{true}$ und $r \simeq c\,\Delta t_\mathrm{true}$ folgt:

$$\delta^5 = 40\frac{L_\mathrm{obs}\,\sigma_\mathrm{T}}{\Delta t_\mathrm{obs}\,m_\mathrm{e}\,c^4}$$

Dondi & Ghisellini (1995) berechneten Gamma-*beaming*-Faktoren für alle EGRET-detektierten AGN.

Da bei BL Lac - Objekten und Flachspektrum-Quasaren offensichtlich durch Doppler-*beaming* verstärkte Emission aus dem Jet beobachtet wird, muß es Objekte geben, die physikalisch mit diesen Objektklassen identisch sind, bei denen *beaming*-Effekte jedoch keine Rolle spielen, da die Inklination der Jetachse größer ist. Falls sich solche Objekte der Beobachtung nicht vollständig entziehen, sollten sie bekannten Klassen angehören, die eine höhere Raumdichte als die durch *beaming* in ihrer Leuchtkraft verstärkten Unterklassen aufweisen. Die Erscheinungsform der Objekte dieser „Elternpopulationen“ kann aus folgenden Gründen sehr verschieden von BL Lacs bzw. FSRQs sein:

- Die Leuchtkraft der von *beaming* beeinflußten Komponenten wird um den Faktor $L_\mathrm{obs}/L = \delta^4$ verstärkt, wobei $\delta \simeq 10$ bei Abschätzungen mit obengenannten Methoden auftreten kann. Es können also Komponenten dominieren, die bei der Elternpopulation unbeobachtbar sind.

- Bei verschiedenen Inklininationswinkeln können Bedeckungseffekte, z.B. durch einen Staubtorus, der auch in radioleisen AGN vermutet wird, ein große Rolle spielen.

Schwartz & Ku (1983) schlugen Radiogalaxien als nicht zum Beobachter ausgerichtete Elternpopulation der BL Lac - Objekte vor. Radiogalaxien wurden von Fanaroff & Riley (1974) in zwei Unterklassen gruppiert: FR II - Galaxien sind leuchtkräftiger als FR I - Galaxien; beim FR II - Typ wird die Radio-Morphologie von hellen *lobes* dominiert, bei FR I ist sie eher kompakt.

Da die mittlere Leuchtkraft von BL Lacs niedriger ist als die von radiolauten Quasaren, liegt die Annahme nahe, BL Lacs den FR I - Radiogalaxien und radiolaute Quasare den FR II - Radiogalaxien zuzuordnen.

Damit ergibt sich ein mögliches Schema für die physikalischen Zusammenhänge zwischen der verschiedenen Klassen von radiolauten AGN:

Winkel Jetachse–Sichtlinie wird kleiner $\longrightarrow$

Leucht-kraft $\downarrow$			
	FR I	XBL ?	RBL
	FR II	SSRQ	FSRQ

Die Zusammenhänge zwischen verschiedenen Klassen radiolauter AGN sind jedoch Gegenstand der aktuellen Diskussion und obiges Schema kann keinesfalls als gesichert gelten. In dieser Arbeit diskutiere ich anhand der Röntgenspektren von 75 BL Lac - Objekten den Unterschied zwischen radioselektierten BL Lacs (RBLs) und röntgenselektierten BL Lacs (XBLs). Teile diese Untersuchung werden in *Astronomy&Astrophysics* publiziert (Lamer et al. 1996).

2.2 Beobachtungen und Datenanalyse

2.2.1 Auswahl der Objekte und ROSAT-Beobachtungen

Ein Teil der hier verwendeten ROSAT-Beobachtungen basieren auf Beobachtungsvorschlägen von H. Brunner (ROSAT -Proposals „H. Brunner et al.: *Determination of the X-ray spectra in a complete sample of flat spectrum radio sources*“, 5 BL Lac - Objekte, und „H. Brunner et al.: *Rapid variability in Bl Lacertae objects*“, 4 Objekte), die für diese Arbeit zur Verfügung standen. Alle anderen ROSAT-Daten wurden den öffentlichen Datenarchiven des MPI für extraterrestrische Physik, Garching und des Goddard Space Flight Center, Greenbelt, USA entnommen.

Die in dieser Arbeit untersuchten BL Lac - Objekte entsprechen folgenden Auswahlkriterien:

- Als Basis dient der BL Lac - Katalog in Véron-Cetty & Véron (1993, elektronische Version).

- Objekte, die inzwischen als Radiogalaxien oder Quasare klassifiziert wurden (z.B. in Stickel et al. 1994), wurden ausgeschlossen.

- Aus diesem Katalog wurden alle Objekte ausgewählt, die in mindestens einer pointierten ROSAT PSPC-Beobachtung mit mehr als 50 Quellcounts detektiert wurden.

Tabelle 2.1: Flußlimitierte Stichproben von BL Lacs

Stichprobe	Referenz	diese Arbeit (gesamt)
1 Jy (5 GHz)	Stickel et al. (1991)	29 (34)
EMSS	Morris et al. (1991)	19 (22)
S5 (1 Jy, $\delta > 70°$)	Eckart et al. (1986)	5 (5)

- Bei mehrmals beobachteten Objekten wurde im allgemeinen nur eine ROSAT-Beobachtung ausgewertet.

Diese Kriterien ergeben einen Katalog von 75 Objekten, deren ROSAT PSPC-Daten in dieser Arbeit verwendet werden. Es muß betont werden, daß dieser Katalog keine statistisch vollständige Stichprobe darstellt. Bedingt durch die relative Seltenheit von BL Lac - Objekten und durch ihren Mangel an Merkmalen im optischen Spektrum sind die bisher verfügbaren flußlimitierten Stichproben von BL Lacs relativ klein; inwieweit diese Stichproben durch diese Arbeit abgedeckt werden, zeigt Tab. 2.1.

Die Katalogbezeichnungen der Objekte nach Véron-Cetty & Véron(1993), die *ROSAT Observation Request* - Nummern der verwendeten Beobachtungen, deren Datum und Integrationszeit, und detektierte Quellcounts für das jeweilige Objekt sind in Tab. 2.2 aufgelistet.

2.2.2 Datenanalyse

Sowohl Archivdaten als auch eigene ROSAT-Beobachtungen der Arbeitsgruppe habe ich in derselben Weise mit Hilfe des Röntgenastronomie-Softwarepaketes EXSAS ausgewertet (siehe Abschnitt 1.2.2).

Die Radien für die Extraktion der Quellen betragen 100”-200” (abhängig vom Signal-Rausch Verhältnis der Quelle). Die gebinnten Spektren im Energiebereich 0.1-2.4 keV (Kanäle 11-240) haben Signal-Rausch-Verhältnisse von 4-50. An diese Rohspektren wurden einfache Potenzgesetzspektren mit photoelektrischer Absorption nach Morrison & McCammon (1983) angefittet (zu Korrektur und Kalibration von spektralen Daten siehe Abschnitt 1.2.2). Die Absorptionssäulendichten $N_{\rm H}$ sind der Himmelsdurchmusterung von Stark et al. (1992 oder, falls für das Objekt vorhanden, dem Katalog von Elvis et al. (1989), entnommen. An Rohspektren, die weniger als 250 Quellcounts enthalten, wurden nur Modellspektren mit dem galaktischen $N_{\rm H}$-Wert als festem Parameter gefittet; bei den helleren Quellen wurde $N_{\rm H}$ als freier Parameter gefittet.

Die Breitbandspektralindices $\alpha_{\rm ro}$, $\alpha_{\rm rx}$ und $\alpha_{\rm ox}$ ergeben sich aus den resultierenden Röntgenflußdichten bei 1 keV und den Flußdichten bei 5 GHz bzw. im optischen V-Band (beide aus Véron-Cetty & Véron1993):

$$\alpha_{\rm xy} = -\frac{\log f_{\rm x} - \log f_{\rm y}}{\log \nu_{\rm x} - \log \nu_{\rm y}}$$

Tabelle 2.2: Katalog der Objekte und PSPC-Beobachtungen

Objekt	ROR Nummer	beendet am	t_{int} [sec]	netto counts
PKS 0048-09	701433	04.07.93	8363	3368 ± 59
PKS 0118-27	701427	10.07.93	2635	366 ± 21
MS 0122+09	700976	16.07.92	11173	208 ± 21
MS 0158+00	700972	24.07.92	1646	1113 ± 35
MS 0205+35	700977	12.08.92	13964	2644 ± 54
3C 66A	600019	18.08.91	24880	5182 ± 125
AO 0235+16	701379			
	– ...385	06.08.93	14591	2694 ± 53
MS 0257+34	700309	27.01.92	7434	229 ± 21
PKS 0301-24	701503	10.08.93	3412	936 ± 32
MS 0317+18	700971	24.08.92	2917	412 ± 22
H 0323+02	700099	24.08.91	25727	13156 ± 129
MS 0331-36	700921	05.02.93	6214	424 ± 24
1ES 0347-12	900492	28.07.93	9620	7817 ± 92
MS 0350-37	701508	13.08.93	5589	1227 ± 39
PKS 0406+12	700825	24.02.93	15749	214 ± 16
1H 0413+00	701055	31.08.92	9043	10315 ± 103
MS 0419+19	700044	26.02.91	4704	656 ± 28
PKS 0426-38	701428	02.08.93	4048	211 ± 18
S5 0454+84	701058	17.08.93	14850	63 ± 10
PKS 0537-44	700199	10.04.91	2598	918 ± 31
PKS 0548-32	700487	06.03.92	9600	35371 ± 189
MS 0607+71	700111	13.03.91	14086	247 ± 27
S5 0716+71	700210	08.03.91	21043	16236 ± 128
PKS 0735+17	700829	28.10.92	6684	592 ± 30
MS 0737+74	800230	12.03.93	8782	4455 ± 71
PKS 0820+22	700831	29.10.92	3728	64 ± 9
OJ 448	700832	04.10.92	4821	59 ± 11
OJ 287	700219	16.04.91	3622	998 ± 33
B2 0912+29	700224	24.04.91	2897	1172 ± 35
MS 0922+74	700311	25.03.92	4137	463 ± 24
S4 0954+65	700042	17.04.91	6772	343 ± 21
GB 1011+49	700220	11.05.91	5234	10204 ± 104
1ES 1028+51	701544	22.10.93	10783	23508 ± 157
MARK 421	700513	05.05.92	35838	$5.698 \cdot 10^6$
MARK 180	700427	18.11.91	3096	6117 ± 80
PKS 1144-37	701434	07.07.93	7747	852 ± 32
B2 1147+24	701181	01.12.92	4370	2842 ± 55

Tabelle 2.2: Fortsetzung

Objekt	ROR Nummer	beendet am	t_{int} [sec]	netto counts
1207+39W4	700277	31.05.91	38127	7180 ± 87
B2 1215+30	700221	15.06.91	21999	10141 ± 107
GB2 1217+34	700222	22.05.93	4281	282 ± 23
1H 1219+301	701056	18.06.92	10969	52488 ± 230
ON 231	700223	14.06.91	15223	3318 ± 64
MS 1221+24	700308	19.12.91	5624	845 ± 33
MS 1229+64	700974	03.12.92	3034	2499 ± 51
B2 1308+32	700216	23.06.92	8386	784 ± 34
MS 1332-29	600188	28.01.92	2007	207 ± 15
MS 1402+04	700310	17.01.92	4763	2876 ± 59
MS 1407+59	200406	10.05.91	4645	491 ± 28
1E 1415+25	150071	16.07.90	18861	22242 ± 157
OQ 530	150046	19.07.90	11516	2485 ± 55
PKS 1424+24	701504	11.07.93	3065	1791 ± 44
H 1426+42	700535	24.01.92	9593	37670 ± 197
MS 1443+63	700975	18.07.92	4208	663 ± 29
MS 1458+22	700312	19.01.92	4557	1694 ± 44
PKS 1519-27	701430	17.08.93	2552	262 ± 17
4C 14.60	700834	28.01.93	7215	282 ± 21
MS 1552+20	700973	26.08.92	3562	2971 ± 56
MARK 501	700130	25.02.91	7649	51150 ± 227
MS 1704+60	700439	28.10.91	13068	1090 ± 49
I ZW 187	701151	02.10.92	4548	7015 ± 85
S4 1749+70	700835	09.11.92	3702	316 ± 21
OT 081	700043	28.03.92	9507	747 ± 31
S5 1803+78	700497	07.04.92	6911	539 ± 24
3C 371.0	700489	09.04.92	10461	1182 ± 35
4C 56.27	700837	19.06.92	5900	818 ± 31
PKS 2005-48	700488	27.04.92	11487	33094 ± 177
PKS 2005-48	701057	28.10.92	11462	18747 ± 138
S5 2007+77	700498	11.12.91	9525	443 ± 22
PKS 2131-02	701431	02.11.93	7748	130 ± 15
MH 2136-42	701180	26.04.93	3798	576 ± 25
MS 2143+07	700045	09.05.91	3526	748 ± 31
PKS 2155-30	700507	12.11.91	52643	$2.396 \cdot 10^6$
BL LAC	700838	22.12.92	2167	356 ± 19
PKS 2240-26	701432	09.11.93	3656	178 ± 16

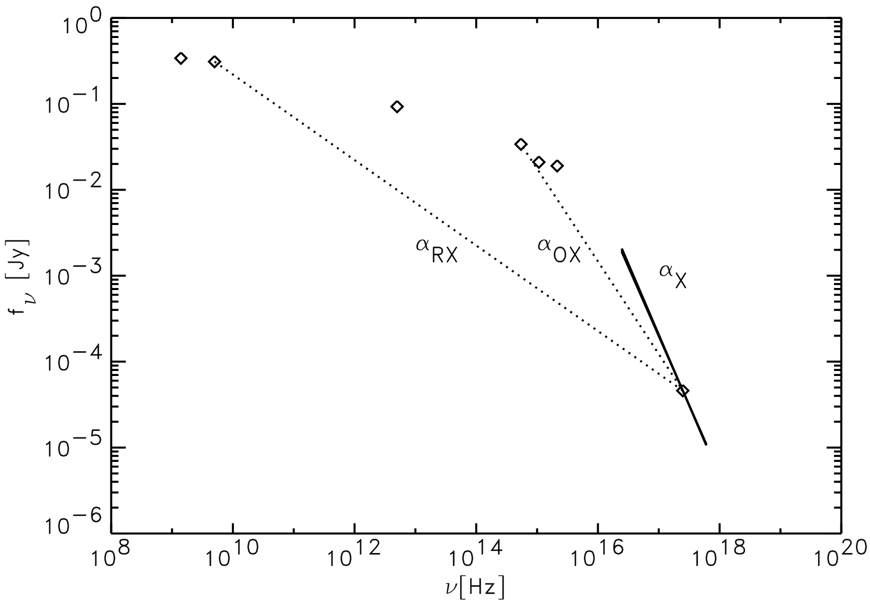


Abbildung 2.1: Multifrequenzspektrum des XBLs PKS 2155-304. Die Datenpunkte repräsentieren Flußdichten vom Radio- bis zum Röntgenbereich. Im Meßbereich von ROSAT ($2.4 \cdot 10^{16} - 5.8 \cdot 10^{17}$Hz) ist der Potenzgesetz-Fit an das PSPC-Spektrum dargestellt. Die Steigungen der punktierten Linien entsprechen den Breitbandindices $\alpha_{\rm rx}$ bzw. $\alpha_{\rm ox}$. Mit zunehmender Frequenz abfallende Spektren haben positive Spektralindices.

Die statistischen Fehler der Breitbandindices lassen sich nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnen:

$$\Delta\alpha_{\rm xy} = \frac{\sqrt{(\Delta f_{\rm x}/f_{\rm x})^2 + (\Delta f_{\rm y}/f_{\rm y})^2}}{|\log\nu_{\rm x} - \log\nu_{\rm y}|\ln 10}$$

Um der Flußvariabilität der BL Lac - Objekte Rechnung zu tragen, wurden für die Radioflüsse Fehler von 10% und für die optischen Helligkeiten Fehler von $\Delta m = 0.5$ angenommen.

Alle verwendeten Spektralindices α beziehen sich auf Flußdichten f_ν:

$$f_\nu = \frac{dP}{d\nu\, dA} \sim \nu^{-\alpha}$$

Die Bedeutung der Breitbandspektralindices ist in Abbildung 2.1 illustriert.

Bei statistischen Untersuchungen stellt sich oft das Problem, den Mittelwert und die Breite einer Verteilung sowie deren statistische Fehler aus fehlerbehafteten Messungen in relativ kleinen Stichproben zu bestimmen. Eine adäquate Methode ist die *maximum likelihood* (ML) Methode, die zuerst Avni (1976) für astrophysikalische Probleme verwendete.

Unter der Annahme, daß ein Parameter p in einer Population von Objekten mit σ_p normalverteilt ist, kann aus den Meßwerten α_i mit Fehlern σ_i des Parameters in einer Stichprobe von i Objekten die *likelihood*-Funktion

$$\Lambda = \prod_{i=1}^{N} \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_i^2)}} \exp\left[-\frac{(\alpha_i - \langle p \rangle)^2}{2(\sigma_p^2 + \sigma_i^2)}\right]$$

berechnet werden. Der wahrscheinlichste Mittelwert $\langle p \rangle$ und die intrinsische Breite σ_p der Verteilung von p kann durch Maximierung von Λ gefunden werden.

Da die Funktion $S = -2\ln\Lambda$ der χ^2-Verteilung gehorcht, können die statistischen Fehler von $\langle p \rangle$ und σ_p aus der Verteilung von S in der $\langle p \rangle$–σ_p Ebene bestimmt werden, wobei die $\min(S) + 2.3$ - Kontur einem 68%-Konfidenzintervall entspricht.

2.3 Ergebnisse

2.3.1 Röntgen- und Breitbandspektren

Die Ergebnisse der spektralen Analyse für den gesamten Katalog sind in Tab. 2.5 zusammengefaßt. Alle Fehlerangaben entsprechen $1\ \sigma$. Für die statistischen Untersuchungen der Röntgenspektralindices wurden, falls vorhanden, die Fitergebnisse mit freiem $N_{\rm H}$ herangezogen, für die schwächeren Quellen (< 250 counts) die Fits mit galaktischem $N_{\rm H}$.

Spektrale Energieverteilung

Das Verhältnis von Radio- zu Röntgenfluß wird im folgenden durch den Breitbandspektralindex $\alpha_{\rm rx}$ angegeben. Dieser Parameter streut innerhalb der Objektklasse stark, was zu den unterschiedlichen Erscheinungsformen der Unterklassen XBLs und RBLs führt. Die hier gemessenen Extremwerte sind $\alpha_{\rm rx} = 0.44$ (Mark 421) und $\alpha_{\rm rx} = 1.03$ (S5 0454+84).

Die Verteilung der $\alpha_{\rm rx}$-Werte (Abbildung 2.2) ist bimodal mit einer Lücke bei $\alpha_{\rm rx} = 0.6 - 0.8$. Die Verteilungen in der röntgenselektierten EMMS-Stichprobe und der radioselektierten 1 Jy-Stichprobe zeigen, daß die Lücke in der $\alpha_{\rm rx}$-Verteilung möglicherweise durch Flußlimits bei der Identifikation von BL Lacs aus Radio- und Röntgenkatalogen verursacht wird. Bei der hier benutzten Trennung der Unterklassen bei $\alpha_{\rm rx} = 0.75$ gehören alle der untersuchten EMSS-Objekte zur XBL-Klasse und alle bis auf zwei Objekte der 1 Jy-Stichprobe zur RBL-Klasse.

Absorptionssäulendichten $N_{\rm H}$

Die aus den Spektralfits resultierenden $N_{\rm H}$-Werte stimmen im allgemeinen gut mit den galaktischen Werten überein. Um die Signifikanz etwaiger Abweichungen $N_{\rm H,fit} - N_{\rm H,gal}$ zu bestimmen, wurden die Fehler der Fitwerte und die Fehler der Radiomessungen ($10^{20}{\rm cm}^{-2}$

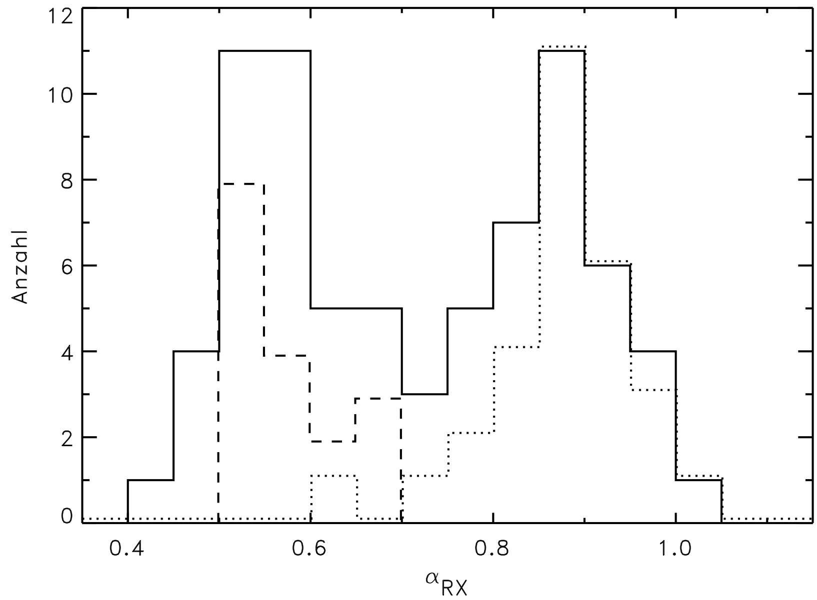


Abbildung 2.2: Verteilung der Breitbandspektralindices $\alpha_{\rm rx}$. Punktiert: 1 Jy-Stichprobe, gestrichelt: EMSS-Stichprobe, durchgezogen: gesamte Stichprobe

für die Werte von Stark et al. 1992 und $10^{19}\rm cm^{-2}$ für die Werte von Elvis et al. 1989) quadratisch addiert.

Tabelle 2.3: Signifikante $N_{\rm H}$-Differenzen

Objekt	$N_{\rm H,gal}$	$N_{\rm H,fit}$	$N_{\rm H,fit} - N_{\rm H,gal}$
		$[10^{20}\rm cm^{-2}]$	
MS 0205+35	6.27±1.0	13.95±0.97	7.68±1.39
AO 0235+16	8.64±1.0	23.08±1.77	14.44±2.03
MARK 421	1.61±0.1	2.03±0.01	0.42±0.10
1H 1219+301	1.78±0.1	2.51±0.10	0.72±0.14
MARK 501	1.73±0.1	2.87±0.11	1.38±0.15
BL Lac	20.15±0.1	33.84±3.37	13.69±3.37

Signifikante Abweichungen ($> 3\sigma$) von den galaktischen Säulendichten ergeben sich demnach für 6 Objekte (Tabelle 2.3). Alle signifikanten $N_{\rm H}$-Differenzen sind positiv und können also durch intrinsische Absorption der Quelle oder ein Absorptionssystem zwischen Beobachter und Quelle erklärt werden. Auf der Sichtlinie von AO 0235+16 ist ein Absorptionssystem bei z=0.524 bekannt, das möglicherweise als Gravitationslinse wirkt (Madejski 1994). Im Fall von MS 0205+35 wird ebenfalls vermutet, daß die bisher für das Objekt selbst angenommene Rotverschiebung von z=0.318 einer Spiralgalaxie und möglichen Gravitationslinse auf der Sichtlinie zuzuschreiben ist (Stocke et al. 1995).

Röntgen-Spektralindices

Die Spektralindices im Energiebereich des ROSAT PSPC liegen in einem breiten Bereich von $0.8 < \alpha < 2.0$, was schon aus früheren Untersuchungen (z.B. Brunner et al. 1994) bekannt ist. Aus Abbildung 2.3 ist ersichtlich, daß eine starke Abhängigkeit zwischen dem Breitbandindex $\alpha_{\rm rx}$ und dem Röntgenspektralindex $\alpha_{\rm x}$ besteht. Objekte, die extreme Werte von $\alpha_{\rm rx}$ besitzen, also besonders radiolaut oder röntgenhell sind, haben die härtesten Röntgenspektren. Objekte im Übergangsbereich zwischen XBLs und RBLs ($\alpha_{\rm rx} = 0.6 - 0.8$) besitzen dagegen sehr weiche Röntgenspektren. Dieses Verhalten läßt sich mittels einer Korrelationsanalyse von $\alpha_{\rm rx}$ und $\alpha_{\rm x}$ quantifizieren: nach dem Spearman-Rank-Test sind $\alpha_{\rm rx}$ und $\alpha_{\rm x}$ der XBLs mit einer Wahrscheinlichkeit von 98% korreliert, bei den RBLs besteht eine *Anti*korrelation mit einer Signifikanz von 99.9%.

Die Mittelwerte $\langle\alpha_{\rm x}\rangle$ und Breiten σ der intrinsischen Verteilungen von $\alpha_{\rm x}$ und deren Fehler in Intervallen von $\Delta\alpha_{\rm rx} = 0.05$ wurden mittels der ML Methode abgeschätzt und sind in Tabelle 2.4 angegeben. Ein χ^2-Test der Mittelwerte $\langle\alpha_{\rm x}\rangle$ gegen Gleichverteilung ergibt $\chi^2 = 19.8 \quad (\nu = 11)$, was einer Signifikanz von 95% für die Abhängigkeit $\alpha_{\rm x}(\alpha_{\rm rx})$ entspricht. Die Breiten σ der Verteilungen in den einzelnen Bins sind größtenteils mit Null verträglich; $\sigma = 0$ bedeutet, daß alle Objekte mit einem gegebenen $\alpha_{\rm rx}$ denselben Spektralindex $\alpha_{\rm x}$ besitzen.

Wegen der ungefähr symmetrischen Verteilung der Spektren in der $\alpha_{\rm rx}$–$\alpha_{\rm x}$-Ebene sind die Mittelwerte $\langle\alpha_{\rm x}\rangle$ für XBLs und RBLs nicht signifikant verschieden, was sich bereits in früheren Untersuchungen zeigte (Worrall & Wilkes 1990, Lamer et al. 1994).

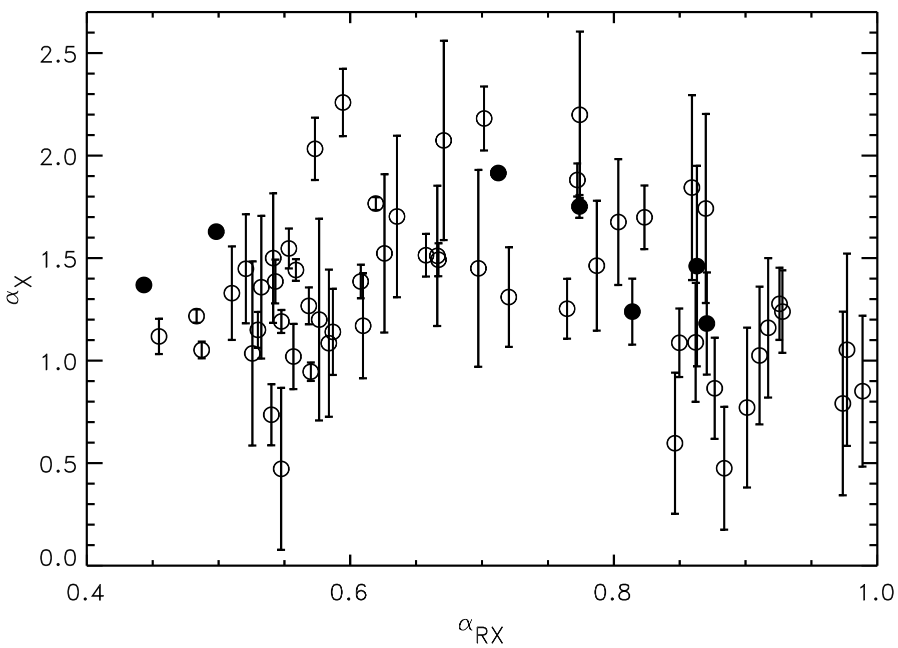


Abbildung 2.3: Röntgenspektralindex $\alpha_{\rm x}$ in Abhängigkeit des Breitbandspektralindex $\alpha_{\rm rx}$. Nur Datenpunkte mit Fehlern $\Delta\alpha_{\rm x} < 0.5$ sind eingezeichnet. Gefüllte Symbole: von EGRET detektierte Objekte

Tabelle 2.4: Mittelwerte von α_x

α_rx	$\langle\alpha_\mathrm{x}\rangle$	σ	Objekte
0.425-0.475	$1.36^{+.04}_{-.24}$	$0.00^{+.30}$	2
0.475-0.525	$1.31^{+.19}_{-.19}$	$0.21^{+.17}_{-.08}$	6
0.525-0.575	$1.25^{+.14}_{-.06}$	$0.30^{+.13}_{-.11}$	14
0.575-0.625	$1.49^{+.22}_{-.29}$	$0.36^{+.24}_{-.16}$	8
0.625-0.675	$1.51^{+.08}_{-.10}$	$0.00^{+.11}$	7
0.675-0.725	$1.91^{+.39}_{-.13}$	$0.00^{+.55}$	4
0.725-0.775	$1.70^{+.27}_{-.25}$	$0.23^{+.30}_{-.16}$	4
0.775-0.825	$1.49^{+.21}_{-.19}$	$0.13^{+.44}_{-.13}$	6
0.825-0.875	$1.16^{+.17}_{-.18}$	$0.00^{+.32}$	8
0.875-0.925	$0.87^{+.19}_{-.22}$	$0.00^{+.30}$	8
0.925-0.975	$1.19^{+.18}_{-.22}$	$0.00^{+.25}$	5
0.975-1.030	$0.92^{+.38}_{-.41}$	$0.00^{+.50}$	3
0.425-0.750	$1.40^{+.08}_{-.10}$	$0.32^{+.07}_{-.07}$	41
0.750-1.030	$1.27^{+.17}_{-.13}$	$0.30^{+.11}_{-.09}$	34
0.425-1.030	$1.35^{+.06}_{-.08}$	$0.31^{+.06}_{-.06}$	75

In der Untersuchung von 5 RBLs (Brunner et al. 1994) zeigte sich, daß die mittlere Steigung des Röntgenspektrums $\langle\alpha_\mathrm{x}\rangle$ vergleichbar ist mit der mittleren Steigung $\langle\alpha_\mathrm{ox}\rangle$ des Spektrums zwischen optischem und Röntgenbereich, während die Differenzen zwischen den beiden Spektralindices von Objekt zu Objekt jedoch relativ stark streuen.

Abbildung 2.7 zeigt, daß die Differenz $\alpha_\mathrm{ox} - \alpha_\mathrm{x}$ ebenfalls von α_rx abhängt. Bei XBLs ist $\alpha_\mathrm{ox} - \alpha_\mathrm{x}$ überwiegend negativ, das Röntgenspektrum ist also steiler als die Verbindung zwischen optischem und Röntgenbereich. Bei den radiolauteren Objekten ($\alpha_\mathrm{rx} > 0.7$) ist $\alpha_\mathrm{ox} - \alpha_\mathrm{x}$ mit α_rx korreliert, bei den meisten RBLs wird das Spektrum im Röntgenbereich flacher.

Es ist hervorzuheben, daß sowohl die α_rx-Werte als auch die Röntgenspektren der radiolautesten BL Lac - Objekte denen von Flachspektrum-Quasaren gleichen. Die entsprechenden Mittelwerte für FSRQs sind $\langle\alpha_\mathrm{rx}\rangle = 0.88$ und $\langle\alpha_\mathrm{x}\rangle = 0.59$.

2.3.2 Modellspektren

Die festgestellte Abhängigkeit des Röntgenspektrums von der spektralen Energieverteilung kann qualitativ durch zwei Komponenten im Spektrum der BL Lac - Objekte erklärt werden: eine weiche Komponente reicht vom Radiobereich bis zu einer unterschiedlichen Abbruchenergie, bei höheren Energien dominiert eine harte Komponente. Ein solches Spektrum wird von der *synchrotron self-Compton* Emission der Jets erwartet (z. B. Königl et al. 1981,

Tabelle 2.5: Spektrale Parameter

		N_H fest		N_H frei					
Objekt	gal. N_H $[10^{20}\mathrm{cm}^{-2}]$	$F_{1\mathrm{keV}}$ $[\mu\mathrm{Jy}]$	α_x	N_H $[10^{20}\mathrm{cm}^{-2}]$	$F_{1\mathrm{keV}}$ $[\mu\mathrm{Jy}]$	α_x	α_{ro}	α_{rx}	α_{ox}
PKS 0048-09	4.92	0.92±0.03	1.94±0.04	4.13±0.53	0.91±0.04	1.70±0.16	0.70	0.82±0.006	1.05±0.08
PKS 0118-27	1.60	0.19±0.03	1.38±0.12	2.80±1.59	0.19±0.03	1.84±0.45	0.49	0.86±0.011	1.56±0.08
MS 0122+09	4.33	0.06±0.01	0.47±0.40				0.26	0.55±0.010	1.10±0.08
MS 0158+00	2.54	1.32±0.09	1.31±0.07	2.60±0.74	1.32±0.11	1.33±0.23	0.31	0.51±0.007	0.89±0.08
MS 0205+35	6.27	0.23±0.01	0.69±0.08	13.95±0.97	0.28±0.09	1.50±0.32	0.31	0.54±0.019	0.99±0.09
3C 66A	8.89	0.84±0.03	1.20±0.11	12.27±0.84	0.93±0.35	1.46±0.32	0.45	0.79±0.022	1.42±0.10
AO 0235+16	8.64	0.81±0.03	1.66±0.09	23.08±1.77	0.65±0.38	1.46±0.49	0.56	0.86±0.033	1.44±0.12
MS 0257+34	10.30	0.13±0.02	1.70±0.39				0.31	0.64±0.009	1.26±0.08
PKS 0301-24	2.27	0.26±0.03	2.07±0.09	1.43±0.61	0.27±0.03	1.68±0.31	0.51	0.80±0.009	1.37±0.08
MS 0317+18	10.16	0.60±0.05	1.46±0.25	8.80±2.45	0.57±0.34	1.31±0.67	0.32	0.58±0.034	1.08±0.12
H 0323+022	8.68[a]	3.25±0.05	1.31±0.04	8.30±0.60	3.21±0.09	1.27±0.09	0.33	0.57±0.006	1.02±0.08
MS 0331-36	1.39	0.32±0.04	0.92±0.12	2.15±1.30	0.34±0.05	1.20±0.49	0.30	0.58±0.010	1.10±0.08
1ES 0347-12	3.69	2.57±0.05	1.15±0.03	3.58±0.33	2.56±0.08	1.12±0.09	0.37	0.45±0.006	0.62±0.08
MS 0350-37	1.45	0.35±0.02	1.14±0.06	1.52±0.61	0.35±0.03	1.17±0.26	0.40	0.61±0.007	1.01±0.08
PKS 0406+12	14.83	0.05±0.01	0.79±0.45				0.86	0.97±0.009	1.20±0.08
1H 0413+00	9.15[a]	4.64±0.07	1.54±0.04	9.18±0.50	4.64±0.09	1.55±0.10	0.33	0.55±0.006	0.99±0.08
MS 0419+19	17.50	0.77±0.59	0.58±0.87	20.13±22.32	0.77±0.59	0.58±0.87	0.39	0.52±0.044	0.78±0.15
PKS 0426-38	1.92	0.09±0.01	1.28±0.18				0.80	0.93±0.011	1.17±0.08
S5 0454+84	5.60	0.02±.003	1.43±0.50				0.60	1.03±0.011	1.85±0.08
PKS 0537-44	4.37	0.84±0.06	1.58±0.09	2.94±0.09	0.81±0.07	1.18±0.25	0.69	0.87±0.007	1.21±0.08
PKS 0548-32	2.49[a]	9.49±0.09	0.86±0.01	2.76±0.14	9.59±0.12	0.95±0.05	0.38	0.57±0.006	0.93±0.08
MS 0607+71	9.63	0.08±0.01	1.45±0.48				0.36	0.70±0.010	1.34±0.08
S5 0716+71	3.73	1.27±0.03	2.01±0.02	3.00±0.20	1.26±0.03	1.75±0.06	0.51	0.77±0.006	1.28±0.08
PKS 0735+17	4.35[a]	0.25±0.02	1.20±0.15	2.70±1.32	0.24±0.03	0.77±0.39	0.61	0.90±0.009	1.45±0.08
MS 0737+74	3.29	1.56±0.05	1.13±0.37	4.16±0.48	1.61±0.06	1.39±0.11	0.29	0.54±0.006	1.02±0.08

[a] Werte aus Elvis et al. (1989), alle anderen Werte aus Stark et al. (1992).

Tabelle 2.5: – Fortsetzung

		N_{H} fest		N_{H} frei					
Objekt	gal. N_{H} [$10^{20}\mathrm{cm}^{-2}$]	$F_{1\mathrm{keV}}$ [μJy]	α_{x}	N_{H} [$10^{20}\mathrm{cm}^{-2}$]	$F_{1\mathrm{keV}}$ [μJy]	α_{x}	α_{ro}	α_{rx}	α_{ox}
1ES 0806+52	4.50	2.54±0.21	1.85±0.10	2.97±1.07	2.46±0.25	1.37±0.30	0.33	0.63±0.008	1.21±0.08
PKS 0820+22	3.92	0.05±0.01	1.06±0.46				0.84	0.98±0.015	1.24±0.09
OJ 448	3.89	0.05±0.01	1.05±0.47				0.60	0.97±0.015	1.65±0.09
OJ 287	2.75[a]	0.63±0.04	1.12±0.08	2.52±0.80	0.62±0.05	1.09±0.29	0.58	0.86±0.007	1.40±0.08
B2 0912+29	2.82	0.59±0.05	1.80±0.07	1.57±0.55	0.58±0.05	1.31±0.24	0.44	0.72±0.008	1.26±0.08
MS 0922+74	1.91	0.26±0.02	0.75±0.11	2.81±1.34	0.27±0.03	1.03±0.45	0.34	0.53±0.009	0.87±0.08
1E 0950+49	1.06	0.30±0.03	1.42±0.08	1.11±0.53	0.30±0.04	1.45±0.27	0.31	0.52±0.009	0.91±0.08
S4 0954+65	4.30	0.17±.002	0.27±0.24	12.30±3.42	0.23±0.32	1.06±1.09	0.62	0.89±0.079	1.38±0.24
GB 1011+49	0.80	0.78±0.07	0.88±0.03	1.35±0.17	2.15±0.08	1.49±0.08	0.46	0.67±0.006	1.06±0.08
1E 1028+51	1.09	2.53±0.05	1.34±0.01	1.33±0.13	2.55±0.11	1.44±0.05	0.37	0.56±0.006	0.91±0.08
MARK 421	1.61[a]	268.64±0.26	1.20±.001	2.03±0.01	272.75±0.33	1.37±.003	0.32	0.44±0.006	0.68±0.08
MARK 180	1.27[a]	2.57±0.08	1.26±0.03	1.87±0.26	2.62±0.07	1.51±0.10	0.33	0.66±0.006	1.29±0.08
PKS 1144-37	8.74	0.44±0.03	1.54±0.15	10.33±2.87	0.46±0.03	1.74±0.46	0.60	0.87±0.007	1.39±0.08
B2 1147+245	1.90	1.30±0.05	1.03±0.04	2.52±0.46	1.33±0.06	1.25±0.15	0.53	0.76±0.006	1.22±0.08
1207+39W4	1.82	0.46±0.01	0.62±0.03	3.51±0.34	0.51±0.01	1.15±0.09	0.45	0.53±0.006	0.68±0.08
B2 1215+303	1.60[a]	0.48±0.01	1.65±0.02	2.16±0.23	0.49±0.02	1.88±0.08	0.44	0.77±0.006	1.40±0.08
GB2 1217+34	1.14	0.10±0.02	1.07±0.17	0.94±1.54	0.10±0.02	0.98±0.71	0.48	0.81±0.014	1.43±0.08
1H 1219+301	1.78[a]	9.74±0.09	0.95±0.01	2.51±0.10	10.05±0.11	1.22±0.03	0.28	0.48±0.006	0.87±0.08
ON 231	1.88	0.40±0.01	1.14±0.04	2.13±0.41	0.40±0.02	1.24±0.16	0.53	0.81±0.006	1.36±0.08
MS 1221+24	4.45	0.20±0.02	2.51±0.10	1.76±0.80	0.20±0.02	1.51±0.34	0.35	0.67±0.009	1.27±0.08
MS 1229+64	1.96	2.08±0.08	0.64±0.05	3.16±0.56	2.21±0.11	1.02±0.16	0.35	0.56±0.006	0.96±0.08
B2 1308+32	1.10[a]	0.15±0.01	0.94±0.09	1.31±0.77	0.15±0.02	1.02±0.34	0.53	0.91±0.008	1.64±0.08
MS 1332-29	3.98	0.34±0.04	1.14±0.21				0.39	0.59±0.009	0.95±0.08
MS 1402+04	2.07	0.70±0.04	1.73±0.05	2.84±0.53	0.71±0.05	2.03±0.15	0.32	0.57±0.007	1.05±0.08
MS 1407+59	1.36	0.11±0.02	1.58±0.13	2.50±1.56	0.11±0.02	2.07±0.49	0.49	0.67±0.013	1.02±0.08

[a] Werte aus Elvis et al. (1989), alle anderen Werte aus Stark et al. (1992).

Tabelle 2.5: – Fortsetzung

		N_H fest		N_H frei					
Objekt	gal. N_H $[10^{20}\mathrm{cm}^{-2}]$	$F_{1\mathrm{keV}}$ $[\mu\mathrm{Jy}]$	α_x	N_H $[10^{20}\mathrm{cm}^{-2}]$	$F_{1\mathrm{keV}}$ $[\mu\mathrm{Jy}]$	α_x	α_{ro}	α_{rx}	α_{ox}
1E 1415+25	2.29	3.35±0.05	1.24±0.02	2.15±0.15	3.34±0.06	1.19±0.06	0.29	0.55±0.006	1.03±0.08
OQ 530	1.52	0.32±0.02	1.20±0.05	1.26±0.37	0.32±0.02	1.09±0.17	0.53	0.85±0.007	1.46±0.08
PKS 1424+24	1.65	1.05±0.05	0.99±0.05	5.34±0.81	1.26±0.08	2.18±0.16	0.37	0.70±0.007	1.34±0.08
H 1426+42	2.03	6.97±0.08	1.27±0.01	1.46±0.09	6.86±0.13	1.05±0.04	0.30	0.49±0.006	0.84±0.08
MS 1443+63	1.57	0.36±0.03	0.63±0.09	3.02±1.11	0.39±0.04	1.09±0.36	0.46	0.58±0.008	0.82±0.08
MS 1458+22	3.45	0.77±0.04	1.55±0.06	5.80±0.09	0.81±0.52	2.26±0.16	0.30	0.59±0.036	1.15±0.13
PKS 1519-27	8.72	0.41±0.04	1.10±0.29	10.50±3.06	0.44±0.45	1.28±0.99	0.72	0.87±0.058	1.17±0.18
4C 14.60	3.35	0.12±0.01	0.75±0.21	4.02±2.17	0.12±0.07	0.90±0.72	0.70	0.94±0.033	1.39±0.12
MS 1552+20	4.06[a]	2.63±0.01	0.76±0.05	3.95±0.57	2.62±0.12	0.74±0.15	0.39	0.54±0.006	0.83±0.08
MARK 501	1.73	9.60±0.10	1.35±0.01	2.87±0.11	24.73±0.13	1.77±0.03	0.41	0.62±0.006	1.02±0.08
1E 1704+60	2.40	0.16±0.01	1.32±0.09	2.50±1.10	0.16±0.02	1.36±0.35	0.28	0.53±0.008	1.01±0.08
I ZW 187	2.58[a]	3.56±0.08	1.22±0.03	3.43±0.34	3.63±0.11	1.39±0.08	0.39	0.61±0.006	1.02±0.08
S4 1749+70	3.72	0.16±0.02	1.80±0.16	2.01±1.54	0.16±0.03	1.23±0.60	0.63	0.89±0.011	1.39±0.08
OT 081	9.20	0.32±0.02	0.65±0.21	6.94±4.40	0.30±0.09	0.47±0.30	0.63	0.88±0.018	1.37±0.09
S5 1803+78	4.30	0.23±0.02	0.97±0.18	5.16±1.35	0.23±0.03	1.16±0.34	0.65	0.92±0.008	1.42±0.08
3C 371	4.67	0.34±0.02	1.20±0.08	3.43±0.81	0.32±0.02	0.87±0.25	0.44	0.88±0.007	1.71±0.08
4C 56.27	3.85	0.46±0.03	0.23±0.13	6.46±0.71	0.52±0.23	0.60±0.34	0.78	0.85±0.025	0.97±0.10
S5 2007+77	8.80	0.20±0.01	0.80±0.27	9.50±4.00	0.20±0.16	0.86±0.77	0.59	0.89±0.047	1.45±0.15
PKS 2005-48	5.44	3.64±0.04	2.43±0.01	3.84±0.14	4.00±0.05	1.91±0.03	0.34	0.71±0.006	1.42±0.08
PKS 2131-02	3.92	0.05±0.01	0.85±0.37				0.81	0.99±0.093	1.32±0.28
MH 2136-42	2.94	0.11±0.01	2.49±0.14	2.23±1.15	0.12±0.03	2.20±0.41	0.44	0.77±0.013	1.41±0.08
MS 2143+07	4.98	0.69±0.04	1.04±0.12	7.52±1.82	0.77±0.06	1.52±0.39	0.44	0.63±0.007	0.99±0.08
PKS 2155-30	1.35[a]	46.03±0.09	1.60±.002	1.41±0.04	46.00±0.28	1.63±0.02	0.22	0.50±0.006	1.03±0.08
BL LAC	20.15	0.98±0.08	1.29±0.29	33.84±3.37	1.46±1.76	2.01±1.60	0.45	0.82±0.069	1.54±0.21
PKS 2240-26	1.54	0.07±0.01	1.24±0.20				0.70	0.93±0.006	1.36±0.08

[a] Werte aus Elvis et al. (1989), alle anderen Werte aus Stark et al. (1992).

Tabelle 2.6: Parameter der Modellspektren

ν_1	η	α_{H}	$\alpha_{\mathrm{rx,max}}$		
$5 \cdot 10^{10}$	2.00	0.70	0.90		

Gitter des Parameters a					
100	200	300	400	500	800
1000	2000	3000	4000	6000	

Ghisellini et al. 1985). Die Synchrotron-Emission dominiert das Niederenergie-Spektrum bis zur Abbruchenergie (siehe Anhang A), bei höheren Energien dominiert die Compton-Komponente.

Die Unterschiede im Spektrum sind in diesem Bild durch die Lage der Abbruchenergie der Synchrotron- Komponente zurückzuführen. Bei den extremen XBLs reicht sie bis über den weichen Röntgenbereich hinaus, bei den extremen RBLs bricht das Synchrotronspektrum bei Energien unterhalb des ROSAT PSPC - Bereichs ab, der dann durch die Compton-Komponente dominiert wird. Die steilen Röntgenspektren der Übergangsobjekte können durch den Abbruch des Synchrotronspektrums erklärt werden, der damit erstmals direkt beobachtet wurde.

Um diese Modellvorstellung zu verifizieren, habe ich einfache Modellspektren der folgenden Form berechnet: Die Spektren bestehen aus der Summe einer weichen (C_{S}) und einer harten Komponente (C_{H}).

$$
\begin{aligned}
C_{\mathrm{S}}(\nu) &= 1 \qquad \text{für } \nu < \nu_1 \\
\log_{10} C_{\mathrm{S}}(\nu) &= \left(\frac{\log_{10}\nu_1 - \log_{10}\nu}{\log_{10} a} \right)^{\eta} \qquad \text{für } \nu > \nu_1 \\
C_{\mathrm{H}}(\nu) &= N \cdot \nu^{-\alpha_{\mathrm{H}}}
\end{aligned}
$$

Unterhalb der Frequenz ν_1 ist die Steigung der weichen Komponente gleich Null, was den flachen Radiospektren von BL Lac - Objekten entspricht. Oberhalb von ν_1 wird C_{S} kontinuierlich steiler und entspricht in der $\log \nu - \log f_\nu$ Darstellung einer Parabel. Die harte Komponente entspricht einem Potenzgesetz mit dem Spektralindex α_{H}. Die Normalisierung N ist so gewählt, daß die Verbindung zwischen $C_{\mathrm{S}}(5\ \mathrm{GHz})$ und $C_{\mathrm{H}}(1\ \mathrm{keV})$ dem Breitbandspektralindex $\alpha_{\mathrm{rx,max}}$ entspricht. Der Parameter a steuert die Abbruchfrequenz der weichen Komponente. Es wurde eine Schar von 11 Modellspektren mit unterschiedlichem a berechnet (Abbildung 2.4), die einen großen Wertebereich für die Abbruchfrequenzen abdecken. Die benutzten Parameter sind in Tabelle 2.6 angegeben.

Um die Modellspektren mit den Potenzgesetzfits an die gemessenen Spektren vergleichen zu können, wurden die entsprechenden PSPC-Spektren simuliert. Dazu wurden die Mo-

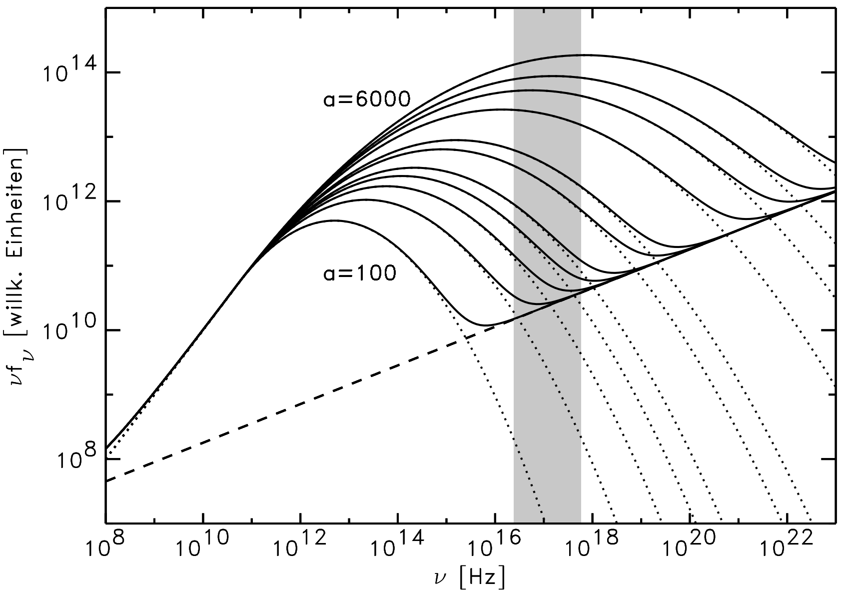


Abbildung 2.4: Schar von 11 Modellspektren, die den Simulationen von PSPC-Spektren zugrundeliegen. Punktiert: $C_{\rm S}$, gestrichelt: $C_{\rm H}$, durchgezogen: Summe $C_{\rm S} + C_{\rm H}$. Der Energiebereich des ROSAT-PSPC ist schattiert dargestellt.

dellspektren mit dem Absorptionsgesetz von Morrison & McCammon (1983) modifiziert ($N_{\rm H} = 3 \cdot 10^{20} {\rm cm}^{-2}$), das resultierende Photonenspektrum mit den effektiven Flächen des Detektors multipliziert und mit der *detector response matrix* gefaltet. Aus Fits einfacher Potenzgesetzspektren mit photoelektrischer Absorption an diese Rohspektren ergaben sich dann Röntgenspektralindices und $N_{\rm H}$-Werte. Die Breitbandspektralindices der Modellspektren wurden zwischen 5 GHz, 5517 Å und 1 keV berechnet.

Die Anpassung der Modellparameter ν_1, η, $\alpha_{\rm H}$ und $\alpha_{\rm rx,max}$ erfolgte, indem für einen Parametersatz jeweils eine Schar von Spektren mit unterschiedlichen Parametern a gerechnet wurde (Abbildung 2.4) und die simulierten Werte von $\alpha_{\rm x}$ und $\alpha_{\rm rx}$ mit den gemessenen Werten verglichen wurden (Abbildung 2.5). Der Parametersatz, der den Modellspektren in den Abbildungen 2.5 - 2.8 zugrundeliegt, ist in Tabelle 2.7 angegeben.

Abbildung 2.5 zeigt einen Vergleich der gemessenen Werte von $\alpha_{\rm rx}$ und $\alpha_{\rm x}$ mit den Resultaten der Simulationen. Die Modellspektren sind in der Lage, die Korrelation dieser Spektralindices auch quantitativ gut zu erklären. Der Breitbandindex $\alpha_{\rm rx}$ der Modellspektren kann $\alpha_{\rm rx,max}$ (hier 0.9) nicht übersteigen, aus Abbildung 2.3 geht hervor, daß nur wenige Objekte ein wesentlich steileres Breitbandspektrum zeigen.

Bedingt durch die begrenzte Energieauflösung des PSPC können Änderungen des Spektralindex über den Energiebereich des Detektors beim Anfitten eines einfachen Potenzgesetzes durch Änderung des $N_{\rm H}$-Wertes im Absorptionsmodell teilweise kompensiert werden. Deshalb wurden die Abweichungen in $N_{\rm H}$, wie sie aus den Simulationen resultieren, mit den Abweichungen der gemessenen $N_{\rm H}$-Werte von der galaktischen Säulendichte verglichen (Abbildung 2.6). Der Vergleich zeigt, daß die Krümmung der Modellspektren nur geringe

Tabelle 2.7: Ergebnisse der spektralen Simulationen

a	$\alpha_{\rm rx}$	$\alpha_{\rm ox}$	$\alpha_{\rm ro}$	$\alpha_{\rm x}$	$N_{\rm H}$ $[10^{20}{\rm cm}^{-2}]$
100	0.902	1.090	0.803	0.693	2.972
200	0.900	1.446	0.613	0.723	2.664
300	0.881	1.551	0.529	1.077	2.274
400	0.838	1.519	0.480	1.505	2.653
500	0.791	1.447	0.480	1.644	2.927
800	0.690	1.268	0.446	1.561	3.102
1000	0.671	1.190	0.386	1.477	3.115
2000	0.535	0.984	0.361	1.230	3.113
3000	0.483	0.887	0.299	1.111	3.106
4000	0.450	0.826	0.270	1.036	3.101
6000	0.409	0.751	0.252	0.942	3.094

Abweichungen der $N_{\rm H}$-Werte verursacht ($< 0.7 \cdot 10^{20}{\rm cm}^{-2}$), die in individuellen Spektren kaum nachweisbar sind. Der gemessene mittlere $N_{\rm H}$-Überschuß muß deshalb intrinsische Ursachen haben.

Das vorgeschlagene Zwei-Komponenten Spektrum muß sich auch in einer Differenz der Steigungen zwischen optischem und Röntgenbereich ($\alpha_{\rm ox}$) und des Röntgenspektrums selbst ($\alpha_{\rm x}$) zeigen. Wird das Spektrum im Röntgenbereich steiler, ist die Differenz $(\alpha_{\rm ox} - \alpha_{\rm x})$ negativ. Abbildung 2.7 zeigt, daß die gemessenen Differenzen $(\alpha_{\rm ox} - \alpha_{\rm x})$ der vom Modell geforderten Abhängigkeit von $\alpha_{\rm rx}$ gehorchen. Insbesondere wird die starke Streuung von $(\alpha_{\rm ox} - \alpha_{\rm x})$ bei radioselektierten BL Lac - Objekten, wie sie von Brunner et al. (1994) gefunden wurde, erklärt.

Der Vergleich von Modellspektren und gemessenen Spektren in der $\alpha_{\rm ox}$–$\alpha_{\rm ro}$-Ebene (Abbildung 2.8) soll verifizieren, daß das Zwei-Komponenten-Modell mit dem gesamten Breitbandspektrum der Objekte vom Radio- bis zum Röntgenbereich verträglich ist. Das Modell ist offensichtlich in der Lage, die charakteristische Verteilung von BL Lac Objekten in der $\alpha_{\rm ox}$–$\alpha_{\rm ro}$-Ebene zu erklären

2.3.3 Invers-Compton beaming Faktoren

Eine Möglichkeit, um *beaming*-Faktoren in kompakten Radioquellen abzuschätzen, ist die invers-Compton Methode. Grundlage ist die Forderung, daß der theoretisch berechnete Compton-Fluß im Röntgenbereich den tatsächlich gemessenen Röntgenfluß nicht überschreiten darf. Da die *synchrotron self-Compton* Emissivität quadratisch proportional zur Teilchendichte ist, hängt der erwartete Compton-Fluß vom gemessenen Synchrotron-Radiofluß und von der Ausdehnung der Synchrotron-Quelle ab. Ist der Röntgenfluß niedriger als der ohne *beaming* berechnete Compton-Fluß, kann eine untere Grenze für den Dopplerfaktor $\delta_{\rm IC}$ angegeben werden (Marscher 1979):

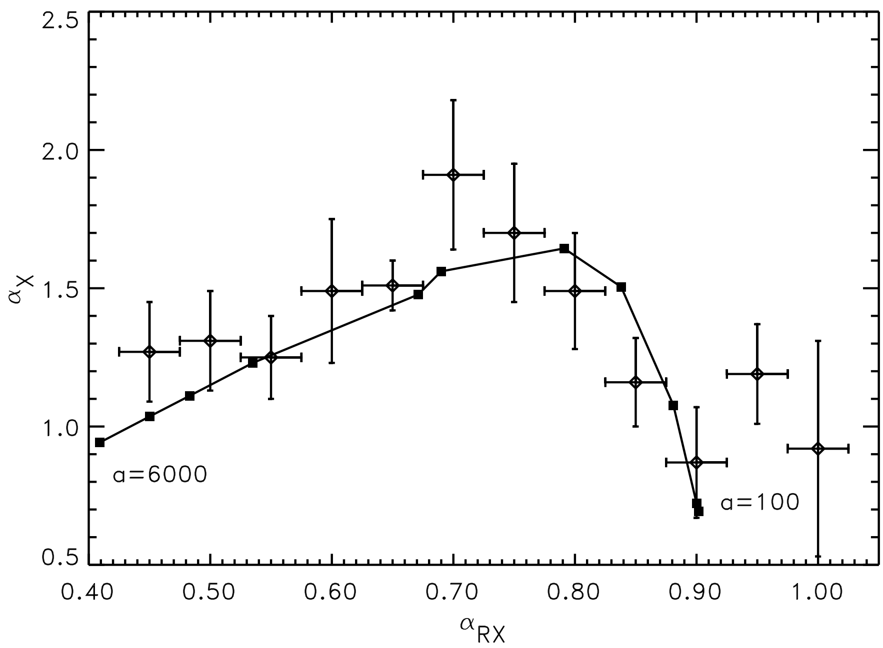


Abbildung 2.5: Vergleich der Abhängigkeit von $\alpha_{\rm rx}$ und $\alpha_{\rm x}$ für die simulierten Spektren (Quadrate und Linien) und die gemessenen Spektren (Rhomben mit Fehlerbalken und Bingrenzen). Die gemessenen Spektralindices $\alpha_{\rm x}$ sind in Bins von $\Delta\alpha_{\rm rx} = 0.05$ gemittelt.

$$\delta_{\rm IC} \geq f(\alpha) F_{\rm m} \left(\frac{\ln(\nu_{\rm b}/\nu_{\rm m})}{F_{\rm x} \theta_{\rm d}^{6+4\alpha} \nu_{\rm x}^{\alpha} \nu_{\rm m}^{5+3\alpha}} \right)^{1/(4+2\alpha)} \cdot (1+z) \tag{2.1}$$

$F_{\rm m}$ [Jy]:	Radioflußdichte des kompakten Kerns bei $\nu_{\rm m}$[GHz]
$F_{\rm x}$ [Jy]:	Röntgenflußdichte bei $\nu_{\rm x}$[keV]
$\theta_{\rm d}$ [mas]:	VLBI-Kerndurchmesser
$\nu_{\rm b}$ [Hz]:	Synchrotron-Abbruchfrequenz
α:	Spektralindex des Synchrotronspektrums im optisch dünnen Bereich

$f(\alpha) \simeq 0.08\alpha + 0.14$ (Ghisellini et al. 1993)

Nach Ghisellini et al. (1993) wurden hier $\nu_{\rm b} = 10^{14}$ und $\alpha = 0.75$ gewählt.

VLBI-Messungen des Kerndurchmessers sind nur für einige BL Lac - Objekte mit hohem Radiofluß verfügbar. Für diese Objekte habe ich mit Hilfe der ROSAT PSPC Flußdichten bei 1 keV und der VLBI-Daten, die von Ghisellini et al. (1993) zusammengestellt wurden, die Dopplerfaktoren $\delta_{\rm IC}$ berechnet. Die Ausgangsdaten und Ergebnisse sind in Tabelle 2.8 zusammengestellt. Für 4 der Objekte ist keine Rotverschiebung bekannt und ein Wert von $z = 0.5$ wurde angenommen. Da alle anderen Objekte Rotverschiebungen zwischen 0 und 1 besitzen, werden die Werte von $\delta_{\rm IC}$ dadurch maximal um den Faktor 1.5 verfälscht.

Abbildung 2.9 zeigt, daß $\delta_{\rm IC}$ mit $\alpha_{\rm rx}$ korreliert ist. Da hier fast ausschließlich RBLs berücksichtigt sind, ist wegen der Antikorrelation von $\alpha_{\rm x}$ und $\alpha_{\rm rx}$ bei diesen Objekten auch $\delta_{\rm IC}$ mit $\alpha_{\rm x}$ antikorreliert.

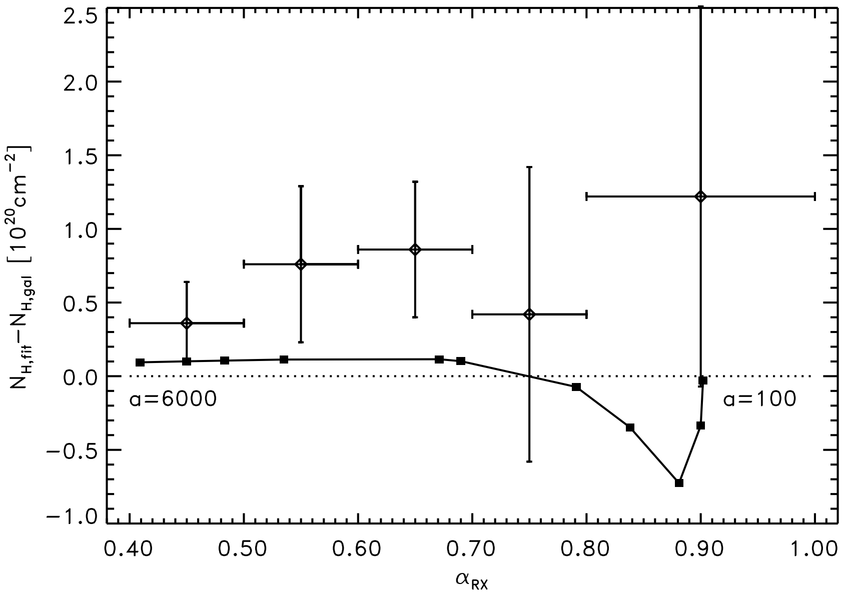


Abbildung 2.6: Vergleich der Abweichungen $\Delta N_{\mathrm{H}} = N_{\mathrm{H,fit}} - N\mathrm{H,gal}$ in den simulierten Spektren (Quadrate und Linien) und in den gemessenen Spektren (Rhomben mit Fehlerbalken und Bingrenzen).

Die Größen δ_{IC} und α_{rx} sind nicht statistisch unabhängig voneinander, da sie in Gleichung 2.1 miteinader verknüpft sind: Der Breitbandindex α_{rx} ist durch

$$\alpha_{\mathrm{rx}} = (\log_{10}(F_{5\mathrm{GHz}}) - \log_{10}(F_{1\mathrm{keV}}))/7.68$$

definiert, während für den Dopplerfaktor

$$\delta_{\mathrm{IC}} \sim F_{\mathrm{core}} \cdot F_{1\mathrm{keV}}^{-1/5.5}$$

gilt. Da die Flußdichte des Kerns F_{core} stark mit der Gesamtflußdichte $F_{5\mathrm{GHz}}$ korreliert, verursacht die Variation einer der Flußdichten $F_{5\mathrm{GHz}}$ oder $F_{1\mathrm{keV}}$ bei ansonsten gleichen physikalischen Parametern der Quelle eine Änderung sowohl des Breitbandindex α_{rx} als auch des Dopplerfaktors δ_{IC}.

Für den Fall, daß nur die Röntgenflußdichte $F_{1\mathrm{keV}}$ variiert wird, gilt

$$\delta_{\mathrm{IC}} \sim 10^{1.4\alpha_{\mathrm{rx}}} \quad .$$

Dieser Zusammenhang sollte z.B. gelten, wenn die Unterschiede der Parameter α_{rx} und δ_{IC} von Quelle zu Quelle dadurch hervorgerufen werden, daß eine mehr oder weniger helle Synchrotron-Komponente die Compton-Emission überdeckt. Aus Abbildung 2.9 geht hervor, daß diese Proportionalität die Daten nicht beschreibt. Dennoch muß betont werden,

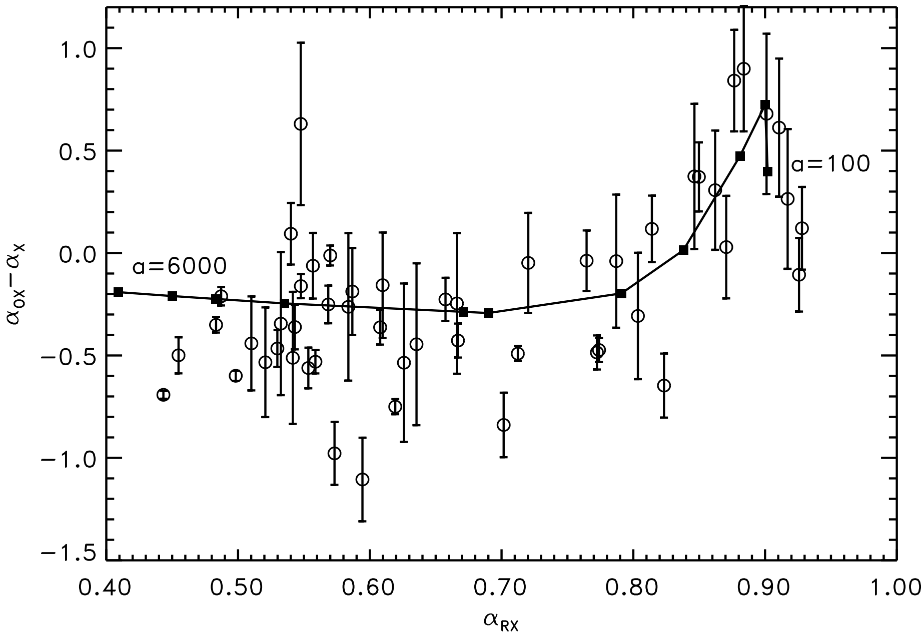


Abbildung 2.7: Abweichung des Spektralindex im Röntgenbereich α_x vom Breitbandindex α_ox ($\alpha_\mathrm{ox} - ax > 0$: Röntgenspektrum ist flacher). Kreise: Gemessene Spektren mit 1σ Fehlerbalken (nur Datenpunkte mit Fehlern < 0.4 gezeichnet), Quadrate mit Verbindungslinien: simulierte Spektren.

daß für diejenigen Objekte, deren Röntgenemission dem direkten Synchrotron-Prozeß zuzuschreiben ist, die nach Gleichung 2.1 berechneten Dopplerfaktoren nur untere Grenzen darstellen.

Für den Fall, daß ausschließlich unterschiedliche Radioflußdichten die Unterschiede in α_rx und δ_IC hervorrufen, gilt die Proportionalität

$$\delta_\mathrm{IC} \sim 10^{7.68\alpha_\mathrm{rx}} \quad ,$$

welche die gemessene Korrelation von α_rx und δ_IC gut beschreibt.

Die radiolautesten BL Lac - Objekte sind auch bezüglich der invers-Compton Dopplerfaktoren den Flachspektrum-Quasaren sehr ähnlich. Ghisellini et al. (1993) geben für die *beaming*-Faktoren von FSRQs $\delta_\mathrm{IC} = 1 - 10$ an.

2.3.4 EGRET-Quellen

8 der untersuchten BL Lac - Objekte sind vom Hochenergie-Gamma-Experiment EGRET auf dem *Compton Gamma Ray Observatory* bei Energien > 100 MeV detektiert worden: AO 0235+16, PKS 0537-44, S5 0716+71, S4 0954+65, MARK 421, ON 231, PKS 2005-48 (4-5σ-Detektion) und PKS 2155-30 (von Montigny et al. 1995, Vestrand et al. 1995). Bei

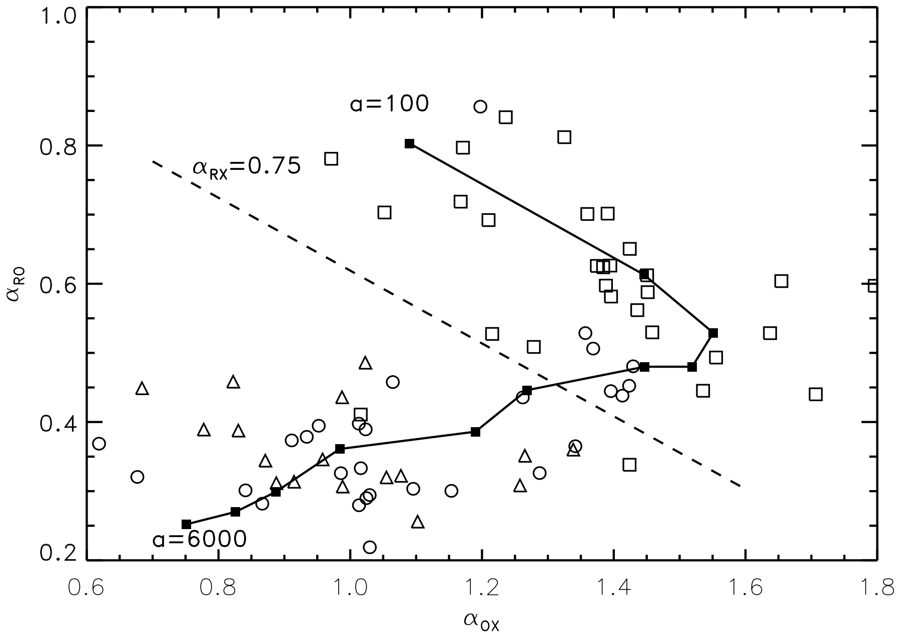


Abbildung 2.8: Vergleich der gemessenen Breitbandspektren mit den Modellspektren in der $\alpha_{\rm ox}$–$\alpha_{\rm ro}$-Ebene. Dreiecke: EMSS Objekte, Quadrate: 1 Jy Stichprobe, Kreise: übrige Objekte, gefüllte Quadrate mit Verbindungslinie: Modellspektren, gestrichelte Linie: Trennung zwischen XBLs und RBLs.

den bisher identifizierten Quellen in diesem Energiebereich handelt es sich fast ausschließlich um Flachspektrum-Quasare und BL Lac - Objekte. Der Anteil an EGRET-detektierten Quellen ist bei den RBLs höher als bei den XBLs; die Gamma-Leuchtkraft ist stark mit der Radio-Leuchtkraft korreliert (Dondi & Ghisellini 1995).

Die EGRET-detektierten BL Lacs weichen in ihren Breitband- und Röntgenspektren sowie der Verteilung ihrer *beaming*-Faktoren nicht signifikant von den übrigen Objekten ab (Abbildungen 2.3, 2.9).

2.4 Diskussion

2.4.1 Vergleich mit anderen Untersuchungen

Eine statistische Untersuchung der *Einstein* IPC Spektren von BL Lac - Objekten wurde von Worrall & Wilkes (1990) durchgeführt. Die mittleren Spektralindices für die Unterklassen RBL und XBL sind mit den ROSAT PSPC Ergebnissen konsistent (Tabelle 2.9). Auch die mit EXOSAT ME im Bereich 2-6 keV gemessenen Spektren (Sambruna et al. 1994) unterscheiden sich im Mittel nicht signifikant von den ROSAT-Spektren (Tabelle 2.9). Die 90%-Konfidenzbereiche der mittleren PSPC und ME Spektren für RBLs und XBLs sind in Abbildung 2.10 graphisch dargestellt. Aus dem Zwei-Komponenten-Modell folgt ein Abflachen des ME-Spektrum für RBLs und ein etwas steileres ME-Spektrum für XBLs. Die

Tabelle 2.8: Invers-Compton Dopplerfaktoren

Objekt	z	Θ_{d} [mas]	ν_{m} [GHz]	F_{m} [Jy]	F_{x} [μJy]	δ_{IC}
PKS 0048-09	0.500[1]	0.34	2.3	0.62	0.91	7.03
3C 66A	0.444	1.50	5.0	0.20	0.93	0.07
AO 0235+16	0.940	0.50	5.0	1.75	0.65	5.13
S5 0454+84	0.112	0.55	5.0	1.30	0.02	3.63
PKS 0537-44	0.896	1.10	2.3	4.20	0.81	8.97
S5 0716+71	0.500[1]	0.35	5.0	0.50	1.26	1.80
PKS 0735+17	0.424	0.30	5.0	1.29	0.24	7.70
OJ 287	0.306	0.30	5.0	2.30	0.62	10.56
S4 0954+65	0.368	0.19	5.0	0.48	0.23	5.86
MARK 421	0.031	0.30	5.0	0.24	272.75	0.29
B2 1147+245	0.500[1]	0.90	5.0	0.39	1.33	0.30
B2 1215+303	0.237	0.70	5.0	0.33	0.49	0.37
ON 231	0.102	0.50	5.0	0.13	0.40	0.24
B2 1308+32	0.996	0.50	5.0	1.97	0.15	7.72
PKS 1413+135	0.247	2.70	8.3	1.32	0.71	0.08
PKS 1519-27	0.500[1]	0.36	2.3	1.59	0.44	18.69
4C 14.60	0.605	0.60	5.0	0.56	0.12	1.37
MARK 501	0.034	0.23	5.0	0.45	24.73	1.29
I ZW 187	0.055	1.20	5.0	0.04	3.63	0.01
OT 081	0.322	0.20	5.0	1.43	0.30	14.78
S5 1803+78	0.680	0.40	5.0	1.80	0.23	7.92
3C 371	0.051	0.79	5.0	0.95	0.32	0.81
S5 2007+77	0.342	0.40	5.0	1.17	0.20	4.24
BL LAC	0.069	0.35	5.0	1.60	1.46	4.00

[1] : angenommener Wert für Rotverschiebung

mittleren ME und PSPC Spektren der XBLs unterscheiden sich kaum, auch bei den RBLs ist das Abflachen nicht signifikant, die mittleren Röntgenspektren im Bereich 0.1-6 keV sind jedoch mit dem Zwei-Komponenten-Modell verträglich (Abbildung 2.10).

Mit EXOSAT wurden einige helle BL Lac - Objekte vielfach beobachtet, um ihre Variabilität zu studieren. George et al. (1988, 1988) untersuchten die EXOSAT ME - Spektren der XBLs MARK 501, MARK 421, MARK 180 und 1H 1219+301 und fanden bei allen Objekten streng korrelierte Variationen von Fluß und Spektralindex im Energiebereich 2-6 keV: die Spektren waren härter, wenn hohe Flüsse gemessen wurden. Die untersuchten Zeitskalen betrugen dabei Tage bis Jahre. Die größten Amplituden zeigte MARK 421 mit Flußvariationen um eine Zehnerpotenz und Spektralindices $\alpha_{2-6\mathrm{keV}} = 1.0 - 1.8$. Eine entsprechende Korrelation von Fluß und Spektralindex mit geringeren Amplituden wurde bei ROSAT-Beobachtungen von MARK 421 auf einer Zeitskala von Stunden bis Tagen gefunden (Thomas & Fink 1994). Dieses Variabilitätsverhalten steht in qualitativem Einklang

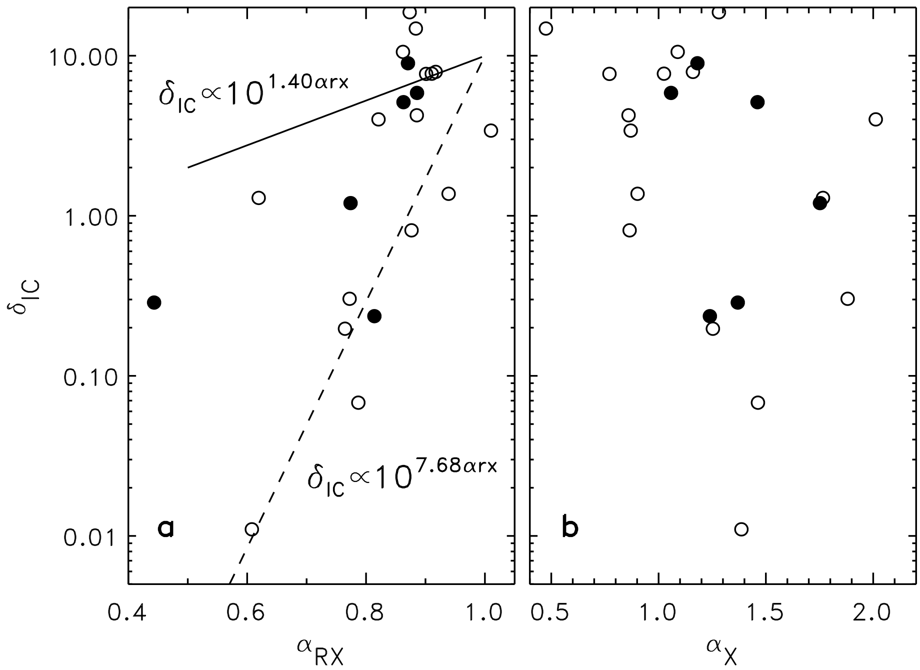


Abbildung 2.9: Invers-Compton *beaming*-Faktoren $\delta_{\rm IC}$ in Abhängigkeit von $\alpha_{\rm rx}$ (a) und $\alpha_{\rm x}$ (b). Objekte, die mit EGRET detektiert wurden, sind durch gefüllte Kreise markiert. Zu den eingezeichneten Proportionalitäten siehe Text.

mit dem hier diskutierten Zwei-Komponenten-Modell und weist darauf hin, daß zeitliche Änderungen der Synchrotron-Abbruchfrequenz auftreten. Bei einem Anstieg dieser Frequenz wird bei XBLs sowohl der Röntgenfluß höher als auch das Spektrum härter und das Objekt wandert in der $\alpha_{\rm rx} - \alpha_{\rm x}$-Ebene (Abbildung 2.5) nach links unten. Aus der Strenge der Korrelation von $\alpha_{\rm rx}$ und $\alpha_{\rm x}$, die sich in der geringen intrinsischen Streuung der $\alpha_{\rm x}$-Werte bei einem bestimmten $\alpha_{\rm rx}$ zeigt (siehe Tabelle 2.4), kann man wiederum schließen, daß starke Variationen des Spektralindex $\alpha_{\rm x}$ immer auch von Änderungen des Breitbandspektrums gemäß dieser Korrelation begleitet sein müssen.

Mehrere Arbeiten über ROSAT-Beobachtungen von BL Lac - Objekten sind kürzlich erschienen oder im Druck. Comastri et al. 1995 analysierten die ROSAT-Spektren von 12 Objekten aus der 1 Jy-Stichprobe und fanden, daß radiohellere Objekte ($\alpha_{\rm rx} > 0.75$) im Mit-

Tabelle 2.9: Mittlere Spektren in verschiedenen Energiebereichen

Instrument	Energiebereich [keV]	$\alpha_{\rm x}$ (90% Konfidenzintervall) RBL	XBL
ROSAT PSPC	0.1–2.4	1.08–1.44	1.30–1.52
Einstein IPC [1]	0.1–3.5	0.77–1.40	0.88–1.40
EXOSAT ME [2]	2.0–6.0	0.72–1.30	1.20–1.60

[1]: Worrall & Wilkes (1990), [2]: Sambruna et al. 1994

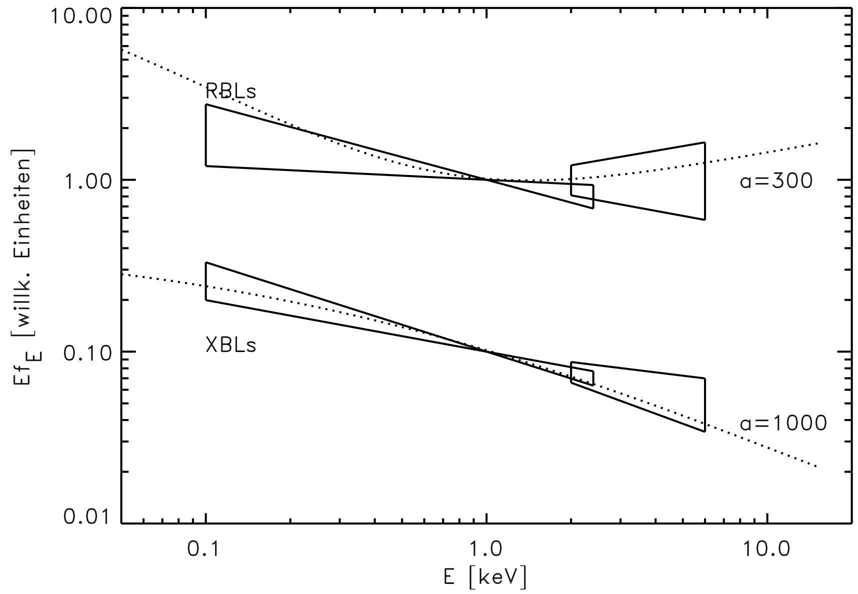


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung der mittleren Potenzgesetz-Spektren von RBLs und XBLs. Dargestellt sind die 90%-Konfidenzintervalle für den Spektralindex α_{x} von 0.1-2.4 keV (diese Arbeit) und 2-6 keV (EXOSAT ME, Sambruna et al. 1994). Alle Spektren sind bei 1 keV willkürlich normiert. Zwei beispielhafte Zwei-Komponenten-Spektren sind punktiert eingezeichnet.

tel flachere Röntgenspektren als die röntgenhelleren Objekte besitzen. Da die Stichprobe von Comastri et al. nur den radiohelleren Teil der α_{rx}-Verteilung abdeckt, ist dieses Verhalten mit der Antikorrelation von α_{rx} und α_{x} bei RBLs konsistent.

Padovani & Giommi (1996) haben aus den ROSAT PSPC *hardness ratios* von BL Lacs im ROSAT WGA-Katalog (White et al. 1994) Spektralindices berechnet und finden ebenfalls eine Korrelation von α_{rx} und α_{x} für XBLs und eine Antikorrelation für RBLs.

Die bereits jetzt bzw. in Kürze aktiven Satellitenobservatorien für den mittleren und harten Röntgenbereich ASCA (Japan), XTE (USA) und SAX (Italien) werden die Datenbasis im höherenergetischen Röntgenbereich bedeutend verbessern. Auf dem Gebiet der BL Lac - Objekte können diese Daten folgende Fragen, die sich nach der Untersuchung der ROSAT-Ergebnisse stellen, beantworten:

- Bis zu welchen Energien reichen die Synchrotronspektren von XBLs?
- Wie hoch sind die invers-Compton-Flüsse von XBLs?
- Können die Spektren der RBLs und anderer Blazare vom weichen Röntgenbereich bis zum Gamma-Bereich durch eine einzige Komponente beschrieben werden oder sind mehrere verschiedene Emissionsmechanismen beteiligt?

2.4.2 Konsequenzen für Vereinheitlichungsmodelle

Verschiedene Autoren haben versucht, die Unterschiede zwischen XBLs und RBLs durch Blickwinkeleffekte zu erklären, wie zuerst von Maraschi et al. (1986) vorgeschlagen. Padovani & Urry (1990) schlossen aus der Leuchtkraftfunktionen von Radiogalaxien und BL Lac - Objekten, daß sowohl XBLs als auch RBLs durch Blickwinkeleffekte (*beaming*, Verdeckung) beeinflußte Unterpopulationen von FR I Radiogalaxien seien, wobei bei RBLs kleinere Winkel zwischen Sichtwinkel und Beobachter vorliegen als bei XBLs. Ghisellini et al. (1993) bestätigten, daß XBLs kleinere invers-Compton Doppler-Faktoren zeigen als RBLs.

Um die unterschiedlichen spektralen Energieverteilungen der beiden Unterklassen durch Blickwinkeleffekte zu erklären, muß die Radioemission eine engere Abstrahlungscharakteristik besitzen als die Röntgenemission. Ghisellini & Maraschi (1993) entwickelten ein „*accelerating jet*“-Modell, bei dem die äußeren Regionen des Jets, die zur Radioemission beitragen, höhere Geschwindigkeiten und damit engere Abstrahlungskegel besitzen, als die inneren Teile, die im Röntgenbereich emittieren. Einen anderen Ansatz verfolgten Celotti et al. (1993) mit einem „*wide jet*“-Modell, das geometrisch breitere Öffnungswinkel in der Basis des Jets annimmt, der dann in seinen äußeren Bereichen stärker kollimiert wird.

Energieverteilung und Spektralindices

Aus den Ergebnissen in Abschnitt 2.3 und insbesondere den Vergleichen mit den Modellspektren (siehe Abbildungen 2.4 - 2.8) folgt, daß die Synchrotron-Komponente der Spektren bei XBLs bis weit über den weichen Röntgenbereich ausgedehnt ist, während sie bei den extremen RBLs bei Energien unterhalb des Röntgenbereiches abbricht. Aus den Abbildungen 2.3, 2.7 und 2.8 geht hervor, daß eine Variation des Modellparameters a von $a = 100 - 3000$ notwendig ist, um die Bandbreite der gemessenen Parameter abzudecken. Die Energie, bei der sich Synchrotron- und Compton-Komponente überschneiden, variiert dabei um 6 Dekaden (Abbildung 2.4). Aus folgenden Gründen ist sehr unwahrscheinlich, daß diese spektralen Unterschiede zwischen RBLs und XBLs durch Blickwinkeleffekte erzeugt werden:

- Mit dem Winkel zur Sichtlinie ändern sich die Doppler-Faktoren einzelner spektraler Komponenten und damit ihre relative Intensität. Die beobachtete Frequenz bestimmter spektraler Merkmale (z.B. des Synchrotron-Abbruchs) ändert sich jedoch nur unwesentlich durch den Doppler-Effekt ($\nu \sim \delta$), wobei im Gegensatz zur beobachteten Verschiebung des Synchrotron-Abbruchs die Frequenzen mit dem Doppler-Faktor anwachsen.

- Während die Antikorrelation von $\alpha_{\rm x}$ und $\alpha_{\rm rx}$ durch Änderung der relativen Intensität von (steiler) Synchrotron-Komponente und (flacher) Compton-Komponente bewirkt werden kann, ist kaum denkbar, daß die reine Synchrotron-Komponente, die offensichtlich bei XBLs beobachtet wird, ihr Röntgenspektrum durch Blickwinkel-Effekte ändert. Insbesondere die Korrelation von $\alpha_{\rm x}$ und $\alpha_{\rm rx}$ bei XBLs spricht also gegen reine Blickwinkel-Modelle zur Vereinheitlichung von XBLs und RBLs.

Invers-Compton Doppler-Faktoren

In Abschnitt 2.3.3 wurde die Abhängigkeit der invers-Compton *beaming*-Faktoren von $\alpha_{\rm rx}$ bestätigt. Radioselektierte Objekte besitzen im Mittel höhere *beaming*-Faktoren als XBLs, was durch verschiedene Blickwinkel verursacht werden könnte. Zugleich wurde jedoch gezeigt, daß die gefundene Korrelation von $\alpha_{\rm rx}$ und $\delta_{\rm IC}$ aus der Tatsache resultiert, daß in die Berechnung beider Parameter die Flußdichten im Radio- und Röntgenbereich einfließen. Da $\delta_{\rm IC}$ nur eine untere Grenze für den tatsächlich in einer Quelle vorliegenden Doppler-Faktor darstellt, spiegelt diese Korrelation also nicht notwendigerweise physikalische Zusammenhänge wieder.

Absorptionssäulendichten $N_{\rm H}$

Von allen hier untersuchten BL Lacs zeigen nur 6 Objekte Absorptionssäulendichten, die signifikant über den jeweiligen galaktischen Werten liegen (siehe Tabelle 2.3).

Bei zwei dieser Objekte (AO 0235+16, MS 0205+35) befinden sich Absorptionssysteme bei kleinerer Rotverschiebung auf der Sichtlinie zum Objekt. Bei den übrigen vier Objekten (mit Ausnahme von BL Lacertae) ist die möglicherweise intrinsische Absorption gering ($< 3 \cdot 10^{20} {\rm cm}^{-2}$). Intrinsische Absorption kommt also sowohl bei RBLs als auch bei XBLs im allgemeinen nicht vor. Dies schränkt Modelle von BL Lacs, die Staub- und Molekültori um die zentrale Quelle beinhalten, insofern ein, als daß bei allen Objekten die Quelle der Röntgenstrahlung nicht von diesem Torus verdeckt sein kann.

2.4.3 Intrinsische Unterschiede zwischen RBLs und XBLs

In Abschnitt 2.4.2 habe ich gefolgert, daß die großen Unterschiede zwischen XBLs und RBLs in der Maximalfrequenz der Synchrotronemission nicht durch unterschiedliche Blickwinkel verursacht werden können. Es muß also intrinsische Unterschiede im Spektrum der beiden Unterklassen geben.

Die Modelle zur Emission von relativistischen Jets (z.B. Königl 1981, Ghisellini et al. 1985) gehen von einer Potenzgesetzverteilung der Elektron-Lorentzfaktoren

$$n(\gamma_{\rm e}) = n_0 \gamma_{\rm e}^{-p}$$

im Jet innerhalb der Grenzen $\gamma_{\rm min}$ und $\gamma_{\rm max}$ aus. Oberhalb der charakteristischen Synchrotron-Frequenz $\nu_{\rm c}$ eines Elektrons mit $\gamma_{\rm max}$ bricht das Synchrotron-Spektrum exponentiell ab.

Die charakteristische Synchrotron-Frequenz ist durch

$$\nu_{\rm c} \simeq \frac{e\gamma^2 B}{m_{\rm e} c}$$

gegeben (Rybicky & Lightman 1979). Die beobachteten Unterschiede in der Abbruchfrequenz des Synchrotronspektrums um sechs Zehnerpotenzen können also durch um drei Zehnerpotenzen unterschiedliche Lorentz-Faktoren $\gamma_{\max}$ verursacht werden. Neben Unterschieden in der Beschleunigung der Elektronen kommen hierbei insbesondere unterschiedliche Kühlzeiten als primäre Ursache in Betracht. Die Synchrotron-Strahlungsleistung eines Elektrons ist

$$P_{\rm synch} = \frac{4}{3}\sigma_{\rm T} c \gamma^2 \beta^2 U_B \quad ,$$

die Compton-Strahlungsleistung

$$P_{\rm compt} = \frac{4}{3}\sigma_{\rm T} c \gamma^2 \beta^2 U_{\rm phot}$$

(Rybicki & Lightman 1979). U_B und $U_{\rm phot}$ sind die Energiedichten des magnetischen und des Photonenfeldes, d.h. hochenergetische Elektronen ($P \sim \gamma^2$) werden abhängig vom B-Feld und der Photonendichte sehr effektiv gekühlt. Die Unterschiede in $\gamma_{\max}$ können also durch unterschiedliche Magnetfelder oder Photonendichten verursacht werden, wobei höhere Magnetfelder und Elektronendichten kleinere $\gamma_{\max}$ zur Folge haben. Die Compton-Kühlung kann außerdem durch externe Photonen, zum Beispiel aus der thermischen Emission einer Akkretionsscheibe, verstärkt werden. Die Comptonisierung von UV- und Röntgenphotonen aus der Akkretionsscheibe ist möglicherweise auch die Quelle der Gamma-Emission von relativistischen Jets (z.B. Dermer & Schlickeiser 1992).

Aufgrund der in Abschnitt 2.3.2 vorgetragenen Argumente gegen die Vereinheitlichung von XBLs und RBLs als unterschiedlich orientierte Unterpopulationen von FR I - Radiogalaxien und der in Abschnitt 2.3 festgestellten Übereinstimmungen der Röntgeneigenschaften von extremen RBLs und FSRQs sollte die Zuordung der BL Lac - Objekte zu Elternpopulationen neu überdacht werden.

Kapitel 3

Neue ROSAT-Quasare

3.1 Einführung

Neben den ~ 60000 Röntgenquellen, die im *ROSAT All Sky Survey* (RASS) entdeckt wurden, enthalten die pointierten ROSAT-Beobachtungen eine in etwa ebenso große Zahl zusätzlicher Röntgenquellen. Bei ungefähr der Hälfte dieser Quellen dürfte es sich um Quasare und andere aktive Galaxienkerne (*Active Galactic Nuclei*, AGN) handeln. Bislang waren weniger als 10000 Quasare bekannt. Nur 16% dieser Objekte wurden im RASS detektiert (Brinkmann et al. 1992), etwa 10% waren Ziele pointierter Beobachtungen). Die Identifikation von AGN aus ROSAT-Quellen kann somit die Zahl der bekannten Objekte und insbesondere das Wissen über die Röntgeneigenschaften dieser Objektklasse wesentlich vergrößern.

Einige wissenschaftliche Ziele der ROSAT-Mission auf dem Gebiet der AGN sind:

- Messung des Röntgenspektrums von AGN. Im Röntgenbereich wird der hochenergetische Teil des thermischen Spektrums von Akkretionsscheiben vermutet. ROSAT besitzt die bisher beste spektrale Auflösung und Empfindlichkeit im sehr weichen Röntgenbereich.
- Bestimmung der Röntgenleuchtkräfte und der spektralen Energieverteilung zwischen Radio-, optischem und Röntgenbereich für eine große Zahl von Objekten.
- Untersuchung der Abhängigkeit der Röntgeneigenschaften von der Rotverschiebung und Nachweis von Entwicklungseffekten.
- Aufklärung des Ursprungs des kosmischen Röntgenhintergrunds, der eventuell vollständig durch nicht aufgelöste AGN verursacht wird.

Wie schon bei der Untersuchung der Eigenschaften von BL Lac - Objekten in Kapitel 2 deutlich wurde, können Selektionskriterien wie z.B. Flußlimits in verschiedenen Wellenlängenbereichen großen Einfluß auf die mittleren Parameter der Objekte einer AGN-Stichprobe haben. Deshalb ist die Erstellung von möglichst großen, homogen selektierten

Stichproben eine wichtige Voraussetzung für die Untersuchung der physikalischen Eigenschaften von AGN.

Die im folgenden beschriebenen Arbeiten sind Teil eines Projekts, das H. Brunner mit einer ROSAT-Durchmusterung des tiefen CFHT-Quasar-Feldes (Crampton et al. 1989) initiierte. Die ROSAT-Beobachtungen lieferten homogene Röntgendaten einer optisch selektierten Stichprobe in einem $2.2^\circ \times 2.2^\circ$ großen Feld. Der optische Quasar-Survey enthält 149 Quasare mit Rotverschiebungen $z = 0.2 - 3.0$ und ist vollständig bis zu $m_{\rm lim} = 20.5$. Von diesen Objekten konnten 65 in den ROSAT-Beobachtungen detektiert werden, was einer Detektionsrate von 44% entspricht. Damit steht eine Stichprobe von Quasaren mit homogenen Beobachtungsdaten sowohl aus dem optischen als auch aus dem Röntgenbereich zur Verfügung. Umgekehrt fand ROSAT in diesem Feld 109 weitere Röntgenquellen, die keinen bisher bekannten Objekten zugeorden werden konnten. Wegen der hohen galaktischen Breite des Feldes lag jedoch die Vermutung nahe, daß es sich bei diesen Quellen zum Teil um weitere Quasare handelt, die in der optischen Durchmusterung unentdeckt blieben.

In dieser Arbeit möchte ich einen Teil des Projekts vorstellen, der zum Ziel hat, der optisch selektierten Quasarstichprobe eine röntgenselektierte Stichprobe gegenüberzustellen, die aus der optischen Identifikation von ROSAT-Quellen resultiert. Anhand der spektralen Energieverteilungen der Quasare zwischen optischem und Röntgenbereich sowie ihrer Röntgenspektren sollen insbesondere Modellspektren von Akkretionsscheiben (Dörrer et al. 1996) verifiziert werden sowie die Modellparameter unter Berücksichtigung möglicher kosmologischer Entwicklung bestimmt werden.

Die Identifikation von Röntgenquellen wurden in zwei verschiedenen ROSAT-Feldern durchgeführt:

1. Das ROSAT-Gesichtsfeld um den Quasar PKS 0135-247. Dieses Feld liegt nahe des südlichen galaktischen Pols und wird deshalb nachfolgend SGP-Feld genannt.

2. Das Mosaik aus 9 ROSAT-Beobachtungen im Gebiet des oben genannten CFHT- Quasar Surveys (nachfolgend CFHT-Feld).

Im CFHT-Feld konnte wegen der bereits bekannten Quasare bis $m_{\rm lim} = 20.5$ durch Identifikation der übrigen Röntgenquellen mit relativ geringem Aufwand eine Quasarstichprobe mit sehr niedrigen Flußlimits sowohl im optischen als auch im Röntgenbereich gewonnen werden.

Das SGP-Feld eignet sich gut als Vergleichsfeld, da beide Felder bei hoher galaktischer Breite liegen (SGP: $bII = -79^\circ$, CFHT: $bII = +79^\circ$) und damit wegen der niedrigen Sterndichte und galaktischen Absorption gut für die Untersuchung extragalaktischer Quellen geeignet sind.

3.2 Beobachtungen und Datenanalyse

3.2.1 Röntgendaten

SGP-Feld

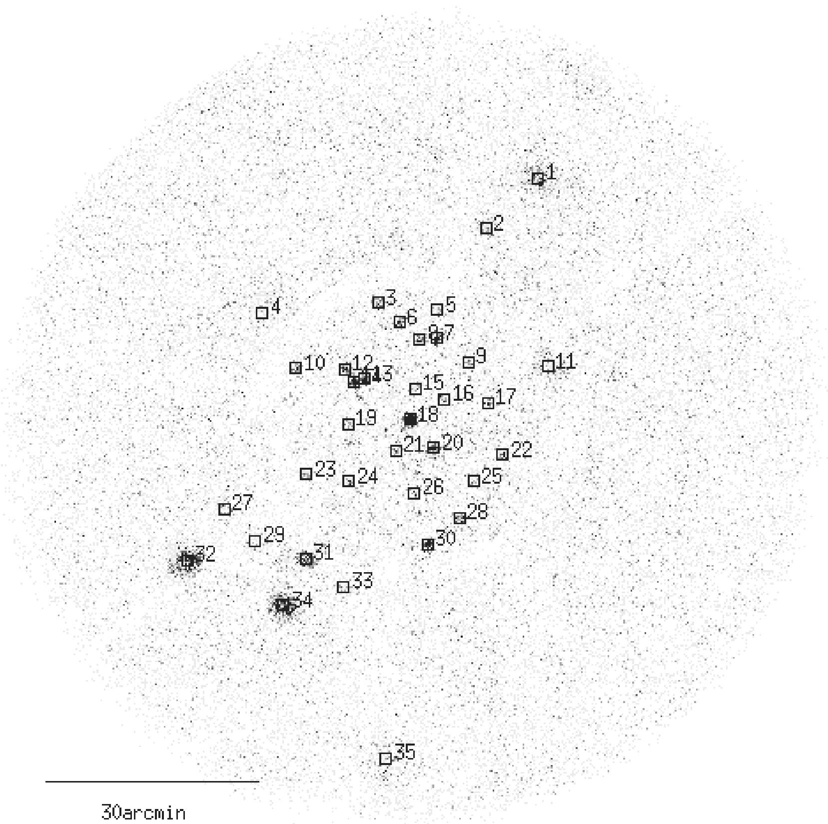


Abbildung 3.1: ROSAT-Bild des SGP-Feldes, die detektierten Röntgenquellen sind mit der Numerierung, wie sie im Text verwendet wird, eingezeichnet. Quelle 18 ist der Quasar PKS 0135-247.

Der Quasar PKS 0135-247 wurde vom 18.-20. 7. 1990 mit einer Integrationszeit von 6374 s mit dem ROSAT-PSPC beobachtet.

Neben PKS 0135-247 findet der Detektionsalgorithmus des EXSAS-Pakets 34 weitere Röntgenquellen mit einer Signifikanz $> 5\sigma$ (siehe Abbildung 3.1). Die Detektions-Software von EXSAS berechnet Zählraten in verschiedenen Energiebändern mittels *maximum-likelihood*-Fits an die Punktbildfunktion des Instruments. Da χ^2-Spektralfits an schwache Quellen wegen der geringen Anzahl von Ereignissen problematisch sind, wurden die *hardness-ratios* in den Bändern A (0.1-0.4 keV) und B (0.4-2.4 keV)

Tabelle 3.1: ROSAT Beobachtungen CFHT-Feld

ROR Nr.	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	t_{int} [s]	beendet
WG701062	13 36 17	27 04 48	9461	14.07.92
WG701063	13 42 50	27 04 48	10044	22.07.92
WG701064	13 37 36	26 37 48	8356	13.07.92
WG701065	13 37 36	27 31 48	8973	11.07.92
WG701066	13 39 34	26 21 00	9050	14.07.92
WG701067	13 39 31	27 49 12	8214	15.07.92
WG701068	13 41 31	26 37 48	8669	17.07.92
WG701069	13 41 29	27 31 48	9916	14.07.92
WG701459	13 39 34	27 04 48	7209	09.07.93

$$HR_{\mathrm{AB}} = \frac{CR(\mathrm{B}) - CR(\mathrm{A})}{CR(\mathrm{A}) + CR(\mathrm{B})}$$

für alle Quellen berechnet. Unter der Annahme eines Potenzgesetz-Spektrums können aus den *hardness-ratios* bei gegebener Absorptionssäulendichte N_{H} mittels Interpolation aus tabellierten Werten zugehörige Röntgenspektralindices berechnet werden (Tabelle 3.4).

Die Flußdichten bei 1 keV ergeben sich aus der Gesamtzählrate mittels eines Konversionsfaktors für den mittleren Spektralindex der Quellen $\langle\alpha\rangle = 1.12$ und für galaktische Absorption mit $N_{\mathrm{H}} = 1.27 \cdot 10^{20}\mathrm{cm}^{-2}$:

$$f_\nu[\mu\mathrm{Jy}] = 1.385 \cdot CR[1/\mathrm{s}]$$

Die absoluten Positionen von ROSAT-Quellen können systematische Fehler von bis zu 15 Bogensekunden aufweisen. Da jedoch die Position des Quasars PKS 0135-247 aus der Literatur bekannt ist, konnten alle Röntgenpositionen anhand des Offsets von Röntgenposition und optischer Position des Quasars korrigiert werden. Die angebrachte Korrektur beträgt $\Delta\alpha = -0.9''$ und $\Delta\delta = -9.7''$.

CFHT-Feld

Um das Feld des CFHT Quasar-Surveys vollständig und möglichst homogen abzudecken, wurde die ROSAT-Beobachtung dieses Feldes als Mosaik von 9 sich überlappenden PSPC-Pointierungen durchgeführt (siehe auch Abbildung 3.2). Die Beobachtungsdaten sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Um eine möglichst große Empfindlichkeit zu erhalten, wurden vor der weiteren Datenanalyse die *photon event tables* aller 9 Pointierungen zusammengefasst. Die effektive Integrationszeit ist dann gemittelt über das Feld $\sim 35\,\mathrm{ksec}$.

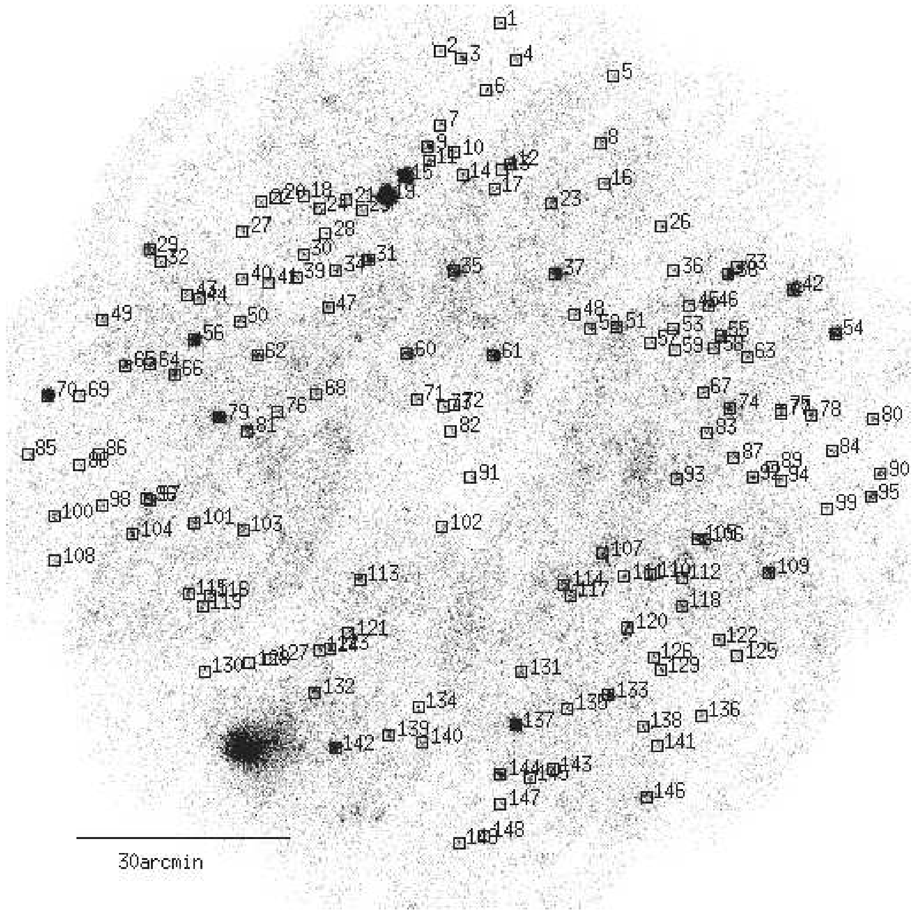


Abbildung 3.2: Mosaik-Beobachtung des CFHT-Feldes bestehend aus 9 Pointierungen. Dieses Bild basiert auf den Ereignissen, die im inneren Bereich (r = 30 Bogenminuten) des PSPC registriert wurden. Die detektierten Punktquellen sind mit ihrer Numerierung eingezeichnet; die helle ausgedehnte Quelle links unten ist der Galaxienhaufen Abell 1775.

Von den 149 Quasaren konnten wir 65 als Röntgenquellen identifizieren; die Röntgeneigenschaften dieser Quasare werden in Brunner (1994) und Brunner et al. (1996b) diskutiert.

Die Detektionssoftware des EXSAS-Pakets ist für die gesamte Mosaik-Beobachtung nicht anwendbar, deshalb habe ich die Röntgenquellen im Summenbild der 9 Beobachtungen visuell bestimmt und ihre Positionen durch Anpassung von zweidimensionalen Gauß-Funktionen gemessen. Da wegen der schlechteren Punktbildfunktion des Röntgenteleskops fern der optischen Achse die Empfindlichkeit für Punktquellen stark abnimmt, wurden nur Ereignisse aus dem inneren Bereich des Detektors (< 30 Bogenminuten um die optische Achse) für die Erstellung des Summenbildes berücksichtigt (siehe Abbildung 3.2). In diesem Feld relativ homogener Empfindlichkeit mit der Fläche 2.9 deg^2 wurden 149 Quellen detektiert. Von diesen Quellen entfallen 40 auf Quasare des optischen Surveys, bei den übrigen 109 Quellen handelt es sich um bisher unbekannte Objekte.

Die Quellereignisse wurden innerhalb eines Radius von 100 Bogensekunden extrahiert und spektral gebinnt; Hintergrundspektren wurden in Ringen von 200-300 Bogensekunden Radius unter Ausschluß benachbarter Quellen gewonnen und abgezogen. Die Zählratenspektren wurden dann so gebinnt, daß das Signal-Rausch-Verhältnis in jedem bin mindestens 3 beträgt. Die Röntgenflüsse und Spektralindices der Quellen ergaben sich dann durch Spektralfits mit den freien Parametern Photonenindex Γ und Flußnormierung $\Phi(1\mathrm{keV})$ bei festem galaktischen $N_{\mathrm{H}} = 1.05 \cdot 10^{20}\mathrm{cm}^{-2}$ (siehe Tabelle 3.5).

3.2.2 Optische Beobachtungen

SGP-Feld

Vorbereitung

Da zum Zeitpunkt der Beobachtung noch keine digitalisierten Versionen der Himmelsdurchmusterungen für dieses Feld vorlagen, mußten die optischen Gegenstücke der Röntgenquellen visuell mit Hilfe einer maßstäblichen Schablone der Röntgenpositionen auf Reproduktionen der ESO/SERC - Durchmusterung des südlichen Himmels identifiziert werden. Die optischen Helligkeiten m_{b} ließen sich nach der Methode von King & Raff (1977) aus den Durchmessern der Abbildungen auf den Photoplatten abschätzen. Die Methode ermöglicht eine Angabe der Helligkeit mit einem Fehler $\Delta m < 0.5$. Die genauen optischen Positionen der Objekte wurden später aus der digitalisierten Version des SERC J *Southern Sky Survey* (*Digitized Sky Survey*, Postman et al. 1996) bestimmt. Die Daten liegen als komprimierte Bilder mit der Auflösung 1.7"/pixel auf 61 CD-ROMs vor. Nach Korrektur der Pixelkoordinaten der Objekte durch ein Polynom dritten Grades mit den für die Photoplatte angegebenen Koeffizienten und der Umrechnung in äquatoriale Koordinaten ergab sich ein Offset von 12" zu bekannten Positionen im Feld. Wie schon die Röntgenpositionen wurden deshalb auch die Koordinaten des *Digitized Sky Survey* anhand der Katalogposition von PKS 0135-247 um $\Delta\alpha = +1.8''$ und $\Delta\delta = -11.7''$, korrigiert. Vergleicht man die Röntgen- und optischen Positionen der spektroskopisch identifizierten Objekte (siehe Tabelle 3.8), sieht man, daß durch die Korrektur der Positionen anhand der Katalogposition von PKS 0135-247 im ganzen Feld eine gute Übereinstimmung erzielt wurde. Die Differenzen zwischen optischen und Röntgenpositionen sind größtenteils kleiner als 10".

Beobachtung und Datenanalyse

Die optischen Beobachtungen des SGP-Feldes habe ich während dreier Nächte (15.-18. 11. 1992) am MPIA/ESO 2.2m Teleskop auf La Silla (Chile) durchgeführt, wobei das Instrument EFOSC2 (*ESO Faint Object Spectrograph and Camera*) verwendet wurde. EFOSC eignet sich besonders für die Spektroskopie schwacher Objekte, da es mit effizienten Gitterprismen arbeitet und während der Beobachtung zwischen Spektroskopie und CCD-*imaging* gewechselt werden kann. Die Dispersion der Spektren beträgt $450\text{Å}/\mathrm{mm}$, beim verwendeten 1024×1024 pixel Thomson-CCD mit $19\mu\mathrm{m}/\mathrm{pixel}$ ergibt dies $8.55\text{Å}/\mathrm{pixel}$. Die resultierende spektrale Auflösung bei 1 Bogensekunde Spaltbreite beträgt 18Å (FWHM).

Von den 34 neuen Röntgenquellen fallen zwei eindeutig mit hellen Sternen zusammen, bei zwei Quellen ist die Röntgenposition zu ungenau für eine optische Identfikation, sechs weitere Quellen besitzen keine auf den optischen Platten sichtbaren Gegenstücke und waren damit für die Spektroskopie mit dem 2.2m Teleskop nicht erreichbar. Für 23 optische Kandidaten von 22 Röntgenquellen konnten optischen Spektren erhalten werden; die Integrationszeiten für die einzelnen Spektren sind in Tabelle 3.2 angegeben.

Tabelle 3.2: Integrationszeiten SGP-Feld

Objekt	t_{int} [s]	Objekt	t_{int} [s]
1	120	21	900
3	1800	22	300
4	600	23	1800
6	600	25	1200
7	1800	26	1800
9	1800	27	120
10	1200	28	1800
12	1800	30	900
13	2400	31	600
14	1200	32	600
16	2400	33	900
20	1200	34	900
20	1800		

Die Datenanalyse erfolgte mit dem astronomischen Software-Paket MIDAS (*Munich Image and Data Analysis System*) der ESO.

Folgende Schritte der Datenanalyse wurden zur Reduktion der CCD-Spektren angewendet:

1. Subtraktion von gemittelten *Bias*- und *Dark-Frames*. Das *Dark-Frame* mißt den Dunkelstrom jedes CCD-pixels pro Zeiteinheit. Ein *Bias-Frame* wird ohne Belichtung und mit Integrationszeit 0 aufgenommen.

2. Division der Rohspektren durch eine *Flat-Field* Aufnahme, bei der das Spektrum einer Halogenlampe registriert wird. Das *Flat-Field* wird zuvor durch einen Polynom-Fit auf 1 normiert, sodaß in Dispersionsrichtung nur Empfindlichkeitsvariationen mit hohen Ortsfrequenzen ausgeglichen werden, die grobe Form des Spektrums jedoch gleichbleibt.

3. Bestimmung der Dispersionsrelation $\lambda(x_{\mathrm{pixel}})$ der Spektren anhand eines Spektrallampenspektrums (in diesem Fall He+Hg). Die Spektren werden dann so umgebinnt, daß ein linearer Zusammenhang $\lambda(x'_{\mathrm{pixel}})$ entsteht.

4. Extraktion des Spektrums durch Aufsummation der Zeilen, die das Objektspektrum enthalten, und Subtraktion des Hintergrundes. Dadurch ensteht ein eindimensionales Spektrum der Form $counts(\lambda)$.

5. Flußkalibration anhand eines Standardsterns. Das CCD-Spektrum des Standardsterns (hier: LTT 2415) wird in definierten Wellenlängenintervallen durch tabellierte Flußwerte (Hamuy et al. 1992,1994) F_λ dividiert. Aus den erhaltenen Quotienten wird durch Spline-Interpolation die Empfindlichkeit der Kombination Teleskop, Spektrograph und CCD für jedes Wellenlängenbin bestimmt und zur Kalibration der Spektren verwendet (siehe Abbildung 3.3).

CFHT-Feld

Vorbereitung:
Die Positionen der 109 zu identifizierenden Röntgenquellen wurden mit dem entsprechenden Auszug aus dem APM-Katalog (Irwin & McMahon 1992) korreliert. Der APM-Katalog enthält Objekte aus einer Digitalisierung des *Palomar Observatory Sky Survey* (POSS). Die Grenzhelligkeiten sind $O = 21.5\mathrm{mag}$ für die blauen Platten und $E = 20\mathrm{mag}$ für die roten Platten. Die Objekte in der Umgebung der Röntgenquellen wurden mit Informationen über Helligkeit, Farbe und Klassifikation (stellar/ausgedehnt) in Sucherkarten eingetragen.

Um systematische Fehler in den Röntgenpositionen zu minimieren, wurden die Koordinaten α und δ der ROSAT-Quellen nach folgendem Verfahren korrigiert: Die Röntgen- und optischen (APM-) Positionen der 65 ROSAT-detektierten CFHT-Quasare wurden verglichen und die Differenzen mittels eines χ^2-Fits mit der Fitfunktion

$$\begin{aligned}\alpha_{corr} &= \alpha_0 + a_1 + (1 + a_2)(\alpha - \alpha_0) + a_3(\delta - \delta_0)\\ \delta_{corr} &= \delta_0 + a_4 + a_5(\alpha - \alpha_0) + (1 + a_6)(\delta - \delta_0)\end{aligned}$$

minimiert. Diese Fitfunktion bringt Korrekturen, die Translation, Streckung und Drehung beinhalten, an die Röntgenpositionen α, δ an; α_0 und δ_0 sind die Koordinaten der Bildfeldmitte. Es stellte sich heraus, daß nur die Parameter a_1 und a_4, die eine Translation verursachen, signifikant von Null verschieden sind. Die Korrekturen betragen $\Delta\alpha = +4.7''$ und $\Delta\delta = +9.8''$.

Beobachtungen und Datenanalyse:
Für die optischen Beobachtungen erhielten wir fünf Nächte vom 17.-22. März 1994 am 3.5m-Teleskop des Calar Alto Observatoriums. Der verwendete Fokalreduktor läßt ebenso wie EFOSC die Spektroskopie mit Gitterprismen und den Wechsel zu CCD-*imaging* zu. Das verwendete Gitterprisma erzeugt eine Dispersion von $300\text{Å}/\mathrm{mm}$ bzw. $7.2\text{Å}/\mathrm{pixel}$ mit dem 1024×1024 Tektronix-CCD bei einer Pixelgröße von $24\mu\mathrm{m}$. Die resultierende spektrale Auflösung beträgt hier 14Å (FWHM).

Da aufgrund der begrenzten Teleskopzeit nicht alle 109 Röntgenquellen spektroskopisch identifiziert werden konnten, haben wir die Priorität auf die Identifikation der röntgenhellsten Quellen gelegt. 34 der 50 hellsten Röntgenquellen besitzen optische Gegenstücke bis $m_\mathrm{b} = 21.5$. Bis auf 5 besonders helle Objekte, die ihres hohen α_ox zufolge normale Sterne sein dürften, wurden alle diese Kandidaten spektroskopiert. Dies entspricht einem Röntgenflußlimit von $0.01\mu\mathrm{Jy}$. Unterhalb dieses Flußlimits überwiegen die „*empty field*“Quellen, die optisch schwächer als die Grenzgröße des POSS sind. Darüberhinaus wurden die optischen Gegenstücke auch der schwächeren Röntgenquellen spektroskopiert, falls sie plausible Quasarkandidaten ($O - E < 1.5$) heller als $m_{\mathrm{b}} = 21.0$ darstellten (8 Objekte).

Die Integrationszeiten für die optischen Spektren sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt.

Tabelle 3.3: Integrationszeiten CFHT-Feld

Objekt	t_{int} [s]	Objekt	t_{int} [s]
2	1800	58	1222
3	1800	58	1883
6	2400	61	900
9	900	66	2400
11	1887	70	600
11	1213	77	1200
11	1200	78	1800
12	900	78	1200
15	1666	90	1691
19	687	92	1014
21	2771	95	2400
21	2400	99	300
33	1200	114a	2001
33	321	114b	1800
39	1569	117	300
40	2302	129	1875
49	1800	132	900
51	2400	133	1800
52	1800	141	996
53	900	142	688
58	1200	144	1800
		147	1200

Die Datenreduktion erfolgte im wesentlichen wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben. Die Extraktion der Quellspektren erfolgte mittels eines Algorithmus, der die Anzahl der addierten Zeilen für ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis optimiert und zudem Pixel, die durch kosmische Strahlung kontaminiert, sind erkennt. Die resultierenden Spektren sind deshalb weitgehend frei von Peaks durch kosmische Strahlung. Als Standardstern diente BD+28°2642, dessen spektrale Energieverteilung in Stone (1977) angegeben wird. Die relative Effektivität des Spektrographen ist in Abbildung 3.3 angegeben.

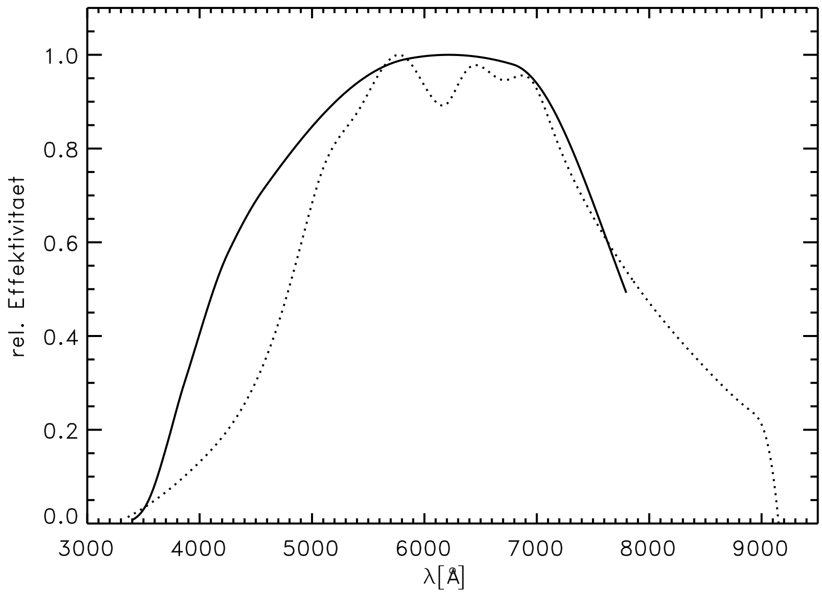


Abbildung 3.3: Quotienten aus CCD-counts und F_λ der Standardsterne für den CA 3.5m Fokalreduktor (durchgezogen) und ESO/MPIA 2.2m EFOSC2 (punktiert). Die Spektren des 3.5m Fokalreduktors sind am langwelligen Ende durch die Dimension des CCDs begrenzt.

3.3 Ergebnisse

3.3.1 Klassifikation und Rotverschiebungen

Die optischen Spektren der identifizierten Objekte sind in Abbildung 3.4 (SGP) und 3.5 (CFHT) gegeben. Zur Identifikation der AGN-Emissionslinien war das Quasar-Kompositspektrum von Francis et al. 1991 sehr hifreich. Die Emissionslinienobjekte wurden in zwei Gruppen unterteilt:

1. Objekte vom Seyfert 1 - Typ, die breite, erlaubte Linien aufweisen (Hα, Hβ, MgII, CIV, CIII], Lyα). Der Übergang zwischen Quasaren und Seyfert 1 - Galaxien ist fließend, die Unterscheidung erfolgt üblicherweise durch die Absoluthelligkeit mit $M_{\text{abs}} < -23$ für Quasare.

2. Objekte mit dominierenden schmalen, verbotenen Linien ([OIII], [OII]). Die Auflösung und das Signal-Rausch-Verhältnis der Spektren erlauben im allgemeinen keine genauere Unterscheidung dieser Objekte (Seyfert 2 - Galaxien, *Liner*, Starburst - Galaxien).

Eine Aufstellung der Identifikationen für das SGP-Feld und die 50 hellsten neuen Röntgenquellen im CFHT-Feld wird in den Tabellen 3.4 und 3.5 gegeben.

Die Rotverschiebungen der Emissionslinien-Objekte wurden für jede detektierte Linie getrennt bestimmt. Die resultierende Rotverschiebung der Objekte ergibt sich aus der Mittelung der einzelnen Linienrotverschiebungen (ohne Berücksichtigung nur marginal detektierter Linien, siehe Tabellen 3.6 und 3.7).

Für die identifizierten AGN habe ich aus den optischen Positionen nach den Konventionen der Internationalen Astronomischen Union (IAU) Katalognamen der Form

$$\mathrm{RX\ JHHMM.m \pm DDMM}$$

vergeben (siehe z.B. Lortet et al. 1994). RX steht für *ROSAT X-ray source*, J für das (Julianische) Äquinoktium 2000.0; die Rektaszension ist bis zu einer (nicht gerundeten) Dezimalminute angegeben, die Deklination bis zur ganzen (nicht gerundeten) Bogenminute. Diese Genauigkeit ist ausreichend, um mehrfaches Auftreten eines Namen zu vermeiden. Die Katalognamen der AGN, ihre optischen und Röntgenpositionen sind in den Tabellen 3.8 und 3.9 aufgelistet.

Wie aus Tabelle 3.5 hervorgeht, handelt es sich bei den meisten der neu identifzierten Röntgenquellen im CFHT-Feld um Quasare, die schwächer sind als die Grenzhelligkeit des optischen CFHT-Surveys (m=20.5). Damit wird die weitgehende Vollständigkeit des CFHT-Surveys bestätigt. Ebenfalls häufige Identifikationen sind Galaxien mit schmalen Emissionslinien (*Narrow Emission Line Galaxies*, NELG). Ein wesentlicher Unterschied im Vergleich zum SGP-Feld (Tabelle 3.4) ist die sehr geringe Anzahl von Sternen unter den Röntgenquellen im CFHT-Feld. Im SGP-Feld wurden dagegen keine NEL-Galaxien gefunden. Diese sind unter den neuen Quellen im CFHT-Feld überhäufig, da die meisten der QSOs mit Seyfert 1 - Spektrum bereits im optischen Survey gefunden wurden.

Bemerkungen zu einzelnen Objekten:

SGP 03 = RX J0137.9-2414: Das Spektrum des Quasars mit z=1.476 zeigt Absorptionslinien und einen Abbruch im blauen Bereich, was vermutlich durch eine Galaxie auf der Sichtlinie verursacht wird.

SGP 31 = RX J0138.7-2450: Der Quasar (z=0.306) ist identisch mit MS 0136.3-2505, dessen Rotverschiebung mit z=0.305 angegeben wird (Stocke et al. 1991).

CFHT 15 = RX J1340.1+2743: Dieses Objekt ist die zweithellste Punktquelle im CFHT-Feld, ist jedoch nicht auf den optischen Survey-Platten identifizierbar. Die CCD-Helligkeit ist ca. 22 mag. Das Objekt besitzt einen Radiofluß von 3.9 mJy bei 1.4 GHz (Rengelink 1995, priv. Mitt.). Die Breitbandindices $\alpha_{\rm rx} = 0.55$ und $\alpha_{\rm ox} = 0.71$ sind typisch für ein röntgenselektiertes BL Lac - Objekt. Das optische Spektrum ist ohne Emissionslinien, aus einigen marginal detektierten Absorptionslinien folgt eine (unsichere) Rotverschiebung von z=0.205.

CFHT 21 = RX J1340.8+2740: Das Spektrum des Quasars zeigt Absorptionslinien einer Galaxie bei z=0.13.

CFHT 114 = RX J1338.4+2644: Zwei Objekte im Fehlerkreis der Röntgenquelle zeigen Emissionslinien (siehe Spektren 114a und 114b). 114a ist ein Galaxie mit schmalen Emissionslinien (insbesondere [OII]) bei z=0.321, 114b ist ein Quasar mit z=0.595. Da das Spektrum von 114a von denen der anderen identifizierten Galaxien abweicht, ist der Quasar die plausiblere Identifikation.

CFHT 132 = RXJ J1341.1+2630: Die Seyfert 2 - Galaxie (z=0.070) liegt 11' nordwestlich des Zentrums von Abell 1775 (z=0.0695) und kann somit dem Galaxienhaufen zugeordnet werden.

Tabelle 3.4: Identifikationen im SGP-Feld

Quelle	F(1keV) [nJy]	$\alpha_{\rm x} \pm 1\sigma$	$m_{\rm B}$	$\alpha_{\rm ox}$	opt. Spekt.	z	$M_{\rm abs}$	Klassifikation
1	125.29	0.76 ± 0.12	14.5	1.85	ja			Stern (M5-M8)
2	25.11	1.02 ± 0.21	20.0	1.26				
3	13.68	1.35 ± 0.30	19.0	1.45	ja	1.467	-26.9	QSO / Sy1
4	16.15	–	> 21.5	< 1.18				EF
5	4.95	0.17 ± 0.74	> 21.5	< 1.38				EF
6	10.76	1.19 ± 0.27	> 21.5	< 1.25				Stern (G5-G8)
7	25.83	0.87 ± 0.18	20.0	1.19	ja	1.085	-25.0	QSO / Sy1
8	9.77	1.86 ± 0.84	21.0	1.27	ja			
9	3.11	0.48 ± 0.74	19.5	1.70	ja			?
10	14.20	1.24 ± 0.24	19.5	1.36	ja	1.486	-26.5	QSO / Sy1
11	34.00	-0.27 ± 0.70	15.0	1.99				Stern
12	11.05	1.72 ± 0.31	21.0	1.25	ja			Stern (M5-M8)
13	20.37	1.19 ± 0.17	20.0	1.24	ja	1.028	-24.8	QSO / Sy1
14	24.11	1.66 ± 0.18	19.5	1.32	ja	0.413	-22.9	QSO / Sy1
15	2.93	0.68 ± 1.04	> 21.5	< 1.47				EF
16	4.10	1.35 ± 0.82	20.0	1.57	ja			Stern
17	6.14	-0.25 ± 0.70	> 21.5	< 1.35				EF
18	221.32	1.06 ± 0.05	17.5	1.28				PKS 0135-247
19	3.65	0.55 ± 0.75	> 21.5	< 1.43				EF
20	16.04	0.88 ± 0.21	19.5	1.36	ja	0.990	-25.2	QSO / Sy1
21	4.39	0.97 ± 0.78	19.0	1.66	ja	0.902	-25.5	QSO / Sy1
22	8.69	-0.17 ± 0.68	16.0	2.07	ja			Stern (M0)
23	8.43	1.00 ± 0.35	18.5	1.68	ja			Stern (M0)
24	5.57	0.88 ± 0.77	> 21.5	< 1.36				EF
25	2.80	-0.36 ± 0.74	20.5	1.56	ja			Stern (M0)
26	3.86	1.08 ± 1.07	20.0	1.49	ja	1.976	-26.9	QSO / Sy1
27	12.71	0.51 ± 0.74	15.0	2.16	ja			Stern (G5-G8)
28	13.30	0.83 ± 0.24	19.5	1.39	ja	1.050	-25.4	QSO / Sy1
29	15.21	0.84 ± 0.76	20.5	1.27				
30	36.97	1.05 ± 0.15	18.5	1.41	ja	0.218	-22.3	QSO / Sy1
31	59.51	1.74 ± 0.15	18.0	1.41	ja	0.306	-23.6	QSO / Sy1
32	189.88	1.90 ± 0.10	18.0	1.21	ja	0.358	-24.0	QSO / Sy1
33	10.83	1.42 ± 0.38	18.5	1.64	ja			Stern (M5-M8)
34	171.60	1.42 ± 0.09	18.0	1.25	ja			Stern (M5-M8)
35	91.51	0.84 ± 0.15	> 21.5	< 0.89				EF

EF = *empty field*

Tabelle 3.5: Identifikationen der 50 hellsten CFHT-Quellen

Quelle	F(1keV) [nJy]	$\alpha_x \pm 1\sigma$	m_B	α_{ox}	opt. Spekt.	z	M_{abs}	Klassifikation
19	340.68	1.24 ± 0.03	16.9	1.30	ja	0.173	-23.4	NELG / Sy2
15	105.05	0.62 ± 0.05	22.0	0.71	ja			BL Lac
70	54.94	0.22 ± 0.09	17.4	1.53	ja	0.077	-21.0	NELG / Sy2
61	26.97	1.48 ± 0.13	19.3	1.31	ja	0.681	-24.4	QSO / Sy1
142	26.00	1.34 ± 0.20	18.6	1.47	ja	0.186	-21.9	NELG / Sy2
25	25.15	1.30 ± 0.39	> 21.5	< 1.03				EF
33	24.67	1.46 ± 0.17	20.1	1.20	ja	0.809	-24.0	QSO / Sy1
106	20.41	1.13 ± 0.15	> 21.5	< 1.06				EF
144	19.88	1.33 ± 0.16	20.4	1.19	ja	0.986	-24.4	QSO / Sy1
120	19.67	1.22 ± 0.14	13.3	2.35				Stern
9	17.84	1.63 ± 0.24	19.7	1.33	ja	0.656	-23.9	QSO / Sy1
107	17.03	1.58 ± 0.24	10.8	2.78				Stern
11	16.99	1.63 ± 0.24	21.2	1.14	ja			?
132	16.71	0.74 ± 0.59	18.6	1.54	ja	0.069	-19.6	NELG / Sy2
114	16.61	1.59 ± 0.22	20.9	1.17	ja	0.321	-21.2	QSO / Sy1
51	15.78	1.36 ± 0.17	20.7	1.21	ja	0.433	-21.8	NELG / Sy2
113	14.56	1.21 ± 0.18	> 21.5	< 1.12				EF
31	14.25	1.35 ± 0.18	> 21.5	< 1.12				EF
133	14.24	1.00 ± 0.20	20.8	1.21	ja	0.406	-21.6	QSO / Sy1
117	14.15	1.00 ± 0.26	12.5	2.54	ja	0.028	-23.7	Galaxie
95	13.91	1.42 ± 0.22	20.5	1.24	ja	0.859	-23.9	QSO / Sy1
72	12.93	0.79 ± 0.39	> 21.5	< 1.14				EF
12	12.59	0.64 ± 0.17	20.3	1.33	ja	0.162	-19.8	NELG / Sy2
118	12.33	1.18 ± 0.30	21.4	1.16				
124	12.30	1.32 ± 0.22	> 21.5	< 1.15				EF
129	12.09	1.47 ± 0.34	21.2	1.15	ja	0.604	-22.1	QSO / Sy1
3	11.99	0.91 ± 0.25	21.0	1.18	ja	0.740	-22.9	QSO / Sy1
78	11.74	2.11 ± 0.43	20.3	1.34	ja			?
13	11.73	0.73 ± 0.21	> 21.5	< 1.16				EF
90	11.61	1.20 ± 0.22	20.8	1.26	ja	0.200	-19.8	QSO / Sy1
52	11.41	1.64 ± 0.27	20.3	1.31	ja	0.400	-22.0	QSO / Sy1
92	11.33	0.73 ± 0.28	19.9	1.40	ja	0.283	-21.6	NELG / Sy2
123	10.83	1.39 ± 0.22	> 21.5	< 1.17				EF
32	10.61	0.73 ± 0.28	> 21.5	< 1.17				EF
45	10.39	1.21 ± 0.63	> 21.5	< 1.18				EF
2	9.71	–	20.2	1.34	ja	0.703	-23.5	QSO / Sy1
112	9.49	2.28 ± 0.80	17.7	1.79				
23	9.00	1.26 ± 0.23	> 21.5	< 1.20				EF
35	8.83	1.10 ± 0.17	20.9	1.30				
58	8.59	–	21.2	1.22	ja	0.600	-22.1	QSO / Sy1
146	8.40	1.20 ± 0.27	15.6	2.14				Stern
66	8.34	1.52 ± 0.39	20.7	1.27	ja	1.230	-24.7	QSO / Sy1
111	7.78	–	> 21.5	< 1.23				EF
49	7.67	1.66 ± 0.45	21.0	1.26		0.748	-22.9	QSO / Sy1
110	7.58	-0.34 ± 1.26	> 21.5	< 1.23				EF
87	7.58	0.93 ± 0.30	> 21.5	< 1.23				EF
139	7.51	0.96 ± 0.63	20.6	1.38				
89	7.45	1.23 ± 0.33	> 21.5	< 1.23				EF
30	7.44	–	> 21.5	< 1.23				EF
14	7.31	0.34 ± 0.49	> 21.5	< 1.24				EF

Tabelle 3.6: SGP-Feld: Emissionslinien und Rotverschiebungen

Quelle	$H\alpha_{6565}$		$[OIII]_{5007}$		$[OIII]_{4959}$		$H\beta_{4861}$		$H\gamma_{4340}$		$MgII_{2798}$		$CIII]_{1909}$		CIV_{1549}		$Ly\alpha_{1216}$		
	λ	z	λ	z	λ	z	λ	z	λ	z	λ	z	λ	z	λ	z	λ	z	z_{res}
3											6946	1.482	4704	1.464	3843	1.481			1.476
7											5833	1.085	3973	1.081					1.085
10											6991	1.499	4717	1.471	3852	1.487			1.486
13											5674	1.028							1.028
14			7078	0.414	7009	0.413	6867	0.413			3946	0.410							0.413
20											5569	0.990							0.990
21													5532	1.898	4501	1.906			0.902
26													5635	1.952	4610	1.976	3645	1.998	1.976
28											5735	1.050	3891	1.038					1.050
30	7998	0.218	6097	0.218	6038	0.218	5917	0.217	5284	0.218									0.218
31	8574	0.306	6533	0.305			6347	0.306	5667	0.306	3652	0.305							0.306
32	8916	0.358	6807	0.359			6606	0.359	5902	0.360	3794	0.356							0.358

Tabelle 3.7: CFHT-Feld: Emissionslinien und Rotverschiebungen

Quelle	$H\alpha_{6565}$		$[OIII]_{5007}$		$[OIII]_{4959}$		$H\beta_{4861}$		$H\gamma_{4340}$		$[OII]_{3727}$		$MgII_{2798}$		$CIII]_{1909}$		CIV_{1549}		
	λ	z	λ	z	λ	z	λ	z	λ	z	λ	z	λ	z	λ	z	λ	z	z_{res}
2											6349	0.704	4765	0.703					0.703
3											6400	0.717	4860	0.737					0.737
6													4785	0.710					0.710
9											6155	0.651	4634	0.656					0.656
12			5818	0.162							4334	0.163							0.163
19			5871	0.173	5818	0.173			5103	0.176									0.173
21															5536	1.900	4520	1.918	1.900
33													5061	0.809					0.809
39													4140	0.480					0.480
49													4890	0.748					0.748
51											5339	0.433							0.433
52													3908	0.397					0.397
58													4476	0.600					0.600
61													4703	0.681					0.681
66													6228	1.226	4260	1.232			1.229
70	7094	0.081	5391	0.077							3997	0.072							0.077
77													5301	0.895					0.895
90			6010	0.200	5950	0.200	5832	0.200			4434	0.190							0.200
92			6424	0.283			6236	0.283			4784	0.284							0.283
95													5203	0.860					0.860
114a			6615	0.321			6418	0.320			4925	0.321							0.321
114b											5908	0.585	4463	0.595					0.595
129													4491	0.605					0.605
132	7029	0.071	5354	0.069	5303	0.069	5200	0.070			3987	0.070							0.070
133			7052	0.408			6836	0.406	6092	0.404									0.406
141									7143	0.646			4606	0.646					0.646
142			5885	0.175					5150	0.187	4420	0.186							0.183
144													5565	0.989	3786	0.983			0.986
147													6210	1.219	4216	1.208			1.214

Tabelle 3.8: SGP-Feld: Katalognamen und Positionen der AGN

Nr.	Katalog-bezeichnung	Röntgenposition $\alpha(2000)$	Röntgenposition $\delta(2000)$	opt. Position $\alpha(2000)$	opt. Position $\delta(2000)$
3	RX J0137.9-2414	01 37 58.1	-24 14 29	01 37 59.01	-24 14 34.3
7	RX J0137.3-2419	01 37 21.6	-24 19 30	01 37 22.32	-24 19 49.2
10	RX J0138.8-2423	01 38 48.9	-24 23 38	01 38 48.70	-24 23 32.9
13	RX J0138.1-2425	01 38 6.7	-24 25 12	01 38 06.66	-24 25 11.4
14	RX J0138.2-2425	01 38 13.2	-24 25 32	01 38 13.08	-24 25 35.7
20	RX J0137.3-2434	01 37 23.5	-24 34 58	01 37 23.62	-24 34 56.8
21	RX J0137.7-2435	01 37 47.1	-24 35 22	01 37 47.29	-24 35 24.3
26	RX J0137.5-2441	01 37 35.5	-24 41 20	01 37 35.62	-24 41 14.7
28	RX J0137.1-2444	01 37 07.3	-24 44 48	01 37 07.68	-24 44 47.6
30	RX J0137.4-2448	01 37 27.2	-24 48 34	01 37 27.44	-24 48 40.1
31	RX J0138.7-2450	01 38 42.9	-24 50 35	01 38 43.33	-24 50 31.7
32	RX J0139.9-2451	01 39 57.1	-24 50 43	01 39 57.73	-24 51 00.4

Tabelle 3.9: CFHT-Feld: Katalognamen und Positionen der AGN

Nr.	Katalog-	Röntgenposition		opt. Position	
	bezeichnung	$\delta(2000)$	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	$\alpha(2000)$
2	RX J1339.8+2801	13 39 48.0	+28 01 24	13 39 48.55	+28 01 45.2
3	RX J1339.5+2800	13 39 34.0	+28 00 18	13 39 34.16	+28 00 31.4
6	RX J1339.3+2755	13 39 17.9	+27 55 50	13 39 18.22	+27 55 60.0
9	RX J1339.9+2747	13 39 54.9	+27 47 48	13 39 55.56	+27 47 58.7
12	RX J1339.0+2745	13 39 03.4	+27 45 29	13 39 03.70	+27 45 32.0
15	RX J1340.1+2743	13 40 10.4	+27 43 37	13 40 10.86	+27 43 47.8
19	RX J1340.3+2740	13 40 22.5	+27 40 50	13 40 22.75	+27 40 58.3
21	RX J1340.8+2740	13 40 47.6	+27 40 19	13 40 48.16	+27 40 09.5
33	RX J1336.6+2730	13 36 37.9	+27 30 45	13 36 37.68	+27 30 53.3
39	RX J1341.3+2729	13 41 18.9	+27 29 25	13 41 19.33	+27 29 27.3
49	RX J1343.3+2723	13 43 23.0	+27 23 12	13 43 23.71	+27 23 24.1
51	RX J1337.9+2722	13 37 54.8	+27 22 24	13 37 55.10	+27 22 43.2
52	RX J1338.2+2722	13 38 11.4	+27 22 12	13 38 12.05	+27 22 06.3
61	RX J1339.2+2718	13 39 13.4	+27 18 20	13 39 13.25	+27 18 18.3
66	RX J1342.6+2715	13 42 37.1	+27 15 38	13 42 37.25	+27 15 41.3
70	RX J1343.9+2712	13 43 57.0	+27 12 27	13 43 57.36	+27 12 41.1
77	RX J1336.1+2710	13 36 10.6	+27 10 08	13 36 11.37	+27 10 12.5
90	RX J1335.1+2701	13 35 08.3	+27 01 21	13 35 08.12	+27 01 39.5
92	RX J1336.5+2701	13 36 29.7	+27 00 55	13 36 30.17	+27 01 01.1
95	RX J1335.2+2658	13 35 14.5	+26 58 05	13 35 15.01	+26 58 14.2
114	RX J1338.4+2646	13 38 28.5	+26 45 50	13 38 29.53	+26 46 03.0
117	RX J1338.4+2644	13 38 24.7	+26 44 21	13 38 25.03	+26 44 33.7
129	RX J1337.4+2633	13 37 28.5	+26 33 52	13 37 28.29	+26 33 52.8
132	RX J1341.1+2630	13 41 07.3	+26 30 44	13 41 07.86	+26 30 48.9
133	RX J1338.0+2630	13 38 01.3	+26 30 14	13 38 01.50	+26 30 19.3
141	RX J1337.5+2623	13 37 30.8	+26 23 01	13 37 31.42	+26 23 11.9
142	RX J1340.9+2622	13 40 54.4	+26 22 49	13 40 54.25	+26 22 53.7
144	RX J1339.1+2619	13 39 10.0	+26 19 07	13 39 09.80	+26 19 11.6
147	RX J1339.1+2615	13 39 09.7	+26 14 51	13 39 09.37	+26 15 01.4

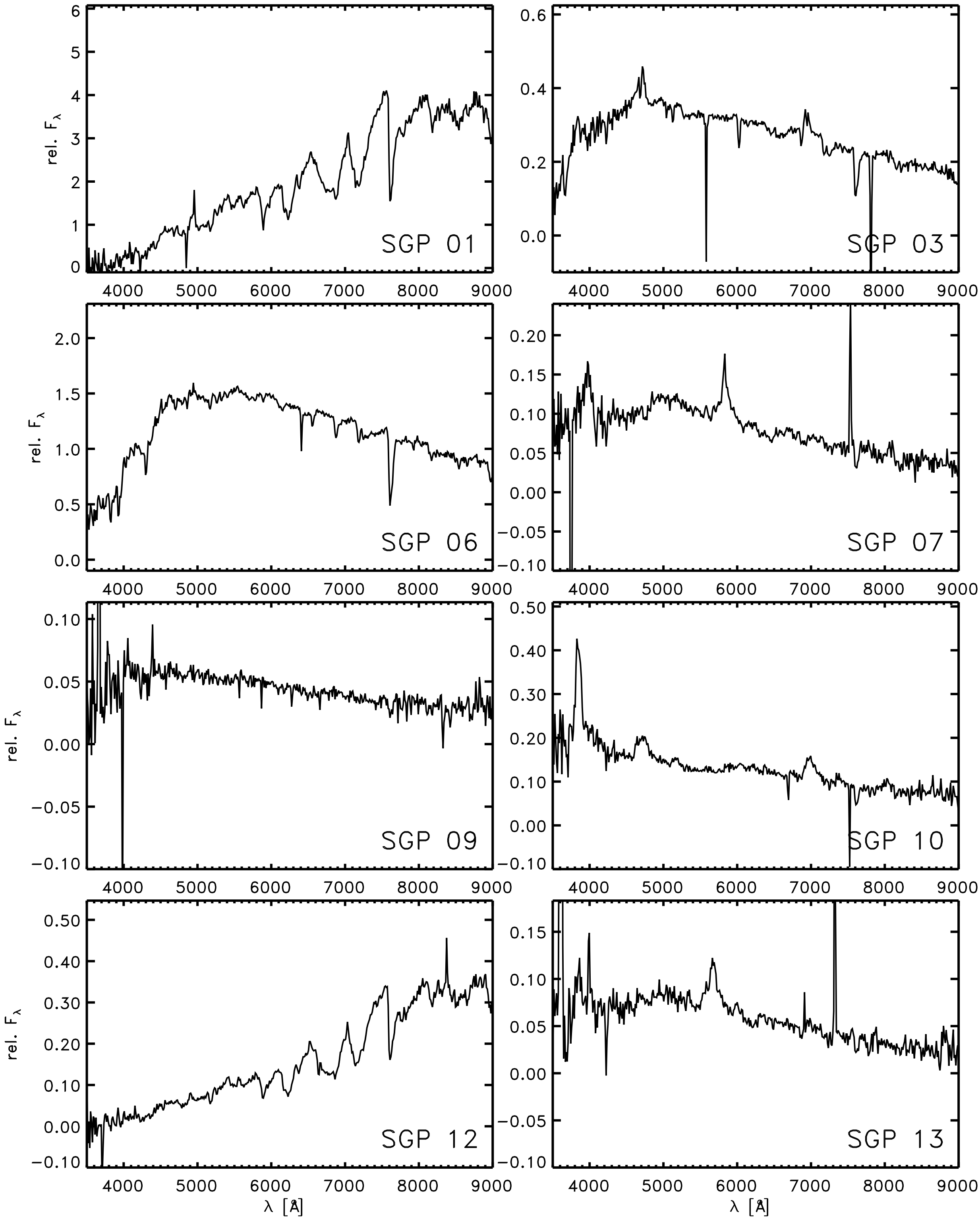


Abbildung 3.4: Optische Spektren der identifizierten Röntgenquellen im SGP-Feld

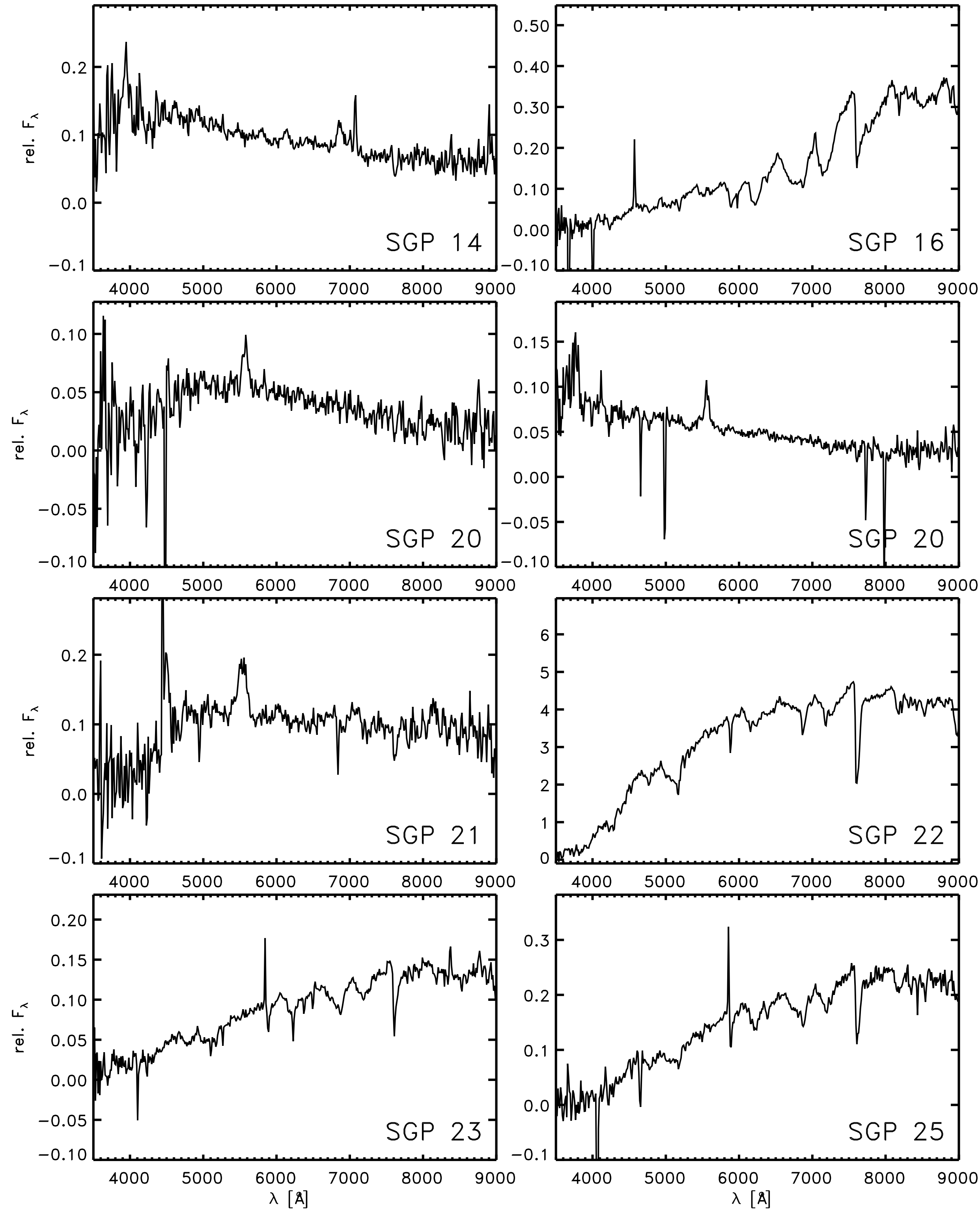


Abbildung 3.4: –Fortsetzung

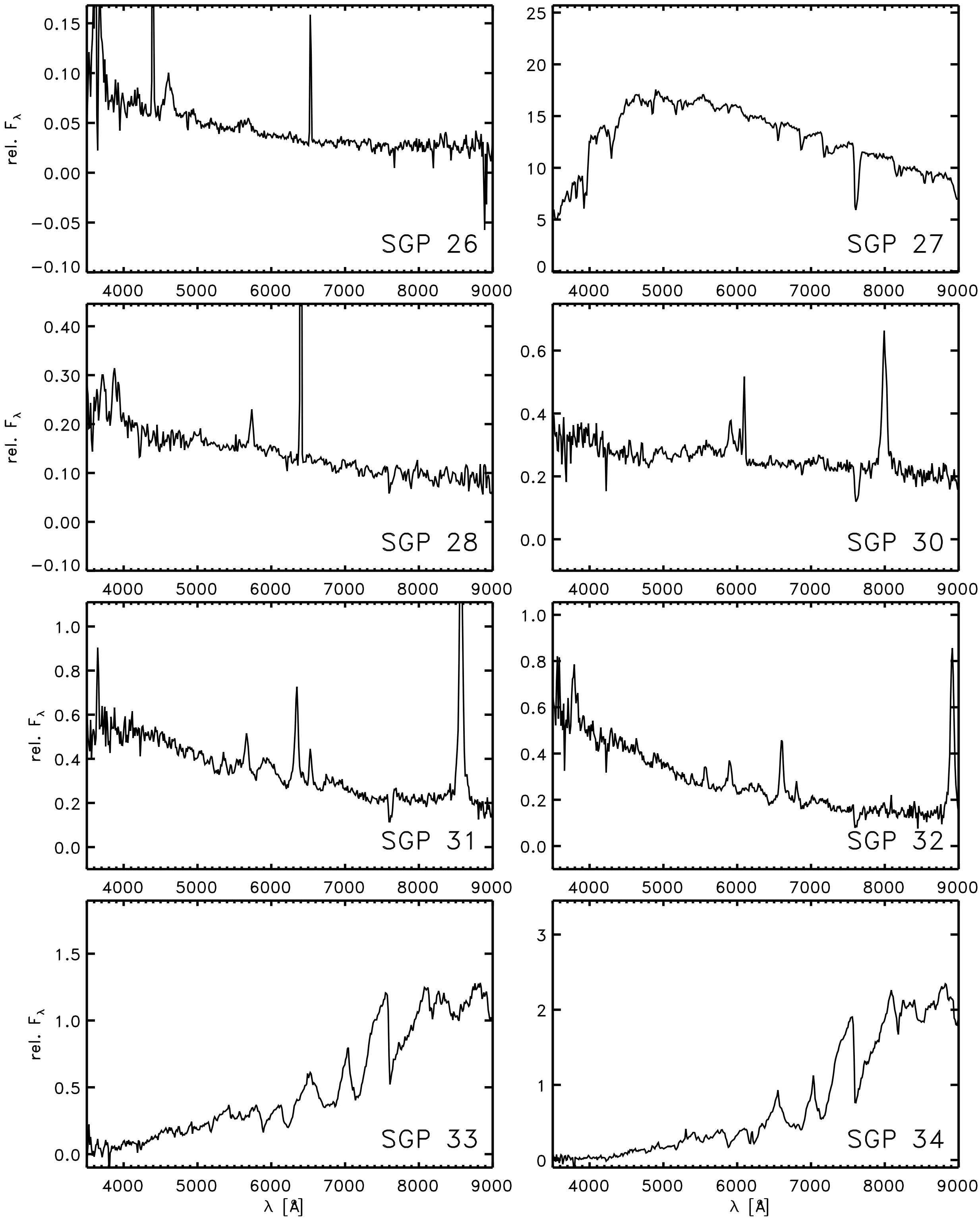


Abbildung 3.4: –Fortsetzung

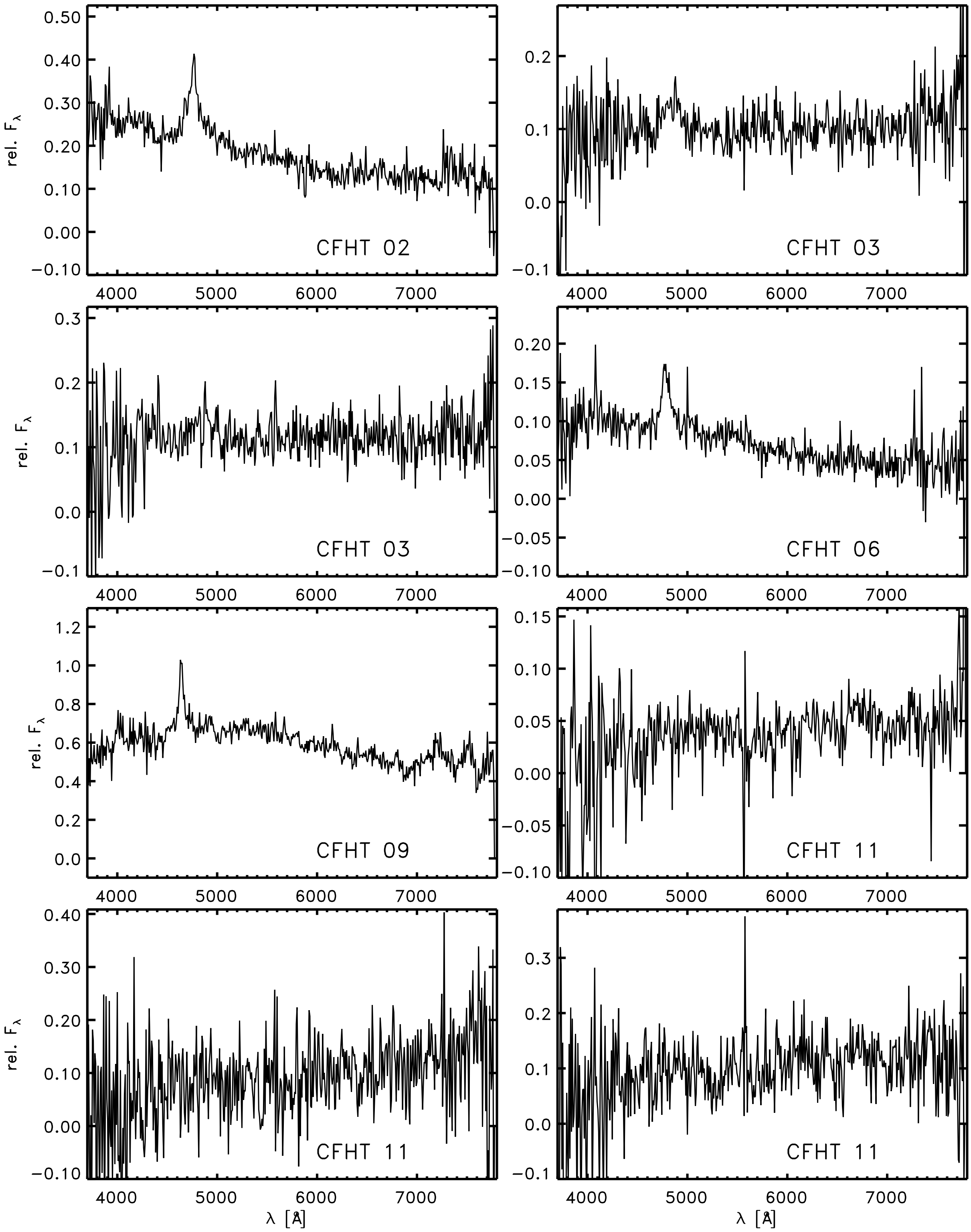


Abbildung 3.5: Optische Spektren der identifizierten Röntgenquellen im CFHT-Feld

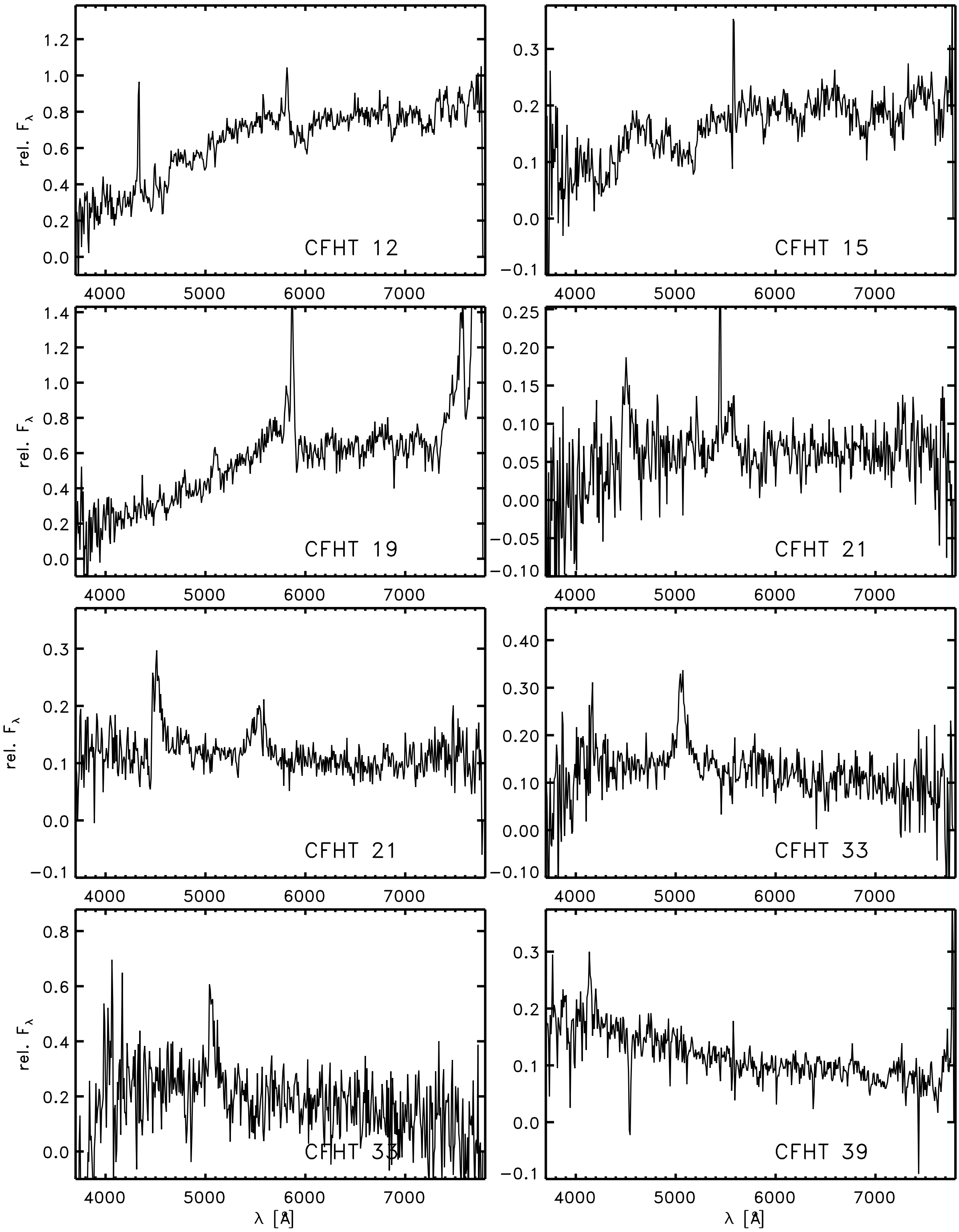


Abbildung 3.5: – Fortsetzung

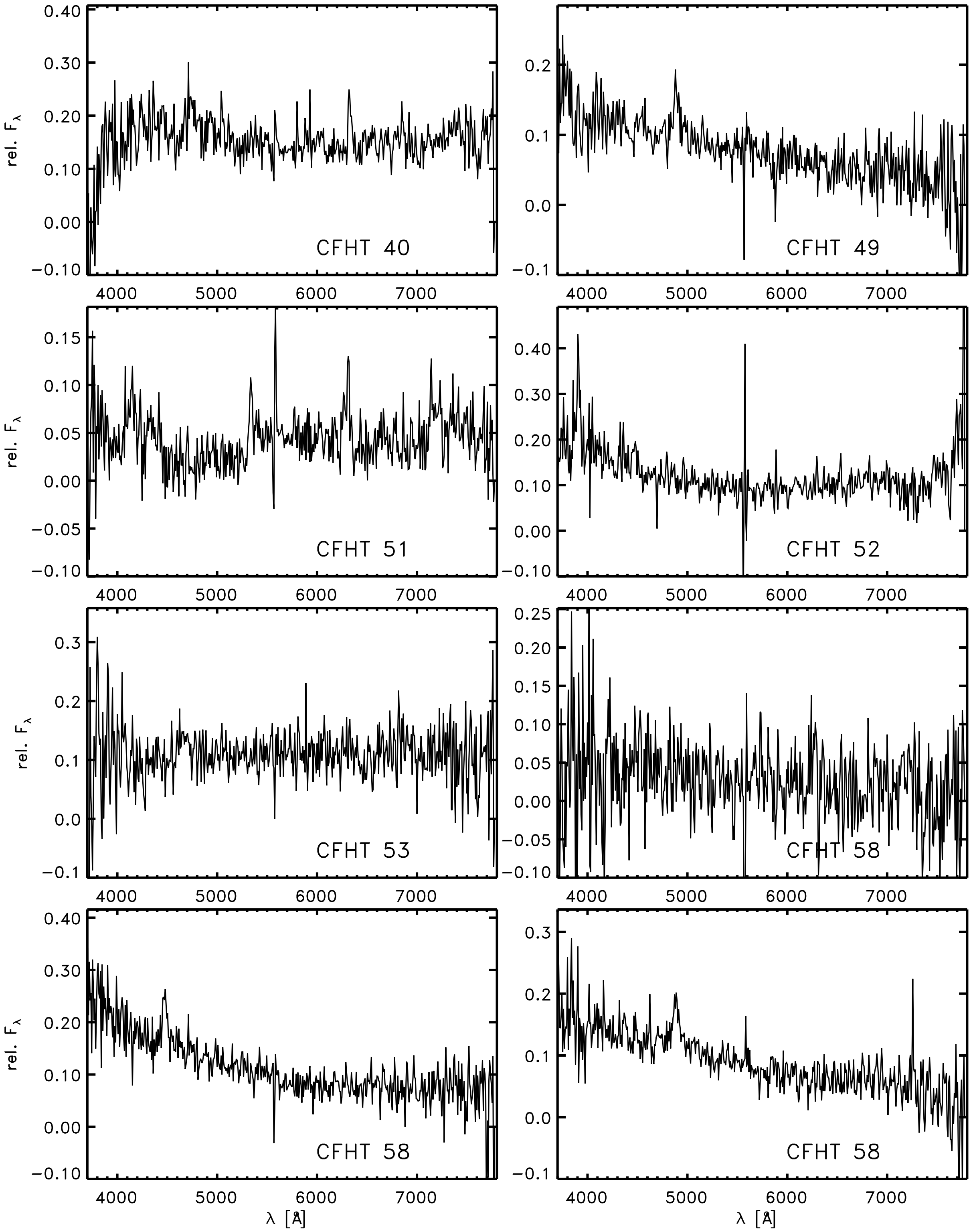


Abbildung 3.5: – Fortsetzung

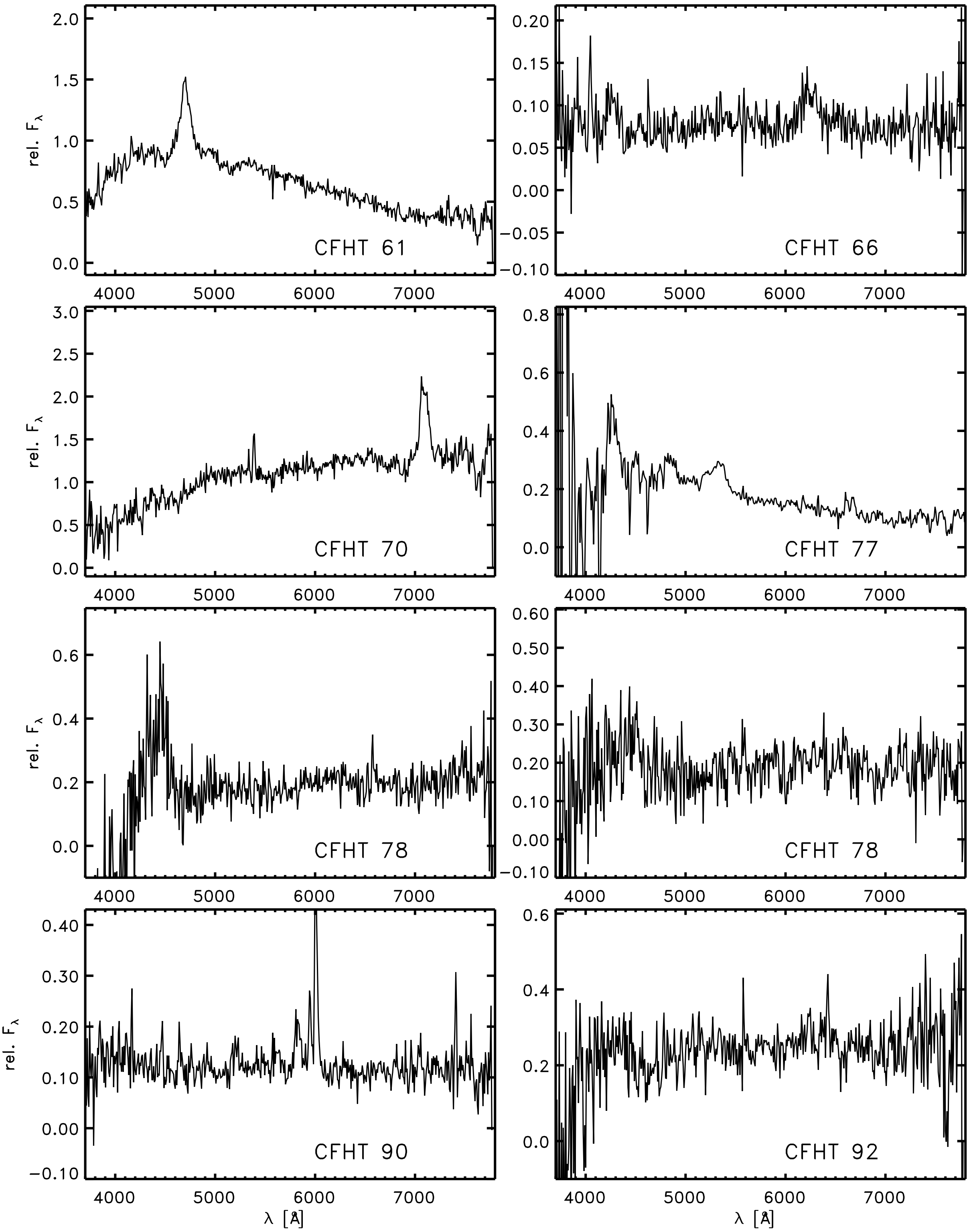


Abbildung 3.5: – Fortsetzung

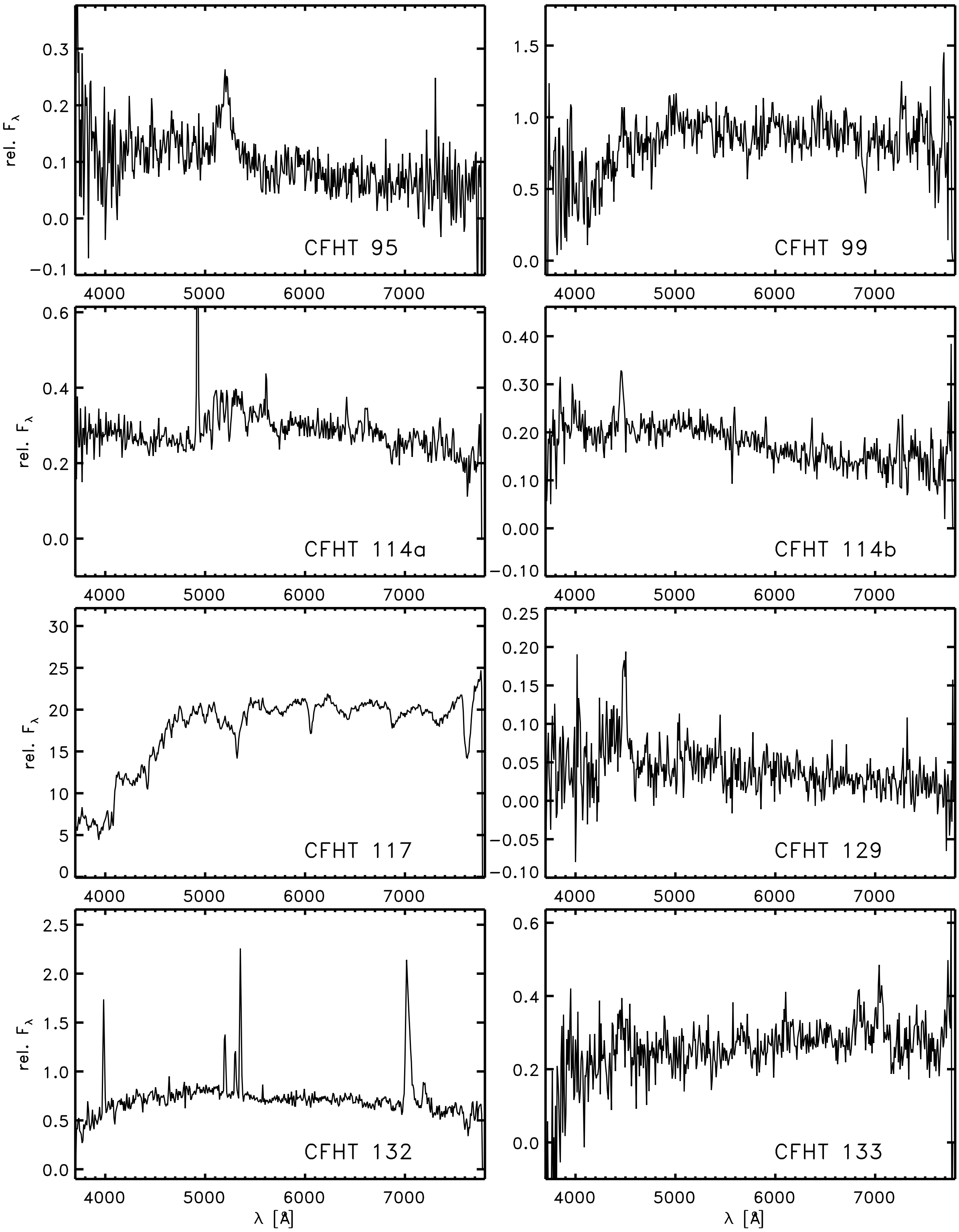


Abbildung 3.5: – Fortsetzung

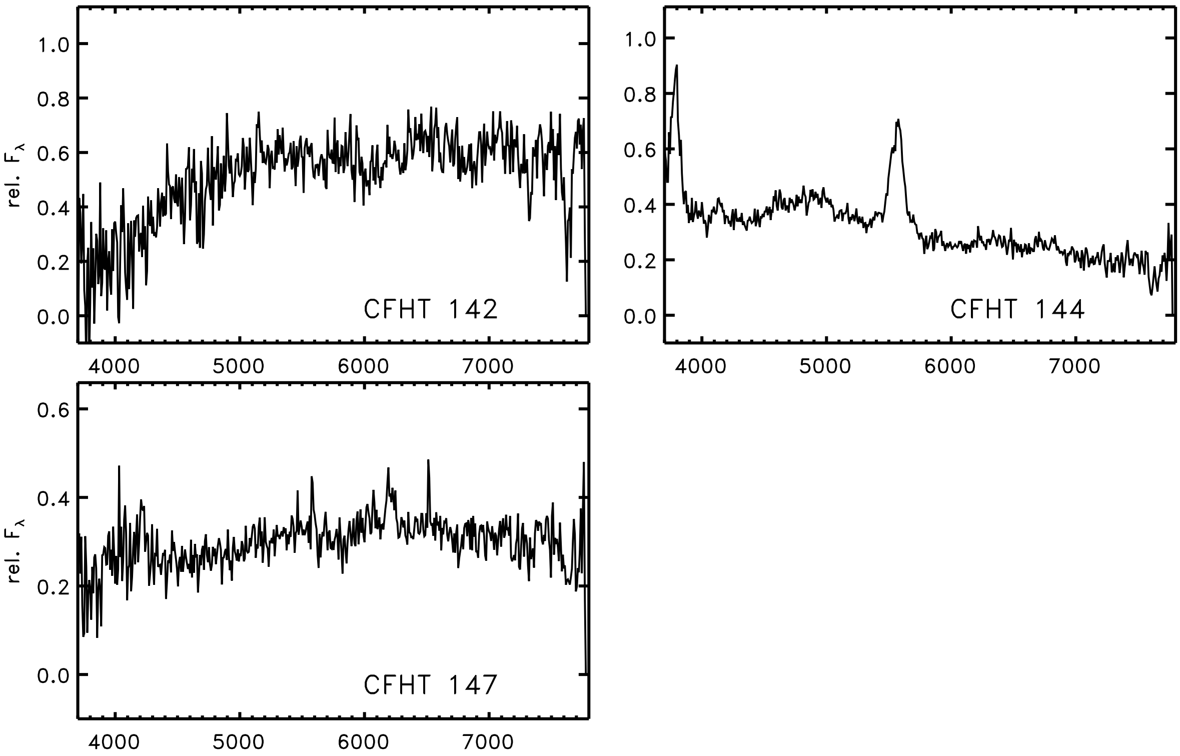


Abbildung 3.5: – Fortsetzung

3.3.2 Röntgen- und Breitbandeigenschaften

Zusammen mit den von ROSAT detektierten Quasaren aus dem CFHT-Survey stellen die neuen ROSAT-Quasare aus dem CFHT- und SGP-Feld eine große röntgenselektierte Quasar-Stichprobe dar. Durch die Tiefe der ROSAT-Beobachtungen (SGP: $f_{\rm lim}(1\rm keV) \simeq 4\rm nJy$, CFHT: $f_{\rm lim}(1\rm keV) \simeq 2\rm nJy$) und der optischen Nachbeobachtungen (SGP: $m_{\rm lim} = 21.0$, CFHT: $m_{\rm lim} = 21.5$) werden große Bereiche in der Rotverschiebung, den Leuchtkräften im optischen und Röntgenbereich und in der spektralen Energieverteilung durch die Stichprobe abgedeckt.

Die spektrale Energieverteilung wird am anschaulichsten durch den Breitbandspektralindex $\alpha_{\rm ox}$ dargestellt. Üblicherweise wird $\alpha_{\rm ox}$ bei Quasaren zwischen 2500 Å und 2 keV im Ruhesystem des Objekts berechnet. Bei z=1 entspricht dies dem optischen V-Band und der Energie 1 keV im Beobachtersystem. Bei anderen Rotverschiebungen oder Meßbereichen muß jedoch auf die jeweiligen spektralen Bezugspunkte extrapoliert werden. Hierbei müssen Annahmen über die Spektralindices der Quellen im optischen und Röntgenbereich gemacht werden. Bei Messung im B-Band (4400 Å) und bei 1 keV ergeben sich folgende Zusammenhänge:

$$\log f(2500\text{Å})_{\rm Obj} = \log f(4400\text{Å})_{\rm Obs} - \alpha_{\rm opt} \log\left(\frac{4400}{2500\cdot(1+z)}\right)$$

und

$$\log f(2\,\rm keV)_{\rm Obj} = \log f(1\,\rm keV)_{\rm Obs} - \alpha_{\rm x} \log\left(\frac{2}{(1+z)}\right)$$

$$\begin{aligned}\alpha_{\rm ox} &= \frac{\log f(2500\text{Å})_{\rm Obj} - \log f(2\,\rm keV)_{\rm Obj}}{\log \nu(2\,\rm keV) - \log f(2500\text{Å})} \\ &= [\log f(4400\text{Å}) - \log f(1\,\rm keV) - 0.2455\alpha_{\rm opt} + 0.301\alpha_{\rm x} \\ &\quad +\alpha_{\rm x}\log(1+z) - \alpha_{\rm opt}\log(1+z)]/2.606\end{aligned}$$

Die Differenz zwischen $\alpha_{\rm opt}$ und $\alpha_{\rm x}$ geht also bei Rotverschiebungen, die ungleich z=1 sind, in die Berechnung von $\alpha_{\rm ox}$ ein und könnte eine künstliche Korrelation von $\alpha_{\rm ox}$ und z bewirken, wenn eine falsche Differenz der Spektralindices bei der Berechnung verwendet wird. Die Form dieser Abhängigkeit wäre dann

$$\alpha_{\rm ox} = \alpha_{\rm ox,0} + (\Delta\alpha\log(1+z))/2.606,$$

wobei $\Delta\alpha$ die Abweichung der angenommenen Differenz $\alpha_{\rm x} - \alpha_{\rm opt}$ vom tatsächlichen Wert ist. Hier wurde für die Extrapolation $\alpha_{\rm opt} = 0.5$ und $\alpha_{\rm x} = 1.0$ verwendet.

Für die Berechnung der logarithmischen Leuchtkraftdichten $\log\, l_{\rm opt}$ bei 2500 Å und $\log\, l_{\rm x}$ bei 2 keV geben Zamorani et al. (1981) folgende Formeln an:

Tabelle 3.10: SGP-Quasare: Spektrale Energieverteilung

Nr.	z	$\log l_o$	$\log l_x$	α_{ox}	Nr.	z	$\log l_o$	$\log l_x$	α_{ox}
3	1.467	31.17	27.28	1.48±0.05	21	0.902	30.67	26.21	1.69±0.06
7	1.085	30.46	27.19	1.24±0.04	26	1.976	31.07	27.10	1.53±0.07
10	1.486	30.99	27.31	1.40±0.05	28	1.050	30.63	26.86	1.43±0.05
13	1.028	30.40	27.02	1.28±0.04	30	0.218	29.50	25.66	1.45±0.04
14	0.413	29.67	26.11	1.36±0.04	31	0.306	30.01	26.20	1.44±0.04
20	0.990	30.57	26.87	1.40±0.05	32	0.358	30.16	26.86	1.25±0.04

$$
\begin{aligned}
\log(l_{\mathrm{opt}}/[\mathrm{erg\,s^{-1}\,Hz^{-1}}]) &= 38.257 - 0.4 m_{\mathrm{B}} \\
&\quad +2\log(z(1+z/2)) + (\alpha_{\mathrm{o}}-1)\log(1+z) \\
&\quad -\alpha_{\mathrm{o}}\log(4400\text{Å}/2500\text{Å}) \\
\log(l_{\mathrm{x}}/[\mathrm{erg\,s^{-1}\,Hz^{-1}}]) &= 34.63 + \log f(1\mathrm{keV})/\mathrm{Jy} \\
&\quad +2\log(z(1+z/2)) + (\alpha_{\mathrm{x}}-1)\log(1+z) \\
&\quad -\alpha_{\mathrm{x}}\log(4400\text{Å}/2500\text{Å})
\end{aligned}
$$

Diese Gleichungen gelten für den Hubble-Parameter $H_0 = 50\,\mathrm{km\,s^{-1}Mpc^{-1}}$ und den Dezelerationsparameter $q_0 = 0$. An die optischen Leuchtkraftdichten wurden außerdem (kleine) Korrekturen angebracht, um die galaktische Extinktion auszugleichen (nach Seaton 1979) und um den Anteil der Emissionslinien an der optischen Leuchtkraft abzuziehen (nach Marshall et al. 1983).

Im folgenden werden die Zusammenhänge zwischen den Parametern Rotverschiebung, Leuchtkraft und spektrale Energieverteilung diskutiert.

Die Tabellen 3.10 - 3.12 enthalten die Rotverschiebung, logarithmische Leuchtkraftdichten bei 2500Å und 1 keV (in Einheiten von erg/(s Hz)) und den resultierende Breitbandindex α_{ox} für folgende Stichproben:

1. die röntgenselektierten Quasare des SGP-Feldes (12 Objekte)

2. die röntgenselektierten Quasare aus dem CFHT-Feld (20 Objekte)

3. die optisch selektierten Quasare des CFHT-Survey, soweit sie mit ROSAT detektiert wurden (65 Objekte, siehe Brunner 1994 und Brunner et al. 1996b). Die Berechnung der Leuchtkraftdichten erfolgte in derselben Art und Weise wie bei den röntgenselektierten Objekten. Die Numerierung der Quellen in Tabelle 3.12 bezieht sich auf Crampton et al. 1989.

Tabelle 3.11: Röntgenselektierte Quasare im CFHT-Feld: Spektrale Energieverteilung

Nr.	z	logl_o	logl_x	α_{ox}	Nr.	z	logl_o	logl_x	α_{ox}
2	0.703	29.88	26.27	1.38±0.04	61	0.681	30.21	26.68	1.35±0.04
3	0.740	29.61	26.42	1.22±0.04	66	1.230	30.30	26.85	1.32±0.04
6	0.710	29.68	26.12	1.36±0.04	77	0.903	31.11	25.83	2.01±0.07
9	0.656	30.03	26.46	1.37±0.04	90	0.200	28.51	25.08	1.30±0.04
21	1.910	30.81	27.17	1.41±0.05	95	0.859	30.01	26.65	1.28±0.04
33	0.809	30.09	26.83	1.24±0.04	114	0.321	28.89	25.69	1.21±0.04
39	0.480	29.33	25.45	1.48±0.05	129	0.604	29.32	26.20	1.20±0.04
49	0.748	29.63	26.24	1.30±0.04	133	0.406	29.15	25.86	1.25±0.04
52	0.400	29.30	25.75	1.36±0.04	144	0.986	30.22	26.96	1.23±0.04
58	0.600	29.33	26.05	1.26±0.04	147	1.214	30.56	26.61	1.51±0.05

Tabelle 3.12: Optisch selektierte CFHT-Quasare: Spektrale Energieverteilung

Nr.	z	logl_o	logl_x	α_{ox}	Nr.	z	logl_o	logl_x	α_{ox}
3	0.618	29.86	26.29	1.37±0.10	69	0.342	29.40	25.98	1.31±0.05
6	1.515	30.43	26.76	1.41±0.24	74	0.486	29.52	25.82	1.42±0.08
7	1.322	30.45	26.70	1.44±0.21	76	1.868	30.78	26.87	1.50±0.29
8	0.938	30.26	26.51	1.44±0.15	80	0.240	29.05	25.94	1.19±0.04
18	2.348	30.83	26.95	1.49±0.36	83	1.113	30.59	26.71	1.49±0.17
19	0.783	30.31	26.99	1.28±0.12	86	1.056	30.12	26.25	1.48±0.17
21	1.331	30.42	26.63	1.45±0.21	90	2.940	30.94	27.31	1.39±0.45
24	1.936	30.78	27.06	1.43±0.30	91	1.120	30.40	26.69	1.42±0.17
26	1.116	30.47	27.16	1.27±0.17	92	1.975	31.07	27.29	1.45±0.30
27	2.425	31.82	27.45	1.68±0.37	93	0.327	29.40	25.79	1.38±0.05
29	0.560	29.46	25.77	1.41±0.09	98	2.126	31.17	27.28	1.50±0.33
31	1.060	30.60	26.88	1.43±0.16	100	1.239	30.32	26.56	1.44±0.19
32	0.851	29.80	26.20	1.38±0.14	103	1.252	30.57	26.34	1.62±0.20
35	1.440	30.69	26.96	1.43±0.22	104	1.595	30.24	26.80	1.32±0.25
36	0.780	30.11	26.71	1.31±0.12	106	1.175	30.60	26.32	1.64±0.19
37	1.950	30.90	27.23	1.41±0.30	107	1.754	30.37	26.51	1.48±0.28
38	1.360	30.96	26.86	1.57±0.21	109	1.965	30.55	26.76	1.45±0.31
39	2.074	30.84	26.74	1.58±0.32	110	1.325	30.22	26.64	1.37±0.21
41	0.970	30.01	26.27	1.44±0.15	111	1.095	30.07	26.67	1.30±0.17
43	1.549	30.73	26.98	1.44±0.24	112	1.727	30.52	26.94	1.37±0.27
47	0.637	30.09	25.98	1.58±0.10	113	1.175	30.24	26.86	1.30±0.18
48	0.460	29.59	26.34	1.25±0.07	115	1.553	30.33	26.67	1.41±0.24
49	1.121	30.56	26.58	1.52±0.17	119	1.185	30.69	27.29	1.30±0.18
51	1.096	30.31	26.39	1.50±0.17	121	1.053	30.44	26.21	1.62±0.17
52	0.394	29.92	26.19	1.43±0.06	122	2.240	30.79	27.01	1.45±0.35
54	1.779	30.86	26.96	1.50±0.27	124	0.705	30.94	26.72	1.62±0.11
57	1.000	30.63	26.41	1.62±0.16	126	0.247	29.27	25.81	1.33±0.04
61	1.291	30.35	26.52	1.47±0.20	130	0.810	30.68	26.68	1.53±0.13
63	0.814	30.09	26.25	1.47±0.13	131	2.737	31.12	27.49	1.39±0.42
64	1.086	30.06	26.31	1.44±0.18	136	1.650	31.08	26.63	1.71±0.26
66	1.116	30.31	26.36	1.52±0.18	137	1.274	30.62	26.48	1.59±0.20
67	1.088	31.14	26.24	1.88±0.17	142	2.245	30.76	27.35	1.31±0.35
68	2.195	31.44	27.11	1.66±0.34					

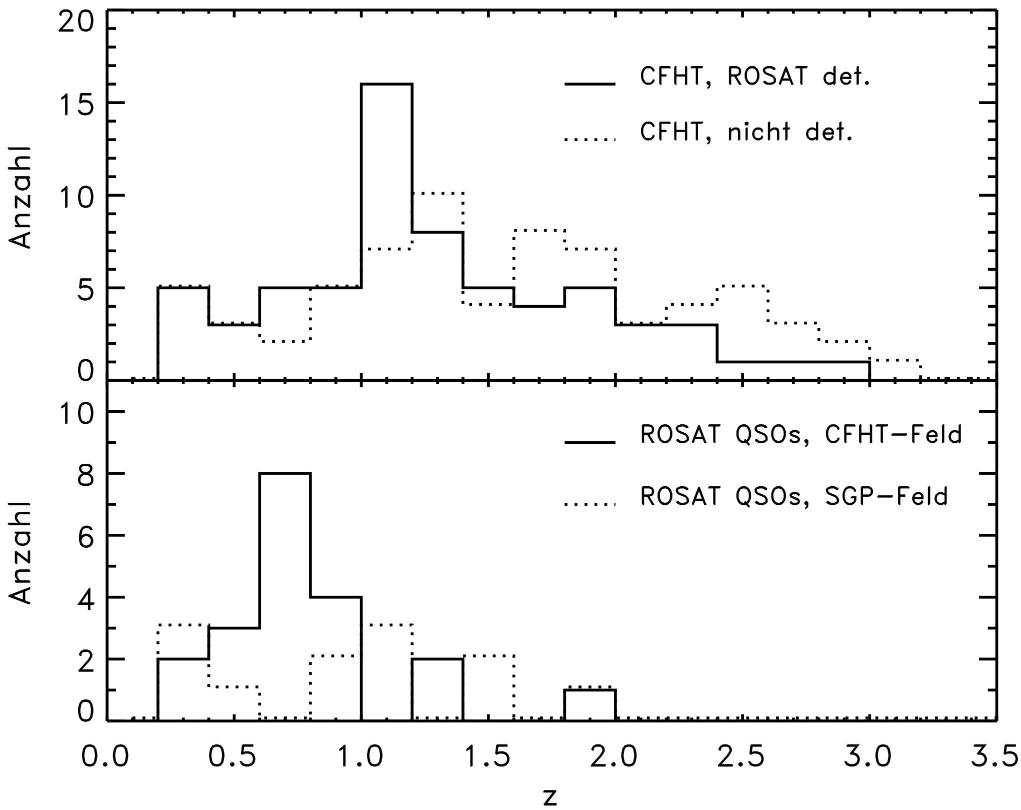


Abbildung 3.6: Verteilung der Rotverschiebungen in verschiedenen Stichproben. Oben: Optisch selektierte Quasare des CFHT-Survey. Unten: ROSAT-selektierte Quasare im CFHT und SGP-Feld

Verteilung der Rotverschiebungen

In Abbildung 3.6 sind die Verteilungen der Rotverschiebungen in den drei Teilstichproben dargestellt. Es ist deutlich festzustellen, daß optisch selektierte Objekte im Mittel bei höheren Rotverschiebungen gefunden werden, als röntgenselektierte Objekte. Die höchste mittlere Rotverschiebung ($\langle z \rangle = 1.57$) haben diejenigen CFHT-Quasare, deren Röntgenfluß unterhalb der Detektionsschwelle der ROSAT-Beobachtungen liegt. Genau komplementäre Selektionskriterien erfüllen die neuen ROSAT-Quasare im CFHT-Feld, die nicht im optischen Survey gefunden wurden. Diese Gruppe besitzt die niedrigste mittlere Rotverschiebung ($\langle z \rangle = 0.76$).

Wegen der unterschiedlichen Verteilung der Rotverschiebung in den unterschiedlich selektierten Stichproben liegt es nahe, einen Zusammenhang zwischen Rotverschiebung und spektraler Energieverteilung der Objekte zu vermuten.

Spektrale Energieverteilung

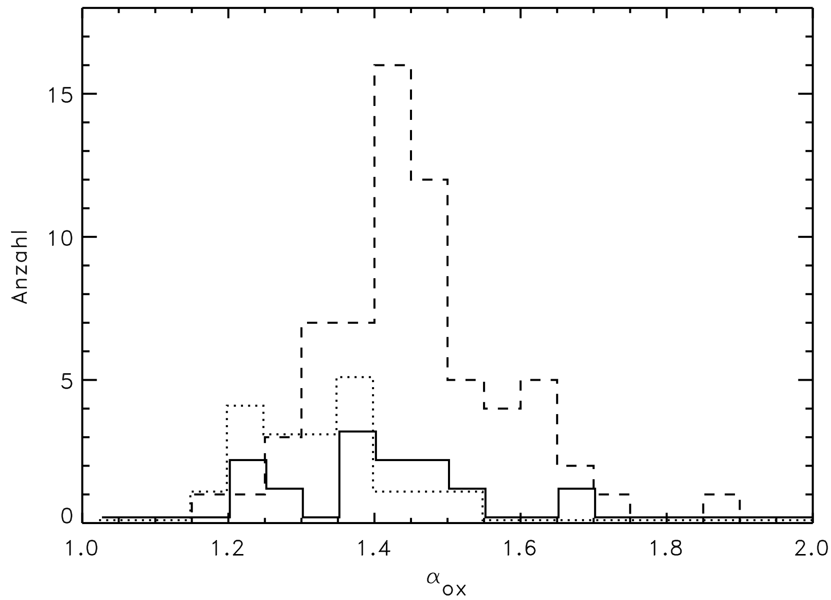


Abbildung 3.7: Verteilung der Breitbandindices $\alpha_{\rm ox}$ in den drei Stichproben SGP-Feld (durchgezogen) CFHT-Feld, röntgenselektiert (punktiert) und CFHT-Survey, optisch selektiert (gestrichelt)

Die verschiedenen Stichproben differieren aufgrund der unterschiedlichen Selektionseffekte in der Verteilung der $\alpha_{\rm ox}$ - Werte (Abbildung 3.7). Die röntgenselektierten Quasare im CFHT-Feld, die größtenteils optisch schwächer als m=20.5 sind, haben im Mittel die härteste Energieverteilung ($\langle\alpha_{\rm ox}\rangle = 1.35$), gefolgt von den röntgenselektierten SGP-Quasaren mit $\langle\alpha_{\rm ox}\rangle = 1.41$. Die Quasare des optischen CFHT-Survey, die im Röntgenbereich detektiert wurden, haben die steilsten Breitbandspektren ($\langle\alpha_{\rm ox}\rangle = 1.46$).

Die Parameter z und $\alpha_{\rm ox}$ sind, wie schon aus ihren Häufigkeitsverteilungen in den drei Teilstichproben zu vermuten ist, positiv korreliert (Abbildung 3.8). Die Signifikanz der Korrelation wurde anhand der Spearman *Rank - Order* Koeffizienten abgeschätzt (Press et al. 1986). Die Signifikanz ist für die Gesamtheit der Objekte wesentlich höher als für die einzelnen Teilstichproben (Tabelle 3.13). Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Gesamtstichprobe große Bereiche in z und $\alpha_{\rm ox}$ abdeckt.

Da in jeder Quasarstichprobe bedingt durch Selektionseffekte die Leuchtkräfte stark mit den Rotverschiebungen korrelieren, muß auch die Abhängigkeit der spektralen Energieverteilung von der Leuchtkraft betrachtet werden.

Der Breitbandindex $\alpha_{\rm ox}$ korreliert stärker mit $\log l_{\rm opt}$ als mit der Rotverschiebung (siehe Abbildung 3.9 und Tabelle 3.13). Hierbei muß berücksichtigt werden, daß $\alpha_{\rm ox}$ und optische Leuchtkraftdichte keine unabhängigen Größen sind, sondern durch die Beziehung

$$\alpha_{\rm ox} = (\log l_{\rm opt} - \log l_{\rm x})/2.606$$

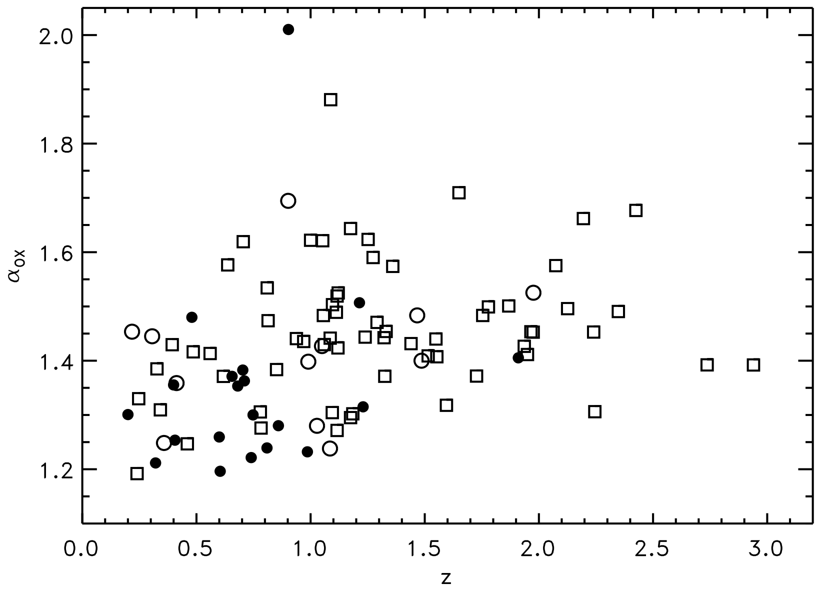


Abbildung 3.8: Verteilung der Quasare in der z–$\alpha_{\rm ox}$ - Ebene. Quadrate: optisch selektierte Objekte (CFHT-Survey), offene Kreise: SGP-Feld, gefüllte Kreise: röntgenselektierte Objekte im CFHT-Feld

miteinander verknüpft sind. Deshalb verursachen Fehler in der Bestimmung der Leuchtkraftdichte durch Meßfehler oder Variabilität eine Verstärkung der Korrelation zwischen $\alpha_{\rm ox}$ und $\log l_{\rm opt}$. Wegen der großen Streuung der Leuchtkraftdichten über 3 Dekaden dürften diese Effekte jedoch nur geringen Einfluß auf die Korrelation ausüben. Es ist also anzunehmen, daß die zugrundeliegende Korrelation diejenige von $\alpha_{\rm ox}$ mit der optischen Leuchtkraft ist.

Eine simultane Regressionsanalyse (Bevington 1969) von $\alpha_{\rm ox}$ mit z und $\log l_{\rm opt}$ für die gesamte Stichprobe von 97 Objekten (siehe Abbildungen 3.8 und 3.9 ergibt folgenden Zusammenhang:

$$\alpha_{\rm ox} = 1.600 + (0.225 \pm 0.071)(\log l_{\rm opt} - 30.5) - (0.101 \pm 0.071)z$$

Tabelle 3.13: Spearman R.-O. - Koeffizienten und Signifikanzen

Stichprobe	Größe	$\alpha_{\rm ox}(z)$		$\alpha_{\rm ox}(\log\, l_{\rm opt})$	
		$r_{\rm SRO}$	$P^1_{\rm Null}$	$r_{\rm SRO}$	$P^1_{\rm Null}$
SGP	12	0.10	0.76	0.44	0.15
CFHT (X)	20	0.26	0.26	0.48	0.03
CFHT (opt)	65	0.23	0.06	0.53	$6 \cdot 10^{-6}$
gesamt	97	0.41	$6 \cdot 10^{-6}$	0.60	$1 \cdot 10^{-12}$

[1] : Nullhypothese: Parameter nicht korreliert

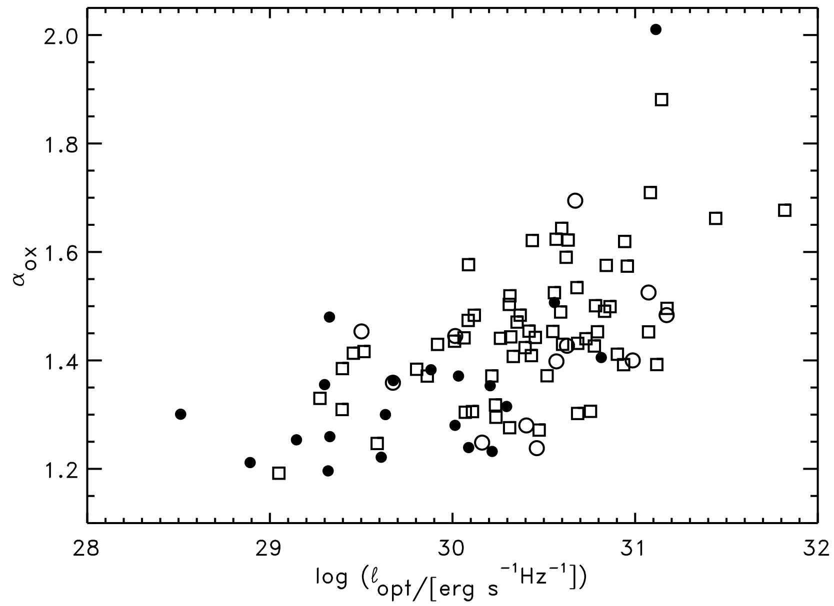


Abbildung 3.9: Verteilung der Quasare in der $\log l_{\rm opt}$–$\alpha_{\rm ox}$ - Ebene. Quadrate: optisch selektierte Objekte (CFHT-Survey), offene Kreise: SGP-Feld, gefüllte Kreise: röntgenselektierte Objekte im CFHT-Feld

Signifikant ist bei dieser Analyse nur die Korrelation von $\alpha_{\rm ox}$ und log $l_{\rm opt}$. Nimmt man daher an, daß bei Objekten gleicher optischer Leuchtkraftdichte keine Abhängigkeit $\alpha_{\rm ox}(z)$ besteht, die beobachteten Korrelationen also nur auf der Abhängigkeit $\alpha_{\rm ox}(\log\ l_{\rm opt})$ beruhen, gilt:

$$\alpha_{\rm ox} = 1.455 + (0.139 \pm 0.043)(\log l_{\rm opt} - 30.5) \quad .$$

Aus Abbildung 3.9 wird außerdem deutlich, daß entgegen dem Trend der Korrelation $\alpha_{\rm ox}(\log l_{\rm opt})$ bei höheren Leuchtkräften am leuchtschwachen Ende der Verteilung keine $\alpha_{\rm ox}$-Werte unterhalb ~ 1.2 vorkommen. Dieser Wert wird offenbar aus physikalischen Gründen nicht unterschritten, da keinerlei Selektionseffekte das Vorkommen kleinerer $\alpha_{\rm ox}$-Werte (d.h. das Vorkommen hellerer Röntgenquellen) beschränken.

3.4 Diskussion

3.4.1 Vergleich mit anderen Untersuchungen

Einstein IPC:

Avni & Tananbaum (1986) untersuchten anhand von *Einstein* IPC - Beobachtungen die spektralen Energieverteilungen in mehreren optisch selektierten Quasar-Stichproben:

- *Bright Quasar Survey* (BQS, Schmidt & Green 1983); 114 Objekte, davon 66 von *Einstein* beobachtet, 57 detektiert
- *Braccesi faint sample* (BF, Marshall et al. 1984; 35 Objekte $m_\mathrm{B} < 19.8$; 15 Röntgendetektionen)
- ein heterogene Stichprobe von 53 Objekten; 24 Detektionen

Die statistische Analyse erfolgte unter Hinzunahme von oberen Grenzen für α_ox bei nicht röntgendetektierten Objekten (nach Avni et al. 1980).

Die Abhängigkeit des Breitbandindex α_ox von z und $\log\, l_\mathrm{opt}$ ist hier für die einzelnen Stichproben nicht signifikant; für die Gesamtheit der Objekte ergibt sich:

$$\alpha_\mathrm{ox} = \mathrm{const.} + (0.077 \pm 0.064)\log\, l_\mathrm{opt} + (0.200 \pm 1.092)\tau(z)$$

mit der Rückblickzeit $\tau(z) = z/(1+z)$ in Einheiten der Hubble-Zeit $t_\mathrm{Hubble} = 1/H_0$. Die Fehler der Werte wurden aus *maximum likelihood* - Konfidenzkonturen bei $\Delta S = 4$ abgelesen, was einer Signifikanz von 95% für einen interessierenden Parameter entspricht.

Wilkes et al. (1994) führten eine Analyse aller *Einstein* IPC Beobachtungen von Quasaren und Seyfert 1 - Galaxien durch. Von den insgesamt 514 Objekten sind 291 radioleise. Auch die von Avni & Tananbaum (1986) untersuchten Stichproben sind hier enthalten. Mit den oben beschrieben Methoden von Avni & Tananbaum (1986) ergibt sich bei den radioleisen Objekten eine Korrelation der Form

$$\alpha_\mathrm{ox} = (1.54 \pm 0.04) + (0.10 \pm 0.04)(\log\, l_\mathrm{opt} - 30.5) + (0.006 \pm 0.17)\tau(z)$$

(1σ-Fehler).

Die ROSAT-Ergebnisse aus dem CFHT-Feld und dem SGP-Feld decken sich innerhalb der Fehlergrenzen mit den Resultaten aus den *Einstein* IPC - Beobachtungen von optisch selektierten Quasaren.

Pickering et al. (1994) untersuchten die Korrelation

$$\alpha_\mathrm{ox}(z, \log\, l_\mathrm{x}) = A_z(\tau(z) - 0.5) + A_x(\log\, l_\mathrm{x} - 26.5) + A$$

für die röntgenselektierten EMSS-Quasare und erhielten $A = 1.56$, $A_z = 0.79 \pm 0.20$ und $A_x = -0.17 \pm 0.04$ (1σ-Fehler).

Die entsprechenden Werte für die hier untersuchte, mit Einschränkungen ebenfalls röntgenselektierte Stichprobe sind $A = 1.45$, $A_z = 0.98 \pm 0.31$ und $A_x = -0.227 \pm 0.09$. Diese Werte sind mit denen der EMSS-Stichprobe konsistent und ergeben ebenfalls eine signifikante Abhängigkeit $\alpha_\mathrm{ox}(\tau(z))$. Die Folgerung von Pickering et al., röntgenselektierte Stichproben zeigten eine grundsätzlich andere z-Abhängigkeit als optisch selektierte Stichproben, ist jedoch fraglich, da die CFHT/SGP-Stichprobe sowohl in der $\alpha_\mathrm{ox}(z, \log\, l_\mathrm{x})$-Abhängigkeit mit der EMSS-Stichprobe übereinstimmt, als auch mit den oben diskutierten optischen Stichproben in der $\alpha_{\rm ox}(z, \log\, l_{\rm opt})$-Abhängigkeit. Der Grund für die Diskrepanz in $\alpha_{\rm ox}(z)$ ist möglicherweise in der Korrelation zu suchen, die durch die Berechnung von

$$\alpha_{\rm ox} = (\log\, l_{\rm opt} - \log\, l_{\rm x})/2.606 = const. - 0.38 \log\, l_{\rm x}$$

ensteht, wenn $\log\, l_{\rm x}$ statistisch variiert.

ROSAT PSPC:

Green et al. (1995) untersuchten die Röntgeneigenschaften des *Large Bright Quasar Survey* (LBQS, $m_{\rm B} < 19.0$, z.B. Hewett et al. 1991) anhand der Daten des ROSAT - *All Sky Survey*. Da nur ca. 10% der Objekte von ROSAT detektiert werden konnten, wurden die Quasare nach verschiedenen Parametern gruppiert und dann die PSPC-Quellcounts an den QSO-Positionen aufsummiert. Nach dieser Methode konnten die Autoren für die gesamte Stichprobe von 908 Objekten, die ca. 10% radiolaute Quasare enthält, die Relation

$$\alpha_{\rm ox} = (1.44 \pm 0.7) + (0.08 \pm 0.02)(\log\, l_{\rm opt} - 30.5)$$

bestimmen.

Die spektrale Energieverteilung von ROSAT-selektierten Quasaren wird in Boyle & di Matteo (1995, B&dM) für 68 Objekte aus dem *Cambridge ROSAT Serendipity Survey* (CRSS, Boyle et al. 1995) diskutiert. Die Autoren geben eine Antikorrelation des Quotienten von Röntgen- und optischem Fluß mit der Rotverschiebung der Form

$$\log(f_{\rm X}/f_{\rm B}) = {\rm const.} + (1+z)^{-0.4 \pm 0.2}$$

an und interpretieren diese als Folge der Transformation vom Quell- ins Beobachtersystem bei verschiedenen Spektralindices $\alpha_{\rm opt}$ und $\alpha_{\rm X}$. Die Formel für diesen Effekt (die sogenannte k-Korrektur) wird von den Autoren mit

$$\log(f_{\rm X}/f_{\rm B}) \propto (1+z)^{(\alpha_{\rm opt} - \alpha_{\rm X})}$$

angegeben, wobei $(\alpha_{\rm opt} - \alpha_{\rm X}) = -0.5$ angenommen wird.

Dies ist jedoch falsch; die k-Korrektur berechnet sich wie folgt:

$$\begin{aligned} f_{\rm obs} &\sim f_{\rm obs}(1+z)^{-\alpha} \\ (f_{\rm X}/f_{\rm B})_{\rm korr} &= (f_{\rm X}/f_{\rm B})_{\rm obs}(1+z)^{(\alpha_{\rm X} - \alpha_{\rm B})} \\ \log(f_{\rm X}/f_{\rm B})_{\rm korr} &= \log(f_{\rm X}/f_{\rm B})_{\rm obs} + (\alpha_{\rm X} - \alpha_{\rm opt}) \log(1+z) \end{aligned}$$

Die künstliche Korrelation von $\log(f_{\rm X}/f_{\rm B})$ mit z bei Daten ohne k-Korrektur hat also weit geringeren Einfluß als von B&dM angenommen und kann die gemessene Korrelation nicht erklären. Der beobachtete Befund entspricht vielmehr der oben diskutierten Abhängigkeit der spektralen Energieverteilung von z bzw. $\log l_{\rm opt}$ (es gilt: $\alpha_{\rm ox} = \mathrm{const.} - \log(f_{\rm X}/f_{\rm B})/2.606$).

Die hier vorgelegten Resultate, die anhand einer röntgenselektierten Stichprobe gewonnen wurden, bestätigen mit hoher Signifikanz die Tatsache, daß die spektrale Energieverteilung von Quasaren von ihrer optischen Leuchtkraft abhängt, indem $\alpha_{\rm ox}$ positiv mit $\log\, l_{\rm opt}$ korreliert. Dies zieht eine Korrelation von $\alpha_{\rm ox}$ und mit der Rotverschiebung nach sich. Ein diesbezüglicher Unterschied der röntgenselektierten Stichprobe gegenüber optisch selektierten Stichproben bestätigt sich nicht.

3.4.2 Zusammenfassung und Ausblick

Bei der optischen Identifikation von Röntgenquellen in zwei ROSAT-Feldern hoher galaktischer Breite (hier: SGP- und CFHT-Feld) wurden 32 Quasare mit Seyfert 1 - Spektrum sowie 8 Galaxien mit schmalen Emissionslinien gefunden. Die Quasare bilden zusammen mit optisch selektierten Quasaren im CFHT-Feld, die von ROSAT detektiert wurden, eine Stichprobe von 97 Quasaren, deren spektrale Energieverteilung hier untersucht wird.

Die Erwartung, daß es sich bei den neuen Röntgenquellen im CFHT-Feld größtenteils um Quasare handelt, die schwächer als die Grenzhelligkeit des optischen CFHT-Surveys sind, hat sich erfüllt. Dies bestätigt die weitgehende Vollständigkeit des optischen Surveys bis m=20.5, da sich andernfalls auch hellere Objekte unter den neuen Quasaren befinden müßten.

Die spektrale Energieverteilung zwischen optischem und Röntgenbereich, parameterisiert durch $\alpha_{\rm ox}$, ist mit der Rotverschiebung und der optischen Leuchtkraft korreliert. Eine genauere Untersuchung zeigt, daß die Abhängigkeit $\alpha_{\rm ox}(\log\, l_{\rm opt})$ die Ursache beider Korrelationen ist. Dies bestätigt die Ergebnisse von Untersuchungen großer Quasar-Stichproben mit *Einstein* IPC Beobachtungen. Im Gegensatz zu den IPC-Untersuchungen konnte dieses Ergebnis mit einer weitgehend homogenen Quasar-Stichprobe gewonnen werden. Die Signifikanz der Ergebnisse wird durch die neuen ROSAT-selektierten Objekte wesentlich erhöht, da sie den Parameterbereich der Stichprobe hin zu niedrigen optischen Leuchtkräften und $\alpha_{\rm ox}$-Werten ausdehnen.

Da in einer inhomogenen Stichprobe Leuchtkräfte und Rotverschiebungen weniger stark korreliert sind und breitere Bereiche ausfüllen, ist durch die Kombination von Quasar-Stichproben mit unterschiedlichen Selektionskriterien die Unterscheidung zwischen Leuchtkraft-Abhängigkeit und Entwicklungseffekten wesentlich leichter, wenn man die Unsicherheiten durch kompliziertere Selektionseffekte in Kauf nimmt. Extrapoliert man anhand dieser Tatsache und der Ergebnisse dieser Arbeit auf die große Zahl der ROSAT-Beobachtungen von einzelnen Quasaren und tiefen Survey-Feldern, läßt sich erkennen, welche Beiträge die Gesamtheit der ROSAT-Daten zu diesem Gebiet leisten kann.

Eine physikalische Modellierung der Eigenschaften der Objekte dieser Stichprobe ist bereits in Angriff genommen worden (Brunner et al. 1996a, Brunner et al. 1996b). Dabei steht der Vergleich der Meßdaten mit der Emission von Akkretionsscheiben im Vordergrund. Dörrer et al. (1996) haben Spektren und Leuchtkräfte von geometrisch dünnen Akkretionsscheiben abhängig von den Parametern M (Masse des Schwarzen Lochs), $\dot{m}$ (Akkretionsrate), α (Viskositätsparameter) und Θ (Inklinationswinkel zum Beobachter) berechnet. Die Modellierung der Beobachtungsdaten erfolgt, indem eine Population von Quasaren unter Berücksichtung von publizierten Leuchtkraftfunktionen im optischen und Röntgenbereich (Boyle et al. 1987,1993) simuliert wird. Unter der Annahme, daß sich das Kontinuum vom optischen bis zum Röntgenbereich aus der Emission der Akkretionsscheibe und einer zusätzlichen harten Komponente im Röntgenbereich zusammensetzt, können aus dem Vergleich der simulierten Population mit der beobachteten Stichprobe hinsichtlich der Röntgenspektren und der spektralen Energieverteilungen die Parameter des Akkretionsscheibenmodells eingeschränkt werden. Dabei zeichnet sich insbesondere ab, daß eine kosmologische Entwicklung des Parameters M stattfindet. Höhere Massen M bei großen Rotverschiebungen können die Entwicklung der Quasar-Leuchtkraftfunktion und die Abhängigkeit $\alpha_{\rm ox} - \log\, l_{\rm opt}$ erklären, da im Akkretionscheibenmodell sowohl Leuchtkraft als auch $\alpha_{\rm ox}$ mit der Masse des Schwarzen Lochs zunehmen.

Literaturverzeichnis

Avni, Y. 1976, Astrophys. J., 210, 641

Avni, Y., Soltan, A., Tananbaum, H. und Zamorani, G. 1980, Astrophys. J., 238, 800

Avni, Y., und Tananbaum, H. 1986, Astrophys. J., 305, 83

Bade, N., Fink, H. H. und Engels, D., Astron. Astrophys., 286, 381

Bevington, P. R., *Data reduction and error analysis for the physical sciences*, McGraw-Hill, 1969

Blandford, R. D., und Rees, M. J. 1978, in *Pittsburgh Conference on BL Lac Objects*, Hrsg. A. N. Wolfe (Pittsburgh, University of Pittsburgh Press), S. 328

Blandford, R. D., und Königl, A. 1979, Astrophys. J., 232, 34

Boyle, B. J., Fong, R., Shanks, T. und Peterson, B. A. 1987, Mon. Not. Royal Astr. Soc., 227, 717

Boyle, B. J., Griffith, R. E., Shanks, T., Stewart, G. C. und Georgantopoulos, I., 1993, Mon. Not. Royal Astr. Soc., 260, 49

Boyle, B. J. und di Matteo, T. 1995, Mon. Not. Royal Astr. Soc., (Lett.), 277, L63

Boyle, B. J., McMahon, R. G., Wilkes, B. J. und Elvis, M. 1995, Mon. Not. Royal Astr. Soc., 272, 462

Brinkmann, W. 1992, in *X-ray Emission from AGN and the Cosmic X-ray Background*, Hrsg. W. Brinkmann und J. Trümper, MPE Report 235

Brunner, H., Lamer, G., Worrall, D. M., und Staubert, R. 1994 Astron. Astrophys. 287, 436

Brunner, H. 1994, in *The Soft X-ray Cosmos*, Hrsg. E. M. Schlegel und R. Petre, AIP Conference proceedings 313, 211

Brunner, H., Lamer, G., Friedrich, P., Dörrer, Th., und Staubert, R. 1996, in *Röntgenstrahlung from the Universe*, Würzburg, 25.-29.9.1995, im Druck

Brunner, H., Lamer, G., Friedrich, P., Dörrer, Th., und Staubert, R. 1996, in Vorbereitung

Celotti, A., Maraschi, L., Ghisellini, G., Caccianiga, A., und Maccacaro, T. 1993, Astrophys. J., 439, 80

Comastri, A., Molendi, S., und Ghisellini, G. 1995, Mon. Not. Royal Astr. Soc., 277, 297

Crampton, D., Cowley, A. P., und Hartwick, F. D. A., 1989, ApJ, 345, 59

Dermer, C. D. und Schlickeiser, R. 1992, Science, 257, 1642

Dörrer, T., Riffert, H., Staubert, R. und Ruder, H. 1996, Astron. Astrophys., im Druck

Dondi, L., und Ghisellini, G., 1995, Mon. Not. Royal Astr. Soc., 273, 583

Eckart, A., Witzel, A., Biermann, P. L., et al. 1986, Astron. Astrophys., 168, 17

Elvis, M., Lockman, F. J., and Wilkes, B. J. 1989, Astron. J., 97, 777

Fanaroff, B. L., und Riley, J. M. 1974, Mon. Not. Royal Astr. Soc., 167, 31

Francis, P. J., Hewett, P. C., Foltz, C. B., Chaffee, F. H., Weymann, R. J., und Morris, S. L. 1991, Astrophys. J., 373, 465

George, I. M., Warwick, R. S. und Bromage, G. E. 1988, Mon. Not. Royal Astr. Soc., 232, 793

George, I. M., Warwick, R. S. und McHardy, I. M. 1988, Mon. Not. Royal Astr. Soc., 235, 787

Ghisellini, G., Maraschi, L. und Treves, A. 1985, Astron. Astrophys., 146, 204

Ghisellini, G., und Maraschi, L., 1989, Astrophys. J., 340, 181

Ghisellini, G., Padovani, P., Celotti, A. und Maraschi, L. 1993, Astrophys. J., 407, 65

Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R. und Rossi, B. 1962, Phys. Rev. Lett., 9, 439

Green, P. J., Schartel, N., Anderson, S. F., et al. 1995, Astrophys. J., 450, 51

Hoffmeister, C., 1929, Astron. Nachr., 236, 233

Hamuy, M., Walker, A. R., Suntzeff, Gigoux, P., S. R., Heathcote, S. R., Walker, A. R., und Phillips, M. M. 1992, Pub. of the Astr. Society of the Pacific, 104, 533

Hamuy, M.,Suntzeff, S. R., Heathcote, S. R., Walker, A. R., Gigoux, P., und Phillips, M. M. 1994, Pub. of the Astr. Society of the Pacific, 106, 566

Hewett, P. C., Foltz, C. B., Chaffee, F. H., et al. 1991, Astron. J., 101, 1121

Irwin, M., und McMahon, R., 1992, Gemini, Newsletter of the Royal Greenwich Observatory, 31, 1

King, I. R. und Raff, M. I. 1977, Pub. of the Astr. Society of the Pacific, 89, 120

Kock, A., Meisenheimer, K., Brinkmann, W., Neumann, M. und Siebert, J. 1995, Astron. Astrophys., im Druck

Königl, A., 1981, ApJ, 243, 700

Kühr, H., Witzel, A., Pauliny-Toth, I. I. K., and Nauber, U., 1981, Astron. Astrophys., 45, 367

Lamer, G., Brunner, H., und Staubert, R. 1994, in *Multi-Wavelength Continuum Emission of AGN*, Hrsg. T. J.-L. Courvoisier & A. Blecha (Dordrecht: Kluwer), S. 377

Lamer, G., Brunner, H., und Staubert, R. 1996, Astron. Astrophys., im Druck

Lichti, G. G., Balonek, Courvoisier, T., T. J.-L., et al. 1995, Astron. Astrophys., 298, 711

Lortet, M.-C., Borde, S. und Ochsenbein, F. 1994, Astron. Astrophys. (Suppl.), 107, 193

Madejski, G. 1994, Astrophys. J., 432, 554

Maraschi, L., Ghisellini, G., und Celotti, A. 1992, Astrophys. J., 397, L5

Marscher, A. P., Marshall, F. E., Mushotzky, R. F., Dent, W. A., Balonek, T. J., and Hartmann, M. F. 1979, Astrophys. J., 233, 498

Marshall, H. L., Tananbaum, H., Zamorani, G., et al., 1983, Astrophys. J., 269, 42

Marshall, H. L., Avni, Y., Braccesi, A., et al. 1984,Astrophys. J., 283, 50

Morris, S. L., Stocke, J. T., Gioia, I. M., et al. 1991, ApJ, 380, 49

Morrison, R., und McCammon, D., 1983, ApJ, 270, 119

Nass, P., Bade, N., Kollgaard, R. I., 1996, Astron. Astrophys., im Druck

Ostriker, J. P., und Vietri, M., 1985, Nature, 318, 445

Otterbein, K. 1992, Diplomarbeit, Universität Tübingen

Padovani, P. und Giommi, P. 1995, Mon. Not. Royal Astr. Soc., im Druck

Padovani, P. und Giommi, P. 1996, Mon. Not. Royal Astr. Soc., im Druck

Padovani, P., und Urry, C. M., 1990, Astrophys. J., 356, 75

Perlman, E. S., Stocke, J. T., Schachter, J. F., et al. 1995,

Pickering, T. E., Impey, C. D. und Foltz, C. B. 1994, Astron. J., 108, 1542

Postman, M., White, R. L., Lasker, B. M., Hayes, J., Doggett, J., Meakes, M., und Mendez F., 1996, in Vorbereitung

Press, W. H., Flannery, B., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., *Numerical Recipes*, Cambridge University Press, Cambridge 1986

Rees, M. J., 1984, Ann. Rev. Astron. Astroph., 22, 471

Quirrenbach, A., Witzel, A., Krichbaum, T. P., Hummel, C. A., Wegner, R., Schalinski, C., Ott, M., Alberdi, A., und Rioja, M., 1992, Astron. Astrophys., 258, 279

Rengelink, R., 1995, priv. Mitteilung

Rybicky, G. B. und Lightman,, A. P. 1979, *Radiative Processes in Astrophysics* (New York: John Wiley and Sons)

Sambruna, R. M., Barr, P., Giommi, P., et al. 1994, Astrophys. J., 434, 468

Seaton, M. J., 1979, Mon. Not. Royal Astr. Soc., 187, 75

Schmidt, M. und Green, R. F. 1983, Astrophys. J., 269, 357

Schmitt, J. L., 1968, Nature, 218, 663

Schwartz, D. A., und Ku, W. H.-M. 1983, Astrophys. J., 266, 459

Stark, A. A., Gammie, C. F., Wilson, R. W. et al. 1992, Astrophys. J. (Suppl.), 79, 77

Stickel, M., Padovani, P., Urry, C. M., Fried, J. W., und Kühr, H. 1991, Astrophys. J., 374, 431

Stickel, M., Fried, J. W. und Kühr, H. 1993, Astron. Astrophys. (Suppl.) 98, 393

Stickel, M., Meisenheimer, K., und Kühr, H. 1994, Astron. Astrophys. (Suppl.), 105, 211

Stocke, J. T., Morris, S. L., Gioia, I. M., Maccacaro, T., Schild, R. E, und Wolter, A. 1990, Astrophys. J., 348, 141

Stocke, J. T., Morris, S. L., Gioia, I. M., Maccacaro, T., Schild, R. E. Wolter, A., Fleming, T. A. und Henry, J. P. 1991, Astrophys. J. (Suppl.), 76, 813

Stocke, J. T., Wurtz, R. E. und Perlman, E. S., 1995, Astrophys. J., 454, 55

Stone, R. P. S. 1977, Astrophys. J., 218, 767

Strittmatter, P. A., Serkowski, K., Carswell, R., Stein, W. A., Merrill, K. M., und Burbidge, E. M. 1972, Astrophys. J. (Lett.), 175, L7

Thomas, H.-C. und Fink, H. H. 1994, in *Multi-Wavelength Continuum Emission of AGN*, Hrsg. T. J.-L. Courvoisier & A. Blecha (Dordrecht: Kluwer), S. 384

Véron-Cetty, M.-P., und Véron, P. 1993, *A Catalogue of Quasars and Active Nuclei*, ESO Scientific Report No. 13

Vestrand, W. T., Stacy, J. G., und Sreekumar, P. 1995, Astrophys. J. (Lett.), 454, 93

Voges, W. 1996, in *Röntgenstrahlung from the Universe*, Würzburg, 25.-29.9.1995, im Druck von Montigny, C., Bertsch, D. L., Chiang, J., et al. 1995, Astrophys. J., 440, 525

White, N. E., Giommi, P., und Angelini, L., 1994, IAU Circ. 6100

Wilkes, B. J., Tananbaum, H., Worrall, D. M. 1994, Astrophys. J. (Suppl.), 92

Worrall, D. M. und Wilkes, B. J. 1990, Astrophys. J., 360, 90

Zamorani, G., Henry, J. P., Maccacaro, T., et al. 1981, Astrophys. J., 245, 357

Zimmermann, H. U., Becker, W., Belloni, T., Izzo, C., Döbereiner, S., Kahabka, P., und Schwentker, O. 1994, *EXSAS User's Guide*, MPE Report 257

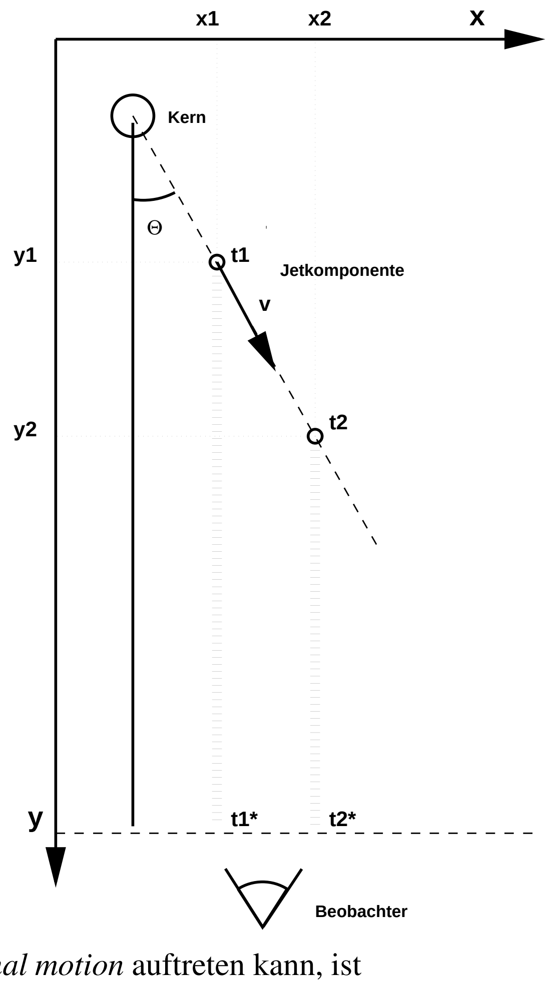
Anhang A

Formeln zu relativistischen Jets

Zahlreiche beobachtete Merkmale von Jets werden durch makroskopische relativistische Bewegung hervorgerufen. Nachfolgend werden einige wichtige Gleichungen zu relativistischen Effekten in Jets angegeben.

Superluminal motion:

Scheinbar überlichtschnelle Bewegung von Jetkomponenten wird durch Lichtlaufzeitunterschiede in Jets erklärt, deren Komponenten sich relativistisch in Richtung des Beobachters bewegen. Es gilt (siehe Skizze):



$$\beta = v/c$$

$$t_2^* - t_1^* = t_2 - t_1 - v/c(t_2 - t_1)\cos\Theta$$

$$x_2 - x_1 = v \cdot (t_2 - t_1)\sin\Theta$$

Scheinbare Geschwindigkeit:

$$v_{\text{app}} = \frac{x_2 - x_1}{t_2^* - t_1^*}$$

$$\beta_{\text{app}} = \frac{\beta \sin\Theta}{1 - \beta\cos\Theta}$$

Die kleinste Geschwindigkeit, bei der *superluminal motion* auftreten kann, ist

$$\beta_{\min} = \frac{1}{\sin\Theta + \cos\Theta} \quad .$$

Aus dem *Doppler-boosting* Faktor

$$\delta \equiv \frac{1}{\gamma(1-\beta\cos\Theta)}$$

und $\gamma \equiv (1-\beta^2)^{-1/2}$

folgt: $\beta_a = \beta\,\delta\,\gamma\,\sin\Theta$.

Beim Winkel $\Theta = 1/\gamma$ ist β_a maximal und es gilt:

$$\beta_{\mathrm{a,max}} = \beta\,\delta \simeq \delta$$

und

$\sin^2\Theta = 1-\beta^2, \cos\Theta = \beta, \delta = \gamma$.

Doppler boosting:

Die anisotrope Emission relativistisch bewegter Quellen ist eine Folge der Lorentz-Transformationen von Zeit und Raumwinkel vom Ruhesystem K' der Quelle ins Ruhesystem K des Beobachters.

Strahlung, die im Zeitintervall dt' von der Quelle emittiert wird, wird im Zeitintervall $dt = \delta^{-1}dt'$ vom Beobachter empfangen.

Die Frequenz der empfangen Strahlung ist dann $\nu = \delta\nu'$ (relativistischer Dopplereffekt). Mit der Transformation des Raumwinkels $d\Omega = \delta^2 d\Omega'$ (Rybicki & Lightman 1979) und einer isotrop emittierende Quelle mit dem Potenzgesetz-Spektrum $f'_{\nu'} \sim (\nu')^{-\alpha}$ folgt:

$f_\nu(\nu) = \delta^{3+\alpha} f_{\nu'}(\nu)$.

A.1 Synchrotronstrahlung und inverser Compton-Effekt

Synchrotronemission

Synchrotronstrahlung wird von relativistischen geladenen Teilchen, die sich in einem Magnetfeld auf Schraubenbahnen um die Feldrichtung bewegen, emittiert. Im Gegensatz zur Zyklotronstrahlung von nichtrelativistischen Teilchen ist das Photonenspektrum von monochromatischen Teilchen kontinuierlich.

Einige Eigenschaften der Synchrotronstrahlung sind (Rybicki & Lightman 1979):

- Die Strahlung eines Teilchens mit dem Lorentz-Faktor γ wird innerhalb eines Konus um die Bewegungsrichtung mit dem Öffnungswinkel $\phi \simeq 1/\gamma$ emittiert.

- Das Emissionsspektrum eines Teilchens, das mit γ und dem Winkel Θ zur Richtung des Magnetfelds B injiziert wird, reicht in etwa bis zur kritischen Frequenz ν_c mit

$$\nu_c = \frac{3\gamma^2 qB \sin\Theta}{4\pi mc}$$

- Bei isotroper Verteilung von Θ ist die mittlere emittierte Leistung eines Teilchens

$$P_{\mathrm{synch}} = \frac{4}{3}\sigma_{\mathrm{T}} c\beta^2\gamma^2 U_{\mathrm{B}} \quad ,$$

  wobei σ_{T} der Thomson-Wirkungsquerschnitt und U_{B} die magnetische Energiedichte ist.

- Für ein Elektronenspektrum mit einer Potenzgesetzverteilung $N(\gamma) \sim \gamma^{-p}$ gilt für das emittierte Spektrum:

$$P(\nu) \sim \nu^{-(p-1)/2} \quad .$$

  Der Spektralindex ist also

$$\alpha = \frac{p-1}{2} \quad .$$

- Die beobachtete Strahlung ist senkrecht zur Projektion der Magnetfeldrichtung linear polarisiert. Der Polarisationsgrad Π beträgt bei Potenzgesetzverteilung der Lorentz-Faktoren

$$\Pi = \frac{P_\perp - P_\|}{P_\perp + P_\|} = \frac{p+1}{p+7/3} \quad .$$

Inverser Compton-Effekt:

Ein Streuprozeß eines Elektrons an einem Photon wird als *inverser* Compton-Effekt bezeichnet, wenn dabei Energie vom Elektron auf das Photon übertragen wird.

Für hochrelativistische Elektronen gilt für die Energieübertragung auf das Photon

$$h\nu_{\mathrm{res}} \simeq \gamma^2 h\nu_0$$

und für den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{IC} \sim \frac{1}{h\nu_0\gamma} \quad .$$

Die mittlere Compton-Leistung eines Teilchens der Geschwindigkeit β in einem Photonenfeld der Energiedichte U_{phot} ist

$$P_{compt} = \frac{4}{3}\sigma_{\mathrm{T}} c \gamma^2 \beta^2 U_{\mathrm{phot}} = P_{\mathrm{synch}} \frac{U_{\mathrm{phot}}}{U_{\mathrm{synch}}} \quad .$$

Elektronen, deren Energie wie $N(\gamma) \sim \gamma^{-p}$ verteilt ist, erzeugen durch Streuung eines beliebigen Photonenspektrums ein invers-Compton-Spektrum der Form

$$P(\nu) \sim \nu^{-(p-1)/2} \quad .$$

Der Spektralindex ist also identisch mit dem Synchrotron-Spektralindex derselben Elektronenpopulation.

Anhang B

Sucherkarten

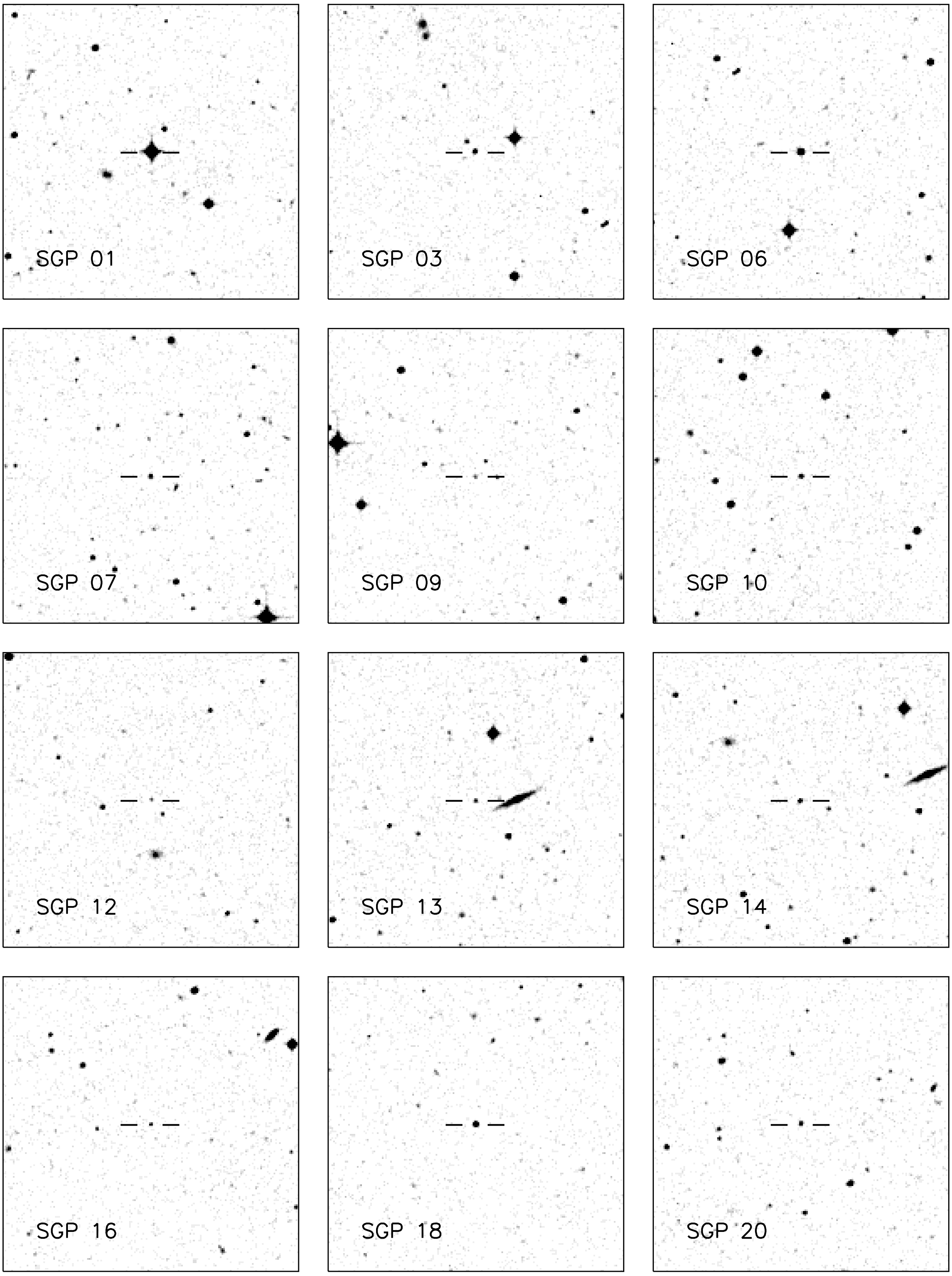


Abbildung B.1: Sucherkarten (5×5 Bogenminuten) für die im SGP-Feld spektroskopierten Objekte nach digitalisierten Survey-Platten (SERC-J), Katalognamen und Positionen der Objekte siehe Tabelle 3.8 .

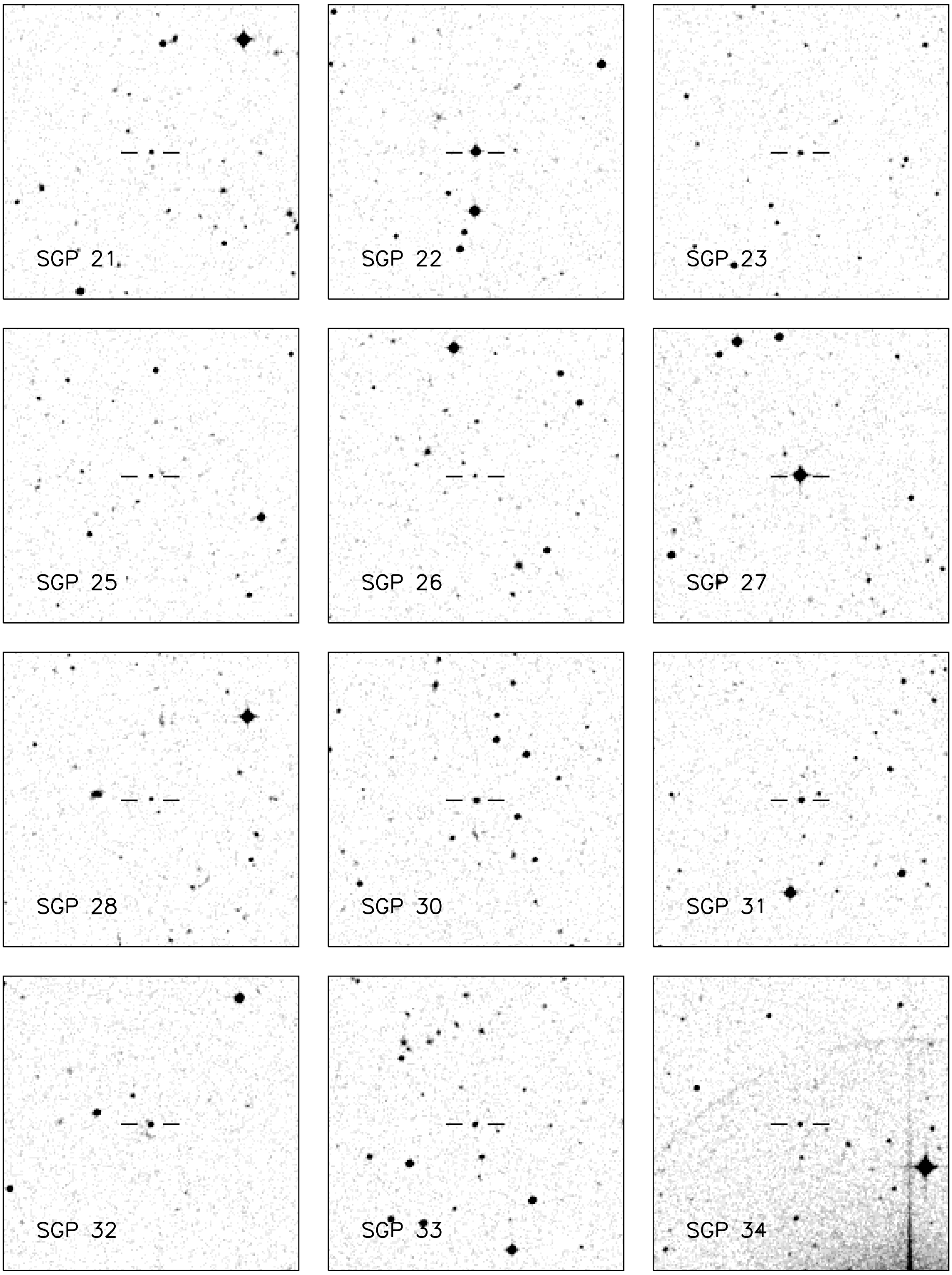


Abbildung B.1: – Fortsetzung.

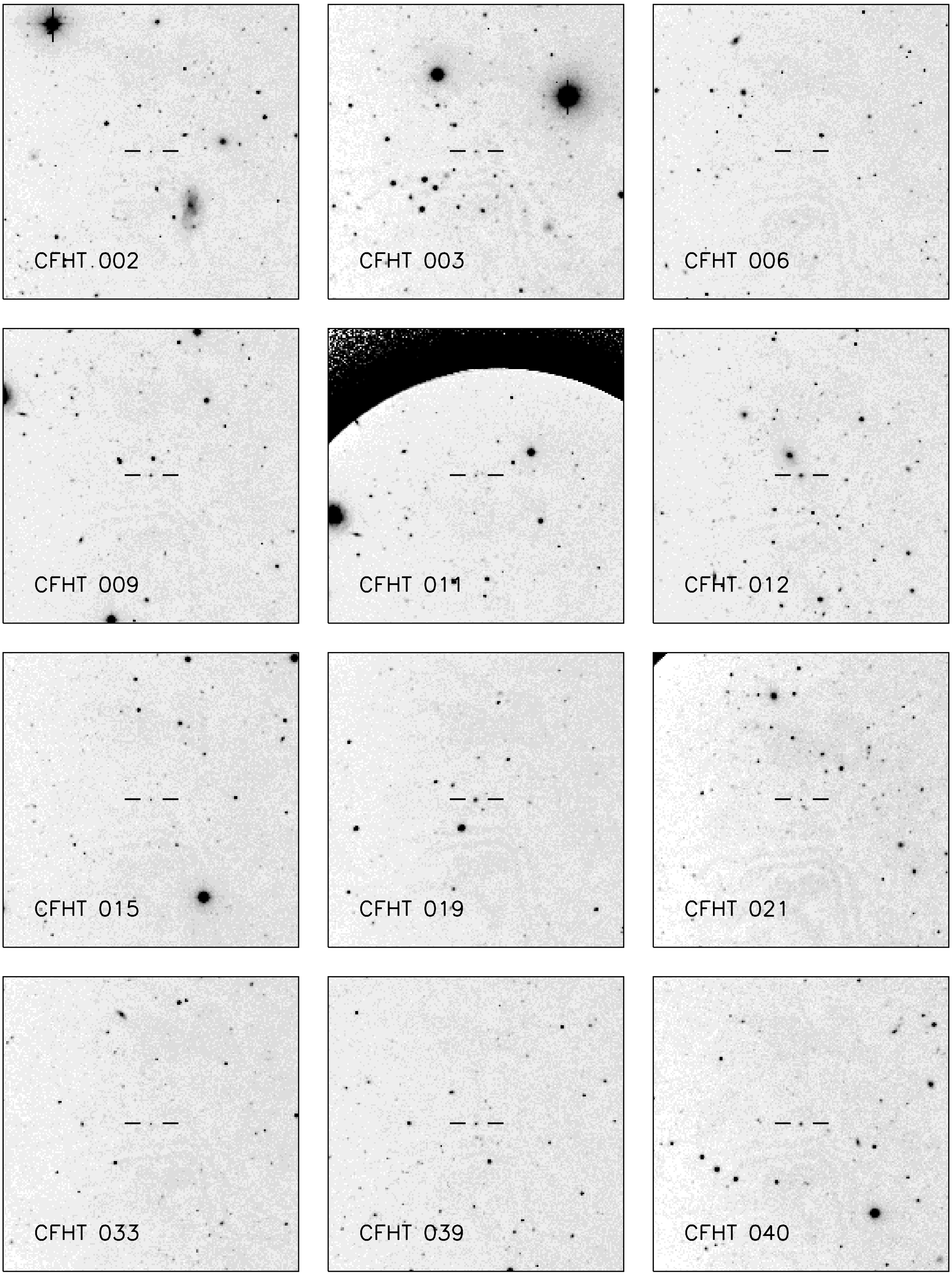


Abbildung B.2: Sucherkarten (5×5 Bogenminuten) für die im CFHT-Feld spektroskopierten Quellen aus CCD-Bildern (Calar-Alto 3.5m-Teleskop + Fokalreduktor), Katalognamen und Positionen der Objekte siehe Tabelle 3.8 .

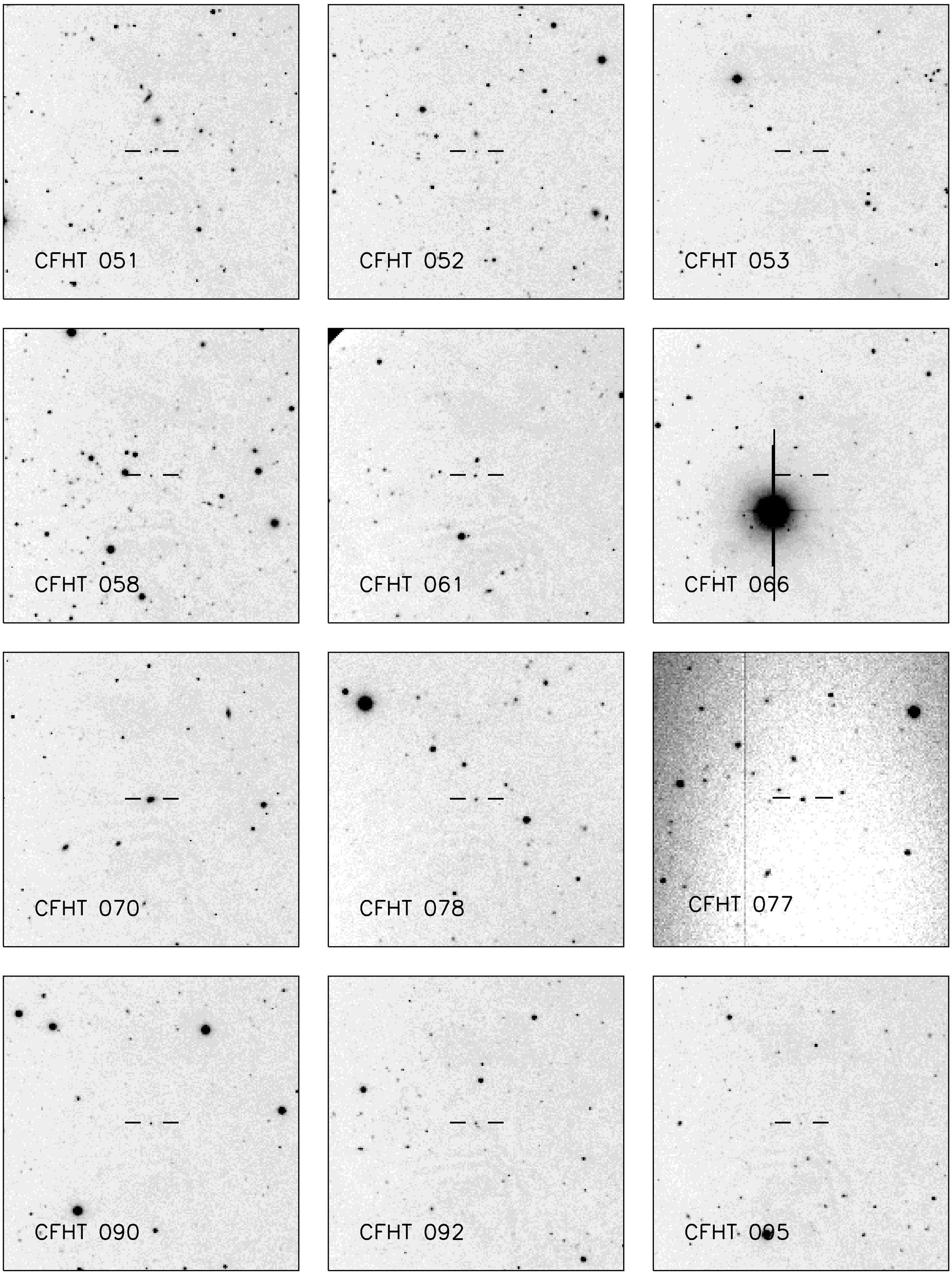


Abbildung B.2: – Fortsetzung.

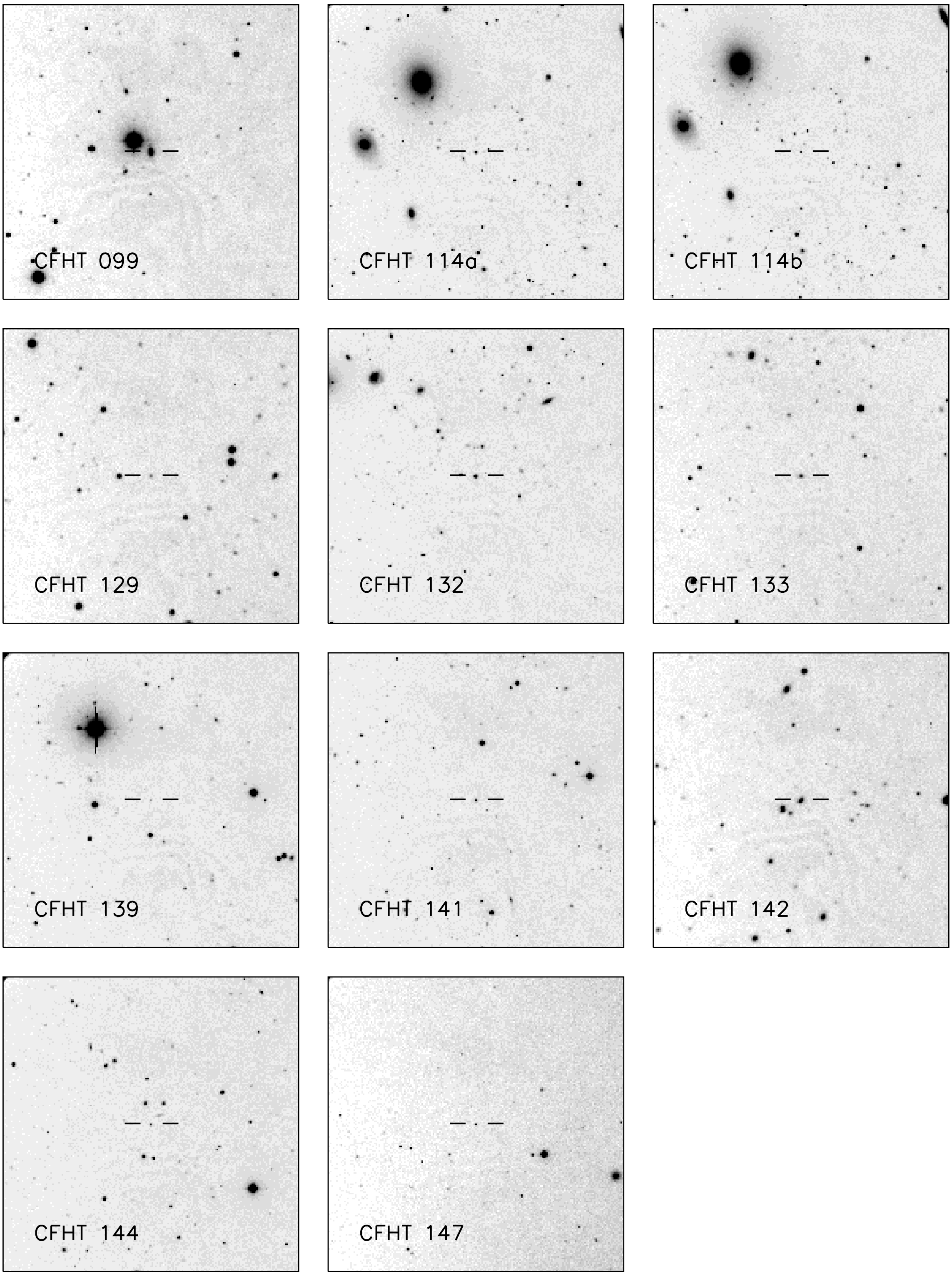


Abbildung B.2: – Fortsetzung.