

Untersuchung der Variabilität der Langzeitlichtkurve von PKS 2155-304

Diplomarbeit

vorgelegt von
Max Anton Kastendieck

Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg, September 2009

12:45 Uhr. Ergebnis meiner Überlegungen. Erstens: Mathematik ist die Sprache der Natur. Zweitens: Alles um uns herum lässt sich durch Zahlen wiedergeben und verstehen. Drittens: Stellt man die Zahlen eines beliebigen Systems grafisch dar, entstehen Muster. Folgerung: Überall in der Natur existieren Muster. Beweis: Der Zyklus von Epidemien; die Zu- und Abnahme von Karibupopulationen; der Sonnenfleckenzyklus; Hoch- und Niedrigwasser des Nils.

Maximillian Cohen, aus dem Film „ π , System im Chaos“

Gutachter: Prof. Dr. Dieter Horns & Prof. Dr. Peter H. Hauschildt

Inhaltsverzeichnis

1	Von der Physik aktiver galaktischer Kerne	7
1.1	Aufbau	7
1.2	Emissionsmodell	15
1.3	Motivation der Zeitreihenanalyse	20
1.3.1	Periodische Veränderungen der Helligkeit	20
1.3.2	Nicht-periodische Veränderungen der Helligkeit	21
2	Instrument, Datennahme und Photometrie	25
2.1	Das ROTSE Teleskop-System	25
2.2	Datennahme und Photometrie	29
2.3	Datenselektion bei der Erzeugung der Lichtkurven	35
3	PKS 2155-304, ROTSE-Lichtkurve und weitere Beobachtungen	39
3.1	Entdeckung und Identifizierung als BL Lac-Objekt	39
3.2	Elektromagnetisches Spektrum	41
3.3	Beobachtungen mit ROTSE	44
3.4	Bisherige Untersuchungen der Variabilität	45
3.4.1	Beobachtungen im Optischen	46
3.4.2	Beobachtungen im Röntgen	47
3.4.3	Beobachtung von hochenergetischer Gammastrahlung	48
3.4.4	Beobachtung von sehr hochenergetischer Gammastrahlung	49
4	Zeitreihenanalyse der Lichtkurve von PKS 2155-304	53
4.1	Die Strukturfunktion der Lichtkurve der Kernregion	53
4.1.1	Quantitative Bestimmung der Periode	57
4.2	Die spektrale Leistungsdichte	58
4.2.1	Das Lomb-Scargle-Periodogramm der Lichtkurve der Kernregion von PKS 2155-304	59
4.2.2	Simulierte Lichtkurven	61
4.2.3	Simulierte Lichtkurven für PKS 2155-304	64
4.3	Signifikanz der Periodizität	73

5	Zusammenfassung, Bewertung und Ausblick	77
5.1	Zusammenfassung und Bewertung	77
5.2	Ausblick	78
A	IDL-Programme	81
B	Lichtkurven weiterer Quellen	85
C	Alternativer Signifikanz-Test	97

Einleitung

Extragalaktische Objekte haben wegen ihrer unvorstellbar großen Dimensionen einen besonderen Reiz, weil sie uns immer wieder an die ungreifbare Weite des Kosmos erinnern. In der so friedlich erscheinenden Ferne befinden sich aktive Galaxien, die neben ihrer Größe, weitere extreme physikalische Eigenschaften besitzen. In ihren Zentren befinden sich schwarze Löcher, die größer als unser Sonnensystem sein können. Dort wird Materie auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Die Leuchtkraft aus dem Zentrum einer aktiven Galaxie übertrifft die Leuchtkraft aller ihrer Sterne zusammengenommen und verändert sich mit der Zeit um ein Vielfaches.

Die Physik aktiver galaktischer Kerne ist eines der aktuellen Forschungsgebiete in der Astronomie, das noch viele offene Fragen beinhaltet. Blazare sind die variabelsten Vertreter dieser Objekte. Bis jetzt konnte nicht geklärt werden, wie die Variabilität dieser Objekte zustande kommt.

PKS 2155-304 ist einer der hellsten Blazare. In mehreren kürzeren Beobachtungskampagnen wurde die Variabilität der Emission in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen untersucht. Bisherige Langzeitbeobachtungen konnten nur wenig aussagekräftige Ergebnisse liefern, weil es bisher keine Langzeitlichtkurven genügender Qualität gab. Mit den Daten des *Robotic Optical Transient Search Experiments* (ROTSE) steht eine detaillierte optische Langzeitlichtkurve zur Verfügung, für die eine Variabilitätsanalyse signifikante Ergebnisse verspricht. In dieser Arbeit wird die optische Lichtkurve von PKS 2155-304 nach Periodizitäten hin untersucht. Des Weiteren wird geprüft, ob die Variabilität durch stochastische Prozesse zustande kommen kann.

In Kapitel 1 werden der Aufbau von aktiven Galaxien und die für sie wesentlichen Strahlungserzeugenden Prozesse vorgestellt. Es werden Modelle für die Variabilität erläutert, womit die Zeitreihenanalyse motiviert ist.

In Kapitel 2 wird das ROTSE-Teleskopsystem beschrieben, das die Daten für diese Arbeit geliefert hat.

Kapitel 3 stellt PKS 2155-304 vor und fasst bisherige Untersuchungen der Variabilität zusammen. Zudem werden dort Langzeitlichtkurven von unterschiedlichen Wellenlängenbereichen miteinander verglichen.

Die Zeitreihenanalyse dieser Arbeit wird in Kapitel 4 beschrieben. Dort werden die statistischen Methoden vorgestellt und die Ergebnisse präsentiert. Die für die Analyse geschriebenen IDL-Programme werden in Anhang A vorgestellt.

In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst und bewertet. Anschließend wird ein Ausblick auf weitere mögliche Arbeiten auf diesem Gebiet gegeben.

Kapitel 1

Von der Physik aktiver galaktischer Kerne

Bei etwa einer von 1000 Galaxien stammt der größte Teil der elektromagnetischen Emission aus einer zentralen Region (Malkan *et al.*, 1998), die nicht aufgelöst werden kann. Diese kompakte Region kann um ein Vielfaches heller sein, als der Rest der Galaxie. Diese Galaxien emittieren vergleichsweise sehr intensive Infrarot-, Radio-, Röntgen- und sogar Gamma-Strahlung. Ihr breitbandiges elektromagnetisches Spektrum weicht also deutlich von dem Spektrum einer herkömmlichen Galaxie ab, deren Licht von dem thermischen Leuchten ihrer Sterne herrührt.

Zudem ist der Strahlungsfluss dieser weit entfernten Galaxien nicht zeitlich konstant, sondern unterliegt gewaltigen, teils raschen Veränderungen in allen Wellenlängenbereichen (Ulrich *et al.*, 1997). Die Flüsse können um bis zu einen Faktor ≈ 70 variieren (Ulrich *et al.*, 1997). Schwankungen mit kleinen Amplituden finden auf kleinen Zeitskalen in Größenordnungen von einem Tag (Edelson *et al.*, 1996) bis hin zu Minuten (Aharonian & H.E.S.S. Collaboration, 2007) statt. Schwankungen mit großen Amplituden finden auf größeren Zeitskalen bis hin zu Jahren statt (Hughes *et al.*, 1992). Aufgrund der Variabilität wird eine solche Galaxie *aktive Galaxie* und ihr Zentrum *aktiver galaktischer Kern* genannt. Letztere Bezeichnung wird mit AGN (engl. Active Galactic Nucleus) abgekürzt.

1.1 Aufbau

AGN ist ein Oberbegriff für eine Reihe von Galaxie-Arten. Im Folgenden wird das weitgehend akzeptierte vereinheitlichende Modell für AGNs nach Urry & Padovani (1995) vorgestellt, in dem die unterschiedlichen Arten im Grunde den gleichen Aufbau haben. Um sofort einen Eindruck von diesen Objekten zu vermitteln, findet sich in Abbildung 1.1 eine künstlerische Darstellung eines AGN.

Bei der Klassifizierung unterscheidet man zwischen radio-lauten und radio-leisen AGNs, d.h. AGNs mit großem bzw. kleinem Fluss im Radiobereich. Radio-laut bedeutet, dass der Radio-Fluss bei 5 GHz mindestens zehnmal größer ist,

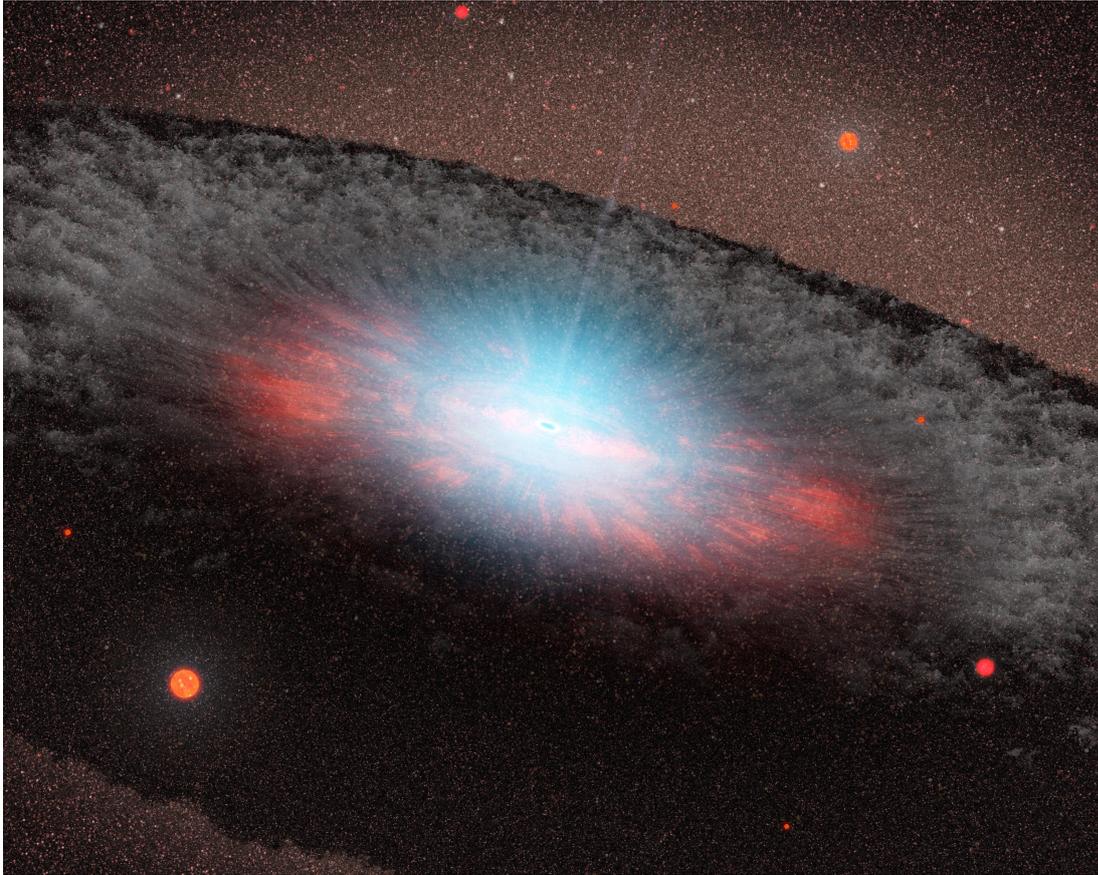


Abbildung 1.1: Künstlerische Darstellung eines aktiven galaktischen Kerns (<http://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA08696>). Ein extrem helles scheibenartiges Zentrum ist von einem undurchsichtigen Torus umgeben. Aus dem Zentrum entspringt ein leuchtender Strahl, der *Jet* genannt wird.

als der optische Fluss im blauen, genauer im B-Band (Bessell, 2005). Weitere Kriterien sind das Vorhandensein von Emissions- und Absorptions-Linien mit Äquivalenzbreiten $> 5 \text{ \AA}$ im Spektrum, die Leuchtkraft, sowie die Morphologie von Radio-*Jets*. In Tabelle 1.1 sind die AGN-Arten aufgeführt.

Die große Variabilität und das breitbandige Spektrum einer aktiven Galaxie können nicht vom Leuchten der Sterne kommen, denn diese leuchten zusammengekommen nahezu konstant mit Schwarzkörperspektren, die keine Beschreibung von AGN-Spektren liefern. Es muss also eine stark veränderliche Strahlungsquelle im Zentrum geben, die viel heller als das Licht der Sterne ist. Emissionen hochenergetischer Photonen und Radiostrahlung haben einen so großen Anteil an der Gesamtemission, dass eine thermische Quelle unwahrscheinlich ist.

Art	Radio	Linien	weitere Eigenschaften
BAL Quasar <i>Broad Absorption Line Quasar</i>	leise	breite Absorptions-Linien	
Infrarot Quasar	leise	schmale	
NELG <i>Narrow-Emission-Line X-ray Galaxie</i>	leise	schmale	
QSO <i>Quasi-Stellar Object</i>	leise	schmale und breite	Ähnlich wie Seyfert I/II, weit entfernt, Galaxie nicht auflösbar, Kern überstrahlt Galaxie
Seyfert I	leise	schmale und breite	Leuchtschwach, Galaxie auflösbar, Spektrum nicht sternartig
Seyfert II	leise	schmale	Wie Seyfert I
BL Lac-Objekt <i>BL Lacertae-Objekt</i>	laut	keine oder sehr schwache, d.h. Äquivalenzbreite $< 5 \text{ \AA}$	Polarisiertes Licht, glattes Spektrum, hohe Variabilität
BLRG <i>Broad-Line Radio Galaxy</i>	laut	schmale und breite	Leuchtschwacher Quasar
FSRQ <i>Flat Spectrum Radio Quasar</i>	laut	schmale und breite, im Spezialfall keine	Sehr leuchtkräftiger Quasar. Flaches Spektrum im Radio. Im Spezialfall wie BL Lac, jedoch mit hellerem unterschiedlichen Spektrum im Optischen
NLRG - FR I <i>Narrow-Line Radio Galaxy - Fanaroff-Riley type I</i>	laut	schmale	Symmetrische Radio- <i>Jets</i> mit abfallender Intensität bei zunehmender Entfernung vom Kern
NLRG - FR II <i>Narrow-Line Radio Galaxy - Fanaroff-Riley type II</i>	laut	schmale	Im Vergleich zu FR I leuchtkräftiger und radio-lauter, Radio- <i>Jets</i> stärker kollimiert
SSRQ <i>Steep Spectrum Radio Quasar</i>	laut	schmale und breite	Leuchtkräftiger Quasar. Steiles ansteigendes Spektrum im Radio.

Tabelle 1.1: Die unterschiedlichen Arten von aktiven Galaxien. Im Spezialfall hat ein FSRQ die gleichen Eigenschaften wie ein BL Lac-Objekt. Solche FSRQs und die BL Lac-Objekte nennt man Blazar. Bei Seyfertgalaxien gibt es Zwischenstufen, wie z.B. Seyfert I.5, bei denen nur einige der breiten Linien vorhanden sind, die bei einer Seyfert I auftauchen.

Das supermassive schwarze Loch

Aus den Bewegungen der Sterne und Gaswolken nahe dem Zentrum ergibt sich eine sehr große kompakte Masse für den Kern. So ergibt sich z.B. aus den dopplerverbreiterten Linien der *Broad Line Region* hohe relative Geschwindigkeiten (siehe unten) von den sich dort befindenden Gaswolken. Kennt man den Abstand der Wolken zum Zentrum, so lassen sich der Kepler-Orbit und damit die Masse des Zentrums abschätzen.

In Röntgenbeobachtungen von AGNs findet man Eisenfluoreszenz-Linien, die aus dem innersten stabilen Orbit um die Zentralregion emittiert werden. Die dortige Materie rotiert schnell um eine zentrale Masse, wodurch sich die Linie in eine blau- und eine rotverschobene aufspaltet. Die blauverschobene Linie stammt von Materie, die sich aufgrund der Rotation auf den Beobachter zubewegt, die rotverschobene stammt von sich wegbewegender Materie. Durch relativistische Dopplerverstärkung (siehe Abschnitt 1.2) ist die blauverschobene Linie intensiver als die rotverschobene. Zudem unterliegen beide Linien gravitativer Rotverschiebung. Aus all diesen Eigenschaften lassen sich die Umlaufgeschwindigkeit des innersten Orbits und das Gravitationspotenzial abschätzen.

Daraus lässt sich schließen, dass sich im Zentrum einer aktiven Galaxie ein supermassives schwarzes Loch befindet (Marconi, 2002). Es hat eine Masse M von 10^7 bis 10^{10} Sonnenmassen M_\odot (Kollmeier *et al.*, 2006). Der Schwarzschild-Radius eines nicht rotierenden schwarzen Loches ist

$$R_s = 2 \frac{G M}{c^2} \approx 295\,000 \frac{M}{M_\odot} \text{ cm} \approx 1,97 \cdot 10^{-8} \frac{M}{M_\odot} \text{ AE} , \quad (1.1)$$

wobei G die Gravitationskonstante und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Entsprechend liegt der Schwarzschild-Radius eines schwarzen Loches im AGN zwischen 0,2 und 200 AE.

Auch für unsere Milchstraße gibt es deutliche Hinweise für die Existenz eines supermassiven schwarzen Loches im Zentrum (Reid, 2009). Es scheint jedoch nicht aktiv zu sein. Seine Masse ist etwa $4 \cdot 10^6 M_\odot$.

Der schematische Aufbau eines AGNs ist links in Abbildung 1.2 dargestellt.

Die Akkretionsscheibe

Um das schwarze Loch befindet sich eine optisch dichte Scheibe aus Gas. Sie rotiert differenziell und wird Akkretionsscheibe genannt. Das schwarze Loch akkretiert, d.h. sammelt Materie aus dieser Scheibe an. Die Materie bewegt sich auf Keplerbahnen. Auf inneren Bahnen rotiert die Materie schneller als auf äußeren. Die Materie in der Akkretionsscheibe hat eine Viskosität. Die innere Reibung hat jedoch keinen molekularen Ursprung, sondern resultiert aus hydrodynamischen oder magnetohydrodynamischen Turbulenzen. Die Rotationsgeschwindigkeit der Materie verringert sich auf inneren Bahnen und erhöht sich auf äußeren. Dadurch wird Drehimpuls nach außen getragen, und die Materie stürzt wie in einem Strudel

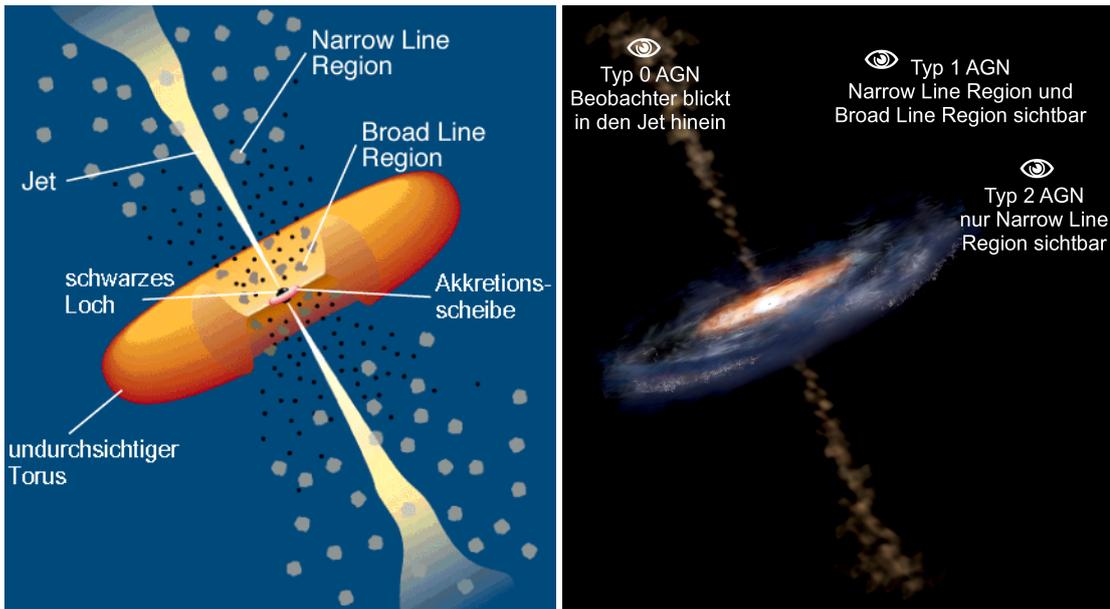


Abbildung 1.2: Links: Schematischer Aufbau eines AGN. Im Zentrum befindet sich das supermassive schwarze Loch. Es ist umgeben von der Akkretionsscheibe, die von einer Korona umgeben ist. Das ganze wird von einem undurchsichtigen Torus bestehend aus Gas und Staub umschlossen. Aus dem Zentrum entspringen zwei *Jets*, die senkrecht zur Galaxieebene verlaufen. Nah beim Zentrum befindet sich die *Broad Line Region*, weiter entfernt die *Narrow Line Region*. Rechts: Abhängigkeit des AGN-Typs vom Beobachtungswinkel, basierend auf einer Darstellung von Aurore Simonnet, Sonoma State University (http://www.nasa.gov/centers/goddard/news/topstory/2007/active_galaxy.html).

in Richtung des schwarzen Loches (Netzer, 2006). Das Abführen des Drehimpulses funktioniert umso besser, je dünner die Akkretionsscheibe ist. Damit steigt auch die Akkretionsrate, sprich die Masse der akkretierten Materie pro Zeit.

Damit Akkretion stattfinden kann, muss die Gravitationskraft auf die Materie größer sein, als die Gegenkraft, die durch den Strahlungsdruck auf sie wirkt (Netzer, 2006). Für vollständig ionisierte Materie und eine konstante Akkretionsrate ergibt sich eine Obergrenze für die Leuchtkraft aus dem Zentrum. Sie wird „Eddington-Leuchtkraft“ L_{Edd} genannt und hängt von der Masse M des schwarzen Loches ab:

$$L_{\text{Edd}} \approx 1,5 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \frac{\text{erg}}{\text{s}}. \quad (1.2)$$

Um die Eddington-Leuchtkraft zu erzeugen, muss die Akkretionsrate gleich der „Eddington-Akkretionsrate“

$$\dot{M}_{\text{Edd}} \approx \frac{L_{\text{Edd}}}{\eta c^2} \quad (1.3)$$

sein. Dabei ist η die Effizienz, mit der Gravitationsenergie in elektromagnetische

Strahlung umgewandelt wird. Durch die turbulente Reibung entsteht eine enorme Wärme. Die Temperatur in der Scheibe ist nicht überall gleich, sondern ist abgänglich vom Abstand r zum Zentrum. Sie ist

$$T(r) \approx 6,3 \cdot 10^5 \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \right)^{1/4} \left(\frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right)^{-1/4} \left(\frac{r}{R_{\text{S}}} \right)^{-3/4} \text{ K} \quad (1.4)$$

(Peterson, 1997). Die Scheibe wird also nach innen hin wärmer, womit auch der Ionisierungsgrad ansteigt. Durch die hohe Temperatur emittiert sie Licht im Optischen bis Ultravioletten. Dieser Beitrag zum Spektrum wird *big blue bump* genannt.

Oberhalb und unterhalb der Akkretionsscheibe befindet sich ionisiertes Gas, das mit 10^8 K heißer als die Akkretionsscheibe ist. Es emittiert Linien im Röntgen und wird *Korona* genannt.

Die *Broad Line Region*

In einer Entfernung von bis zu einem Parsec ist das Zentrum mit der so genannten *Broad Line Region* umgeben. Der Name kommt von stark dopplerverbreiterten Emissionslinien, die aus dieser Region stammen. Die entsprechende Temperatur für eine derartige Dopplerverbreiterung thermischen Ursprungs wäre so groß, dass Atome nicht stabil existieren könnten. Deshalb vermutet man in dieser Region Wolken aus Gas und Staub, die sich mit hohen Geschwindigkeiten von 3000 bis 10 000 km/s relativ zueinander bewegen. Durch das Strahlungsfeld von etwa $10^9 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ aus dem Zentrum sind ihre Oberflächen ionisiert bzw. angeregt. Etwa 10% der ionisierenden Strahlung aus dem Zentrum wird von der *Broad Line Region* absorbiert.

Die *Narrow Line Region*

3 kpc vom Zentrum entfernt befindet sich die sehr helle so genannte *Narrow Line Region*. Dort befinden sich Wolken aus Gas und Staub, die einem Strahlungsfeld von $10^2 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ausgesetzt sind. Sie emittieren schmalere Linien als die *Broad Line Region*. Die Breite resultiert aus relativen Geschwindigkeiten von etwa 500 km/s. Nur etwa 1 bis 10% der ionisierenden Strahlung aus dem Zentrum wird absorbiert. Die *Narrow Line Region* ist optisch dünner als die *Broad Line Region* und emittiert im Gegensatz zu ihr intensive Linien von verbotenen Übergängen, die durch Stöße induziert werden. Das Verhältnis zwischen dem Volumen, das Linien emittierende Materie enthält, zum Vakuum-Volumen ist etwa 10^{-7} .

Der Torus

Um das Zentrum herum befindet sich zwischen 1 und 100 pc ein relativ kalter, optisch dichter Torus aus Staub. Der Torus wird durch die Strahlung der Akkre-

tionsscheibe permanent aufgeheizt und emittiert Infrarotstrahlung. Zudem stellt er das Reservoir dar, das die Akkretionsscheibe mit Materie versorgt.

Der Jet

Senkrecht zur Akkretionsscheibenebene verläuft der *Jet*, der vom Zentrum aus einige hundert kpc aus der Galaxieebene reicht¹. Er emittiert ein glattes Spektrum zwischen Radio- und Röntgenstrahlung. Es ist nicht genau bekannt, woraus sich der *Jet* zusammensetzt und wie er entsteht.

Es wird vermutet, dass ionisiertes Gas oberhalb der Akkretionsscheibe von dem starken magnetischen Feld der rotierenden Scheibe mitgerissen und zu einem *Jet* kollimiert wird (Rees, 1984). Die Energiequelle für diese Beschleunigung kommt aus der Scheibe. Es wird vermutet, dass 90% der durch Akkretion freigegebenen potenziellen Energie in den *Jet* fließt, so dass nur noch maximal 10% in Form von elektromagnetischer Strahlung von der Scheibe abgegeben wird. Nach Gleichung (1.3) führt diese kleinere Effizienz für die Strahlungserzeugung η zu einer größeren maximalen Akkretionsrate \dot{M}_{Edd} , da ein kleinerer Strahlungsdruck der Akkretion entgegenwirkt.

Bei einem weiteren favorisierten Mechanismus wird die Rotationsenergie des schwarzen Loches durch Magnetfeldlinien abtransportiert, die aus dem schwarzen Loch kommen. Sie beschleunigen Elektronen (und Positronen) und übertragen so Drehimpuls des schwarzen Loches auf die Teilchen (Blandford, 2001a,b). Das schwarze Loch verliert dadurch Drehimpuls. Die Rotationsenergie eines rotierenden schwarzen Loches stellt einen enormen Energievorrat dar. Ein ähnlicher Mechanismus wird bei der *Jet*-Entstehung von Pulsaren vermutet, die keine Akkretionsscheibe haben.

Der *Jet* besteht in diesen Modellen aus relativistischen geladenen Teilchen, vermutlich Elektronen, Positronen und Protonen. Als Beschleunigungsmechanismus wird Fermi-I Schockbeschleunigung angenommen (Rieger *et al.*, 2007). Die dabei beschleunigten Teilchen unterliegen einer Energieverteilung $N(E)$, die proportional zu E^{-2} ist.

Vereinheitlichendes Modell

Im vereinheitlichenden Modell wird angenommen, dass die Orientierung eines AGNs relativ zum Beobachter entscheidend für sein Erscheinungsbild ist. In Abbildung 1.2 rechts ist gezeigt, welchen AGN-Typ ein Beobachter in Abhängigkeit vom Blickwinkel sieht. Beträgt der Winkel zwischen *Jet* und Sichtlinie etwa 90° , so ist die Akkretionsscheibe und die *Broad Line Region* vom Torus verdeckt, der *Jet* und die *Narrow Line Region* ist jedoch sichtbar. Im Spektrum befinden sich also nur schmale Emissionlinien. Ein solches Objekt wird Typ 2-AGN genannt.

¹Zum Vergleich hat die Galaxis - so wird unsere Galaxie genannt - einen Durchmesser von etwa 30 kpc und eine Höhe von etwa 1 kpc

Ist dagegen der Winkel kleiner, so wird ebenfalls die *Broad Line Region* sichtbar, und im Spektrum befinden sich zusätzliche breite Emissionslinien. In diesem Fall spricht man von einem Typ 1-AGN. Bei einem Typ 0-AGN blickt der Beobachter direkt in den *Jet* hinein. In diesem Fall ist das Spektrum durch die Emission des *Jets* dominiert und es finden sich keine Emissionslinien mit Äquivalenzbreiten $> 5 \text{ \AA}$ im Spektrum.

In Tabelle 1.3 sind die unterschiedlichen AGN-Arten nach ihrer Typenzugehörigkeit, sprich Beobachtungswinkel angeordnet. Zudem sind sie in zwei Gruppen von radio-leisen und radio-lauten AGNs eingeteilt. Es wird vermutet, dass mit zunehmendem Drehimpuls des schwarzen Loches eine stärkere Radioemission einhergeht. Die Unterschiede der Arten resultieren also aus zwei Parametern: dem Winkel, unter dem ein Beobachter den AGN betrachtet und dem Drehimpuls des schwarzen Loches.

	Typ 2 schmale Linien	Typ 1 breite Linie:	Typ 0	
radio-leise:	Seyfert I	Seyfert II		↓ Drehimpuls des schwarzen Loches ↓
	NELG			
	IR Quasar	QSO	BAL	
radio-laut:	NLRG – FR I	BLRG	Blazar – BL Lac	
	NLRG – FR II	SSRQ	Blazar – FSRQ	
		FSRQ		
	→ abnehmender Beobachtungswinkel zur Galaxieachse			

Abbildung 1.3: „Periodensystem“ der AGNs nach Urry & Padovani (1995). Nach rechts nimmt der Winkel zwischen Sichtlinie des Beobachters und Galaxie-Achse ab. Das Vorhandensein von breiten Linien hängt also von diesem Winkel ab. Bei Blazaren ist der Winkel nahezu null. Nach unten nimmt der Drehimpuls des zentralen schwarzen Loches zu, damit geht auch eine steigende Radioemission einher. In jeder Gruppierung sind die AGN-Arten nach Leuchtkraft sortiert aufgetragen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem BL Lac-Objekt PKS 2155-304. BL Lac-Objekt ist die Kurzform von BL Lacertæ-Objekt. BL Lac ist der Name eines Objektes, das bei seiner Entdeckung fälschlicherweise als unregelmäßig variabler Stern klassifiziert wurde. BL ist ein üblicher Namenszusatz für veränderliche Sterne. Lac stammt vom Sternbild Eidechse (Lacerta). Später wurde festgestellt, dass

es sich bei BL Lac um eine Radioquelle handelt (Schmitt, 1968). BL Lac wurde also zum Namensgeber für eine ganze Art von Objekten, den BL Lac-Objekten.

1.2 Emissionsmodell

Im Folgenden wird die *Jet*-dominierte Emission von BL Lac-Objekten beschrieben. BL Lac Objekte und einige FSRQs, die ähnliche Eigenschaften wie BL Lac-Objekte haben, werden Blazare genannt. Blazar ist ein Kunstwort, zusammengesetzt aus „BL Lac“ und dem englischen Verb „to blaze“, das „aufflammen, brennen, funkeln, lodern“ bedeutet. Das ist insofern passend, als dass Blazare die variabelsten von allen AGNs sind. Zudem gibt es eine phonetische Ähnlichkeit mit Quasar.

Relativistische Effekte

In dem *Jet* bewegt sich die Materie mit ultrarelativistischen Geschwindigkeiten vom Zentrum weg. Das kann an *Jet*-Komponenten beobachtet werden, die sich scheinbar mit bis zu zehnfacher Lichtgeschwindigkeit auseinander bewegen (Kellermann *et al.*, 2007). Dieses Phänomen ist mit der speziellen Relativitätstheorie vereinbar. Es wurde bereits von Rees (1966); Blandford *et al.* (1977) in Radioquellen vermutet.

Es kann zustande kommen, wenn sich ein Objekt, z.B. eine Komponente vom *Jet*, mit relativistischer Geschwindigkeit unter dem Winkel θ zur Sichtlinie auf den Beobachter zu bewegt. Der Beobachter sieht nur die projizierte Bewegung senkrecht zur Sichtlinie, sprich die transversale Geschwindigkeit v_T . Sie ist in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit:

$$\beta_T = \frac{v_T}{c} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}. \quad (1.5)$$

Dabei sind c die Lichtgeschwindigkeit und $\beta = v/c$ die wahre Geschwindigkeit. Für eine Herleitung siehe Peterson (1997). Bewegt sich z.B. ein Objekt mit $\beta = 0,9$ unter dem Winkel $\theta = 30^\circ$ auf den Beobachter zu, so scheint es sich mit $\beta_T = 2,04$ transversal zu bewegen.

Es ist weitgehend akzeptiert, dass sich in AGN-*Jets* ganze Regionen mit relativistischen Geschwindigkeiten bewegen. Für die emittierte Strahlung aus diesen Regionen hat das gravierende Konsequenzen. Und zwar wird die Strahlung in Bewegungsrichtung dopplerverstärkt, wodurch die spektrale Flussdichte in diese Richtung um einen Faktor δ^n mit $n \geq 3$ zunimmt (Rieger, 2004). Dabei ist

$$\delta = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (1.6)$$

der relativistische Dopplerfaktor. $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ ist der Lorentzfaktor der emittierenden Region und ist bei Blazaren typischerweise $\gamma \approx 5 \dots 15$. Ein Photon

aus der Emissionsregion mit der Frequenz ν_{Em} erscheint dem Beobachter zu einer höheren Frequenz ν_{Obs} verschoben:

$$\nu_{\text{Obs}} = \delta \nu_{\text{Em}} . \quad (1.7)$$

Auch für die Variabilität kann es Folgen haben. Bewegt sich die Emissionsregion mit relativistischen Geschwindigkeiten auf den Beobachter zu, so erscheinen Veränderungen im Fluss schneller vorstatten zu gehen, als sie im Ruhesystem der Emissionsregion geschehen. Die Zeitskalen verkürzen sich. Eine periodische Veränderungen mit der Periode P im Ruhesystem der Emissionsregion erscheint dem Beobachter mit einer verkürzten Periode P_{Obs} . Das Verhältnis ist bei blazar-typischen Lorentzfaktoren

$$P \approx \frac{\gamma^2}{1+z} P_{\text{Obs}} , \quad (1.8)$$

wobei z die kosmische Rotverschiebung des Blazars ist (Rieger, 2004).

Strahlungserzeugende Prozesse im Jet

Teile des *Jets* bewegen sich mit relativistischen Geschwindigkeiten. Da nur Elektronen, Positronen und Protonen im Jet erwartet werden, sind die wesentlichen strahlungserzeugenden Prozesse Synchrotronstrahlung von Elektronen, Positronen und Protonen, inverse Compton-Streuung und Kaskaden ausgelöst von relativistischen Protonen.

In Abbildung 1.4 sind die Emissionsregionen in einem AGN dargestellt. Im *Jet* sind die strahlungserzeugenden Prozesse skizziert, die man dort erwartet. Wo im *Jet* diese Prozesse stattfinden ist noch nicht geklärt. Abgesehen davon gibt es noch die bereits erläuterte Emission der Akkretionsscheibe, ihrer Korona, der *Narrow Line Region*, der *Broad Line Region* und des Torus. Dabei handelt es sich im Wesentlichen um thermische Prozesse.

Synchrotronstrahlung (SS): Im optischen und infraroten Licht von Blazaren konnte eine Polarisation gemessen werden (Brindle *et al.*, 1986), die ein Hinweis auf Synchrotronstrahlung ist. Bewegt sich ein geladenes Teilchen in einem Winkel größer null zu den Feldlinien eines Magnetfeldes, so wird es abgelenkt und emittiert polarisierte elektromagnetische Strahlung, die Synchrotronstrahlung genannt wird.

Die Synchrotronstrahlung eines Elektrons (oder Positrons) hängt von drei Größen ab: dem Lorentzfaktor $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ des Teilchens, dem Magnetfeld B , durch das es sich bewegt und dem Winkel α zwischen Bewegungsrichtung und den magnetischen Feldlinien. Für eine detaillierte Beschreibung sei auf Worrall & Birkinshaw (2006) verwiesen. Für monoenergetische geladene Teilchen der Masse m und Ladung q ist die charakteristische Frequenz definiert durch:

$$\nu_c = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{q}{m} [\gamma^2 \sin \alpha] B . \quad (1.9)$$

Das Maximum des Synchrotronspektrums liegt bei $0,29 \nu_c$. Wegen $\gamma = \frac{E}{mc^2}$ ist das Verhältnis der charakteristischen Frequenzen für Protonen und Elektronen gleicher Energie

$$\frac{\nu_{c,e}}{\nu_{c,p}} = \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^3 . \quad (1.10)$$

Für Elektronen (Positronen) ergibt sich mit B in der Einheit Gauß

$$\nu_{c,e} \approx 4,2 [\gamma^2 \sin \alpha] \frac{B}{G} \text{ MHz} \quad (1.11)$$

und für Protonen

$$\nu_{c,p} \approx 2,3 [\gamma^2 \sin \alpha] \frac{B}{G} \text{ kHz} . \quad (1.12)$$

Die Energie eines Photons ist $\epsilon_c = h\nu_c$. Für den Lorentzfaktor gilt $\gamma = \frac{E}{mc^2}$, wobei E die Energie des Teilchens ist. Damit ist die Energie ϵ_c der Photonen bei der charakteristischen Frequenz gleich

$$\epsilon_{c,e} \approx 6,7 \cdot 10^{-20} \left[\left(\frac{E_e}{\text{eV}} \right)^2 \frac{B}{G} \sin \alpha \right] \text{ eV} \quad (1.13)$$

für Elektronen und

$$\epsilon_{c,p} \approx 1,1 \cdot 10^{-29} \left[\left(\frac{E_p}{\text{eV}} \right)^2 \frac{B}{G} \sin \alpha \right] \text{ eV} \quad (1.14)$$

für Protonen.

Es ist also für Protonen ein größeres Magnetfeld bzw. eine größere Energie als für Elektronen notwendig, um das gleiche Spektrum zu emittieren. Dennoch wird vermutet, dass die Photonen sehr hoher Energie im TeV-Bereich aus dem *Jet* durch Proton-Synchrotronstrahlung erzeugt werden (Aharonian, 2000). Die Protonen müssen dafür eine extrem hohe Energie von $E \geq 10^{19}$ eV haben und die Magnetfelder müssen groß sein $B \approx 30 \dots 100$ G. Es wird angenommen, dass die geladenen Teilchen im Mittel durch ein isotropes Magnetfeld fliegen.

Monoenergetische geladene Teilchen geben ihre Energie in einem relativ breiten Spektrum ab. Als Energieverteilung werden Potenzgesetze mit Modellparametern α_e bzw. α_p angenommen. Für Elektronen wird üblicher Weiser

$$N_e(E) \sim E^{-\alpha_e} \quad (1.15)$$

angenommen. Für Protonen wird standardmäßig ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch

$$N_p(E) \sim E^{-\alpha_p} \exp(-E/E_0) \quad (1.16)$$

angenommen.

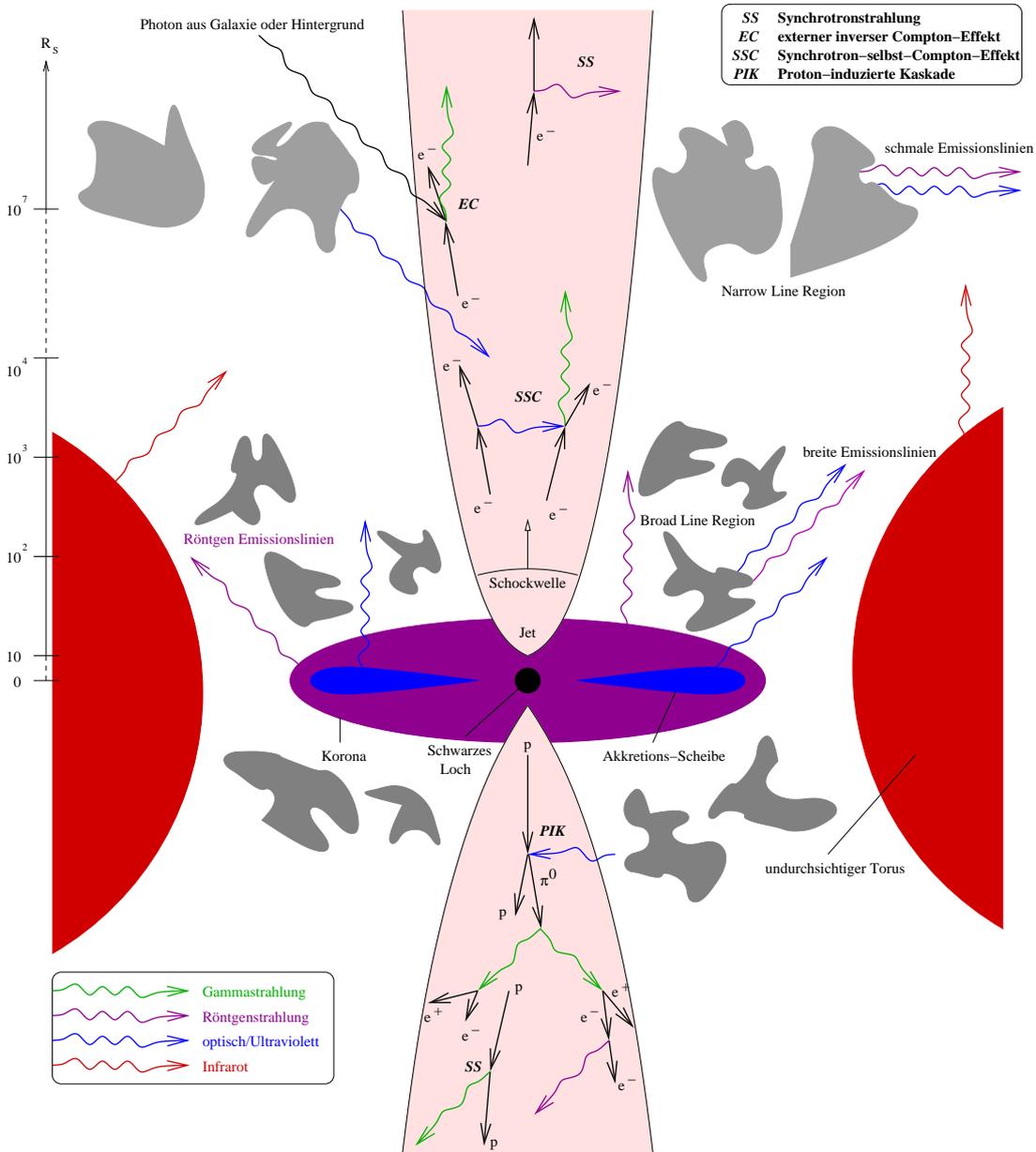


Abbildung 1.4: Die Emissionsregionen eines AGN. Die Entfernungsskala ist in der Einheit von Schwarzschild-Radien des schwarzen Loches angegeben. Die gewellten Pfeile symbolisieren Photonen. Die heiße Akkretionsscheibe emittiert ein thermisches Spektrum, das von blauem bis ultraviolettem Licht dominiert ist. Die Korona ist ionisiert und emittiert Röntgen-Linien. Der Torus, aufgeheizt durch das Strahlungsfeld, strahlt Infrarot. Die *Narrow* und *Broad Line Region* emittieren verbreiterte Linien. Im oberen *Jet* sind die strahlungserzeugenden Prozesse skizziert, die von relativistischen Elektronen (Positronen) ausgelöst werden. Sie erzeugen Synchrotronstrahlung von Radio bis Röntgen. Durch den inversen Compton-Effekt wird Gammastrahlung erzeugt. Diese beiden Effekte sind indirekt im SSC-Modell voneinander abhängig. Im unteren *Jet* sind die strahlungserzeugenden Prozesse skizziert, die von primären Protonen ausgelöst werden können. Das sind Kaskaden, die bei der Kollision mit einem Photon ausgelöst werden und Synchrotronstrahlung.

Inverser Compton-Effekt (IC): Der inverse Compton-Effekt, ist ein lorentz-transformierter Compton-Effekt im Ruhesystem des Elektrons. Im Ruhesystem des Beobachters bewegt sich das Elektron mit relativistischer Geschwindigkeit durch ein Feld von Photonen niedriger Energie, die z.B. von den Sternen der Galaxie, von der *Narrow Line Region* oder von der kosmischen Hintergrundstrahlung kommen. Das Photonenfeld ist im Ruhesystem des Elektrons zu höheren Energien dopplerverschoben. Es findet ein Compton-Effekt mit dem hier ruhenden Elektron statt. Das Photon gibt einen großen Teil seines Impulses an das Elektron ab. Diese Impulsänderung führt dazu, dass im Ruhesystem des Beobachters das Compton-Photon Energien in der Größenordnung von TeV hat. Da das Photonenfeld hier nicht aus dem *Jet* stammt, wird der Effekt in einem AGN auch externer inverser Compton-Effekt (EC) genannt.

Ein Photon mit der Frequenz ν_0 hat nach dem inversen Compton-Effekt eine mittlere Frequenz

$$\nu_{\text{IC}} = \frac{4}{3} \gamma^2 \nu_0, \quad (1.17)$$

wobei γ der Lorentzfaktor des Elektrons (Positrons) ist.

Synchrotron-selbst-Compton-Effekt (SSC): Das Photonenfeld für den inversen Compton-Effekt muss nicht extern sein, sondern kann auch im *Jet* durch Synchrotronstrahlung von den Elektronen selbst erzeugt werden. Es kommt in diesem Fall zur Compton-Streuung zwischen Elektronen und Synchrotronphotonen, die von den Elektronen der gleichen Population erzeugt wurden. Dies nennt man Synchrotron-selbst-Compton-Streuung (SSC-Streuung). Auch hier sei für eine Zusammenfassung auf Worrall & Birkinshaw (2006) verwiesen.

Sowohl bei der Synchrotronstrahlung als auch bei der inversen Compton-Streuung, ist die Lage des Maximums des erzeugten Spektrums von der Energie der Elektronen abhängig. Deshalb hängen die beiden Spektren indirekt voneinander ab. In Abschnitt 3.2 wird das anhand der spektralen Energieverteilung der Emission von PKS 2155-304 verdeutlicht.

Proton-Induzierte Kaskaden (PIK): Bei der Wechselwirkung eines relativistischen Protons mit einem Photon kann eine hadronischen Kaskade ausgelöst werden (Mannheim & Biermann, 1989). Dabei entsteht ein neutrales Pion, das in zwei Gamma-Photonen zerfällt. Diese können wiederum elektromagnetische Sub-Kaskaden erzeugen, wobei Elektron-Positron-Paare gebildet werden. Diese erzeugten Teilchen geben Synchrotronstrahlung ab, wobei weitere Gamma- / und Röntgen-Photonen entstehen. Es wird vermutet, dass ultra hochenergetische Gamma-Photonen mit Energien im PeV-Bereich durch diese Prozesse erzeugt werden.

1.3 Motivation der Zeitreihenanalyse

Woher die Variabilität der Emission von AGNs kommt, ist eine weitgehend unbeantwortete Frage. Es gibt allerdings eine Reihe von Erklärungsversuchen, die hier kurz beschrieben werden. In einigen Modellen kommt es zu periodischen Veränderungen des Flusses, bei anderen ist die Variabilität ein stochastischer Prozess. Diese Modelle sind miteinander vereinbar, so dass beide Aspekte in der Variabilität auftauchen können.

Die Untersuchung der Lichtkurven von Blazaren nach Periodizitäten kann also helfen zu entscheiden, welche Modelle realistisch sind und welche nicht.

Grundsätzlich gibt es zwei Parameter, die den beobachteten Fluss beeinflussen. Das sind erstens die Erzeugung der Strahlung und zweitens die Bewegungsrichtung der Emissionsregionen im *Jet* relativ zur Sichtlinie, wovon nach Gleichung (1.6) die Dopplerverstärkung und damit die Helligkeit abhängt.

1.3.1 Periodische Veränderungen der Helligkeit

Die Ausrichtung des *Jets* muss nicht mit der Zeit konstant bleiben. In den AGNs BL Lac und 3C 345 wurden Merkmale des Radio-*Jets* unter Winkeln beobachtet, die sich mit der Zeit fortlaufend veränderten. Dies wurde als Änderung der *Jet*-Ausrichtung interpretiert (Klare *et al.*, 2005; Stirling *et al.*, 2003; Villata *et al.*, 2006). Eine solche Änderung könnte von Rotations- oder Präzessionsbewegungen des Systems kommen. Zensus *et al.* (1988) und Steffen *et al.* (1995) konnten *Jet* Komponenten beobachten, die sich auf spiralförmigen Bahnen bewegten.

Die Änderung des Winkels hat direkten Einfluss auf die Dopplerverstärkung, was zu einer Veränderung der Helligkeit führt. Wie in Rieger (2004) beschrieben, gibt es drei Effekte, die die Ausrichtung periodisch beeinflussen können, wovon zwei die Präsenz eines zweiten schwarzen Loches voraussetzen. Letzteres ist dadurch motiviert, dass periodische Veränderungen der Helligkeit in binären Röntgendoppelsternsystemen beobachtet wurden, bei denen ein Partner das ein schwarzes Loch ist (Psaltis, 2004).

1. Kurze Periodizitäten von weniger als zehn Tagen können aufgrund der Eigenrotation des *Jets* entstehen. Im rotierenden *Jet* bewegen sich die emittierenden Regionen auf spiralförmigen Bahnen. Dabei ändert sich der Winkel zwischen Beobachter und Bewegungsrichtung periodisch.
2. Existiert im Zentrum neben dem supermassiven schwarzen Loch ein weiteres schwarzes Loch, so rotieren beide auf nahezu kreisförmigen Bahnen umeinander und bilden ein so genanntes binäres System (Rieger, 2006, 2007). Die Entstehung solcher Systeme wird bei der Verschmelzung zweier Spiralgalaxien mit jeweils einem schwarzen Loch zu einer elliptischen Riesengalaxie erwartet. Dieses Bild wird dadurch untermauert, dass Galaxien von Blazaren vermutlich elliptisch sind (Kotilainen *et al.*, 1998).

Im Modell rotiert das schwarze Loch. Steht es unter dem Einfluss eines sekundären (kleineren), so kommt es zu Präzessionsbewegungen. Dabei bewegt sich die Projektion der Rotationsachse auf einer Kreisbahn. Diese Rotation ist jedoch um einiges langsamer als die Rotation des schwarzen Loches. Die Emissionsregion im *Jet* bewegt sich dann auf einer spiralförmigen Bahn und verändert ihre Bewegungsrichtung relativ zum Beobachter periodisch. Die beobachtete Periode beträgt mindestens 100 Tage, wenn der Lorentzfaktor sehr hoch ist. Wahrscheinlicher sind aber Perioden größer als ein Jahr. (Begelman *et al.*, 1980).

3. Die Emissionsregionen des *Jets* können von dem umrundenden schwarzen Loch angezogen werden. Das zwingt sie auf spiralförmige Bahnen mit einer Winkelgeschwindigkeit, die dem Kepler-Orbit entspricht. Ihre Bewegungsrichtung ändert sich also periodisch. Dies führt zu einer nach (1.8) relativistisch verkürzten beobachteten Periode größer als zehn Tage.

Abgesehen vom *Jet*, kann die Akkretionsscheibe beeinflusst werden. Liegt der Orbit des sekundären schwarzen Loches nicht in der Ebene der Akkretionsscheibe, so kann es je Umrundung mit der Periode P_K je zweimal die Scheibe durchwandern. Dies kann einen periodischen Effekt auf die Akkretionsrate bzw. Emission haben. Die beobachtete Periode ist aufgrund der kosmischen Rotverschiebung

$$P_{\text{Obs}} \geq P_K \frac{1+z}{2}. \quad (1.18)$$

und beträgt einige Jahre.

1.3.2 Nicht-periodische Veränderungen der Helligkeit

Nicht-periodische Prozesse kommen in der Natur in unterschiedlichen dynamischen Systemen vor. Dennoch gibt es eine Eigenschaft, die sich in sehr vielen Systemen wieder findet. Sie wird selbst organisierte Kritikalität (SOK) genannt. Sie äußert sich in den Fouriertransformierten der dynamischen Prozesse. D.h. sind diese Prozesse Zeitabhängig, so gibt es eine typische Eigenschaft im Frequenzraum, die bei SOK auftritt. Zunächst müssen jedoch zwei allgemeine Begriffe eingeführt werden.

Potenzgesetz-Rauschen, Spektrale Leistungsdichte

Potenzgesetz-Rauschen ist eine nicht deterministische Zeitreihe. Sie ist eine Überlagerung von unendlich vielen harmonischen Funktionen. Das Quadrat der Amplitude $A(\omega)$ einer harmonischen Komponente mit der Kreisfrequenzen $\omega = 2\pi\nu$ ist im Mittel proportional zu ω^{-b^2} . D.h. $A^2(\omega)$ fluktuiert um die Potenzfunktion.

²Es ist üblich, den Exponenten β zu nennen. In diesem Kapitel wird b verwendet, um eine Verwechslung mit der Geschwindigkeit zu vermeiden.

Trägt man $A^2(\omega)$ der Amplituden der gegen die Kreisfrequenz auf, so erhält man das Periodogramm, eine Darstellung der spektralen Leistungsdichte. Siehe Abschnitt 4.2 für eine genaue Beschreibung.

Selbst organisierten Kritikalität, rotes Rauschen

Bak *et al.* (1987, 1988) konnte zeigen, dass eine Vielfalt unterschiedlicher dynamischer Systeme selbst-organisierten-Kritikalität (SOK) besitzen. Fügt man einem solchen System eine kleine Störung zu, so fällt die Antwort (in Form von Ausbrüchen, Lawinen, Turbulenzen, Ladungstransport) in zufälliger Größe aus. Fügt man dem System kontinuierlich Störungen zu, so überlagern sich die unterschiedlich großen Antworten. Trägt man die Superposition gegen die Zeit auf, erhält man zumindest auf einer breiten Zeitskala $1/f$ -Rauschen. Das ist ein Potenzgesetzrauschen mit negativem Exponenten, sprich $b > 0$. In Abbildung 1.5 ist das Periodogramm von $1/f$ -Rauschen mit $b = 2$ in doppelt logarithmischer Skala aufgetragen. In dieser Darstellung ist das Potenzgesetz in der spektralen Leistungsdichte deutlich zu erkennen.

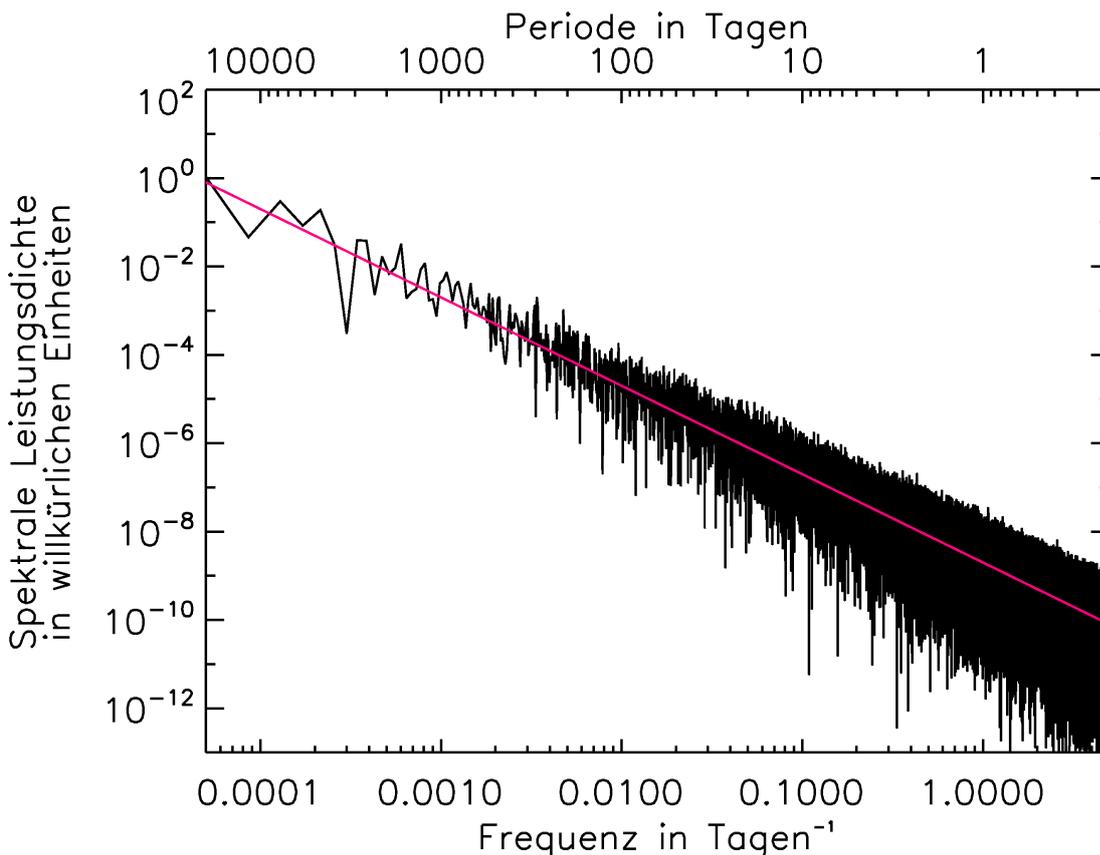


Abbildung 1.5: Spektrale Leistungsdichte von simuliertem $1/f$ -Rauschen mit $b = 2$. Sie fällt entsprechend um zwei Dekaden pro Dekade Frequenz ab und folgt im Mittel der Potenzfunktion in rot.

$1/f$ -Rauschen findet man beim Fluss des Sandes in Sanduhren, in den Fluten des Nils, im Ladungstransport von Widerständen, in den Größen von Erdbeben, Waldbränden, Erdbeben, in den Leuchtkräften von Sternen und aktiven Galaxien wieder. SOK ist also ein universelles Phänomen in der Natur. Es ist üblich, $1/f$ -Rauschen mit $b > 1$ rotes Rauschen zu nennen. Der Name wurde erstmals in Ward & Shapiro (1961) verwendet und wurde von E. N. Lorenz vorgeschlagen³. Analog dazu wird Rauschen mit $b = 0$ weißes Rauschen genannt⁴. In Abbildung 1.6 ist rotes Rauschen auf unterschiedlichen Skalen aufgetragen. Man kann zwei wesentliche Eigenschaften erkennen.

1. Die Amplituden der Variabilitäten wachsen mit abnehmender Frequenz. Dadurch entstehen große Schwankungen über lange Zeiträume, die von kleineren kürzer dauernden Schwankungen überlagert sind.
2. Die Morphologien der Schwankungen auf allen Zeitskalen ähneln sich, d.h. sie besitzen eine Skaleninvarianz und Selbstähnlichkeit. D.h. tauchen immer wieder Sequenzen auf, die sich ähneln. Diese Eigenschaft nennt man auch fraktal.

Diese beiden Eigenschaften findet man auch in typischen Lichtkurven von aktiven Galaxien. Die Skaleninvarianz ist dabei bis zu Zeitskalen von zwei bis drei Jahren beobachtet worden (Kawaguchi & Mineshige, 1999).

Alleine die Vielfalt dynamischer Systeme, die diese Eigenschaft haben, motivieren es, so komplexe dynamische Systeme wie AGNs nach $1/f$ -Rauschen zu untersuchen. Es gibt sogar konkrete Modelle, die $1/f$ -Rauschen in AGNs vorherzusagen.

So wird in (Kawaguchi & Mineshige, 1999) ein einfaches SOK-Modell für die Akkretionsscheibe vorgestellt. Dort wird die Scheibe in Zellen eingeteilt. Überschreitet die Dichte der Materie in einer solchen Zelle einen kritischen Wert, so wird eine zufällige Menge an Materie an benachbarte innere Zellen abgegeben. Dabei wird angenommen, dass die Akkretionsscheibe von außen (z.B. vom Torus) mit einem stationären Fluss von Materie versorgt wird. In der Scheibe findet der Sturz der Materie jedoch in Lawinen unterschiedlicher Größe statt, wobei große, länger andauernde Lawinen seltener als kleine sind. Die freigesetzte potenzielle Energie einer Lawine wird vollständig in Strahlung abgegeben. Große Lawinen, resultierend in großen lang anhaltenden Flussausbrüchen, sind seltener zu beobachten als kleine. Die spektrale Leistungsdichte eines solchen Systems ist kompatibel zu $1/f$ -Rauschen mit $b = 1.8 \dots 2.0$, wie es in AGN-Lichtkurve beobachtet wurde.

³Rotes Rauschen bezeichnet eigentlich nur eine Zeitreihe, in der große Schwankungen auf große Zeitskalen und kleine Schwankungen auf kleinen Zeitskalen stattfinden. Die spektrale Leistungsdichte muss nicht einem Potenzgesetz folgen.

⁴Es ist insbesondere in der Tontechnik üblich, farblich noch mehr zu differenzieren, so steht z.B. $b \sim 1$ für rosa, $b \sim 2$ für rotes Rauschen.

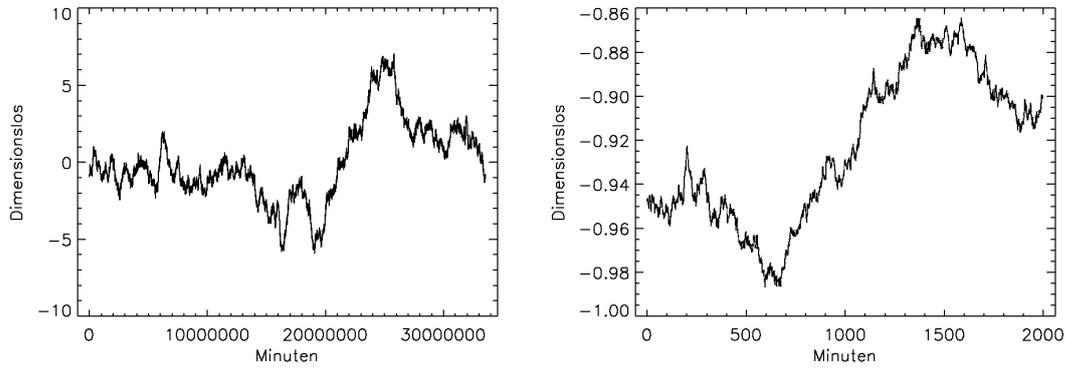


Abbildung 1.6: Simuliertes rotes Rauschen ($b = 2$). Die linke Zeitreihe erstreckt sich über einen Zeitraum von etwa 64 Jahren. Rechts sind die ersten 33 Stunden derselben Zeitreihe aufgetragen. Man beachte die Skala der Amplitude, die bei dem langen Zeitraum etwa 100 mal so groß ist, wie bei dem kurzen. Obwohl sich die Zeitskalen sehr unterscheiden, ist die Morphologie beider Kurven sehr ähnlich - große Schwankungen finden auf großen Zeitskalen, kleine Schwankungen auf kleinen Zeitskalen statt.

Es gibt weitere SOK-Modelle für kompaktes Plasma, wie es im *AGN-Jet* vermutet wird (Sivron, 1998) und in astrophysikalischer Schock-Beschleunigung (Malkov *et al.*, 2000).

Kapitel 2

Instrument, Datennahme und Photometrie

2.1 Das ROTSE Teleskop-System

Eine detaillierte Beschreibung des ROTSE-Teleskop-Systems findet sich in Akerlof *et al.* (2003) und Yost *et al.* (2006b). Sie wird im Folgenden zusammengefasst wiedergegeben.

Das ROTSE-III-Teleskop System besteht aus vier optischen Teleskopen, die auf der Erde so verteilt sind, dass ein Himmelsobjekt nahezu jederzeit beobachtet werden kann. In Abbildung 2.1 sind die Standorte auf der Welt gezeigt.

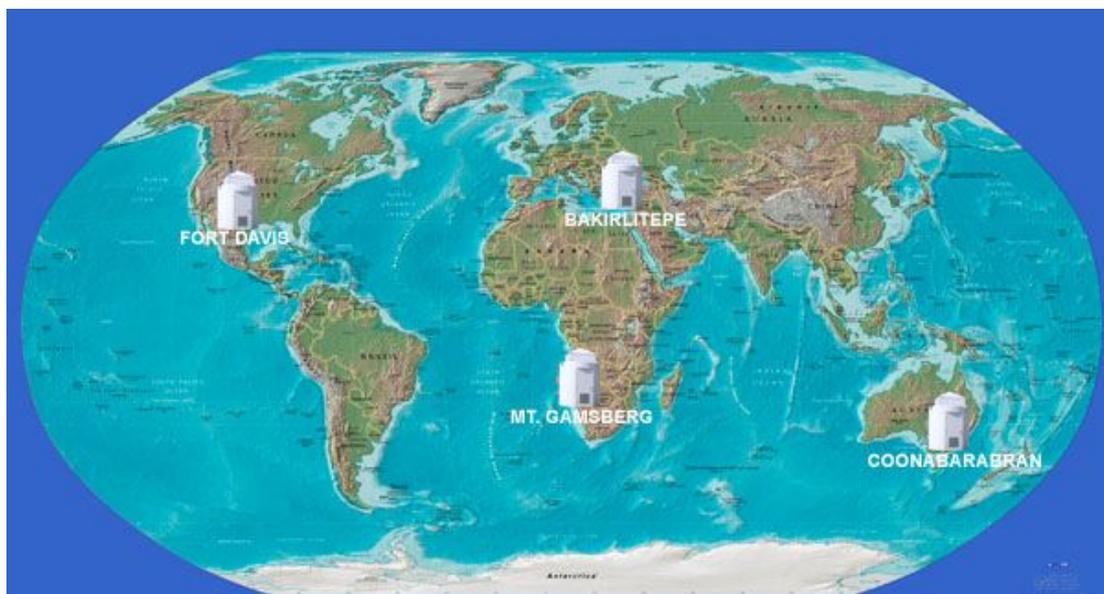


Abbildung 2.1: Die vier ROTSE-III Teleskope auf der Erde von der ROTSE Homepage (<http://www.rotse.net/>). Die Teleskope befinden sich in Australien, den USA, Namibia und der Türkei.

ROTSE-III ist das Nachfolgeprojekt von ROTSE-I¹ (Marshall *et al.*, 1997). ROTSE steht für *Robotic Optical Transient Search Experiment* und wurde für die schnelle Beobachtung der optischen Emission von Gammastrahlungs-Ausbrüchen gebaut. Das sind kurze (s bis ms) heftige Emissionen von Gammastrahlung niedriger Energie aus den Weiten des Kosmos (z.B. Piran, 2005). Sie sind gefolgt von einem Nachglühen im Radio bis Röntgen-Bereich. In neusten Beobachtungen mit Fermi wurden Hinweise auf Dopplereffektoren > 100 in einem Gammastrahlungs-Ausbruch gefunden (Abdo *et al.*, 2009). ROTSE-I erlangte Berühmtheit durch die Beobachtung von GRB990123 und anschließender Publikation im Magazin *Nature*, wo es sogar auf der Titelseite abgebildet ist (Akerlof *et al.*, 1999). Es war das erste mal, dass ein Bodengestütztes optisches Teleskop ein derartiges Ereignis beobachten konnte.

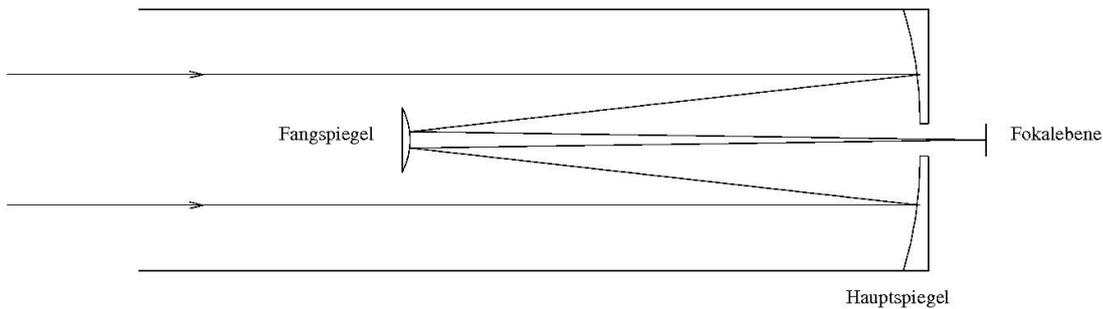


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau eines Teleskops mit Cassegrain-Optik.

Die ROTSE-III-Teleskope sind zwischen 2001 und 2003 in Betrieb genommen worden. Ein solches Teleskop ist vom Typ Ritchey-Chrétien. Das ist ein modifiziertes Cassegrain-Teleskop, wie es auch im *Hubble Space Telescope* Verwendung findet. Abbildung 2.2 zeigt den schematischen Aufbau eines Cassegrain-Teleskops. Ein solches Teleskop besitzt eine Anordnung von zwei Spiegeln. Das einfallende Licht wird von dem parabolischen oder sphärischen Hauptspiegel auf einen kleinen gegebenenfalls konvexen Fangspiegel reflektiert. Dieser fokussiert das Bild auf den Detektor, der sich hinter einer Öffnung des Hauptspiegels oder auch vor dem Hauptspiegel befindet.

Die Optik von ROTSE-III ist in Abbildung 2.3 dargestellt. ROTSE-III hat einen parabolischen Hauptspiegel mit einem Durchmesser von 450 mm und einen planen Fangspiegel. Das Bild wird durch vier Linsen zwischen Fangspiegel und Sensor entzerrt. Der Fokus liegt 75 mm vor dem Hauptspiegel. Die gesamte Brennweite des Teleskops ist damit 850 mm. Das vom Sensor ausgelesene Teil des Gesichtsfeldes von ROTSE-III beträgt $1.85^\circ \times 1.85^\circ$. Mit dem Öffnungsverhältnis $850/450 = 1,89$ verfügt ROTSE über eine „schnelle Optik“, d.h. im Verhältnis zu anderen Teleskopen ist die benötigte Belichtungszeit für eine Beobachtung kurz. Das Bild wird auf einen Marconi *charge coupled devices*-Sensor (CCD-Sensor)

¹ROTSE-II war ein Demonstrationsobjekt.

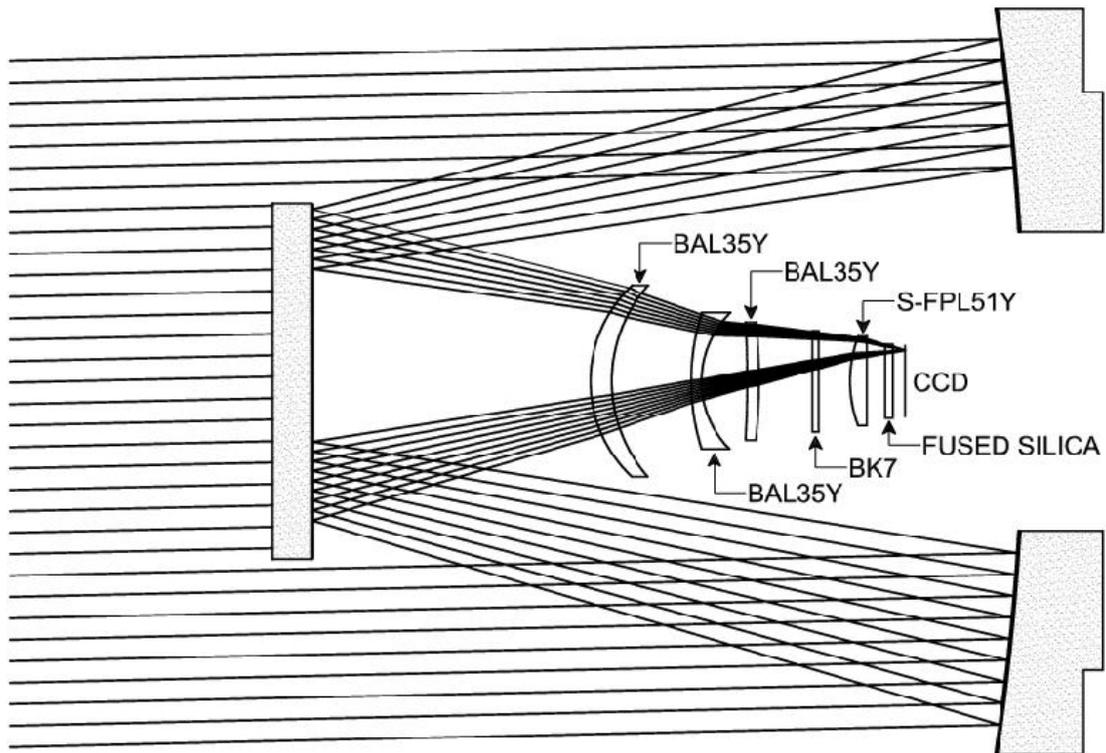


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau der Ritchey-Chrétien Optik von ROTSE-III. Die Strahlen stellen Licht von einer Quelle dar, die am Rand des Gesichtsfeldes liegt.

mit 2048×2048 Bildpunkten fokussiert. Die Bildpunkte haben eine Größe von $13,5 \mu\text{m}$.

Charge coupled devices bedeutet in etwa ladungsgekoppelte Anordnung (Leach *et al.*, 1980). CCDs sind selbstauslesend, d.h. die ins Leitungsband gehobenen Elektronen werden in Potentialtöpfen lokal gehalten, die Zelle genannt werden. Eine Zelle beinhaltet eine Anzahl von Leitungselektronen, die proportional zur eingestrahnten Lichtmenge ist. Während des Auslesens dürfen die Zellen nicht belichtet werden. Es wird taktweise ausgelesen, wobei die Ladung jeder Zelle in Richtung der Nachbarzelle verschoben wird. So entsteht serieller Transport von Ladungsportionen zu einem Ausleseverstärker. Für jede Ladungsportion und damit für jeden Bildpunkt liefert der Ausleseverstärker eine Spannung, die zur Ladungsmenge und damit zur eingestrahnten Lichtmenge proportional ist.

Die CCD von ROTSE-III ist rückwärtig belichtet im Gegensatz zu den meisten CCDs in handelsüblichen Digitalkameras. Das bedeutet, dass die Photonen direkt auf den Halbleiter treffen und nicht erst die Elektroden durchdringen müssen. Solche CCDs haben im Vergleich zu frontseitig belichteten eine sehr viel dünnere Halbleiterschicht, sind aufwändiger herzustellen, erreichen aber eine deutlich höhere Quanteneffizienz, die bis zu 90% betragen kann.

Die Optik lässt nur Licht mit Wellenlängen zwischen 400 und 900 Nanome-

tern passieren. Abgesehen davon besitzt ROTSE-III keinen Filter. An dunklen Nächten kann ROTSE-III bei einer Belichtungszeit von 60s Objekte bis zu einer scheinbaren Helligkeit ≈ 19 mag beobachten. Die Anzahl der beobachteten Objekte auf einer Aufnahme liegt in der Größenordnung von 10 000.

Während des Betriebs ändert die Position des Spiegels aufgrund von Temperaturschwankungen um maximal 0,5 mm, wodurch sich der Fokus verschiebt. In Abhängigkeit von der Neigung der Teleskopachse, verschiebt sich die Position durch die Gewichtskraft zusätzlich. Sie kann mit einem Schrittmotor auf einer Strecke von 1 mm bewegt werden. Die ideale Position kann durch eine mathematische Funktion von Temperatur und Neigung beschrieben werden. Um sie zu modellieren wird regelmäßig ein so genannter *focus run* durchgeführt. Dafür wird für eine Temperatur und Neigung die Qualität der Fokussierung in Abhängigkeit der Spiegelposition ermittelt. Die Qualität der Fokussierung wird an der *point spread function* (PSF) gemessen. Die PSF ist die Antwortfunktion des Teleskops auf eine punktförmige Lichtquelle. Je kleiner die Breite der PSF bei halber Höhe des Maximums ist, desto besser ist die Fokussierung. Mit der so modellierten Funktion kann der Spiegel in wenigen Sekunden in die ideale Position gebracht werden. Die Position des Fangspiegels wird im Bedarfsfall korrigiert.

Damit das Teleskop vor Umwelteinflüssen geschützt ist, befindet es sich in einem Gehäuse mit einem Durchmesser von 229 cm und einer Höhe von 219 cm (siehe dazu Abbildung 2.4, links). Damit passt das Gerät durch die Tür eines Überseecontainers, so dass der Transport zu den vier Standorten mit herkömmlichen Mitteln vonstatten gehen konnte. Das Gehäuse besitzt eine aufklappbare Abdeckung aus Aluminium, die mit einem elektrischen Motor geöffnet werden kann. Der Rest des Gehäuses besteht aus Stahl.



Abbildung 2.4: ROTSE-III-Teleskop. Links: ROTSE-IIIs Gehäuse mit geöffneter Abdeckung. Das Foto stammt aus Akerlof *et al.* (2003). Rechts: Das Teleskop im inneren des Gehäuses. Dieses Foto stammt von der ROTSE-Internetseite (<http://www.rotse.net/>).

Die Hauptaufgabe von ROTSE besteht in der zeitnahen Beobachtung der optischen Emission von Gammastrahlungsausbrüchen. Zu diesem Zweck ist es auf

einer sehr schnell schwenkbaren Montierung aufgehängt, die ihm erlaubt sich innerhalb von vier Sekunden aus senkrechter Stellung in jede Position auszurichten (siehe dazu Abbildung 2.4, rechts). Die Montierung stammt von dem kommerziellen Teleskop „Centurion 18“ der Firma „Astro Works Corporation“ und wurde von J. Alan Schier modifiziert, um noch stärkere Drehmomente zu liefern und genaueres Ausrichten zu ermöglichen.

Einer Alarmierung über einen Gammastrahlungsausbruch folgt eine Beobachtung im Mittel nach etwa sechs bis acht Sekunden (Yost *et al.*, 2006a). Die Montierung ist äquatorial, d.h. das Teleskop ist auf einer Gabelung befestigt, die um eine Achse gedreht werden kann. Diese Achse ist parallel zur Rotationsachse der Erde ausgerichtet und wird Rektaszensionsachse genannt. Zusätzlich kann das Teleskop um die so genannte Deklinationsachse gedreht werden, die auf der Gabelung befestigt ist. Während einer Beobachtung bewegt sich ein Himmelsobjekt scheinbar aufgrund der Erdrotation. Bei einer äquatorialen Montierung muss das Teleskop lediglich um die Rektaszensionsachse gedreht werden. Weil jedoch diese Achse bei ROTSE nicht genau ausgerichtet ist, wird auch in der Deklination minimal nachgeführt.

Weil Gammastrahlungs-Ausbrüche relativ selten detektiert werden, widmet sich ROTSE-III in der meisten Zeit seinen sekundären Aufgaben. Dazu gehören das Absuchen des Himmels nach optisch variablen Quellen und Transients, das sind kurzzeitige optische Erscheinungen wie Supernovae. Zudem führt ROTSE regelmäßige Beobachtungen variabler Objekte durch. Neben variablen Sternen sind das aktive galaktische Kerne. Letztere werden von der H.E.S.S.-Kollaboration (Horns & H.E.S.S. Collaboration, 2007) mit ROTSE-IIIc beobachtet. ROTSE-IIIc steht in Namibia auf dem Gelände der H.E.S.S. Teleskope auf einer Höhe von etwa 1800 m. Die Position ist $23^{\circ}16'18''$ S, $16^{\circ}30'00''$ O. Es wird von Mitarbeitern von H.E.S.S. gewartet. Als Gegenleistung darf sie ein Drittel der Betriebszeit von ROTSE-IIIc für ihre Forschung nutzen.

Insgesamt werden 66 AGNs und AGN-Kandidaten seit Inbetriebnahme im Spätsommer 2003 beobachtet. ROTSE macht jede Nacht um die zehn Aufnahmen von jeder dieser Galaxien. Eine Aufnahme dauert in der Regel zwanzig oder sechzig Sekunden.

2.2 Datennahme und Photometrie

Dieser Abschnitt folgt der Beschreibung in der ROTSE-III Bedienungsanleitung (Rykoff & Smith, 2003). ROTSE-III ist mit einem vollautomatischen rechnergesteuerten Datennahmesystem ausgestattet. Abgesehen von einem Windows NT 4.0 System, das das Ausrichten des Teleskops kontrolliert, läuft es auf einem Linux-Betriebssystem. Es besteht aus mehreren Dienstprogrammen, so genannten *daemons*, die gleichzeitig im Hintergrund laufen. Sie kommunizieren miteinander, indem sie auf einen gemeinsam benutzten Speicher zugreifen. Die einzelnen Kom-

ponenten des Teleskops sind an jeweils einzelne Dienstprogramme gekoppelt, die über ein Haupt-Dienstprogramm miteinander kommunizieren, das *ROTSE daemon* bzw. *rotsed* heißt. In Abbildung 2.5 sind die Komponenten, *daemons* und die Kommunikationswege des Systems dargestellt.

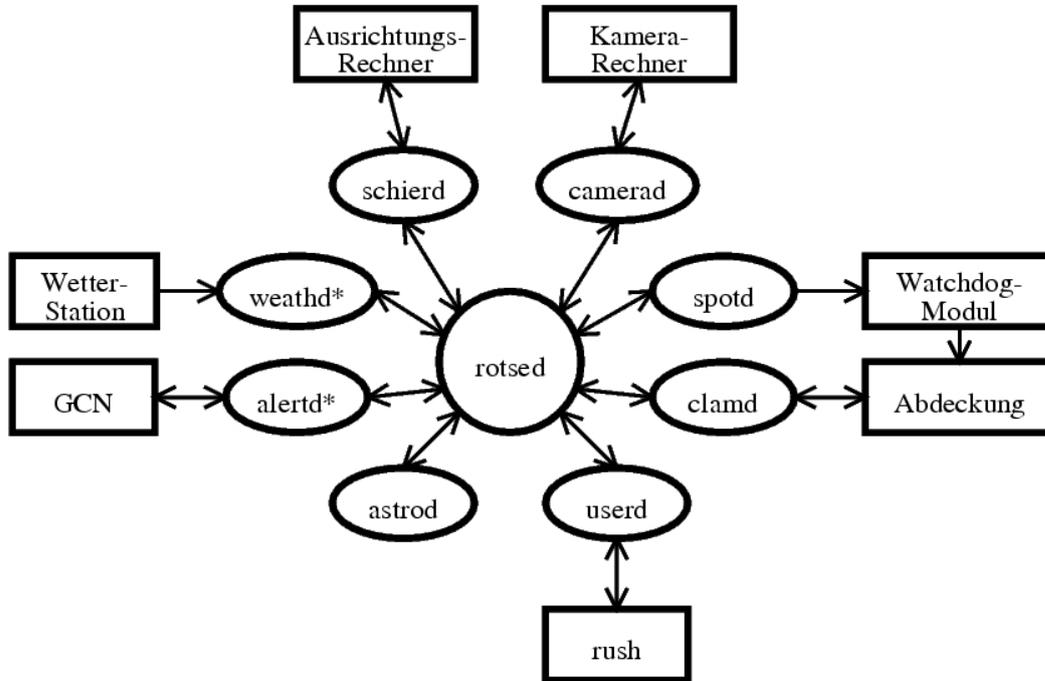


Abbildung 2.5: Das ROTSE-II Datennahmesystem. Das Diagramm stammt aus Rykoff & Smith (2003) und wurde für diese Arbeit ins Deutsche übersetzt. Es zeigt die Komponenten und *daemons* und welche miteinander kommunizieren.

Für die Steuerung und das Auslesen der Kamera existiert ein eigener Rechner. Dieser ist über ein Netzwerk mit dem Datennahme-Rechner verbunden, der die Weiterverarbeitung von aufgenommenen Bildern durchführt. Die Aufnahmen der Kamera werden auf dem Kamera-Rechner gespeichert. Das Dateiformat ist das in der Astronomie übliche FITS-Format (Wells *et al.*, 1981). Die Datei enthält das Bild, relevante Informationen, wie Datum, Uhrzeit, Aufnahmezeit und Wetterdaten.

Für die Ausrichtung des Teleskops ist der oben genannte Rechner mit Windows NT 4.0 verantwortlich, der diese Aufgabe selbständig erledigt. Das zuständige Dienstprogramm *schierd* sendet lediglich die Zielposition, auf die das Teleskop ausgerichtet werden soll.

ROTSEs Aufgaben sind in einem Beobachtungsplan zusammengestellt. Das verwaltende Dienstprogramm *astrod* legt die optimierte Reihenfolge der Beobachtungen fest. Es berechnet, ob eine Himmelsposition beobachtet werden kann und fährt das gesamte System planmäßig hoch und runter.

Über Gammastrahlungsausbrüche wird ROTSE durch das *Gamma-ray Burst Coordinate Network* (GCN) (Barthelmy, 2008) informiert. Dieses weltumspannende Netzwerk ist mit einer großen Zahl von Instrumenten zur Detektion von Gammastrahlungsausbrüchen verbunden. Wird ein solches Ereignis detektiert, wird eine elektronische Nachricht über das Netzwerk verbreitet. Das Dienstprogramm *alrtd* stellt die Verbindung zum GCN her und empfängt mögliche GRB-Alarmierungen. In diesem Fall werden gegebenenfalls Beobachtungen der entsprechenden Region an erste Stelle von ROTSEs Beobachtungsplan gesetzt.

Die Kommunikation eines Benutzers mit dem System erfolgt mit der Benutzeroberfläche *rush*. Das Dienstprogramm *userd* stellt die Schnittstelle zum Datennahmesystem dar. *rush* ist eine modifizierte *bourne shell*². Sie wurde um spezielle Befehle für die Bedienung der ROTSE-Hardware erweitert.

Zudem gibt es noch die Dienstprogramme *clamd* für das Öffnen und Schließen der Abdeckung des Gehäuses bzw. *weathd* für die Kommunikation mit einer Wetterstation. Letzterer sendet im Falle schlechten Wetters ein Signal an *rotsed*, der daraufhin *clamd* das Schließen der Abdeckung einleiten lässt.

Im Falle einer Störung ist es wichtig, dass die Abdeckung von ROTSE-III geschlossen wird. Dafür gibt ein eigenes Überwachungs-Modul mit dem Namen *Watchdog*. Im Betrieb sendet das Dienstprogramm *spodt* im Sekundentakt Signale an *Watchdog*. *Watchdog* überprüft, ob das System arbeitet, indem es andauernd auf diese Signale horcht. Wenn es innerhalb von fünf Sekunden kein Signal erhält, schließt *Watchdog* die Abdeckung.

Die ROTSE-III-Datennahme funktioniert vollautomatisch. Sie besteht aus einer Reihe von Analyseprogrammen, die die interessanten Informationen aus einer Aufnahme gewinnen. Es gliedert sich in folgende Schritte:

Kalibration: Das Rohbild wird anhand eines Dunkelbildes (im Englischen: *dark-field frame*) und eines Weißbildes (im Englischen: *flat-field frame*) korrigiert.

Dunkelbild: CCDs haben die Eigenschaft, das eine Aufnahme einen zusätzlichen eigenen Untergrund beinhaltet, der von dem Sensor selbst stammt. Es gibt zwei Ursachen für den Untergrund, die eine ist der Dunkelstrom, die andere ist der so genannte *bias*. Beim Dunkelstrom werden trotz Dunkelheit Elektron-Loch-Paare thermisch erzeugt (Freyhardt *et al.*, 1992). Damit ergibt sich für jeden Bildpunkt ein mit der Belichtungszeit steigender mittlerer Untergrund. Der *bias* ist von der Belichtungszeit unabhängig und stammt von der Auslese-Elektronik. Er erzeugt ein Untergrundrauschen beim Auslesen des CCD-Sensors. Für bestimmte Temperaturen des CCD-Sensors und eine bestimmte Beobachtungsdauer werden jede Nacht Dunkelaufnahmen gemacht. Dadurch wird für jeden Bildpunkt der Untergrund bestimmt. Dieser Untergrund muss von jedem Bild bei entsprechender Belichtungszeit und Temperatur abgezogen werden.

²Eine Shell ist ein Befehls-Interpreter für Unix/Linux. Die *bourne shell* ist eine altbewährte, kompakte Shell, die erstmals 1977 von AT&T Bell Laboratories herausgegeben wurde.

Weißbild: Ein Weißbild ist die Aufnahme eines gleichmäßig hellen Hintergrundes. Die einzelnen Bildpunkte der CCD haben im Allgemeinen nicht die gleiche Empfindlichkeit. Zudem werden die Bereiche des CCD-Sensors unterschiedlich stark belichtet. So sind äußere Bereiche weniger belichtet weil dort die Lichtstrahlen in einem größeren Winkel auf die CCD fallen, wodurch größere Anteile des Lichtes an der Oberfläche des CCD reflektiert werden (siehe Abbildung 2.6). Dieser Effekt wird Vignettierung genannt und hat einen Einfluss auf die gemessene Helligkeit, der etwa 5 bis 8% beträgt. Außerdem können Bereiche durch Staub verdeckt sein. Deshalb liefert jeder Bildpunkt sogar bei einem Weißbild einen unterschiedlichen Helligkeitswert. Von dem Weißbild wird das Dunkelbild subtrahiert. Für die einzelnen Bildpunkte des CCD-Sensors der Kamera wird so die Empfindlichkeit bestimmt. ROTSE-III erhält Weißbilder, indem es den gleichmäßig hellen, Wolkenfreien Himmel in der Dämmerung mehrmals an unterschiedlichen Stellen beobachtet. Aus diesen Bildern wird der Median berechnet, um mögliche Sterne zu entfernen.

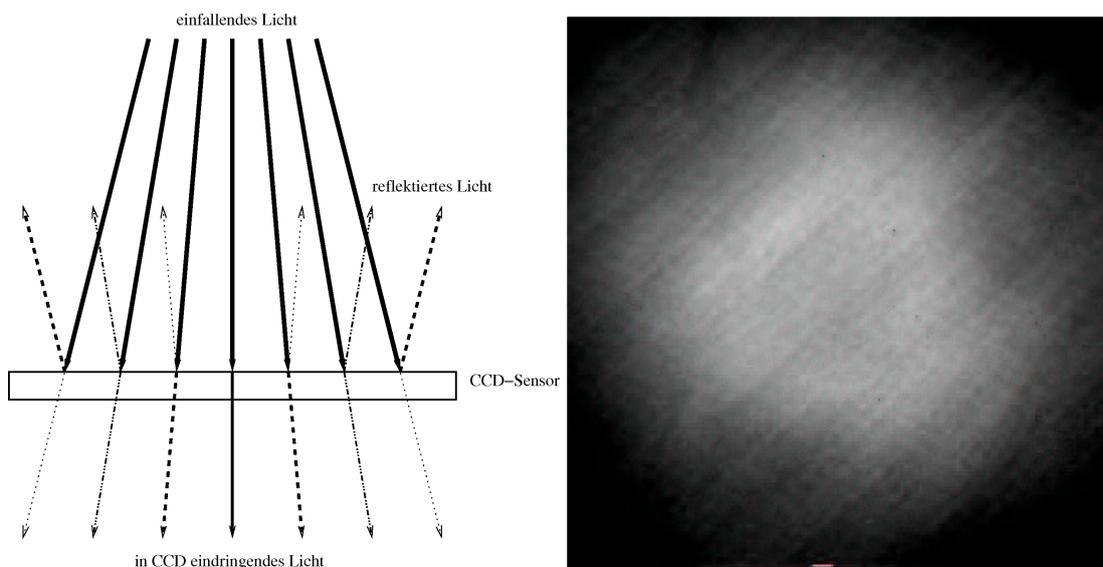


Abbildung 2.6: Vignettierung. Je weiter außen Licht auf die CCD fällt, umso größer ist der Einfallswinkel und umso mehr Licht wird reflektiert. Links ist das durch unterschiedlich dicke Strahlen symbolisiert. Das rechte Bild ist ein Weißbild von ROTSE-III aus Rykoff & Smith (2003). Die äußeren Bereiche haben wesentlich weniger Licht gemessen als die inneren. Zusätzlich gibt es auch diagonale Strukturen im Bild.

Von dem Rohbild wird ebenfalls das Dunkelbild subtrahiert. Dadurch werden die intrinsischen Effekte des CCD-Sensors entfernt. Das dunkelbild-korrigierte Rohbild wird nun durch das dunkelbild-korrigierte Weißbild dividiert. Damit werden die Helligkeitswerte der Bildpunkte normiert. Das ist in folgender Formel dargestellt, in der die I Helligkeitswerte eines Bildpunktes darstellen:

$$I_{\text{korrigiert}} = \frac{I_{\text{Rohbild}} - I_{\text{Dunkelbild}}}{I_{\text{Weißbild}} - I_{\text{Dunkelbild}}} \quad (2.1)$$

Die Dicke des CCD-Sensors ist in der Größenordnung von einigen Mikrometern. Das einfallende Licht wird an den Grenzflächen reflektiert, so dass es zu Interferenzerscheinungen kommt, ähnlich dem Regenbogenfarbigen Mustern auf dünnen Öl-Filmen. Weil das Licht des Nachthimmels zum großen Teil aus bestimmten Emissionslinien besteht erzeugt es Interferenzmuster. Das Bild einer Aufnahme wird deshalb auf unberechenbare Weise gestört. Das Datennahme System reduziert diese Störung mit Hilfe einer Abbildung des Interferenzmusters des Nachthimmels.

Quellen-Extraktion: Das Programm *SExtractor* (Bertin, 2002) findet die Quellen in den Aufnahmen und stellt Listen mit Koordinaten und Helligkeitswerten der Quellen zusammen. Dafür wählt es automatisch ellipsenförmige Ausschnitte des Bildes, die jeweils nur ein Objekt enthalten. D.h. die Belichtung der Bildpunkte innerhalb der Ellipse stammt nahezu ausschließlich von diesem Objekt. Die Helligkeit des Objektes ergibt sich aus Integration der Helligkeit über die Fläche. Die Daten werden in einer so genannten *sobj*-Datei gespeichert. In Tabelle 2.1 sind die Arten der Dateien zusammengefasst.

Astrometrie und relative Photometrie: Die genaue Ausrichtung des Teleskops wird anhand des aufgenommenen Bildes bestimmt. In der Aufnahme liegen die Koordinaten in Kamera-Bildpunkt-Einheiten vor. Sie werden mit den Koordinaten des USNO A2.0-Katalogs³ korrigiert.

Die Helligkeiten und Koordinaten der Objekte in den *sobj*-Dateien werden mit dem USNO A2.0-Katalog abgestimmt und wiederum als Liste in so genannte *cobj*-Dateien gespeichert. Die gemessenen Helligkeiten der Objekte werden also an diesem Katalog kalibriert. Die *sobj*- und *cobj*-Dateien werden auf Datenplatten archiviert.

Damit ist die vollautomatische Datennahme abgeschlossen. Für die Erzeugung von Lichtkurven von interessanten Objekten können folgende Schritte durchgeführt werden. Diese Schritte sind mit Rechnern der H.E.S.S.-Kollaboration ebenfalls automatisiert.

Aufbereitung der Daten: Beobachtungen derselben Zielpositionen mehrerer Aufnahmen werden in FITS-Dateien zusammengefasst. Eine solche Datei

³<http://tdc-www.harvard.edu/catalogs/ua2.html>

Name	Dateiformat	kurze Beschreibung
sobj	FITS	Beinhaltet die unkalibrierten Helligkeiten der Objekte einer Aufnahme.
cobj	FITS	Beinhaltet die am USNO A2.0 Katalog kalibrierten Helligkeiten der Objekte einer Aufnahme.
Match-Structure	FITS	Beinhaltet die Helligkeiten der Objekte mehreren Aufnahmen. Gegebenenfalls sind die Helligkeiten mit der Relativen Photometrie korrigiert.

Tabelle 2.1: Beschreibung der Dateien, die bei der Datennahme eine Rolle spielen.

wird *Match-Structure* genannt. Sie enthält für jedes der bis zu 20000 Objekte die astrometrischen Daten und die Helligkeiten für jede Beobachtung, sowie weitere Informationen über die Aufnahme. Obwohl nur aufbereitete Daten in komprimierter Form enthalten sind, erreichen die *Match-Structure*-Dateien Größen, die für heutige Verhältnisse noch beträchtlich sind. Je nach zur Verfügung stehendem Arbeitsspeicher ist damit die Anzahl der aufeinander folgenden Beobachtungen für eine *Match-Structure* begrenzt. Für die Aufnahmen eines Monats ergeben sich Dateigrößen bis zu etwa 650 MB für eine Zielposition. Es ist also nicht möglich, alle ROTSE-Daten für eine Zielposition in eine einzige *Match-Structure* zu speichern.

Photometrische Korrektur: Die Helligkeiten der Objekte in aufeinander folgenden Beobachtungen werden durch eine relative Photometrie korrigiert. Dazu werden die Bilder gitterartig in quadratische Teilbilder mit einer Kantenlänge von 200 Bildpunkten zerlegt, die bei jeder Aufnahme dieselben Objekte enthalten. Das ergibt also 100 Teilbilder. Für jedes Teilbild wird nun für jede Aufnahme eine photometrische Korrektur berechnet. Helle nicht veränderliche Sterne, die in mehr als 75% der Aufnahmen beobachtet werden, dienen als Musterobjekte für diese Prozedur. In jedem Teilbild sind im Mittel 50 Musterobjekte enthalten.

Für ein jedes Teilbild wird folgendes durchgeführt: Für ein jedes Musterobjekt wird aus den aufeinander folgenden Aufnahmen der Medianwert der gemessenen Helligkeiten berechnet. Dieser Wert wird als der wahre Helligkeitswert des Musterobjektes angenommen. Für jede Aufnahme wird die Abweichung der gemessenen Helligkeit vom wahren Wert berechnet. Für eine jede Aufnahme wird aus allen Abweichungen der Musterobjekte wiederum der Medianwert berechnet. Man erhält so eine mittlere Abweichung der Helligkeiten. Diese Abweichung liefert eine photometrische Korrektur für dieses Teilbild dieser Aufnahme. Die Standardabweichung dieser mittleren Abweichung ergibt einen systematischen Fehler. Ist er größer als 0.1 mag

oder sind weniger als fünf Musterobjekte vorhanden, wird das Teilbild als schlecht eingestuft. Die Beobachtungen aller im schlechten Teilbild enthaltenen Objekte bekommen einen entsprechenden Vermerk.

Ist dies für alle Teilbilder geschehen, werden die Helligkeiten aller Objekte korrigiert. Jedes Teilbild liefert unterschiedliche Korrekturen und systematische Fehler. Die Korrektur und der systematische Fehler für jedes einzelne Objekt werden durch bilineare Interpolation aus den Werten der Teilbilder gewonnen. Der systematische Fehler und der Messfehler werden vereint, indem die Wurzel der Summe der Quadrate von altem Messfehler und systematischem Fehler gezogen wird.

Die relative Photometrie ist nur möglich, wenn eine ausreichende Statistik vorhanden ist. Es müssen mindestens sieben Aufnahmen in der *Match-Structure* enthalten sein.

Eintrag in Datenbank: Für alle Beobachtungen von Galaxien, die sich in einem H.E.S.S.-internen Katalog wieder finden, werden Name, Aufnahmezeitpunkt, Helligkeit, astrometrische Daten und Informationen über die Aufnahmequalität und Datennahme in eine *MYSQL*-Datenbank geschrieben (<http://www.mysql.de/>).

2.3 Datenselektion bei der Erzeugung der Lichtkurven

Die Datennahmesoftware des ROTSE-III Systems stattet jede Beobachtung eines Objektes mit Informationen über die Datenqualität und eventuelle Probleme bei der Datengewinnung aus. Diese Informationen werden in Bits von zwei Bytes mit den Namen *FLAGS* und *RFLAGS* übermittelt. Die Bits in *FLAGS* weisen auf Probleme hin, die bei der Ausführung von *SExtractor* aufgetreten sind. Die Bits in *RFLAGS* beinhalten Informationen zur Datenqualität. Die Tabellen 2.2 und 2.3 fassen die Bedeutungen der Bits zusammen.

Für die Erzeugung der Lichtkurven werden in dieser Arbeit nur Beobachtungen verwendet, bei denen das *FLAGS*-Byte null ist. D.h. kein Problem aus Tabelle 2.2 wird toleriert. Gesetzte *RFLAG*-Bits sind bis auf das Bit mit dem Wert zwei ebenfalls Ausschlusskriterien. Aus den verbleibenden Beobachtungen einer Quelle ergibt sich die Lichtkurve. Sie besteht aus den Zeitpunkten der Aufnahmen und den Helligkeiten mit Fehlern.

Wert	Name	Bedeutung
1	NEIGHBORS	SExtractor konnte keinen ellipsenförmigen Bildausschnitt wählen, in dem die Belichtung der Bildpunkte allein auf dieser Quelle zurückzuführen ist. Die Ursache sind Nachbarn, die nah und hell genug sind, um die automatische Wahl signifikant zu stören. Oder es überlagert beschädigte Bildpunkte.
2	BLENDED	Objekt ist in Aufnahme mit einem anderen vermischt.
4	SATURATED	Ein oder mehr Bildpunkte des Objektes sind (nahezu) gesättigt.
8	ATEDGE	Objekt ist durch den Rand der Aufnahme abgeschnitten.
16	APINCOMPL	Die Daten des Bildausschnittes des Objektes sind unvollständig oder beschädigt.
32	ISINCOMPL	Daten der isophoten Abgrenzungen des Objektes sind unvollständig oder beschädigt. Dieses Bit hat ab SExtractor Version 2 keine Bedeutung mehr.
64	DBMEMOVR	Es kam zu einem Speicher-Überlauf beim entmischen mehrerer Objekte.
128	EXMEMOVR	Es kam zu einem Speicher-Überlauf beim extrahieren des Objektes.

Tabelle 2.2: Beschreibung der FLAGS-Bits

Wert	Name	Bedeutung
1	HOTPIX	Objekt liegt auf einem Bildpunkt, der einen besonders großen Dunkelstrom aufweist.
2	USNOCAT	Objekt befindet sich im USNO Katalog.
4	ASTEROID	Objekt ist höchstwahrscheinlich ein Asteroid
8	BADPOS	Helligkeits-Schwerpunkt des Objektes befindet sich zu weit von durchschnittlicher Position entfernt
16	NOTEMPL	Der Bildausschnitt für die relative Photometrie enthält nicht genügend Musterobjekte
32	PHOTSDEV	Der systematische Fehler, berechnet aus der relativen Photometrie, ist groß.
64	BADIMAGE	Es ist ein nicht weiter spezifiziertes, gravierendes Problem aufgetreten, das die gesamte Aufnahme betrifft.

Tabelle 2.3: Beschreibung der RFLAGS-Bits

Für die Analyse der Daten in dieser Arbeit wird der optische Fluss benötigt. In dieser Arbeit wird er mit Jansky⁴ (Jy) angegeben.

$$1 \text{ Jy} = 10^{-23} \frac{\text{erg}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{Hz}} \quad (2.2)$$

Ein Jansky hat die Dimension einer spektralen Flussdichte, d.h. Energie pro Fläche, pro Zeit, pro Frequenzintervall. Weil das optische Spektrum der beobachteten Objekte im Wesentlichen konstant ist, ist die spektrale Flussdichte proportional zum Fluss und kann als solcher behandelt werden.

Nach Aharonian & H.E.S.S. Collaboration (2005) entspricht eine Helligkeit von 13,3 mag einer spektralen Flussdichte von 10 mJy. Die Umrechnungsformel von Magnitude zu Jansky lässt sich wie folgt herleiten. Zwei Flüsse S_i stehen mit ihren Helligkeiten m_i in Magnituden im folgenden Verhältnis:

$$\frac{S_1}{S_2} = 10^{0,4(m_2 - m_1)} \quad (2.3)$$

$$\Rightarrow S_1 = S_2 \cdot 10^{0,4(m_2 - m_1)} \quad (2.4)$$

Setzt man nun $S_2 = 10 \text{ mJy}$ und $m_2 = 13,3 \text{ mag}$ ein, so ergibt sich:

$$S_1 = 10^{0,4(13,3 \text{ mag} - m_1)} \cdot 10 \text{ mJy} \quad (2.5)$$

Im folgenden Kapitel wird die aktive Galaxie PKS 2155-304 vorgestellt und ihre Lichtkurve präsentiert. Im Anhang B finden sich die Lichtkurven der hellen bzw. aktiven Galaxien, die regelmäßig mit ROTSE beobachtet wurden.

⁴Diese Einheit stammt aus den Anfängen der Radioastronomie und spiegelt die Sensitivität der ersten Radio-Antennen wieder, die nur sehr Radio-laute Objekte mit Flüssen von $\approx 1 \text{ Jy}$ detektieren konnten.

Kapitel 3

PKS 2155-304, ROTSE-Lichtkurve und weitere Beobachtungen

3.1 Entdeckung und Identifizierung als BL Lac-Objekt

PKS 2155-304 wurde mit dem Parkes 64m Radioteleskop bei einer Frequenz von 2700 MHz zwischen 1969 und 1972 entdeckt und katalogisiert (Shimmins & Bolton, 1974). Wie in Schwartz *et al.* (1979) beschrieben, zeigten Beobachtungen mit dem *Cosmic X-ray Experiment* (CXE)¹ (Boldt & Garmire, 1975), dass sich an derselben Position eine Röntgenquelle befindet. Messungen im 0,4 bis 2,0 keV Bereich ergaben, dass der Fluss an einem Tag bis zu einem Faktor von zwei und auf größeren Zeitskalen mindestens um einen Faktor drei variiert.

Zudem konnte die Quelle einem optischen, Stern-ähnlichen, sehr blauen Objekt zugeordnet werden, dessen Farbindex $B - V = 0,27$ mag beträgt. Das Spektrum im Optischen weist keine besonderen Merkmale auf, siehe dazu Abbildungen 3.1² und 3.2. Bei dem mit etwa 14 mag leuchtenden Objekt konnte eine lineare Polarisation des Lichtes von etwa 5% gemessen werden. Der überwiegende Teil des Lichtes stammt aus der Kernregion. Der Rest der elliptischen Galaxie hat lediglich eine scheinbare Helligkeit von 15,1 mag (Kotilainen *et al.*, 1998). Aufgrund dieser Eigenschaften wird PKS 2155-304 als BL Lac-Objekt klassifiziert .

¹CXE war ein Röntgen-Detektor an Bord des *High Energy Astronomy Observatories 1* (HEAO-1)

²Digital Sky Survey: Basiert auf fotografischen Daten, die mit dem UK Schmidt Teleskop gewonnen wurden. Das UK Schmidt Teleskop wurde von dem Royal Observatory Edinburgh betrieben. Die Finanzierung wurde bis Ende Juni 1988 vom UK Science and Engineering Research Council und anschließend vom Anglo-Australian Observatory getragen. Das originale Platten-Material unterliegt dem Urheberrecht des Royal Observatory Edinburgh und des Anglo-Australian Observatory. Mit deren Erlaubnis wurden die Platten in ihre aktuelle komprimierte digitale Form gebracht. Der Digitized Sky Survey wurde am Space Telescope Science Institute mit einem Zuschuss (NAG W-2166) der US-Regierung hergestellt.

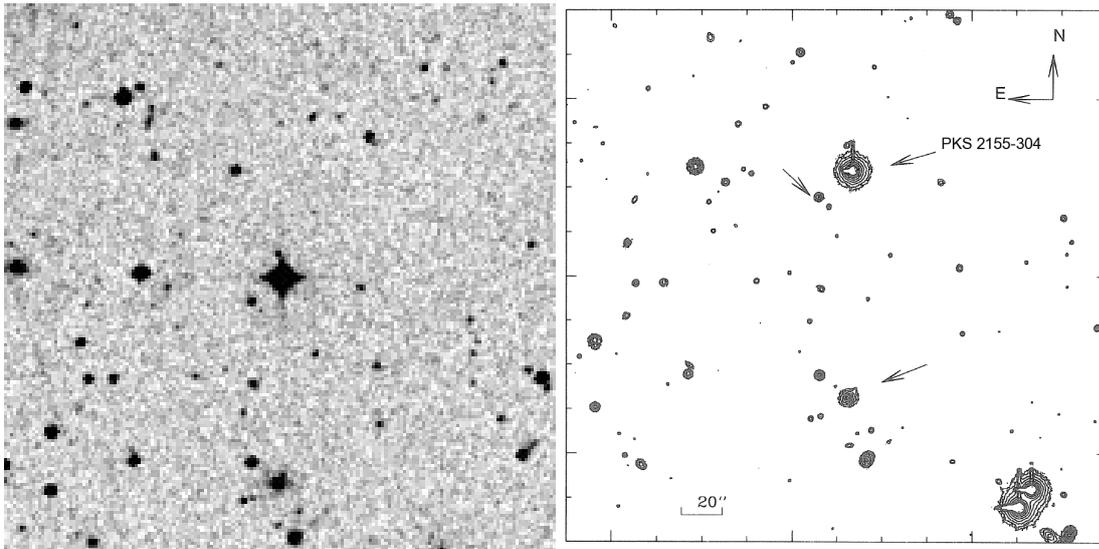


Abbildung 3.1: Links: PKS 2155-304 im optischen bei einer Wellenlänge von 468 nm, $5,0 \times 5,0$ arcmin² (York & SDSS Collaboration, 2000). Rechts: Konturdarstellung der Helligkeit im R-Band, $3,7 \times 3,7$ arcmin² (Falomo *et al.*, 1993). Neben PKS 2155-304 sind zwei der drei weiteren Mitglieder der Galaxiengruppe mit Pfeilen gekennzeichnet. Das vierte Mitglied ist zu nah bei PKS 2155-304, um hier aufgelöst zu werden.

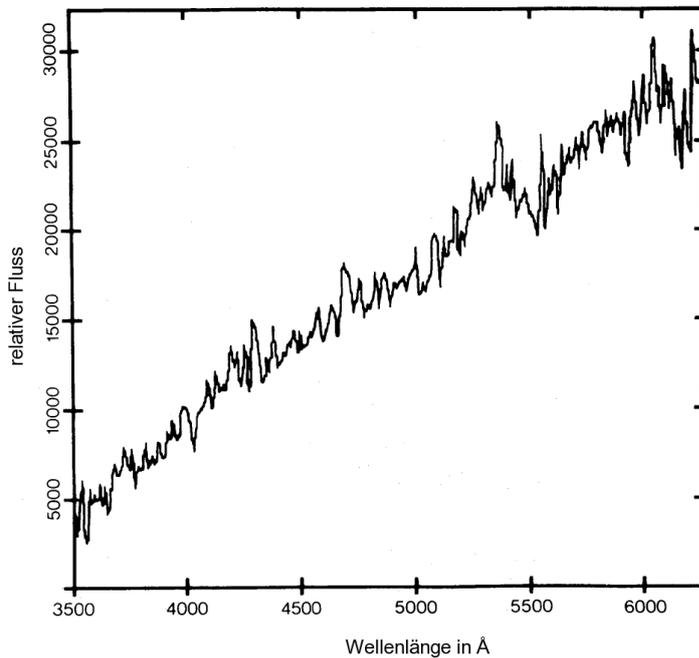


Abbildung 3.2: Optisches Spektrum von PKS 2155-304 aus Miller & McAlister (1983). Das Spektrum hat bis auf eine mögliche Emissionslinie bei 5375 Å einen glatten Verlauf.

PKS 2155-304 befindet sich in einer Gruppe von drei weiteren Galaxien, deren Rotverschiebung $z = 0.116$ beträgt (Falomo *et al.*, 1993). Die gleiche Rotverschiebung konnte aus dem Spektrum der Galaxie von PKS 2155-304 geschlossen werden. Mit der Hubble-Konstanten $H_0 = 74.2 \frac{\text{km}}{\text{s Mpc}}$ (Riess *et al.*, 2009) ist die

Leuchtkraftdistanz zum Zentrum der Galaxis (unserer Galaxie) $d_L = 506$ Mpc (<http://nedwww.ipac.caltech.edu/>). Die Leuchtkraft L lässt sich damit aus dem gemessenen Fluss F mit

$$L = 4\pi F d_L^2 \quad (3.1)$$

berechnen.

Im Zentrum von PKS 2155-304 wird ein supermassives schwarzes Loch vermutet. Aus der schnellen Variabilität (siehe Abschnitt 3.4.4) der sehr hochenergetischen Gammastrahlung konnte eine die Masse des Schwarzen Loches auf $81 \times 10^6 M_\odot \leq M \leq 2 \times 10^7 M_\odot$ abgeschätzt werden (Neronov *et al.*, 2008, und Referenzen darin). Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu der Abschätzung von $M \approx 10^9 M_\odot$ aus der Leuchtkraft der elliptischen Galaxie (Aharonian & H.E.S.S. Collaboration, 2007). Dieser Unterschied ließe sich durch ein binäres System schwarzer Löcher erklären, bei dem das primäre eine Masse von $M_p \approx 10^9 M_\odot$ und das sekundäre eine Masse von $81 \times 10^6 M_\odot \leq M \leq 2 \times 10^7 M_\odot$ hat.

3.2 Elektromagnetisches Spektrum

Mit gleichzeitigen Messungen des elektromagnetischen Flusses in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen kann die spektrale Energieverteilung gemessen werden. Sie beschreibt, wie viel Energie pro Frequenz-Intervall von der Quelle emittiert wird. In Abbildung 3.3 ist die spektrale Leistungsdichte von PKS 2155-304 aufgetragen, wie sie in Aharonian *et al.* (2009) veröffentlicht wurde. Die Daten stammen aus gleichzeitigen Beobachtungen einer elftägigen Kampagne im Zeitraum MJD 54704 bis 54715. MJD ist die Abkürzung für modifiziertes julianisches Datum. Zeiten, die mit MJD angegeben werden sind in Einheiten von Tagen. MJD 51544 entspricht dem 01. Januar 2000.

Bei den drei eingezeichneten Spektren, handelt es sich um simulierte SSC-Spektren. Es wurden folgende Modellparameter verwendet: der Radius der emittierenden Region ist $R = 1,5 \times 10^{17}$ cm. Der Dopplerfaktor der Region ist $\delta = 32$. Das Magnetfeld ist $B = 0,018$ G.

Wie in Abschnitt 1.2 beschrieben, ist die charakteristische Frequenz der Synchrotronphotonen

$$\nu_{c,e} \approx 4,2 [\gamma^2 \sin \alpha] \frac{B}{\text{G}} \text{ MHz} , \quad (3.2)$$

wobei monoenergetische Elektronen mit einem Lorentzfaktor γ angenommen werden. Das entspricht einer charakteristischen Energie von

$$h \nu_{c,e} \approx 1,74 \cdot 10^{-14} [\gamma^2 \sin \alpha] \frac{B}{\text{G}} \text{ MeV} . \quad (3.3)$$

Mit dem Magnetfeld $B = 0,018$ G ergibt sich

$$h \nu_{c,e} \approx 3,13 \cdot 10^{-16} [\gamma^2 \sin \alpha] \text{ MeV} , \quad (3.4)$$

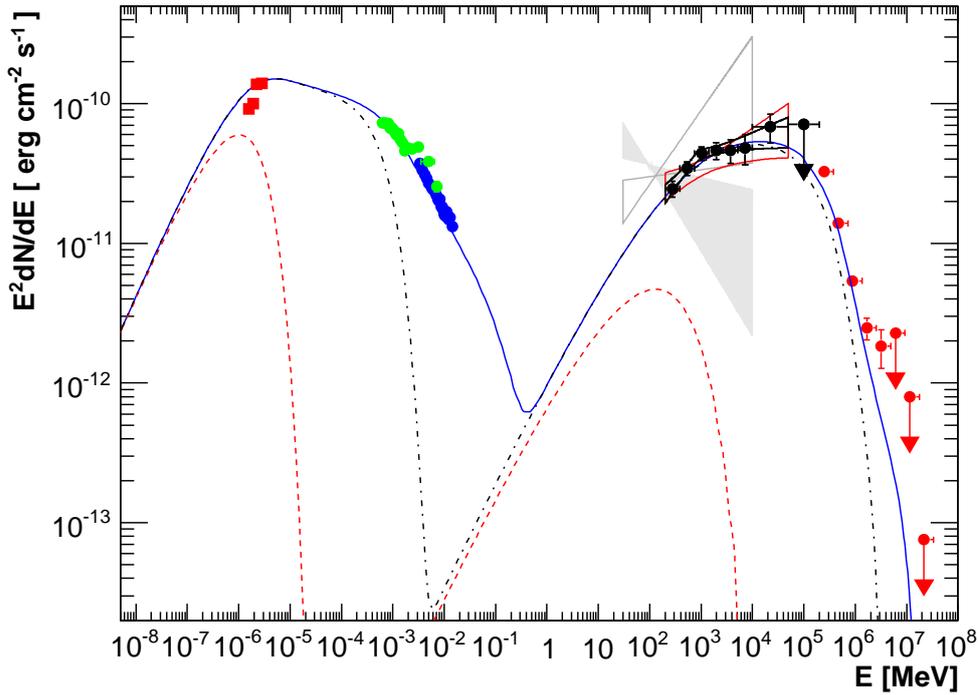


Abbildung 3.3: Die spektrale Energieverteilung von PKS 2155-304 gemessen in einer elftägigen Kampagne (Aharonian *et al.*, 2009). Die durchgezogene Linie zeigt ein simuliertes Spektrum für ein SSC-Modell. Die gestrichelte und die punktgestrichelte Linie zeigen das gleiche Spektrum, wobei Elektronen mit Lorentzfaktoren größer als γ_1 bzw. γ_2 weggelassen sind. Die Symbole stellen Messergebnisse dar. Die roten Quadrate sind Messungen im optischen durchgeführt mit ATOM (Hauser *et al.*, 2004). Die grünen und blauen Kreise sind Spektren im Röntgenbereich gemessen mit Swift und RXTE. Der rote „Schmetterling“ stellt das zeitgleich von Fermi gemessene Spektrum im Zeitraum MJD 54704 bis 54715 dar. Die schwarze Umrandung stammt von früheren Fermi Beobachtungen aus dem Zeitraum 54682 bis 54743.. Die Schwarzen Kreise stellen einen differentiellen Fluss dar, der für acht Energieintervalle aus den Fermi-Daten abgeschätzt wurde. Sie sind innerhalb ihrer Standardabweichung 1σ konsistent zum Modellspektrum, das bei etwa 1 GeV einen Knick hat. Die roten Kreise sind H.E.S.S.-Ergebnisse. Die beiden grauen „Schmetterlinge“ sind Messungen von EGRET.

Durch den Dopplereffektor $\delta = 32$ ist die Energie zu höheren Energien verschoben, so dass der Beobachter ein Synchrotronphoton mit der charakteristischen Energie

$$h \nu_{\text{SS}} = \delta h \nu_{\text{c,e}} \approx 10^{-14} [\gamma^2 \sin \alpha] \text{ MeV} \quad (3.5)$$

sieht.

Die mittlere Frequenz der gestreuten Photonen beim inversen Compton-Effekt ist

$$\nu_{\text{IC}} = \frac{4}{3} \gamma^2 \nu_0, \quad (3.6)$$

wobei γ der Lorentzfaktor des Elektrons ist. Im SSC-Modell wechselwirkt ein Synchrotronphotonen der Frequenz ν_{SS} im inversen Compton-Effekt, d.h. $\nu_0 =$

ν_{SS} . Danach hat es im Mittel eine Energie

$$h \nu_{\text{IC}} = \frac{4}{3} \gamma^2 h \nu_{\text{SS}} . \quad (3.7)$$

Das Verhältnis der Energien ist

$$\frac{h \nu_{\text{IC}}}{h \nu_{\text{SS}}} = \frac{4}{3} \gamma^2 . \quad (3.8)$$

Die durchgezogene blaue Kurve in Abbildung 3.3 zeigt ein SSC-Spektrum, das gut mit dem gemessenen übereinstimmt. Dabei ist die Häufigkeitsverteilung $dn/d\gamma$ der Lorentzfaktoren $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ der Elektronen gleich einem dreikomponentigem Potenzgesetz mit Bruchstellen bei $\gamma_1 = 1,4 \times 10^4$ und $\gamma_2 = 2,3 \times 10^5$:

$$\frac{dn}{d\gamma} \sim \gamma^{-p_i} \text{ mit } p_i = \begin{cases} 1,3 & \text{für } 1 \leq \gamma < \gamma_1 \\ 3,2 & \text{für } \gamma_1 \leq \gamma < \gamma_2 \\ 4,3 & \text{für } \gamma_2 \leq \gamma < 10^{6,5} \end{cases} \quad (3.9)$$

Es gibt also hier keine Elektronen mit einem Lorentzfaktor $\gamma > 10^{6,5}$.

Die gestrichelte Linie ist das ein Spektrum mit den gleichen Parametern, wobei jedoch nur Elektronen mit Lorentzfaktoren $< \gamma_1$ angenommen werden. Die charakteristische Energie der Synchrotronstrahlung für γ_1 ist nach Gleichung (3.5) etwa 2×10^{-6} MeV. In der Simulation erzeugen die Elektronen Synchrotronstrahlung mit einem Maximum bei $\approx 10^{-6}$ MeV. Nach Gleichung (3.7) lässt sich die Energie der Photonen nach inverser Compton-Streuung zu $\approx 3 \times 10^2$ MeV abschätzen. Das findet sich in einem zweiten Maximum in der Simulation wieder.

Für das punktgestrichelte Spektrum sind nur Elektronen mit Lorentzfaktoren $< \gamma_2$ angenommen. Die charakteristische Energie für diese Schwelle ist etwa $5,3 \times 10^{-4}$ MeV. Das simulierte Spektrum hat wie das gestrichelte ein Maximum bei $\approx 3 \times 10^{-6}$ MeV, das jedoch zu höheren Energien breiter ist und bei $\approx 10^{-4}$ signifikante Beiträge zum Spektrum liefert. Die Differenz von dem punktgestrichelten und dem gestrichelten Spektrum ist der Beitrag, den die Elektronen mit Lorentzfaktoren zwischen γ_1 und γ_2 liefern. Die Anwesenheit dieser Elektronen führt zu einem Maximum bei $\approx 10^5$ MeV, wie sich auch mit Gleichung (3.7) abschätzen lässt. Am simulierten Spektrum sieht man, dass die hochenergetische Gammastrahlung, die im Energieband von Fermi liegt, zum großen Teil von Elektronen mit Lorentzfaktoren $> \gamma_1$ erzeugt wird. Es ist auch zu erkennen, dass diese Elektronen wesentlich zum optischen Fluss beitragen. Deshalb wird vermutet, dass die Flüsse in diesen beiden Bändern von der Anzahl dieser Elektronen abhängen. Man erwartet also eine Korrelation zwischen dem optischen und hochenergetischen Gammastrahlungsfluss.

Bei der durchgezogenen Linie ist das Synchrotron-Maximum bei $\approx 3 \times 10^{-6}$ MeV. Es hat signifikante Beiträge bis $\approx 10^{-1}$ MeV. Dort ist das Spektrum von Elektronen mit Lorentzfaktoren bis $10^{6,5}$ dominiert. Die Elektronen mit höchsten Lorentzfaktoren haben eine charakteristischen Energie von $\approx 10^{-1}$ MeV, was mit dem

simulierten Spektrum konsistent ist. Durch den inversen Compton-Effekt ergeben sich für Photonen Energien von mehr als ≈ 10 TeV. Das simulierte Spektrum fällt bei dieser Energie jedoch stark ab. Das liegt daran, dass Photonen dieser Energie nicht den *Jet* verlassen können. Denn je höher die Energie der Photonen ist, desto größer wird der Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung mit anderen Photonen. Deshalb werden Photonen mit diesen Energien vermehrt absorbiert. Ein Vergleich des Spektrums mit dem der punktgestrichelten Linie ergibt, dass Elektronen mit Lorentzfaktoren $> \gamma_2$ für den Fluss zwischen 10^{-3} und 10^{-1} MeV und zwischen 1 und 10 TeV verantwortlich sind. Entsprechend erwartet man eine Korrelation zwischen den Flüssen von Röntgenstrahlung und SHE Gammastrahlung.

3.3 Beobachtungen mit ROTSE

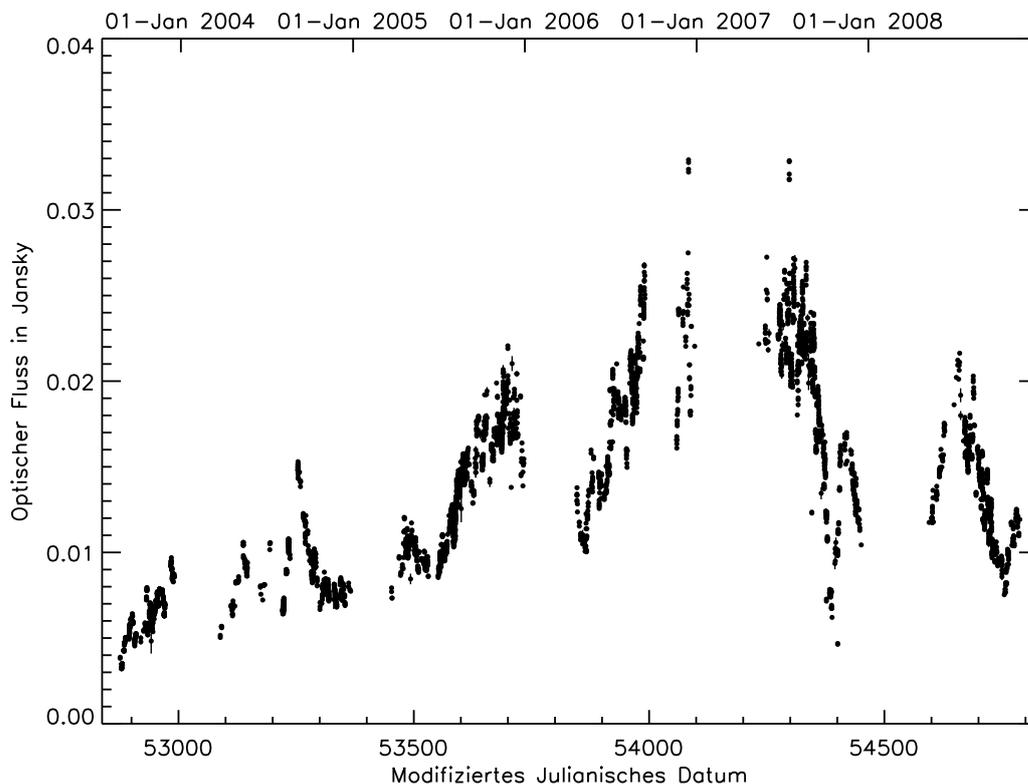


Abbildung 3.4: Lichtkurve der PKS 2155-304 Kernregion aufgenommen mit ROTSE.

In Abbildung 3.4 ist die vollständige Lichtkurve der Kernregion von PKS 2155-304 abgebildet, wie sie mit Daten von ROTSE für diese Arbeit erstellt worden ist (siehe Abschnitt 2.3). Sie besteht aus 4708 Beobachtungen in einem Zeitraum von 1912 Tagen beginnend am 24. August 2003. Die Quelle ist nicht über das ganze

Jahr beobachtbar, weil sie im Januar, Februar und März zu nah an der Sonne ist und deshalb am Nachthimmel gar nicht oder zu nah am Horizont kulminiert. Zudem gibt es eine Regenzeit zwischen Oktober und Januar, in der der Himmel häufig bedeckt ist. Deshalb gibt es in der Lichtkurve Lücken von bis zu 144 Tagen. Der kleinste Abstand zwischen einzelnen Beobachtungen in einer Nacht beträgt 29 Sekunden. Der Fluss steigt innerhalb der ersten drei Jahre um einen Faktor größer als sechs. Ende 2006 und Mitte 2007 erreicht er seine höchsten Werte und fällt danach stark ab. Zusätzlich ist eine starke Variabilität auf Zeitskalen von 100 bis 400 Tagen erkennbar. Die Flussausbrüche haben eine etwa gleich große Steigung und sie dauern ähnlich lange an.

PKS 2155-304 ist also stark variabel im optischen. Es findet sich sowohl auf kleinen Zeitskalen Variabilitäten, also auch auf großen. Dabei finden große Veränderungen tendenziell auf großen Zeitskalen statt, während kleinere Schwankungen auf kleineren Zeitskalen vorkommen. Dies ist das bestimmende Merkmal von rotem Rauschen (Ward & Shapiro, 1961). Rotes Rauschen wird in Abschnitt 1.3.2 beschrieben.

3.4 Bisherige Untersuchungen der Variabilität

In diesem Abschnitt werden die bisherigen Untersuchungen der Variabilität von PKS 2155-304 erörtert. Des Weiteren werden Lichtkurven aus unterschiedlichen Wellenlängenbereichen mit der ROTSE-Lichtkurve qualitativ verglichen.

In Tabelle 3.1 sind die Ergebnisse bisheriger Variabilitätsstudien in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen zusammengefasst. Die Abkürzungen HE und SHE stehen für hochenergetisch (\approx GeV) bzw. sehr hochenergetisch (\approx TeV). Die Ergebnisse in der Tabelle werden in den folgenden Abschnitten genauer erläutert. Die kürzeste Zeitskala der Variabilität gibt an, bei welchem kleinsten Zeitabstand eine Variabilität des Flusses nachgewiesen ist. Ein generelles Problem dabei ist, Schwankungen des gemessenen Flusses von statistischen Messabweichungen zu unterscheiden. Zudem ist es durch die zeitliche Auflösung der Messungen begrenzt.

Der Exponent β der spektralen Leistungsdichte (SLD) beschreibt die Potenzfunktion $f(x) = ax^{-\beta}$, die den Verlauf der SLD beschreibt. Die spektrale Leistungsdichte ist das Betragsquadrat der Fouriertransformierten. Je größer β , desto mehr dominieren langzeitige Veränderungen über kurzzeitige. Dahinter ist die Zeitskala angegeben, auf der die SLD untersucht wurde. Eine detaillierte Beschreibung der SLD ist in Abschnitt 4.2 gegeben.

Die „Hinweise auf Periodizitäten“ stammen aus unterschiedlichen Veröffentlichungen. Es handelt sich dabei um Periodizitäten, die in den zu Grunde liegenden Lichtkurven gefunden wurden.

Energiebereich	kürzeste Zeitskala der Variabilität	Exponent β der SLD	Hinweise auf Periodizitäten
Optisch	< 15 min	2,4 (bis zu Tagen)	0,7 Tage, 4,16 und 7,0 Jahre
Röntgen	< 1 Tag	1,5, ..., 3 (bis zu Tagen)	140 Tage
HE Gamma	< 1 Woche ?	-	-
SHE Gamma	< 10 min	2,0 \pm 0,2 (bis zu Stunden in sehr hohem Fluss-Zustand)	-

Tabelle 3.1: Bisherige Beobachtungen der Variabilität der elektromagnetischen Strahlung von PKS 2155-304 in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen. In der dritten Spalte ist hinter dem Exponenten β die Zeitskala angegeben, bis zu der die SLD dem Potenzgesetz folgt. Sie ist in der Regel durch die Dauer der Beobertungskampagnen begrenzt.

3.4.1 Beobachtungen im Optischen

Die Variabilität des optischen Flusses von PKS 2155-304 wurde bisher vorwiegend in einigen kürzeren Kampagnen untersucht, in denen die Quelle mehr oder weniger regelmäßig in Zeiträumen von bis zu einem Monat beobachtet wurde. Dabei wurde festgestellt, dass der optische Fluss von Nacht zu Nacht um zwei bis zehn Prozent schwankt (Smith *et al.*, 1992; Heidt *et al.*, 1997). Es konnten Veränderungen auf Zeitskalen von einigen Stunden (Ryle *et al.*, 2006), weniger als 30 min (Paltani, 1999) und sogar weniger als 15 min (Paltani *et al.*, 1997) beobachtet werden. Bei der Suche nach Periodizitäten des Flusses auf diesen Zeitskalen konnte lediglich ein Hinweis auf eine Periode von 0,7 Tagen gefunden werden (Urry *et al.*, 1993).

Die spektrale Leistungsdichte der Variabilität hat einen Verlauf einer Potenzfunktion mit dem Exponenten $\beta = 2,4$ auf einer Zeitskala von Tagen (Paltani *et al.*, 1997).

Smith *et al.* (1992) fanden, dass auch die lineare Polarisation des Lichtes zwischen zwei und acht Prozent etwas schneller als der Fluss schwankt. Auch der Polarisationswinkel verändert sich um bis zu 25° in einer Nacht. Zudem ist das Licht im blauen tendenziell stärker polarisiert.

Bisherige Langzeit-Beobachtungen von PKS 2155-304 sind mit sehr großen Lücken versehen bzw. leiden unter einer dürftigen Abtastung (Griffiths *et al.*, 1979; Zhang & Xie, 1996; Dominici *et al.*, 2004; Osterman *et al.*, 2007). Zum Vergleich ist die Lichtkurve von Osterman *et al.* (2007) zusammen mit der ROTSE-Lichtkurve in Abbildung 3.5 abgebildet. Die ROTSE-Lichtkurve ist viel detaillierter und mit sehr viel kleineren Lücken versehen, als die Lichtkurve aus der Literatur.

Bisherige Variabilitäts-Studien auf diesen langen Zeitskalen ergeben Hinweise auf Periodizitäten von 4,16 und 7,0 Jahren (Fan, 2000). Leider wird nicht angegeben, wie aussagekräftig diese Ergebnisse sind.

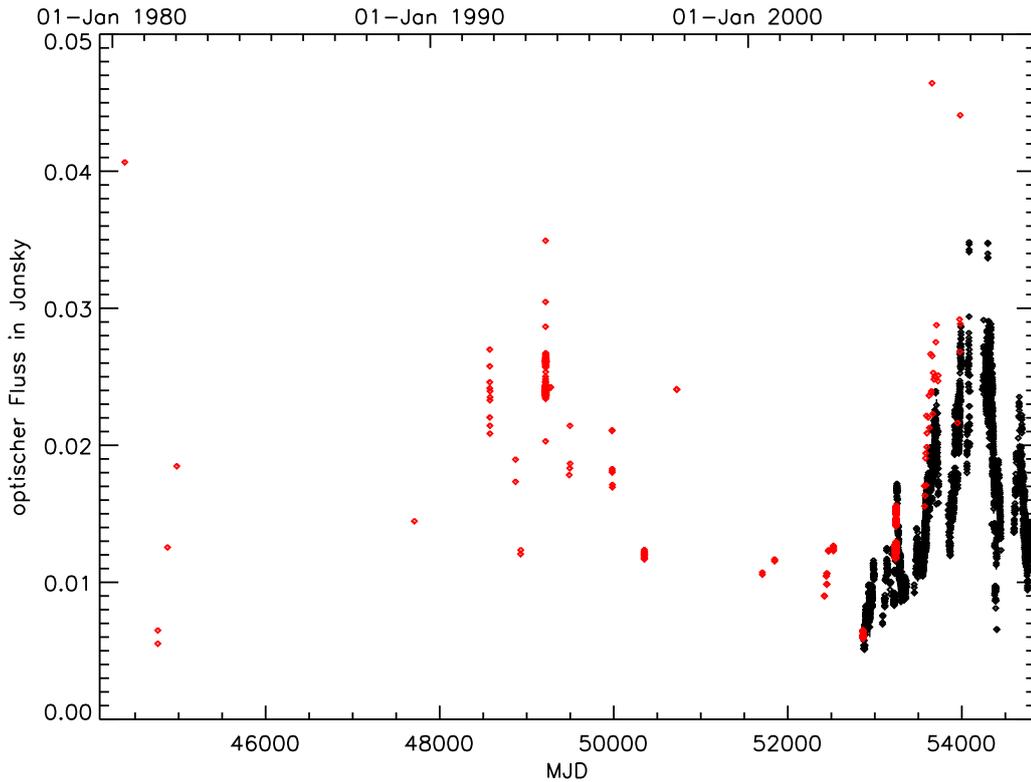


Abbildung 3.5: Optische Lichtkurve von PKS 2155-304. Die schwarzen Kreuze stellen die Daten von ROTSE dar. Die Daten aus Osterman *et al.* (2007) sind in Rot eingezeichnet. Beide Lichtkurven überschneiden sich zwischen 2003 und 2007. Die roten Kreuze sind über die schwarzen gelegt, werden also nicht von ihnen verdeckt.

3.4.2 Beobachtungen im Röntgen

Untersuchungen der Röntgen-Emission von PKS 2155-304 zeigen, dass sich der Röntgenfluss auf Zeitskalen kleiner als ein Tag verändert (Kataoka *et al.*, 2001). Auf Zeitskalen von Tagen hat die Variabilität eine spektrale Leistungsdichte, die einem Potenzgesetz gleicht, dessen Exponent β zwischen 2 und 3 (Zhang *et al.*, 2002) liegt bzw. mit 2,8 (Kataoka *et al.*, 2001) und 1,5 (Tagliaferri *et al.*, 1989) angegeben wird.

Osone & Teshima (2001) fanden in einer Röntgen-Lichtkurve mit einer Länge von etwa $4\frac{1}{2}$ Jahren einen Hinweis auf eine Periodizität von etwa 140 Tagen.

Nach dem einfachen SSC-Modell erwartet man keine Korrelation zwischen optischen Fluss und Röntgen-Fluss. In Abbildung 3.6 ist unter der optischen Lichtkurve die längste Röntgen-Lichtkurve abgebildet. Sie besteht aus Daten, die seit 1996 mit dem *All Sky Monitor* (ASM) an Bord von RXTE gesammelt wurden (Levine *et al.*, 1996). Die Beobachtungen, die jeweils in Hundert-Tage-Intervallen liegen, sind in dieser Arbeit zusammengefasst und gemittelt, weil die einzelnen Beobachtungen ein kleines Signal-Rausch-Verhältnis aufweisen. Es ist zu erken-

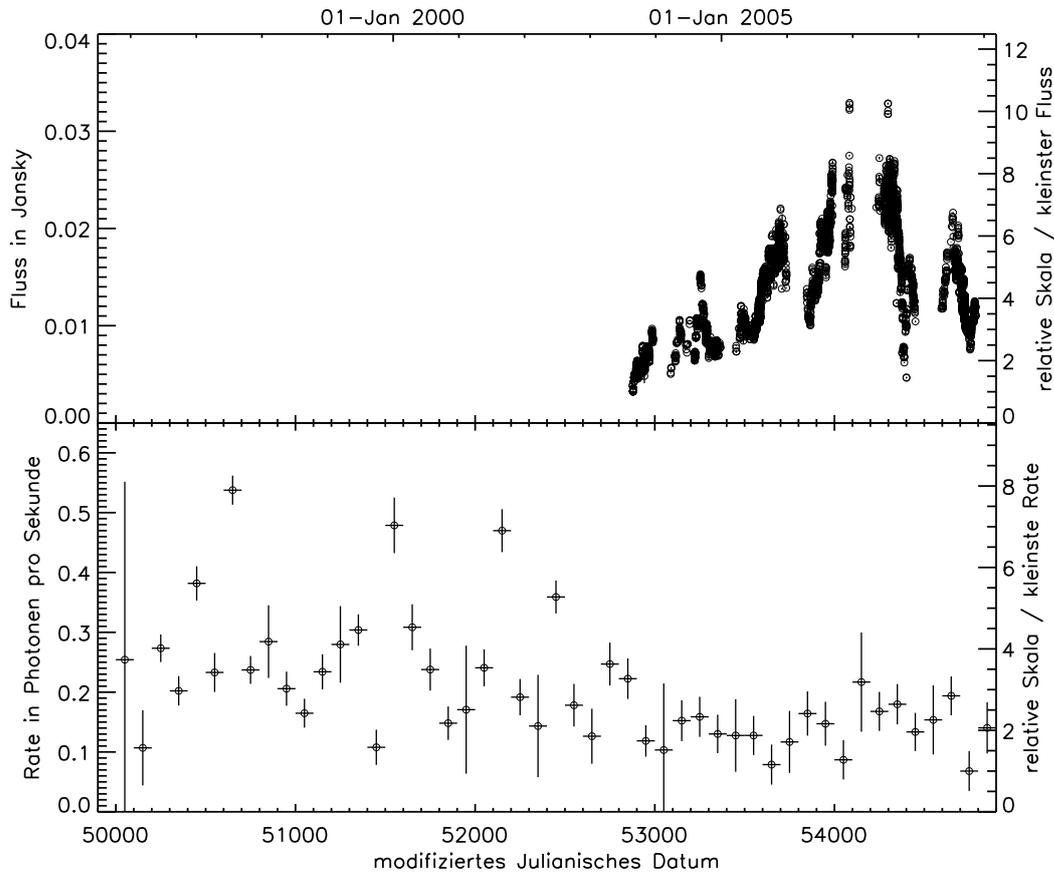


Abbildung 3.6: Optische und Röntgen-Lichtkurve von PKS 2155-304 im gleichen zeitlichen Maßstab.

nen, dass der gemessene Röntgen-Fluss auf großen Zeitskalen stark variiert. Der Fluss schwankt innerhalb von 200 Tagen um einen Faktor > 3 . Diese Variabilität ist seit dem Jahr 2004, also etwa seitdem die Quelle mit ROTSE beobachtet wird, verhältnismäßig klein.

Obwohl PKS 2155-304 eine starke Röntgenquelle ist, reicht die Datenqualität nicht aus, um die Variabilitäten auf Zeitskalen von Tagen und darunter zu untersuchen. Seitdem ROTSE die Quelle untersucht, sind keine Röntgen-Flussveränderungen auf großen Zeitskalen erkennbar.

3.4.3 Beobachtung von hochenergetischer Gammastrahlung

Gammastrahlung im GeV Bereich konnte zuerst 1995 mit dem *Energetic Gamma Ray Experiment Telescope* (EGRET) beobachtet werden (Vestrand *et al.*, 1995). EGRET war ein Experiment auf dem Satelliten *Compton Gamma Ray Observatory*, der von der NASA betrieben wurde.

Nach dem einfachen SSC-Modell erwartet man eine Korrelation zwischen dem optischen Fluss und dem Fluss HE Gammastrahlung. Es ist deshalb von besonderem Interesse, solche Lichtkurven zu vergleichen.

Das Gammastrahlen-Teleskop Fermi/LAT (Atwood & Fermi/LAT-Collaboration, 2009) hat seit August 2008 PKS 2155-304 beobachtet. Es ist das Haupt-Instrument an Bord des Fermi-Satelliten (siehe Abbildung 3.7).

Die Gammastrahlen-Lichtkurve ist mit einem zeitgleichen Abschnitt der ROTSE Lichtkurve in Abbildung 3.8 dargestellt. Es ist der mittlere Fluss von jeweils einer Woche aufgetragen. Die gemessenen Gamma-Photonen haben eine maximale Energie von etwa 300 GeV. Der Fluss scheint zu schwanken, wobei der größte Wert etwa zwei bis dreimal so groß ist, wie der niedrigste. Jedoch leiden auch diese Daten unter einem kleinen Signal-Rausch-Verhältnis. Die optische Emission halbiert sich in den ersten drei Monaten der Fermi-Beobachtungszeit, und auch der Gammastrahlungsfluss scheint einen seichten abfallenden Trend zu haben. Zwischen Dezember 2008 und April 2009 haben keine ROTSE-Beobachtungen von PKS 2155-304 stattgefunden.



Abbildung 3.7: Bild des Fermi-Satelliten. Quelle: <http://fermi.gsfc.nasa.gov/>, NASA E/PO, Sonoma State University, Aurore Simonnet

Aufgrund der begrenzten Datenqualität können nur große Schwankungen oder Langzeit-Trends identifiziert werden. Die Langzeit-Lichtkurve von Fermi reicht also noch nicht aus, um Aussagen über die Variabilität zu liefern.

3.4.4 Beobachtung von sehr hochenergetischer Gammastrahlung

1997 wurden erstmals SHE Gammastrahlen von PKS 2155-304 gemessen (Chadwick *et al.*, 1999). Man spricht ab einer Photonenenergie von mehr als 100 GeV von SHE Gammastrahlung. Das *Durham Mark 6 atmospheric Čerenkov telescope* in Australien konnte Gammastrahlung mit Energien größer als 300 GeV messen, die dieser Quelle zugeordnet werden konnten. Es fanden sich erste Hinweise auf eine Variabilität dieses Flusses auf Zeitskalen von Tagen.

Auch wenn nach dem einfachen SSC-Modell eine Korrelation zwischen optischem Fluss und SHE Gammastrahlungsfluss unwahrscheinlich ist, lohnt es sich, entsprechende Lichtkurven zu vergleichen.

H.E.S.S. (Horns & H.E.S.S. Collaboration, 2007) hat den Fluss der SHE Gammastrahlung von PKS 2155-304 über Jahre häufig beobachtet. In Abbildung 3.9 ist der monatliche mittlere Fluss aufgetragen, der als vorläufiges Ergebnis in Lénain *et al.* (2008) veröffentlicht wurde. Es gibt große Lücken in dieser Zeitreihe, weil die Quelle nur einige Monate im Jahr mit H.E.S.S. beobachtbar ist. Der mittlere Fluss variiert von Monat zu Monat und hat im Juli 2006 einen sehr ho-

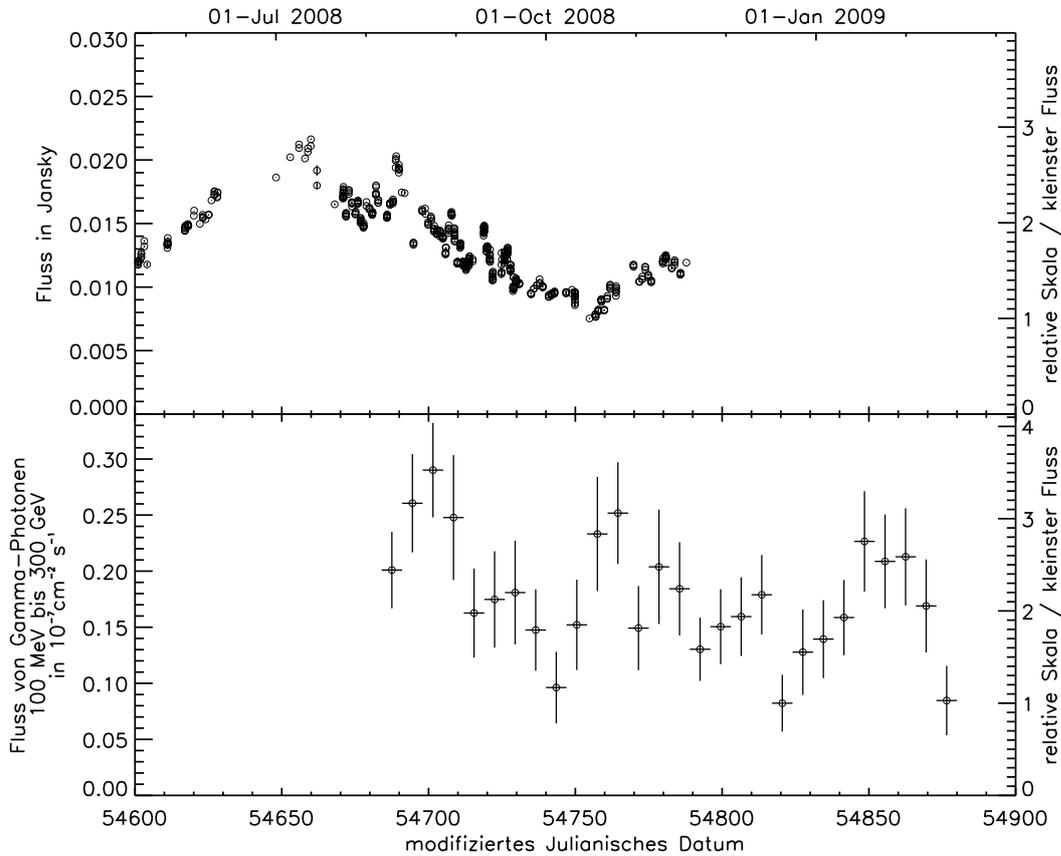


Abbildung 3.8: Optische und hochenergetische Gammastrahlen-Lichtkurve von PKS 2155-304 im gleichen zeitlichen Maßstab.

hen maximalen Wert, der etwa zehnmal größer als der übliche mittlere Fluss ist. Dies ist auf zwei enorme Gammastrahlen-Ausbrüche zurückzuführen, die am 28. und 30. Juli stattfanden (Aharonian & H.E.S.S. Collaboration, 2007). Zu dieser Zeit emittierte PKS 2155-304 auch im optischen in einen hohen Fluss, der drei bis viermal höher als der bisher niedrigste gemessene war. Hingegen wurde kein derartiger Anstieg im Sommer 2008 beobachtet, obwohl die Quelle im optischen ähnlich stark leuchtete. Die einmalige Detektion eines solchen Ereignisses lässt keinen Schluss zu, inwiefern es mit dem optischen Fluss zusammenhängt.

In 2005 scheinen die H.E.S.S. Datenpunkte einem ansteigenden Trend zu folgen, während sich der optische Fluss fast verdoppelt. 2008 sinkt der optische Fluss um mehr als die Hälfte, und auch die H.E.S.S.-Daten zeigen einen deutlichen abfallenden Trend. Um die Korrelation dieser Flüsse im Ruhezustand zu untersuchen, sind in Abbildung 3.10 die monatlichen Flusszustände dieser Wellenlängenbereiche gegeneinander aufgetragen. D.h. jeder Punkt stellt den mittleren optischen und Gammastrahlungs-Fluss eines Monats dar. Der Fluss vom

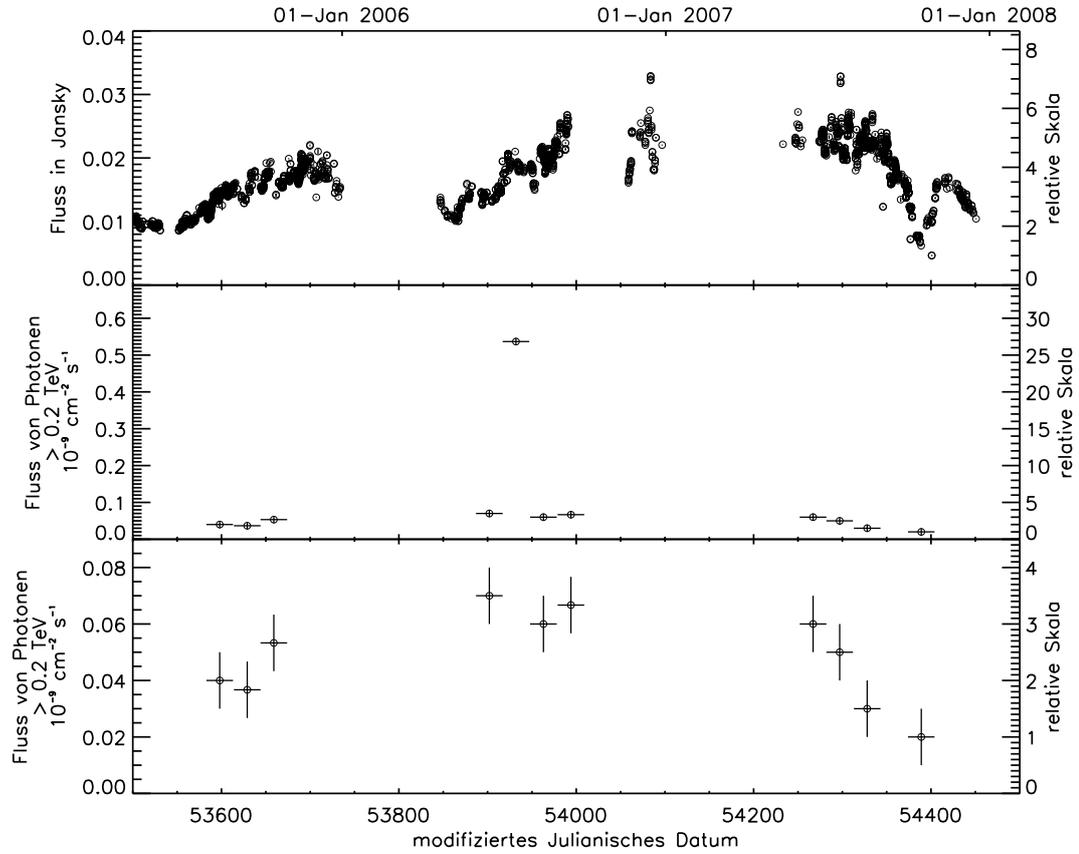


Abbildung 3.9: Optische und SHE Gammastrahlen-Lichtkurve von PKS 2155-304 im gleichen zeitlichen Maßstab. Unten ist der Gammastrahlungs-Fluss in kleinerer Skalierung aufgetragen, damit die Schwankungen im Ruhezustand besser zu erkennen sind.

Juli von 2006 wurde weggelassen, damit wird lediglich der Ruhezustand betrachtet. In diesem Fall ist ein schwacher linearer Trend erkennbar. Der empirische Pearson-Korrelationskoeffizient für zwei Datenreihen (x_i) und (y_i) mit jeweils N Elementen ist berechenbar mit

$$r = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2}} \quad (3.10)$$

Aus den jeweils zehn Flusszuständen von H.E.S.S. und ROTSE ergibt sich $r = 0,44$. Eine schwache lineare Korrelation ist mit den Daten vereinbar, wenn man die Fehler berücksichtigt. Bei der Größe der Fehler ist das Ergebnis jedoch wenig Aussagekräftig.

Der größte gemessene Fluss im Juli 2006 liegt etwa 100 mal über dem üblichen Fluss-Niveau. Die Ausbrüche waren mit kleinen Schwankungen überlagert. Die kleinste Zeitskala der Variabilität konnte auf weniger als 10 Minuten be-

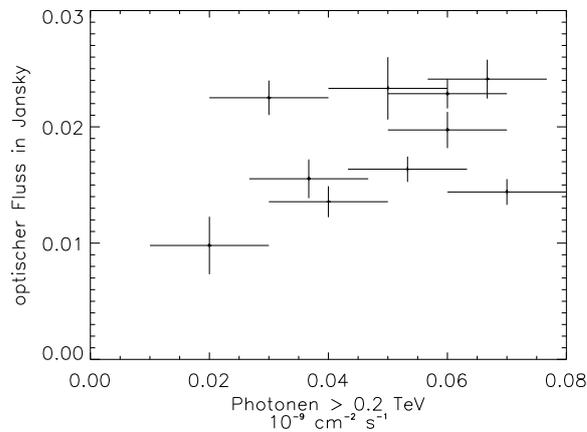


Abbildung 3.10: Darstellung der Korrelation der monatlichen Mittelwerte. Optischer Fluss gegen hochenergetischen Gammastrahlungsfluss von PKS 2155-304.

stimmt werden. In Superina & Degrange (2008) wird die Variabilität der Gamma-Lichtkurve in diesen Nächten untersucht. Die spektrale Leistungsdichte gleicht der von rotem Rauschen und folgt einem Potenzgesetz mit einem Exponenten von 2.0 ± 0.2 . Des Weiteren finden sich bei hohen Flusszuständen stärkere Schwankungen als bei niedrigen Flusszuständen. Das weist darauf hin, dass die strahlungserzeugenden Prozesse sich multiplikativ verstärken (Uttley *et al.*, 2005).

Es wird deutlich, dass die schlechte Datenqualität bzw. die mangelnde Abtastung bisheriger Langzeitbeobachtungen in allen Wellenlängenbereichen für Variabilitätsstudien auf großen Zeitskalen wenig aussagekräftige Resultate zulässt. Mit den Daten des ROTSE-Teleskops ist eine deutlich verbesserte Qualität in optischen Langzeitbeobachtungen erreicht worden. Keine bisherige Langzeitlichtkurve von PKS 2155-304 hat eine so gute Abtastung und Qualität. Es ist also zu erwarten, dass eine Variabilitäts-Untersuchung Antwort darauf geben kann, ob die Schwankungen des Flusses Periodizitäten aufweisen.

Kapitel 4

Zeitreihenanalyse der Lichtkurve von PKS 2155-304

4.1 Die Strukturfunktion der Lichtkurve der Kern- region

Die Berechnung der Strukturfunktion ist eine gängige Methode, die Variabilität einer Zeitreihe im Zeitbereich zu analysieren (Simonetti *et al.*, 1985). Im Zeitbereich bedeutet, dass dabei keine Transformation in den Frequenzraum nötig ist. Das Ergebnis ist ebenso zeitbezogen. Im Gegensatz dazu gibt es Methoden, die im Frequenzraum arbeiten und frequenzbezogene Ergebnisse liefern.

Die Strukturfunktion kann Indizien für Periodizitäten der Zeitreihe liefern. Eine Zeitreihe ist eine Folge von N Messwerten (a_i), die zu unterschiedlichen Zeiten (t_i) gemessen wurden, $i = 1, \dots, N$. Fasst man die Zeitreihe (a_i) als eine Funktion der Zeit $a(t_i)$ auf, so lässt sich die Strukturfunktion erster Ordnung durch

$$\mathcal{SF}(\tau) = \frac{1}{n} \sum_{t_i} [a(t_i + \tau) - a(t_i)]^2 \quad (4.1)$$

definieren. n ist die Anzahl der Summanden. τ ist dabei ein Zeitabstand zwischen beliebigen Messungen. Die Strukturfunktion ist demnach nur für die Zeitabstände τ definiert, die in der Zeitreihe existieren, d.h.

$$\tau \in \{|t_i - t_j| : t_i \in T \wedge t_j \in T\} , \quad (4.2)$$

wobei T die Menge der Messzeiten ist.

Je nach Größenordnung der Zeitskala, auf der man die Strukturfunktion betrachten möchte, ist es sinnvoll, die Werte von τ in Intervallen der Länge Δ zusammenzufassen und zu mitteln, um Schwankungen auf kleinen Zeitskalen zu

unterdrücken. Diese Mittelung ist durch

$$\mathcal{SF}(\tau) = \frac{1}{m} \sum_{\tau_j} \mathcal{SF}(\tau_j) \quad , \quad \tau_j \in [\tau - \Delta/2, \tau + \Delta/2] \quad (4.3)$$

gegeben, wobei m die Anzahl der Summanden ist. Je größer Δ gewählt wird, desto glatter wird die Strukturfunktion. Informationen auf Zeitskalen in der Größenordnung von Δ und darunter gehen dabei verloren.

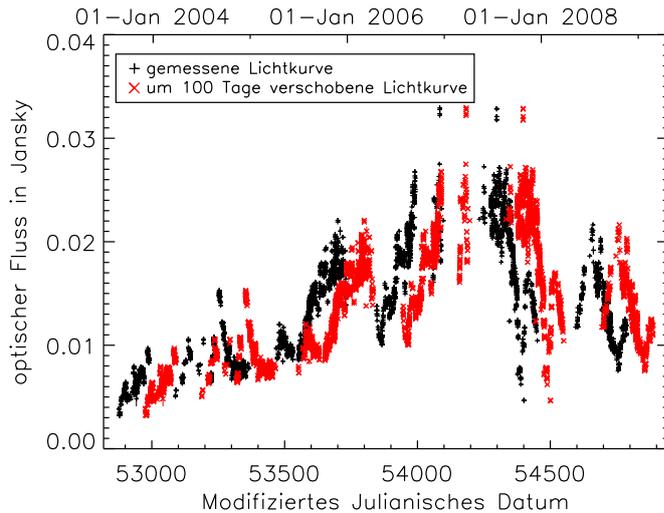


Abbildung 4.1: ROTSE Lichtkurve und die selbige um $\tau = 100$ Tage in die Zukunft verschoben. Für die Strukturfunktion werden die Quadrate der Flussunterschiede der Datenpunkte berechnet, die zeitlich übereinander liegen. Daraus wird der Mittelwert berechnet, welcher den Strukturfunktionswert an der Stelle τ liefert.

Im Prinzip wird bei dieser Methode die Zeitreihe (a_i) mit der selbigen um die Zeit τ verschobenen Zeitreihe (a'_i) verglichen. Dies ist in Abbildung 4.1 veranschaulicht. Es werden die Quadrate der Differenzen von sich in der Zeit überlagernder Messwerte (a_i) und (a'_i) gemittelt - dieser Mittelwert ist die Strukturfunktion $\mathcal{SF}(\tau)$. Ein hoher Wert der Strukturfunktion $\mathcal{SF}(\tau)$ sagt also, dass in der Zeit um τ verschobene Messwerte im Mittel stark von nicht verschobenen überlagerten abweichen. Ein niedriger Wert sagt, dass diese Abweichung im Mittel klein ist.

Die Strukturfunktion ist also ein Maß für die Ähnlichkeit der Zeitreihe zu sich selbst in der Zukunft bzw. Vergangenheit. Ein Minimum in der Strukturfunktion bedeutet, dass sich die Zeitreihe bei dieser Zeitverschiebung am ähnlichsten ist, wogegen ein Maximum das Gegenteil zeigt. Man kann sich leicht überlegen, was eine Periodizität in der Zeitreihe für die Strukturfunktion bedeutet - es ist zu erwarten, dass die Strukturfunktion bei ganzen Vielfachen der Periode ausgeprägte Minima hat.

Bei einer ungleichmäßig abgetasteten Zeitreihe bestehen zwischen den einzelnen Messungen unterschiedliche Zeiträume. Ungleichmäßige Abtastung, insbesondere große Lücken in der Zeitreihe verzerren die Strukturfunktion, wodurch Fluktuationen oder sogar zusätzliche Maxima und Minima entstehen können. Das liegt daran, dass durch die Lücken und die begrenzte Länge Informationen fehlen. Diese Verzerrungen werden hier Abtast-Effekte (Englisch: sampling effects)

genannt. Statistische Messabweichungen erzeugen in der Strukturfunktion einen zusätzlichen Beitrag, der für alle τ im Mittel gleich ist.

Die optische Lichtkurve der Kernregion von PKS 2155-304 ist eine Zeitreihe mit $N = 4708$ vollkommen ungleichmäßig abgetasteten Datenpunkten. Sie ist in Abbildung 3.4 aufgetragen. Zwischen den einzelnen Beobachtungen sind Lücken von 29 Sekunden bis 144 Tagen. In dieser Arbeit werden Periodizitäten auf Zeitskalen von zehn bis tausend Tagen gesucht. Für die Berechnung nach Gleichung (4.3) wird eine Intervallgröße von $\Delta = 1$ Tag gewählt. Dadurch werden Fluktuationen auf kürzeren Zeitskalen in der Strukturfunktion unterdrückt und damit ihre Auflösung auf einen Tag beschränkt.

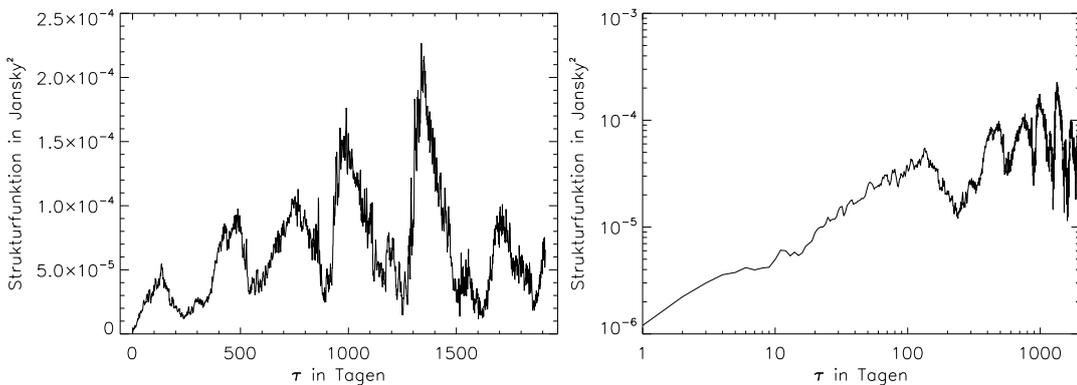


Abbildung 4.2: Strukturfunktion der Lichtkurve der Kernregion von PKS 2155-304, links mit linearer und rechts mit logarithmischer Skalierung beider Achsen. Zur Berechnung wurde eine Intervallgröße von einem Tag gewählt. Bei $\tau \approx 135$ d befindet sich ein erstes ausgeprägtes Maximum, bei $\tau \approx 260$ d ein erstes breites ausgeprägtes Minimum.

Abbildung 4.2 zeigt die Strukturfunktion der Lichtkurve der Kernregion von PKS 2155-304. Man kann für jede Zeitskala die Schwankungen ablesen. Die Kurve hat bei $\tau = 1$ d den kleinsten Wert. Sie folgt dann einem ansteigenden Trend, der bis etwa $\tau \approx 1000$ d einem Potenzgesetz folgt, wie an der doppeltlogarithmischen Skala zu erkennen ist. Für $\tau < 1000$ d finden also bei größeren Zeitskalen, tendenziell größere Schwankungen statt. Danach flacht der Trend ab. Dieser Verlauf ist charakteristisch für Zeitreihen roten Rauschens (Kawaguchi & Mineshige, 1999). Für alle $\tau \neq 0$ d hat die Strukturfunktion einen Beitrag aufgrund der statistischen Messabweichung. Dieser Beitrag ist im Mittel gleich, verrauscht aber die Strukturfunktion. Die statistischen Messabweichungen von ROTSE sind jedoch im Verhältnis zu den Fluss-Schwankungen so klein, dass sie hier keine Rolle spielen.

Es gibt ausgeprägte Minima und Maxima, die regelmäßig im Kurvenverlauf angeordnet sind. Die Amplituden nehmen mit zunehmendem Zeitabstand τ zu. Das erste ausgeprägte Maximum bei $\tau \approx 135$ d weist auf eine starke Unähnlichkeit bei dieser Zeitverschiebung hin. Das etwa 190 Tage breite ausgeprägte Minimum bei ungefähr 260 Tagen zeigt eine große Ähnlichkeit bei dieser und

ähnlicher Zeitverschiebung. Es finden sich weitere Minima und damit Ähnlichkeiten bei etwa 550, 880, 1250 und 1550 Tagen. Betrachtet man die Minima als Folge derselben periodischen Ursache mit der Periode T , so ergäben sich ihre Positionen zu ganzen Vielfachen der Periode $\tau_{\min,i} = iT$, $i \in \mathbb{N}$. Aus den Minima ergeben sich jedoch leicht unterschiedliche Perioden von ungefähr 260, 275, 293, 313, 310 Tagen. Die Periode scheint mit zunehmendem Zeitabstand zuzunehmen. Es ist denkbar, dass die Periode mit der Zeit variiert. Eine veränderliche Periode erklärte auch die große Breite des ersten Maximums, denn benachbarte periodische Strukturen der Lichtkurve lägen dann bei leicht unterschiedlichen Zeitabständen übereinander. Dadurch ergäbe sich im Mittel ein breites erstes Minimum in der Strukturfunktion.

Abhängig vom Zeitabstand τ fließen unterschiedlich viele Daten in die Berechnung der Strukturfunktion ein. Das liegt an der unregelmäßigen und ungleichmäßigen Abtastung der Zeitreihe. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 4.3 aufgetragen. Es ist ein linear abfallender Trend zu sehen. Mit zunehmendem τ fließen immer weniger Daten in die Berechnung ein. Zudem gibt es ausgeprägte Minima. Diese liegen bei Zeitabständen τ , bei denen sich Lücken mit Daten überlagern. Hier ist die Anzahl sich überlagernder Daten besonders klein. An diesen Stellen und bei großen τ gehen viele Informationen verloren. Es ist zu erwarten, dass an diesen Stellen Abtast-Effekte eine besonders große Rolle spielen. Dort treten vermehrt große Oszillationen in der Strukturfunktion auf, die zusätzliche Maxima und Minima erzeugen können. Das erste Minimum in dieser Abbildung liegt bei etwa 180 d, überlagert sich also nicht mit dem ersten Minimum in der Strukturfunktion. Es gibt jedoch Überlagerungen bei den anderen Minima, z.B. bei 900 d. Eine systematische Untersuchung der Signifikanz des ersten Minimums erfolgt weiter unten in dieser Arbeit.

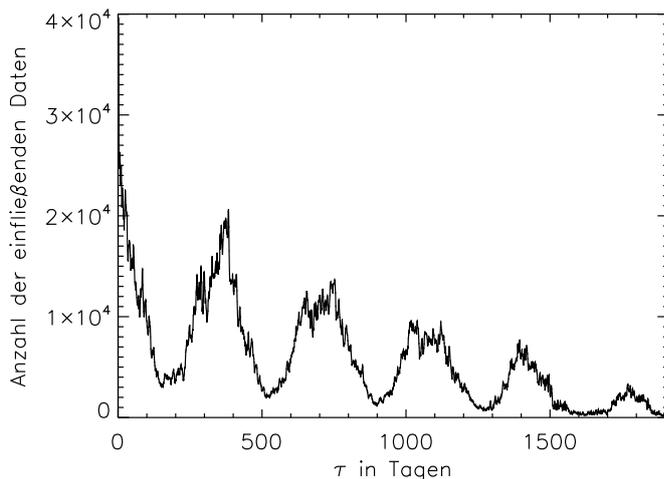


Abbildung 4.3: Anzahl der in die Strukturfunktion einfließenden Beobachtungen in Abhängigkeit vom Zeitabstand τ .

Die Strukturfunktion für kleine τ ist also weniger von Abtast-Effekten betroffen. Deshalb wird das erste Minimum als am bedeutendsten angesehen. Hier fließen am meisten Informationen der Lichtkurve ein.

4.1.1 Quantitative Bestimmung der Periode

Um die Periode quantitativ zu bestimmen wird die Strukturfunktion mit Strukturfunktionen von Sinuskurven mit unterschiedlichen Perioden verglichen. Sie sind so konstruiert, dass sie den gleichen Mittelwert und die gleiche Varianz wie die PKS 2155-304-Lichtkurve haben. Dafür wird jeweils der Korrelationskoeffizient r nach Gleichung 3.10 für das Intervall berechnet, über das sich das erste Maximum und Minimum erstreckt. Dieses Intervall hat seinen Anfang bei Null Tagen und endet an der Wendestelle zwischen dem ersten Minimum und zweiten Maximum. Es fließen $N = 390$ Datenpaare in die Rechnung ein. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.4 aufgetragen. Die stärkste Korrelation ergibt sich bei Periode von 256 d. Der Korrelationskoeffizient ist $r_{\max} = 0,881$.

Das erste Minimum in der Strukturfunktion weist auf eine Periodizität von 256 Tagen in der optischen Lichtkurve der Kernregion von PKS 2155-304 hin.

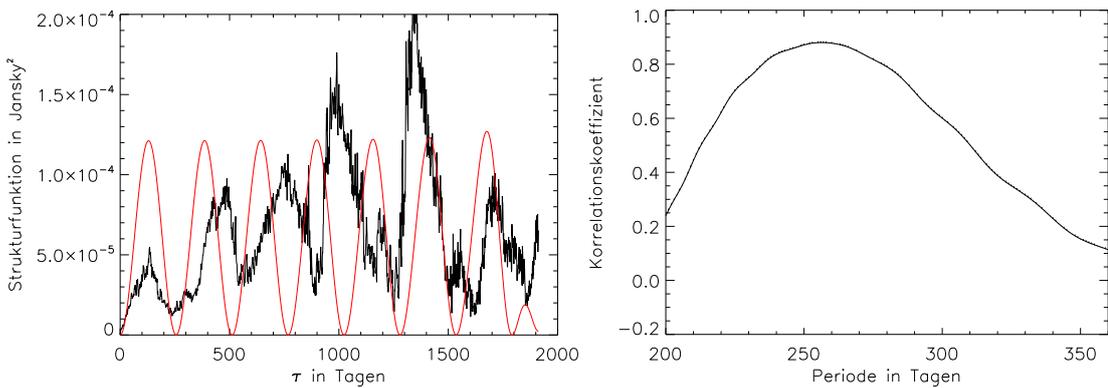


Abbildung 4.4: Links: Strukturfunktionen der PKS 2155-304-Lichtkurve und einer Sinuskurve mit einer Periode von 256 Tagen (rot). Rechts: Korrelationskoeffizienten aus dem Vergleich der Strukturfunktionen von PKS 2155-304 und Sinuskurven unterschiedlicher Perioden auf dem Intervall von 0 bis 390 Tagen.

Die Strukturfunktion ist zwar eine sehr zuverlässige Methode, um Periodizitäten in Zeitreihen zu finden, jedoch kann sie nur auf den Informationsgehalt zurückgreifen, der in der Zeitreihe steckt. Und der ist durch den Beobachtungszeitraum und Beobachtungslücken begrenzt.

Hieraus ergibt sich die Frage nach der Signifikanz. Eine zufällig flackernde Quelle, die mit dieser Abtastung beobachtet wird, könnte durch Abtasteffekte ein solches Minimum in der Strukturfunktion haben. Dafür ist die Wahrscheinlichkeit zu bestimmen.

Es lässt sich also eine Nullhypothese formulieren: „Der optische Fluss der Kernregion von PKS 2155-304 variiert zufällig mit der Zeit. Und das Minimum in der Strukturfunktion tritt zufällig auf.“ Zufälliges Variieren ist sehr weit gefasst. Und bei Betrachtung der Lichtkurve stellt man fest, dass nicht jede Art von

zufälligem Variieren in Frage kommt (siehe Abschnitt 3.3). Die Nullhypothese ist also zu verfeinern. Dafür wird im Folgenden die Lichtkurve im Frequenzraum untersucht.

4.2 Die spektrale Leistungsdichte

In diesem Abschnitt wird den Ausführungen von Priestley (1967) gefolgt. Eine reelle Funktion der Zeit $f(t)$ lässt sich als eine Überlagerung von unendlich vielen harmonischen Funktionen unterschiedlicher Kreisfrequenzen ω und Amplituden darstellen. Die Darstellung ist das *generalisierte* Fourier-Integral

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} dG(\omega) , \quad (4.4)$$

bei dem $G(\omega)$ eine nicht notwendiger Weise analytische Funktion darstellt, die eindeutig durch $f(x)$ bestimmt ist. Sie vereinheitlicht das herkömmliche Fourier-Integral mit der Fourierreihen-Darstellung.

Vereinfacht gesagt, handelt es sich um eine Überlagerung unendlich vieler Sinus- oder Kosinus-Funktionen mit unterschiedlichen Amplituden und Kreisfrequenzen. $|dG(\omega)|$ ist die Amplitude der harmonischen Komponente der Kreisfrequenz ω . Das Quadrate dieser Amplitude ergibt die spektrale Leistung $|dG(\omega)|^2$, die für ein stückweise stetig differenzierbares $G(\omega)$ auf differenzierbaren Abschnitten infinitesimal ist. Um die harmonischen Komponenten untersuchen zu können, definiert man die spektrale Leistungsdichte $\mathcal{SLD}(\omega)$ durch

$$\mathcal{SLD}(\omega) = \frac{|dG(\omega)|^2}{d\omega} . \quad (4.5)$$

In ihr spiegeln sich Periodizitäten in ausgeprägten Maxima bei entsprechender Kreisfrequenz wider.

Für den Fall, dass $G(\omega)$ differenzierbar ist, gilt

$$\frac{dG(\omega)}{d\omega} = \hat{f}(\omega) , \quad (4.6)$$

wobei $\hat{f}(\omega)$ die Fouriertransformierte von $f(t)$ ist. In diesem Fall konvergiert $\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)| dt$ notwendigerweise, und (4.4) ergibt sich zu

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} \hat{f}(\omega) d\omega . \quad (4.7)$$

Die spektrale Leistungsdichte einer solchen Funktion der Zeit $f(t)$ ist dann das Betragsquadrat der Fouriertransformierten $\hat{f}(\omega)$:

$$\mathcal{SLD}(\omega) = \left| \hat{f}(\omega) \right|^2. \quad (4.8)$$

Für eine Zeitreihe mit konstanten Abständen zwischen den Messwerten, lässt sich also die Fouriertransformierte und damit die spektrale Leistungsdichte mittels der *diskreten Fouriertransformation* numerisch berechnen. Für Zeitreihen mit unterschiedlichen Abständen zwischen den Beobachtungen, wie es bei der PKS 2155-304 Lichtkurve der Fall ist, kann die spektrale Leistungsdichte nur Näherungsweise berechnet werden¹. Eine geeignete Abschätzung für die spektrale Leistungsdichte liefert das Lomb-Scargle Periodogramm.

4.2.1 Das Lomb-Scargle-Periodogramm der Lichtkurve der Kernregion von PKS 2155-304

Die Berechnung des normierten Lomb-Scargle-Periodogramms (Lomb, 1976; Scargle, 1982) ist eine Methode, die spektrale Leistungsdichte von ungleichmäßig abgetasteten Zeitreihen endlicher Länge näherungsweise zu bestimmen.

Sei (a_i) eine Zeitreihe von Messwerten von Messungen zu den Zeiten (t_i) , so ist ihr Lomb-Scargle-Periodogramm definiert durch:

$$\mathcal{LSP}(\omega) = \frac{1}{2\sigma^2} \left\{ \frac{\left[\sum_j (a_j - \bar{a}) \cos(\omega(t_j - \epsilon)) \right]^2}{\sum_j \cos^2(\omega(t_j - \epsilon))} + \frac{\left[\sum_j (a_j - \bar{a}) \sin(\omega(t_j - \epsilon)) \right]^2}{\sum_j \sin^2(\omega(t_j - \epsilon))} \right\} \quad (4.9)$$

Dabei sind σ^2 die Varianz, auf die normiert wird und \bar{a} der Mittelwert der Messwerte. Die Zeit

$$\epsilon = \frac{1}{2\omega} \tan^{-1} \frac{\sum_j \sin(2\omega t_j)}{\sum_j \cos(2\omega t_j)}$$

sorgt für die Phaseninvarianz von $\mathcal{LSP}(\omega)$ (Press & Rybicki, 1989).

Ungleichmäßige Abstände zwischen den Messungen, die endliche Länge der Zeitreihe und statistische Messfehler beeinträchtigen das Lomb-Scargle-Periodogramm durch so genannte Leck-Effekte. Dadurch entsteht ein künstliches Oszillieren, zusätzliche Beiträge bei gewissen Frequenzen und man beobachtet eine Stauchung. Für ein Maximum muss deshalb geprüft werden, ob es einem Leck-Effekt entstammt, bevor es als Indiz für eine Periodizität angesehen werden kann.

Das Lomb-Scargle-Periodogramm der Lichtkurve von PKS 2155-304 ist in Abbildung 4.5 aufgetragen. Es zeigt sich dabei ein abfallender Trend, der über ein breites Frequenzband einem Potenzgesetz ähnelt.

¹Auch bei Zeitreihen mit konstantem Abstand liefert die Fouriertransformation auch nur eine Abschätzung für die intrinsische spektrale Leistungsdichte, da die Zeitreihe eine endliche Länge hat. Denn Informationen über den Verlauf außerhalb des Beobachtungszeitraumes liegen nicht vor.

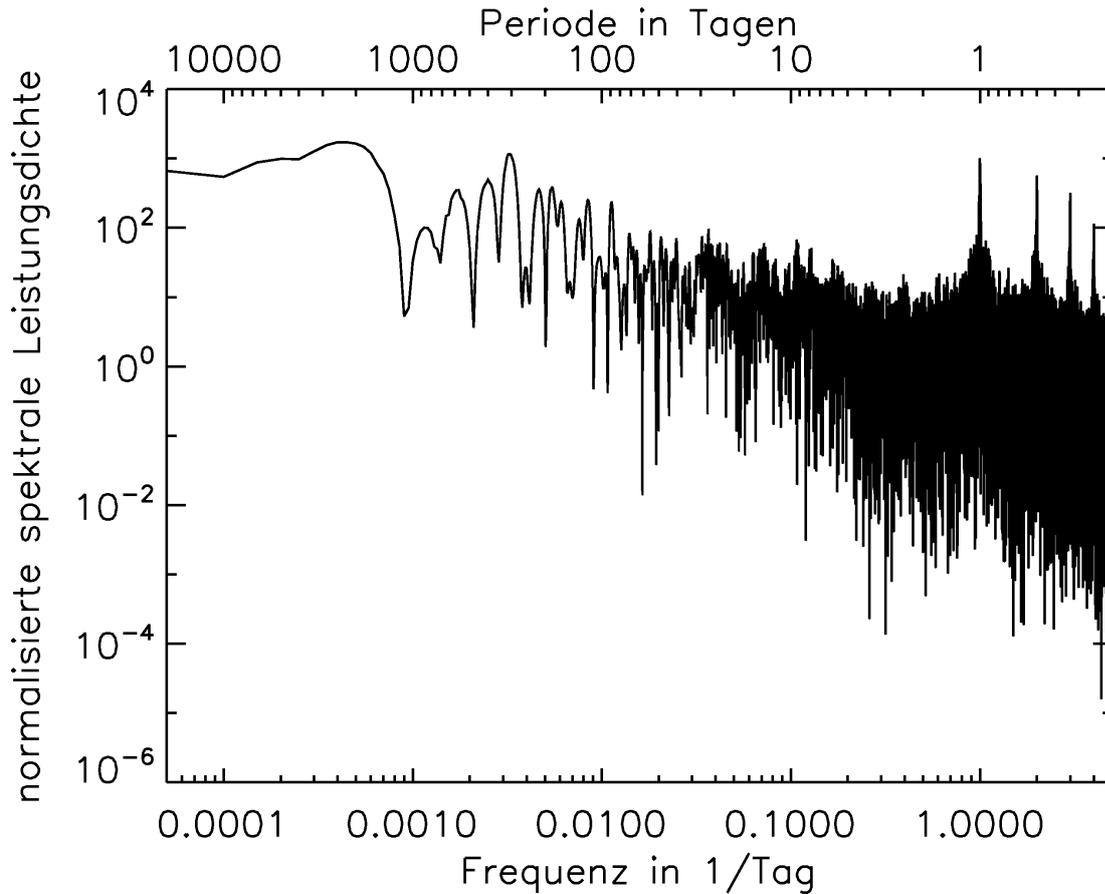


Abbildung 4.5: Lomb-Scargle-Periodogramm der Lichtkurve der Kernregion von PKS 2155-304 in doppelt logarithmischer Darstellung. Es zeichnet sich ein Potenzgesetz im abfallenden Trend ab. Bei hohen Frequenzen gibt es scharfe Maxima bei Frequenzen von reziproken ganzen Tagen. Diese sind auf einen Leck-Effekt zurückzuführen, der durch nächtliches Beobachten zustande kommt.

Da die Lichtkurve ungleichmäßig abgetastet ist, regelmäßige Lücken in der Größenordnung von 100 Tagen hat und eine endliche Länge besitzt, ist davon auszugehen, dass Leckeffekte einen signifikanten Einfluss haben. So ist das Maximum bei $\nu = \frac{\omega}{2\pi} \approx \frac{1}{2000 \text{ d}}$ auf die Länge der Lichtkurve von 1912 Tagen zurückzuführen. Die Maxima bei hohen Frequenzen entstehen durch die nächtlichen Beobachtungsfenster. Bei niedrigen Frequenzen $\nu < \frac{1}{1000 \text{ d}}$ ist die Steigung des Trends nahezu Null. Weiter unten wird gezeigt, dass dies wahrscheinlich auf Leck-Effekten beruht.

Das Lomb-Scargle-Periodogramm liefert also nur eine grobe Näherung der intrinsischen spektralen Leistungsdichte. Die Güte der Näherung kann abgeschätzt werden, indem die Lomb-Scargle-Periodogramme von simulierten Lichtkurven betrachtet werden, deren intrinsische spektrale Leistungsdichte bekannt ist. Unterliegen sie der gleichen Abtastrate, können die Leck-Effekte untersucht werden.

Der potenzgesetzartige abfallende Trend und die Akkretionsmodelle für AGNs (siehe erstes Kapitel) motivieren, rotes Rauschen für die simulierten Lichtkurven zu verwenden.

4.2.2 Simulierte Lichtkurven

Erzeugung von Potenzgesetz-Rauschen

Zur Simulation von Lichtkurven verwenden wir die Methode vorgestellt in (Timmer & Koenig, 1995). Es werden nichtdeterministische Lichtkurven erzeugt, bei dem der Trend der spektrale Leistungsdichte einem Potenzgesetz folgt, so dass im Mittel

$$\mathcal{SLD}(\omega) \sim \omega^{-\beta} \quad (4.10)$$

ist. Dazu wird zunächst die Fouriertransformierte $\hat{f}(\omega)$ generiert, indem die Amplitude und Phase für jede Frequenz zufällig gewählt werden. Anschließend wird die Funktion $f(t)$ mittels inverser Fouriertransformation berechnet.

Der Real- und Imaginär-Teil der komplexen Fouriertransformierten ergeben sich aus normalverteilten Zufallszahlen, die um die Null verteilt sind. Um den gewünschten Trend der Spektralen Leistungsdichte zu erreichen, wird die Standardabweichung proportional zu $\omega^{-\beta/2}$ gewählt². Eine normalverteilte Zufallszahl mit Mittelwert μ und Standardabweichung σ wird mit $\mathcal{N}(\mu, \sigma)$ bezeichnet. Damit ergibt sich:

$$\hat{f}(\omega) \sim [\mathcal{N}(0, \omega^{-\beta/2}) + i\mathcal{N}(0, \omega^{-\beta/2})] \quad (4.11)$$

Wegen $\mathcal{SLD}(\omega) = |\hat{f}(\omega)|^2$ folgt die spektrale Leistungsdichte einer Verteilung, die sich aus der Summe der Quadrate zweier normalverteilter Zufallszahlen ergibt. Eine solche Verteilung nennt sich χ^2 -Verteilung mit zwei Freiheitsgraden χ_2^2 :

$$\mathcal{SLD}(\omega) \sim [\mathcal{N}^2(0, \omega^{-\beta/2}) + \mathcal{N}^2(0, \omega^{-\beta/2})] = \left(\frac{1}{\omega}\right)^\beta \chi_2^2 \quad (4.12)$$

In Abbildung 4.6 ist die Wahrscheinlichkeitsdichte einer χ_2^2 Verteilung dargestellt.

Der Algorithmus für die Erzeugung von Potenzgesetz-Rauschen bedient sich der diskreten Fouriertransformation für eine gerade Anzahl von Elementen der zu simulierenden Zeitreihe. Sie besteht in den wesentlichen Schritten:

1. Wähle einen Exponenten β . Dabei führt $\beta > 1$ zu rotem Rauschen, $\beta = 0$ zu weißem, $\beta < 0$ zu blauem Rauschen.

²Der Proportionalitätsfaktor ist eine frei wählbare Konstante, die sich allein auf die Normierung der Lichtkurve auswirkt. In dieser Arbeit wird er auf eins gesetzt, da die Normierung später erfolgt.

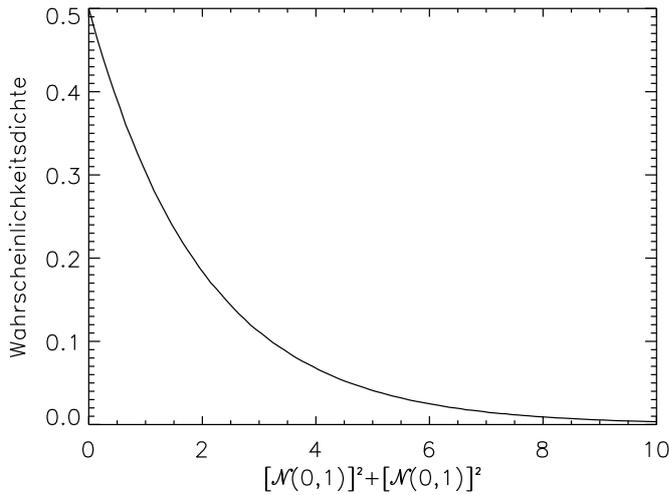


Abbildung 4.6: χ_2^2 -Verteilung aus zwei normalverteilten Zufallszahlen mit einer jeweiligen Standardabweichung von eins.

2. Für jede Frequenz ω_i wähle für den Real- und Imaginär-Teil von \hat{f} jeweils eine normalverteilte Zufallszahl mit Erwartungswert Null und Standardabweichung $\omega^{-\beta/2}$.
3. Damit die Zeitreihe reell ist, muss die Fourier-Komponente, der größten beitragenden Frequenz, notwendiger Weise reell sein. Diese heißt Nyquist-Frequenz. Für sie ist also nur eine Zufallszahl für den Realteil zu wählen.
4. Weiterhin müssen für eine reelle Zeitreihe die Fourier-Komponenten der negativen Frequenzen den komplex konjugierten der positiven Frequenzen entsprechen, d.h. $\hat{f}(-\omega_i) = \hat{f}^*(\omega_i)$ gilt.
5. Durch Rücktransformation der Fouriertransformierten erhält man eine Zeitreihe roten Rauschens.

Auf diese Art numerisch erzeugte Zeitreihen mit N Elementen bestehen aus Überlagerungen von Schwingungen mit Frequenzen in einer willkürlichen Einheit $\omega = \frac{1}{N}, \frac{2}{N} \dots \frac{(N/2-1)}{N}, \frac{1}{2}$. Die freie Wahl der Frequenz-Einheit ist durch die Skaleninvarianz roten Rauschens begründet. Die kleinste Frequenz, die beiträgt, ist $\frac{1}{N}$. Die spektrale Leistungsdichte ist für noch kleinere Frequenzen nicht definiert. Im Lomb-Scargle-Periodogramm äußert sich das in einem Abknicken zu niedrigeren Frequenzen hin. In der Zeitreihe resultiert aus dem Fehlen niederfrequenter Schwingungen die Abwesenheit von Langzeittrends.

Ideales rotes Rauschen ist frei von einer derartigen Definitionslücke. Um dennoch eine zufrieden stellende Zeitreihe roten Rauschens zu erhalten, in der Schwingungen kleinerer Frequenzen eingehen, reicht es, eine Zeitreihe zehnfacher Länge mit $10 \times N$ Elementen zu simulieren und davon nur einen Abschnitt von N Elementen zu verwenden (Edelson *et al.*, 2002).

Erzeugung einer künstlichen Lichtkurve aus simuliertem Rauschen

Eine künstliche Lichtkurve soll die gleiche Abtastung, die gleichen Standardabweichung des Flusses, den gleichen Mittelwert des Flusses und den gleichen Messfehler besitzen, wie die gemessene.

Um die simulierte Zeitreihe mit der Abtastung versehen zu können, darf der zeitliche Abstand zwischen den Messwerten der simulierten Zeitreihe nicht größer sein als der kleinste zeitliche Abstand, der in der Abtastung existiert. Zudem muss die Länge der simulierten Zeitreihe mindestens zehnmal so lang sein, wie die Abtastung. Es müssen folgende Schritte in dieser Reihenfolge ausgeführt werden:

1. Die Simulierte Zeitreihe soll genau die gleiche Abtastung wie die reale haben. Das heißt, sie soll genau so viele Elemente haben, wie die reale. Und die Beobachtungszeiten sollen übereinstimmen. Also wird für jede Beobachtungszeit der realen Lichtkurve ein zeitgleicher Wert der simulierten Zeitreihe ausgewählt. Die ausgewählten Werte ergeben die Zeitreihe, die restlichen werden verworfen.
2. Um die gleiche Standardabweichung zu erreichen, werden alle Werte a_i der simulierte Zeitreihe mit dem Verhältnis der Standardabweichungen σ_{real} der realen Lichtkurve und σ_{sim} der simulierten Zeitreihe multipliziert:

$$a'_i = a_i \frac{\sigma_{\text{real}}}{\sigma_{\text{sim}}} \quad (4.13)$$

3. Um den Mittelwert anzupassen, werden zu allen Werten a'_i eine Konstante addiert, die gleich der Differenz der Mittelwerte \bar{a}_{real} der realen Lichtkurve und \bar{a}' der simulierten Zeitreihe ist:

$$a''_i = a'_i + (\bar{a}_{\text{real}} - \bar{a}') \quad (4.14)$$

4. Die fertige Lichtkurve muss auf ihre physikalische Tauglichkeit überprüft werden. Denn je nach Verhältnis von Standardabweichung und Mittelwert können negative Flüsse im roten Rauschen entstehen. Das tritt umso häufiger auf, je kleiner der Exponent β des simulierten Rauschens ist.

Episoden mit negativen Flüssen sind für das Modell eines akkretierenden schwarzen Loches als Zeiten im Ruhezustand zu interpretieren. Negative Flüsse werden also auf Null gesetzt.

5. Zuletzt wird der Messfehler hinzugefügt. Zu jedem Wert a''_i wird der Fehler $\sigma(a''_i)$ gewählt. Das Verhalten der Messfehler in Abhängigkeit von der Messgröße muss für das Instrument individuell bestimmt werden, für das die Lichtkurve simuliert wird. Der Messfehler kann dann im Einzelnen als eine normal- (oder poissonverteilte) Zufallszahl ermittelt werden. Damit ergibt sich die künstliche Lichtkurve a''' mit

$$a'''_i = a''_i + \mathcal{N}(0, u(a''_i)) = \mathcal{N}(a''_i, \sigma(a''_i)) . \quad (4.15)$$

Dabei ist zu beachten, dass die Standardabweichung der simulierten Lichtkurve durch Hinzufügen des Messfehlers zunimmt. Dieses Verfahren ist also nur für sehr kleine Messfehler sinnvoll. Für größere Messfehler muss die Erhöhung der Standardabweichung im Vorwege abgeschätzt und bei der Skalierung (Schritt 2.) berücksichtigt werden.

4.2.3 Simulierte Lichtkurven für PKS 2155-304

Mit den oben beschriebenen Methoden können Lichtkurven für PKS 2155-304 simuliert werden. Abtastung, mittlerer Fluss und Standardabweichung des Flusses ergeben sich direkt aus der Lichtkurve. Der mittlere statistische Messfehler als Funktion des gemessenen Flusses von ROTSE-III ist noch zu ermitteln.

Charakterisierung der Messfehler

Die mittlere statistische Messabweichung hängt von dem Fluss ab und kann aus vielen Beobachtungen nicht veränderlicher Sterne abgeschätzt werden. Die optische Helligkeit und damit der Fluss solcher Sterne sind konstant über Zeiträume, die klein gegenüber Zeitskalen der Sternentwicklung sind. Eine Schwankung der gemessenen Helligkeit solcher Objekte auf kurzen Zeitskalen ist demnach auf eine statistische Messabweichung des Flusses zurückzuführen. Die Standardabweichung des arithmetischen Mittels des gemessenen Flusses konvergiert für viele Messungen gegen die mittlere statistische Messabweichung.

Im August 2005 wurden 660 Aufnahmen von PKS 2155-304 gemacht. Dabei wurden neben PKS 2155-304 insgesamt 13069 weitere Objekte in den Aufnahmen mit beobachtet. Die Anzahl der Beobachtungen eines Objektes ist jedoch in den meisten Fällen kleiner. Dafür gibt es drei Gründe. Erstens werden schwach leuchtende Objekte nur in dunklen Nächten beobachtet. Für jede Aufnahme gibt es also eine maximale Magnitude (Englisch: limiting magnitude), Objekte mit größerer Magnitude können nicht beobachtet werden. Zweitens verringert Daten-selektion die Anzahl der Beobachtungen eines Objektes. Drittens werden Objekte die nah am Rand der Aufnahmen liegen tendenziell seltener beobachtet, weil die Ausrichtung des Teleskops um die Position von PKS 2155-304 leicht variiert und das Bild wegen der Teleskopmontierung in Abhängigkeit von der Beobachtungszeit um das Kamerazentrum minimal rotiert.

Für die Abschätzung des Messfehlers sind nur Objekte berücksichtigt, die in mindestens einem Drittel der Aufnahmen, also 220 mal beobachtet wurden. Diese Zahl ist ein durch Abwägen gefundener Kompromiss, der sich daraus ergibt, dass viele Messungen benötigt werden (erst bei vielen Messungen konvergiert die Standardabweichung gegen den mittleren Messfehler) und dass die Zahl der verworfenen Objekte nicht zu groß sein soll.

Die Standardabweichungen der Flüsse der übrig gebliebenen 3116 Objekte sind in Abbildung 4.7 gegen die Mittelwerte aufgetragen. Der Messfehler in Ab-

hängigkeit des Flusses lässt sich durch eine Parametrisierung einer Potenzfunktion abschätzen. Dafür werden Medianwerte der Standardabweichungen in Flussintervallen verwendet, wodurch Ausreißer aussortiert werden, die vermutlich veränderliche Objekte sind. Es ergibt sich für die mittlere Messabweichung:

$$\frac{\sigma(\Phi)}{\text{mJy}} = 30,7 \left(\frac{\Phi}{\text{mJy}} \right)^{1,302} + 0,0564 \quad (4.16)$$

Diese wird für die Erzeugung der künstlichen Lichtkurven verwendet.

Eine künstliche Lichtkurve stellt die Emission der Kernregion dar. Das Teleskop misst jedoch den Fluss der gesamten Galaxie. Deshalb bezieht sich die mittlere Messabweichung auf diesen Gesamtfluss. Zu einem Flusswert der Kernregion muss also noch der Fluss der restlichen Galaxie addiert werden, bevor Formel 4.16 verwendet wird.

Beispiel einer simulierten Lichtkurve

Abbildung 4.8 zeigt eine simulierte Zeitreihe Roten Rauschens und die daraus hervorgegangene künstlich Lichtkurve mit Eigenschaften der PKS 2155-304 Lichtkurve. D.h. der mittlere Fluss, die Standardabweichung des Flusses und die Abtastung sind wie bei der realen Lichtkurve. Die Messfehler sind so simuliert, dass sie dem Messfehler der realen Photometrie des Teleskops entsprechen.

Die kleinsten Abstände zwischen den Messwerten sind in der Größenordnung von einer halben Minute. Sie erstrecken sich über einen Zeitraum von 1912 Tagen. Die simulierten Zeitreihen, aus der schließlich die simulierten Lichtkurven gewonnen werden, bestehen aus $2^{26} = 67108864$ Elementen³. Diese Zahl ist durch die Größe des Arbeitsspeichers der verfügbaren Rechner begrenzt.

Aufgrund der Skaleninvarianz von rotem Rauschen ist die Wahl der Einheiten frei. Als Einheit bietet sich eine halbe Minute an, damit ein Zeitraum von fast 64 Jahren abgedeckt wird, der mindestens zehnmal so lang wie die PKS 2155-304 Lichtkurve ist.

Die spektrale Leistungsdichte von rotem Rauschen und das Lomb-Scargle-Periodogramm einer daraus erzeugten simulierten Lichtkurve ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Es werden die Leckeffekte deutlich, die insbesondere die Steigung betreffen. Damit ist ein direktes Ablesen des Exponenten β an der Steigung aus dem Lomb-Scargle-Periodogramm unmöglich.

Abbildung 4.10 zeigt das Lomb-Scargle Periodogramm der Lichtkurve von PKS 2155-304 und einer simulierten Lichtkurve. Beide besitzen einen ähnlichen Trend und ähnliche Oszillationen. Das motiviert die Annahme, dass die optische Emission von PKS 2155-304 ebenfalls rotes Rauschen ist. Ihr Periodogramm unterliegt den gleichen Leckeffekten.

³Für die *schnelle Fouriertransformation* sind für die Anzahl der Elemente Potenzen von zwei am effizientesten.

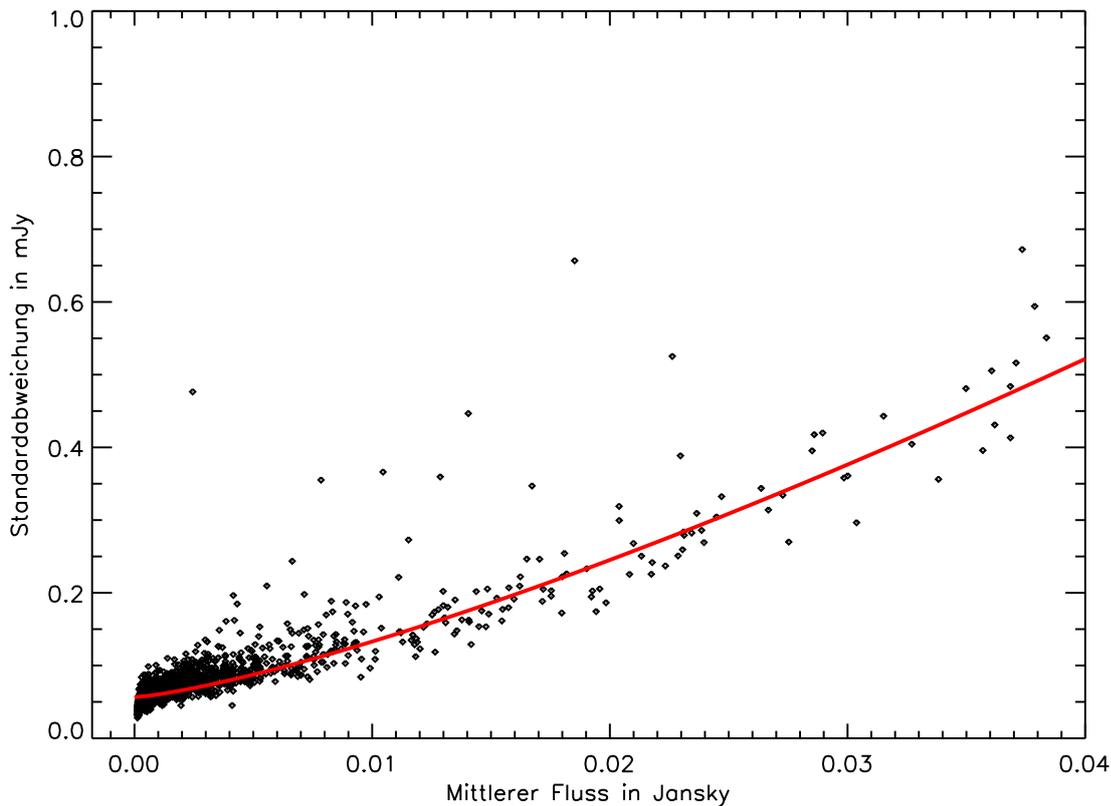


Abbildung 4.7: Standardabweichungen des arithmetischen Mittels der Flüsse von 3116 Objekten gegen ihren mittleren Fluss. Jeder schwarze Punkt stellt die Standardabweichung und den Mittelwert des Flusses eines Objektes im August 2005 dar. Es sind nur Objekte berücksichtigt, die mindestens in einem Drittel der Aufnahmen beobachtet wurden. Es ist davon auszugehen, dass der größte Teil der Objekte nicht variable Sterne sind. Die rote Kurve ist eine Anpassung einer Potenzfunktion an Medianwerte. Dadurch werden Ausreißer, die vermutlich variable Objekte sind, bei der Anpassung übergangen. Die so erhaltene Kurve ist eine konservative Abschätzung des statistischen Fehlers der Einzelmessungen von ROTSE in Abhängigkeit des Flusses.

Leck-Effekte und Abschätzung des Exponenten β

Die Leckeffekte entstehen aus der Abtastung. Abbildung 4.11 zeigt die Leckeffekte für unterschiedliche β . Links sind Lomb-Scargle-Periodogramme für jeweils eine simulierte Lichtkurve aufgetragen. Rechts sind Häufigkeitsverteilungen der Werte in Form einer Karte dargestellt. Dazu wurde aus jeweils 10000 simulierten Lichtkurven für jede Frequenz ein Histogramm der Periodogrammwerte erstellt.

Die Häufigkeitsverteilung entspricht nicht mehr der χ^2 -Verteilung, die der Simulation zu Grunde liegt. Diese hätte in dieser Darstellung einen gleichmäßigen Verlauf um eine Gerade mit der Steigung von $-\beta$. Stattdessen erkennt man eine oszillierende Struktur mit einem flacheren abfallenden Trend. Besonders sticht eine Oszillation nah der Frequenz $\nu = 0.0027/\text{Tag} \approx 1/\text{Jahr}$ hervor. Diese ist eine Folge der jährlich auftretenden periodischen Beobachtungslücken. Der ab-

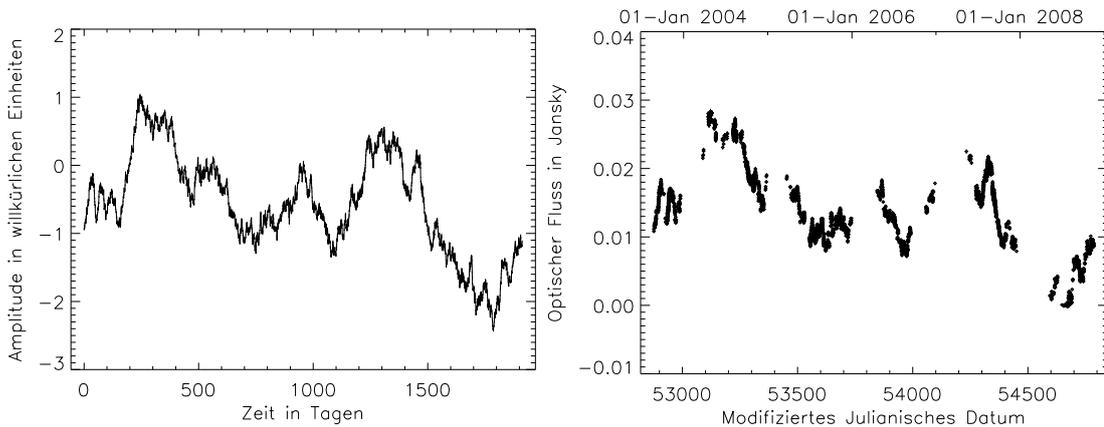


Abbildung 4.8: Künstliche Lichtkurve. Auf der linken Seite ist eine Zeitreihe roten Rauschens mit $\beta = 2,0$ aufgetragen. Sie besteht aus einem Datenpunkt pro halber Minute und ist 2000 Tage lang. Rechts wurde der Zeitreihe auf die Abtastrate der ROTSE Lichtkurve reduziert. Sie wurde so skaliert, dass Standardabweichung und Mittelwert des Flusses denen der ROTSE Lichtkurve entsprechen. Zudem wurde jedem Datenpunkt ein statistischer Messfehler hinzugefügt. Negative Flüsse (bei 1800 d) wurden nach der Skalierung auf Null gesetzt.

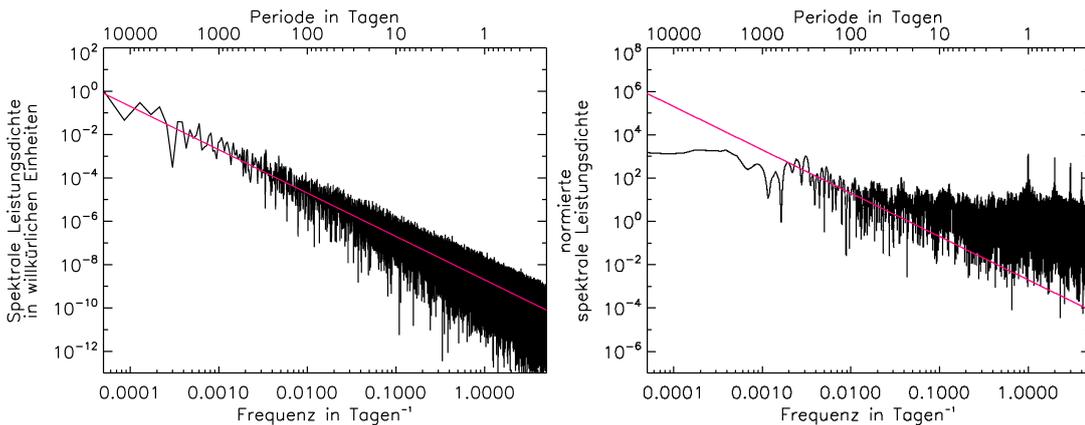


Abbildung 4.9: Links: Spektrale Leistungsdichte von simuliertem roten Rauschen mit $\beta = 2$. Sie fällt entsprechend um zwei Dekaden pro Dekade Frequenz ab und folgt einer Potenzfunktion $SLD \sim \omega^{-\beta}$, dargestellt in rot. Rechts: Lomb-Scargle-Periodogramm der künstlichen Lichtkurve erzeugt aus demselben roten Rauschen. Leck-Effekte erzeugen zusätzliche Oszillationen und sorgen dafür, dass der Trend viel flacher ist, als der der genuine spektralen Leistungsdichte.

flachende Effekt wird mit zunehmenden β stärker. Das bedeutet, dass der Trend zwar immer steiler wird, jedoch gegen eine maximale Steigung konvergiert. Zudem schnürt sich die Verteilung immer weiter zusammen.

Das Lomb-Scargle-Periodogramm liefert zwar die beste Näherung für die spektrale Leistungsdichte, jedoch ist die stauchende Wirkung der Leck-Effekte hier so gravierend, dass das Potenzgesetz der tatsächlichen spektralen Leistungsdichte nicht bestimmt werden kann. Für jedes β ist jedoch die Häufigkeitsverteilung der Periodogrammwerte aus den Simulationen bekannt. Dies lässt sich ausnut-

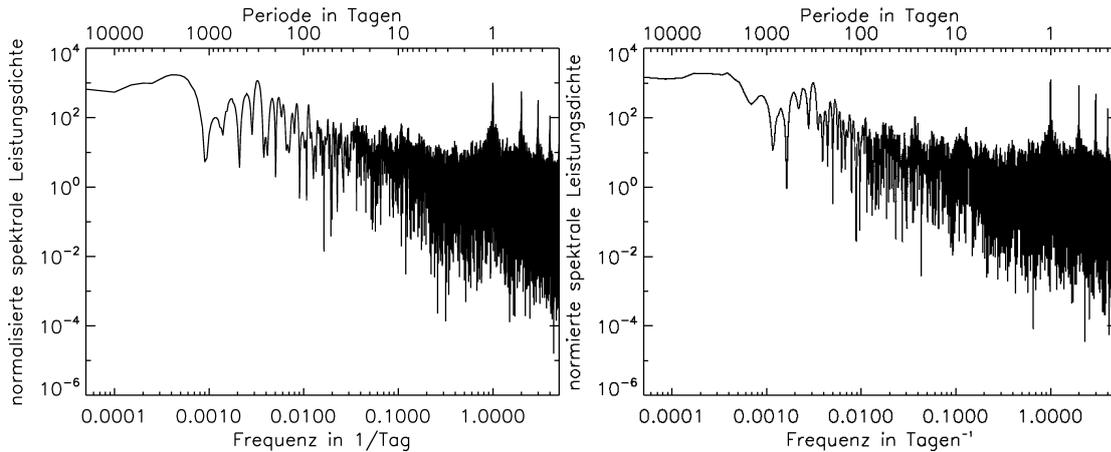


Abbildung 4.10: Links: Lomb-Scargle-Periodogramm der Lichtkurve der Kernregion von PKS 2155-304. Rechts: Lomb-Scargle-Periodogramm einer künstlichen Lichtkurve roten Rauschens mit $\beta = 2,0$. Beide Periodogramme haben eine ähnliche Gestalt.

zen, indem für eine Rotes-Rauschen-Lichtkurve, deren β unbekannt ist, diejenige Häufigkeitsverteilung ausgewählt wird, die am besten zu ihrem Lomb-Scargle-Periodogramm passt. Mit dieser Wahl ist auch das am besten passende β gefunden.

Dafür ist die Häufigkeitsverteilung als Wahrscheinlichkeitsverteilung aufzufassen. Für jede Frequenz wird ein Histogramm der Lomb-Scargle-Periodogrammwerte erstellt. Für ein gegebenes Periodogramm lässt sich für jede Frequenz die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Wertes aus dem zugehörigen normierten Histogramm ablesen. Um der Verteilung den stufenartigen Charakter zu nehmen, ergibt sich die Wahrscheinlichkeit aus linearer Interpolation zwischen den Histogrammwerten. Für die Anschaulichkeit ist dies für eine Frequenz in Abbildung 4.12 dargestellt. In linearer Darstellung ähnelt die Verteilung immernoch der χ^2 -Verteilung.

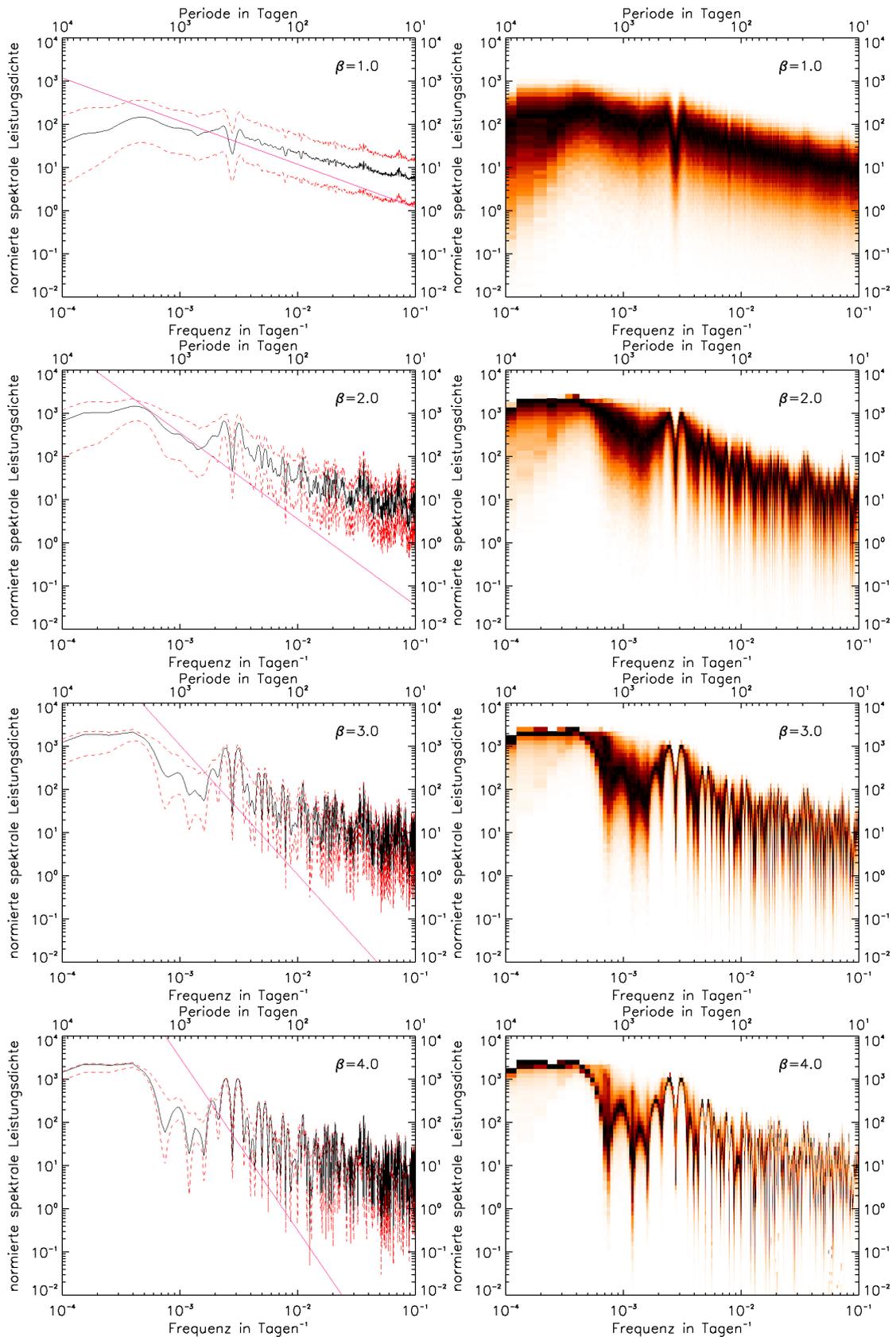


Abbildung 4.11: Verteilung der Lomb-Scargle-Periodogrammwerte von jeweils 10000 simulierten Lichtkurven. Links sind die Medianwerte mit den Grenzen aufgetragen, in denen 68,3% der Werte um den Medianwert liegen. Dazu ist eine Potenzfunktion mit dem Exponenten $-\beta$ eingezeichnet. Rechts ist dazu eine Karte der Häufigkeitsverteilungen der Werte abgebildet.

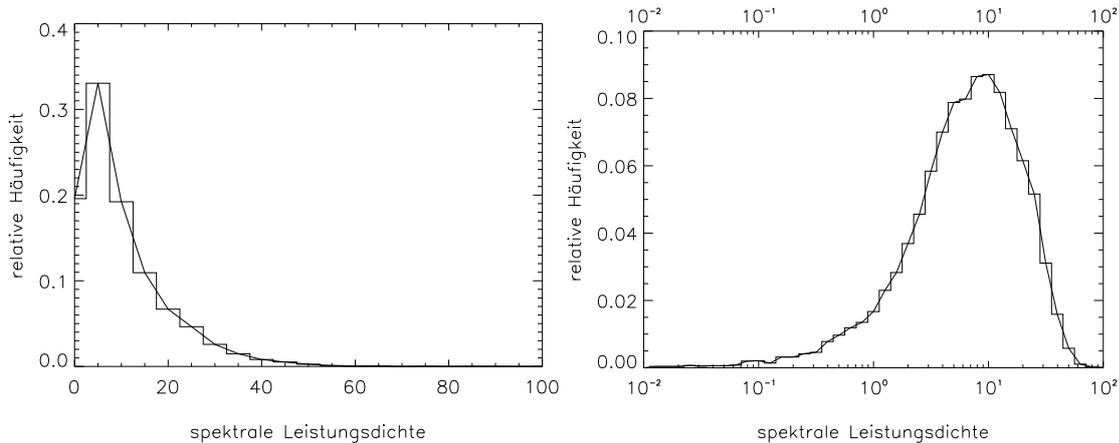


Abbildung 4.12: Histogramm der Lomb-Scargle-Periodogrammwerte bei der Frequenz $\nu = \frac{1}{20 \text{ Tagen}}$ für $\beta = 2,0$ - links mit konstanter Breite der Histogramm-Intervalle, rechts mit konstanter Breite in logarithmischer Darstellung. Sie sind auf eins normiert. Durch lineare Interpolation erhält man aus der Treppenfunktion eine ziemlich glatte Kurve, die die Wahrscheinlichkeitsdichte approximiert.

Um für ein gegebenes Lomb-Scargle-Periodogramm einer Lichtkurve die beste Häufigkeitsverteilung zu finden, wird sich in dieser Arbeit einer Methode basierend auf einer Maximum-Likelihood-Analyse bedient. Es werden für alle N Frequenzen die Wahrscheinlichkeiten p_i für das Auftreten der Periodogrammwerte miteinander multipliziert. Damit erhält man die Wahrscheinlichkeit P , dass genau dieses Periodogramm aus allen Möglichkeiten zustande kommt:

$$P = \prod_{i=1}^N p_i . \quad (4.17)$$

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Periodogrammwertes wird aus der Häufigkeitsverteilung der Periodogrammwerte für ein zu testendes β abgelesen.

Für die unterschiedlichen Häufigkeitsverteilungen verschiedener β erhält man unterschiedliche Gesamtwahrscheinlichkeiten. Das β , dessen Häufigkeitsverteilung, die größte Wahrscheinlichkeit liefert, bezeichnet das Potenzgesetz-Rauschen, das am besten die Lichtkurve beschreibt.

Bei einer Maximum-Likelihood-Analyse müssen die einzelnen Messwerte, die in die Wahrscheinlichkeitsrechnung einfließen, vollkommen unkorreliert sein. Beim Lomb-Scargle-Periodogramm kann nicht davon ausgegangen werden, dass dies erfüllt ist. Es ist jedoch zu beachten, dass die Periodogramme der simulierten Lichtkurven, die die Häufigkeitsverteilung bilden, den gleichen Korrelationen unterliegen. Es ist deshalb hier also nicht korrekt von einer Wahrscheinlichkeit zu sprechen. Eher handelt es sich um eine Anpassung unter Maximierung dieser Größe.

Da hierbei sehr viele Zahlen kleiner eins multipliziert werden, ergibt sich eine sehr kleine Gesamtwahrscheinlichkeit $P(\beta)$, die bei einer numerische Berechnung zu Problemen führt. Deshalb ersetzt man die Multiplikation durch Addition der

Logarithmen der Faktoren $p_i(\beta)$. Damit ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit:

$$P(\beta) = \prod_{i=1}^N p_i(\beta) \Leftrightarrow \ln P(\beta) = \sum_{i=1}^N \ln p_i(\beta) . \quad (4.18)$$

Weil $\ln P \leq 0$ definiert man die Log-Likelihood-Funktion

$$L(\beta) = -\ln P(\beta) = -\sum_{i=1}^N \ln p_i(\beta) , \quad (4.19)$$

die somit nur positive Werte annehmen kann. Sie ist minimal für die größte Wahrscheinlichkeit $P(\beta)$. Es gilt also, das β zu finden, bei dem $L(\beta)$ ein absolutes Minimum hat.

Sind die Wahrscheinlichkeiten $P(\beta)$ annähernd gaußverteilt, so ist $L(\beta)$ eine quadratische Funktion

$$L(\beta) = a_2\beta^2 + a_1\beta + a_0 , \quad (4.20)$$

die ihr Minimum bei

$$\beta_{\min} = -\frac{a_1}{2a_2} \quad (4.21)$$

hat. Die Standardabweichung σ ist dann der Abstand $\Delta\beta$ vom Minimum β_{\min} , bei dem $L(\beta)$ um 0,5 zugenommen hat. Dieser Wert lässt sich aus der Kurve ablesen, oder berechnen mit

$$\sigma = \left(\frac{d^2L}{d\beta^2} \right)^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2a_2}} . \quad (4.22)$$

Damit reduziert sich die Bestimmung der besten Häufigkeitsverteilung auf das Anpassen der Parameter a_2 und a_1 einer quadratischen Funktion.

Dafür wurden in dieser Arbeit für 24 unterschiedliche β mit $0,2 \leq \beta \leq 6,0$ jeweils zehntausend Lichtkurven simuliert und die Lomb-Scargle-Periodogramme für die Frequenzen $\omega_i = \frac{i}{20000 \text{ Tagen}}$ mit $28 \leq i \leq 2000$ berechnet. Damit ist das Frequenzband zwischen einmal in zehn Tagen und einmal in 1,96 Jahren abgedeckt. Die größte Frequenz ist so gewählt, damit der Einfluss statistischer Messfehler möglichst gering ist. Die kleinste Frequenz entspricht der größten Zeitskala der Variabilität, die in Blazaren (Hughes *et al.*, 1992) auftaucht. D.h., bei noch kleineren Frequenzen knickt das Periodogramm ab, dort entspricht es nicht mehr dem Potenzgesetz, das rote Rauschen findet auf diesen Zeitskalen nicht statt. Alle Variabilitäten, die auf größeren Zeitskalen stattfinden sind demnach unabhängig voneinander. Auch bei PKS 2155-304 hat das LSP einen Knick bei dieser Größenordnung. Dies findet sich jedoch auch in den simulierten Lichtkurven, siehe Abbildung 4.11. Es kann also nicht entschieden werden, ob er in der intrinsischen

SLD vorhanden ist, oder aufgrund des begrenzten Beobachtungszeitraumes im LSP auftaucht.

Für jeden Satz von zehntausend Lomb-Scargle-Periodogrammen eines Exponenten β wurde eine Häufigkeitsverteilung der Werte für jede Frequenz ω_i erstellt. Dabei wurden, wie für Abbildung 4.12 sowohl Histogramme der Werte als auch der logarithmischen Werte erstellt. Damit kann die Konsistenz der Abschätzung im Hinblick auf diese Wahl geprüft werden.

Für das zufällige Auftreten des PKS 2155-304-Periodogramms wurden die Log-Likelihood-Funktionswerte $L(\beta)$ für den linearen und den logarithmischen Fall berechnet. Sie sind in Abbildung 4.14 aufgetragen. Sie lassen sich gut durch die quadratischen Funktionen

$$g_{\text{lin}}(\beta) = (362,7 \pm 14,5)\beta^2 - (1484 \pm 55)\beta + (6043 \pm 51) \quad (4.23)$$

$$g_{\text{log}}(\beta) = (391,4 \pm 6,5)\beta^2 - (1575 \pm 26)\beta + (7144 \pm 25) \quad (4.24)$$

beschreiben. Diese haben ihre absoluten Minima bei:

$$\beta_{\text{lin,min}} = 2,046 \quad (4.25)$$

$$\beta_{\text{log,min}} = 2,012 \quad (4.26)$$

Zwischen den beiden β ist eine Differenz von $\beta_{\text{lin,min}} - \beta_{\text{log,min}} = 0,034$ die als eine systematische Abweichung angesehen werden muss.

Für die Standardabweichungen ergeben sich:

$$\sigma_{\text{lin}} = 0,037 \quad (4.27)$$

$$\sigma_{\text{log}} = 0,036 \quad (4.28)$$

Sie stellen die statistischen Fehler aus der Log-Likelihood-Methode dar.

Damit sind die Ergebnisse konsistent. Der Mittelwert von $\beta_{\text{lin,min}}$ und $\beta_{\text{log,min}}$ bildet das Ergebnis dieser Abschätzung. Der statistische Fehler ist die Fehlerfortpflanzung der Standardabweichungen σ_{lin} und σ_{log} .

Das Lomb-Scargle-Periodogramm der PKS 2155-304 Lichtkurve passt am besten zur Häufigkeitsverteilung der Periodogrammwerte von simulierten Lichtkurven roten Rauschens mit

$$\beta = 2,029 \pm 0,052_{\text{statistisch}} \pm 0,034_{\text{systematisch}} . \quad (4.29)$$

Das PKS 2155-304 -Periodogramm und Verteilung für $\beta = 2,0$ sind in Abbildung 4.13 übereinander gezeichnet.

Als Ergebnis ist folgendes festzuhalten. Angenommen die PKS 2155-304 rauscht im Optischen der Art, dass ihre intrinsische spektrale Leistungsdichte einer Potenzfunktion auf dem untersuchten Frequenzintervall folgt, so ist mit größter Wahrscheinlichkeit der Exponent gleich $\beta = 2,0$.

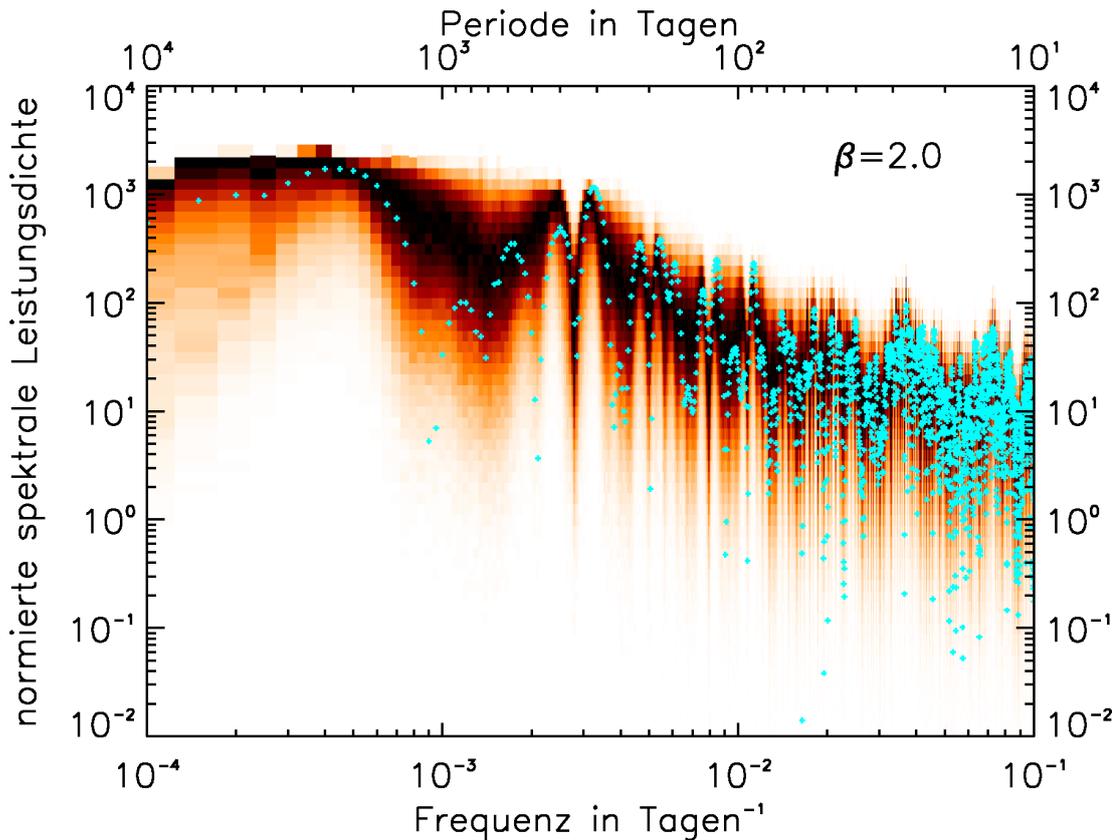


Abbildung 4.13: Beste Häufigkeitsverteilung für das PKS 2155-304 Lomb-Scargle-Periodogramm (grüne Kreuze). Man erkennt keine signifikanten Abweichungen, so dass die Lichtkurve mit rotem Rauschen kompatibel zu sein scheint. Die in der Strukturfunktion gefundene Periodizität von etwa 256 Tagen spiegelt sich beim Vergleich mit der Häufigkeitsverteilung nicht signifikant wieder. Die Leck-Effekte sind deutlich dominanter.

4.3 Signifikanz der Periodizität

Das erste Minimum in der Strukturfunktion weist auf eine Periodizität von 256 Tagen in der Lichtkurve der Kernregion von PKS 2155-304 hin (siehe Abschnitt 4.1.1). Um die Signifikanz dieses Hinweises zu ermitteln, wird in dieser Arbeit folgende Nullhypothese geprüft: „Der optische Fluss der Kernregion von PKS 2155-304 entspricht rotem Rauschen mit $\beta = 2.0$. Und das erste Minimum in der Strukturfunktion tritt zufällig auf.“

Dafür werden 100 000 Lichtkurven roten Rauschens mit $\beta = 2,0$ simuliert. Deren Strukturfunktionen werden dahingehend untersucht, ob sie auch ein derartiges Minimum besitzen, also auch auf eine derartige Periodizität hinweisen.

Rotes Rauschen besitzt keine intrinsische Periodizität. Für eine unendlich lange Zeitreihe roten Rauschens wäre die Strukturfunktion eine reine Potenzfunktion mit dem Exponenten $\alpha = \beta - 1$ (Kawaguchi & Mineshige, 1999). Sie hätte also kein Minimum. Das heißt die Strukturfunktion steht mit der spektralen Leis-

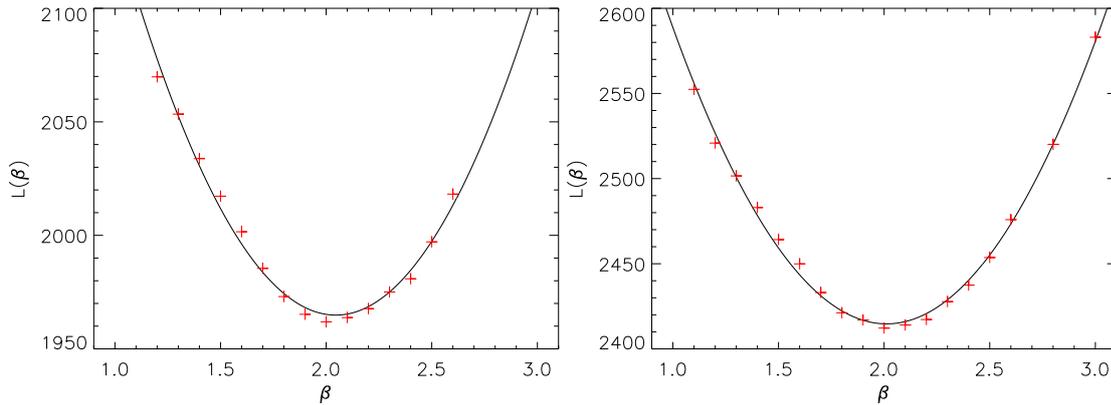


Abbildung 4.14: Log-Likelihood-Funktion und angepasste quadratische Funktion - links für unveränderte, rechts für logarithmische Periodogrammwerte. Das absolute Minimum der Funktionswerte (rote Kreuze) liegt in beiden Fällen bei $\beta = 2,0$. Das Minimum der angepassten quadratischen Funktionen liegen bei $\beta_{\text{lin}} = 2,046$ bzw. bei $\beta_{\text{log}} = 2,012$

tungsdichte in dieser Beziehung. In Abbildung 4.15 ist die Strukturfunktion von gleichmäßig abgetastetem rotem Rauschen dargestellt. Sie ist auf kleinen Zeitskalen jene unverfälschte Potenzfunktion. Erst bei Zeitabständen τ , die größer als etwa ein Zehntel der Länge der Zeitreihe sind, tritt eine Verzerrung auf. Diese führt sogar zu einem Minimum. Das liegt daran, dass mit zunehmendem Zeitabstand τ immer weniger Informationen in die Strukturfunktion einfließen. Es ist also der Mangel an Informationen, der solche Abtast-Effekte hervorruft.

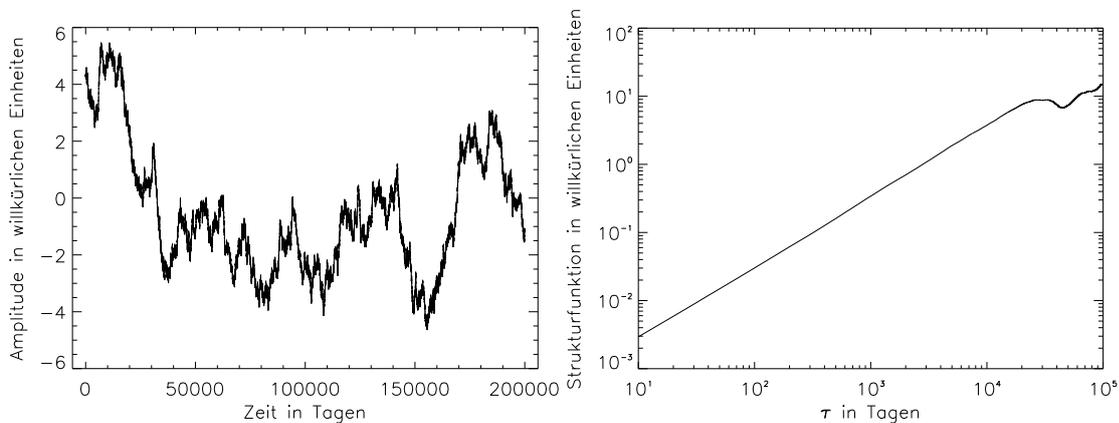


Abbildung 4.15: Gleichmäßig abgetastetes Rotes Rauschen. Links: Rotes Rauschen mit $\beta = 2,0$ mit einem gleichmäßigen Abstand von zehn Tagen zwischen den Werten. Rechts: Die Strukturfunktion ist auf kleinen Zeitskalen eine glatte Potenzfunktion mit dem Exponenten $\alpha \approx 1,0$. Erst bei großen Zeitskalen treten Abtast-Effekte auf.

Ein Beispiel, bei dem der Informationsmangel die Strukturfunktion einer simulierten Lichtkurve so sehr verzerrt, dass sie fast der PKS 2155-304-Strukturfunktion gleicht, zeigt Abbildung 4.16. Darin sind die Strukturfunktion der PKS 2155-304-Lichtkurve und die einer simulierten Lichtkurve übereinander gezeichnet. Dane-

ben befinden sich die Lichtkurven. Es handelt sich um die simulierte Lichtkurve, deren Strukturfunktion die kleinste quadratische Abweichung zur PKS 2155-304-Strukturfunktion hat. Es gibt also offenbar rotes Rauschen, mit einer Strukturfunktion, die der von PKS 2155-304 sehr ähnlich ist. Nicht nur die Strukturfunktionen, sondern auch die Lichtkurven ähneln sich, obwohl nur die Strukturfunktionen miteinander verglichen wurden. Anscheinend sind in der Strukturfunktion nicht nur Informationen über die Amplituden enthalten, sondern auch über die Phasen. Da die Strukturfunktion von gleichmäßig abgetastetem rotem Rauschen glatt ist, kann die Phaseninformation nur mit den Abtasteeffekten in die Strukturfunktion einfließen. Es scheint also so, dass Abtasteeffekte die Amplitudeninformation verringern, jedoch Phasen-Information hinzufügen.

Es gibt also rotes Rauschen, das die Lichtkurve von PKS 2155-304 nachahmt. Die Nullhypothese ist damit aber noch nicht bestätigt. Jede simulierte Lichtkurve soll danach untersucht werden, ob sie in ihrer Strukturfunktion ein mindestens so ausgeprägtes erstes Minimum wie PKS 2155-304 hat. Dafür werden auf die Ergebnisse und die Methode aus Abschnitt 4.1.1 zurückgegriffen. Für jede Strukturfunktion wird die Korrelation zur Strukturfunktion der 256 Tage-Sinus-Lichtkurve berechnet, wie es auch für PKS 2155-304 gemacht wurde. Ist der Korrelationskoeffizient größer oder gleich dem Wert für PKS 2155-304, so hat die simulierte Strukturfunktion ein mindestens genau so ausgeprägtes erstes Minimum. Sie weist mit mindestens gleicher Signifikanz auf eine Periode von 256 Tagen hin.

In Abbildung 4.17 ist ein Histogramm dieser Korrelationskoeffizienten aller simulierten Lichtkurven dargestellt. Die Verteilung liegt nicht symmetrisch um Null. Es gibt also im Mittel einen positiven Korrelationskoeffizienten. Das liegt daran, dass alle Strukturfunktionen für kleine τ einen ansteigenden Trend haben und sich zumindest in diesem Bereich ähneln. Die rote Grenze markiert den Korrelationskoeffizient für die PKS 2155-304-Strukturfunktion. 156 der 100 000 simulierten Lichtkurven haben einen größeren Korrelationskoeffizienten. Ihre Strukturfunktionen gleichen also noch mehr den Sinus-Strukturfunktionen auf dem untersuchten Intervall. Wie die Strukturfunktionen im weiteren Verlauf aussehen, wird nicht berücksichtigt. Es ist also nicht geprüft, ob weitere Minima auftreten, die mit der Periodizität vereinbar sind. Damit ist die Zahl nur eine obere Grenze. Das heißt höchstens 156 von 100 000 simulierten Lichtkurven haben eine scheinbare Periodizität von 256 Tagen. Die Nullhypothese ist also mit 0,156 % wahrscheinlich.

In Anhang C wird eine alternative Methode beschrieben, um die Nullhypothese zu testen.

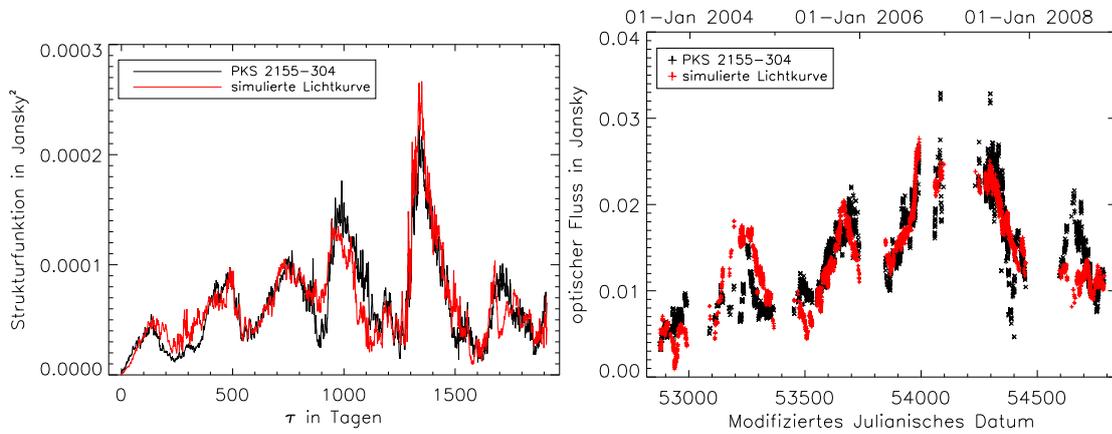


Abbildung 4.16: Beste Übereinstimmung der Strukturfunktionen. Links: Strukturfunktionen der Lichtkurve von PKS 2155-304 und einer simulierten Lichtkurve. Rechts: Die Lichtkurven.

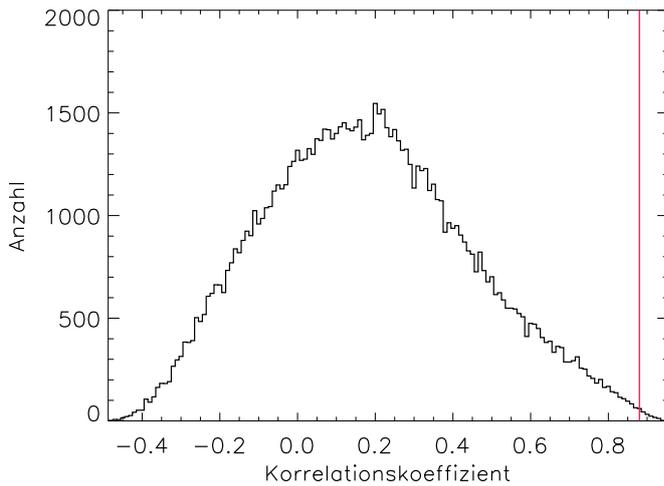


Abbildung 4.17: Histogramm der Korrelationskoeffizienten: Strukturfunktionen von simulierten Lichtkurven verglichen mit der Strukturfunktion einer Sinus-Lichtkurve mit einer Periode von 256 Tagen. Die rote Grenze bei 0.88 ist der Korrelationskoeffizient der Strukturfunktion von PKS 2155-304. Alle simulierten Lichtkurven mit größerem Korrelationskoeffizienten werden gezählt.

Kapitel 5

Zusammenfassung, Bewertung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung und Bewertung

In dieser Arbeit wurde eine optische Lichtkurve des BL Lac-Objektes PKS 2155-304 aus Daten des ROTSE-Teleskop-Systems erstellt, die eine Länge von mehr als fünf Jahren hat. Sie besitzt eine Variabilität, die auf die Emission der aktiven Kernregion zurückzuführen ist. Diese Variabilität wurde in dieser Arbeit mit zwei statistischen Methoden untersucht. Es wurde die Strukturfunktion und das Lomb-Scargle-Periodogramm berechnet. Letzteres weist darauf hin, dass die Lichtkurve rot rauscht. Es wurden 240 000 Lichtkurven roten Rauschens mit unterschiedlichen β simuliert. Anhand einer Maximum-Likelihood-Analyse wurde festgestellt, dass rotes Rauschen mit $\beta = 2,0$ die PKS 2155-304 Lichtkurve am besten beschreibt. Das ist vereinbar mit dem SOK-Modell für die Akkretionsscheibe, das in Abschnitt 1.3.2 beschrieben wird.

Die Strukturfunktion liefert sich einen Hinweis auf eine Periodizität von 256 Tagen. Um die Signifikanz dieses Ergebnisses zu ermitteln, wurden 100 000 Lichtkurven simuliert, die rotem Rauschen mit $\beta = 2,0$ entsprechen. Für diese Lichtkurven wurden die Strukturfunktionen berechnet. Anschließend wurden die Strukturfunktionen gezählt, die mindestens genauso signifikant auf eine Periodizität von 256 Tagen hinweisen, wie die Strukturfunktion von PKS 2155-304. Damit konnte die Wahrscheinlichkeit auf $\approx 0,156\%$ bestimmt werden, mit der rotes Rauschen eine solche Periode scheinbar hat.

Die anderen Minima in der Strukturfunktion deuten auf eine sich zeitlich verändernde Periode hin. Dies wird jedoch als nicht signifikant angesehen, da hier der Informationsverlust durch den begrenzten Beobachtungszeitraum größer wird und vermehrt Leck-Effekte hervorruft. Es ist anzunehmen, dass die Strukturfunktion in diesem Bereich von Leck-Effekten dominiert ist.

Die gefundene Periode ist von ihrer Größenordnung her vereinbar mit

- der Präzessionsbewegung des *Jets* aufgrund des Einflusses eines sekundären schwarzen Loches. ($P_{\text{Obs}} > 100$ Tage.)
- der periodischen Ablenkung des *Jets* durch direkte Anziehung durch ein sekundäres schwarzes Loch. ($P_{\text{Obs}} > 10$ Tage.)

Siehe dazu Abschnitt 1.3.1.

Das Periodogramm der PKS 2155-304 Lichtkurve flacht bei Frequenzen kleiner als $\approx 1/700$ d ab. Dies ist aber auch für die simulierten Lichtkurven der Fall, so dass vermutlich in erster Linie der begrenzte Beobachtungszeitraum dieses Merkmal verantwortlich ist.

5.2 Ausblick

Die in dieser Arbeit gefundene Periodizität liegt in einer Größenordnung, in der die Strukturfunktion sehr von Leckeffekten betroffen ist. Ein längerer Beobachtungszeitraum könnte diese Effekte mindern und in weiteren Arbeiten aussagekräftigere Ergebnisse zulassen. Um sie zu beseitigen müssten in zukünftige Beobachtungen Beobachtungslücken weitestgehend vermieden werden. Mit bodengestützten Instrumenten ist das nicht erreichbar.

Die gefundene Periodizität kann bei der Modellierung eines binären Systems für PKS 2155-304 in weiteren Arbeiten grundlegend sein.

Bei einer veränderlichen Periodizität sind die Amplituden der harmonischen Komponenten der Zeitreihe von der Zeit abhängig. Um diesen Aspekt zu untersuchen, könnte in weiteren Arbeiten das dafür geeignete Verfahren der *Wavelet*-Analyse Verwendung finden. Dabei könnten wieder Lichtkurven mit rotem Rauschen für einen Signifikanztest verwendet werden. Vermutlich reicht die Abtastung und die Länge der PKS 2155-304 Lichtkurve jedoch nicht aus, um befriedigende Ergebnisse mit dieser Analyse zu liefern. Schließlich ist zu erwarten, dass die Lücken in der Lichtkurve auch hier Leckeffekte erzeugen. Die Länge der Lichtkurve begrenzt die Information über das zeitliche Verhalten der Periodizität. Es könnten also archivierte Daten hinzugenommen werden, um die Erfolgsaussichten zu erhöhen.

Rotes Rauschen ist nicht periodisch. Allerdings können in einer Sequenz periodische Schwankungen auftreten¹. Beobachtet man länger, so entpuppt sich die Periodizität als zufällige Wiederholungen von Schwankungen. Eine Gesetzmäßigkeit für die Häufigkeit einer solchen Pseudo-Periodizität in Abhängigkeit von Beobachtungszeitraum und (periodisch auftauchenden) Lücken könnte in weiteren Arbeiten untersucht werden.

In dieser Arbeit wurde für die Nullhypothese Rotes Rauschen angenommen, dass mit der Methode von Timmer & Koenig (1995) erzeugt wird. Es gibt (unendlich viele) weitere Methoden, Rotes Rauschen zu generieren. Die einzige Bedin-

¹Das ist ein Aspekt der Selbstähnlichkeit.

gung ist, dass die spektrale Leistungsdichte um einen potenzgesetzartigen Verlauf fluktuiert. In dieser Arbeit ist die Fluktuation χ^2 -verteilt. Andere Arten von rotem Rauschen, mit anderen Verteilungen, könnten in weiteren Arbeiten im Bezug zur PKS 2155-304 Lichtkurve untersucht werden. So könnte man aus Simulationen von SOK-Modellen für AGNs Lichtkurven direkt im Zeitraum gewinnen, ohne dass der Frequenzraum bedient werden muss. In diese Lichtkurven würde die Physik des Modells direkt einfließen. Mit Maximum-Likelihood-Methoden könnten dann die Modellparameter angepasst werden, mit denen das Modell die Variabilität von PKS 2155-304 am besten beschreibt.

Zudem besteht die Möglichkeit, dass die intrinsische spektrale Leistungsdichte eine oder mehrere Bruchstellen hat, an denen sich der Exponent des Potenzgesetzes ändert. Insbesondere erwartet man eine im Mittel konstante spektrale Leistungsdichte unterhalb einer bestimmten Frequenz, die die größte Zeitskala der Variabilität τ_{\max} genannt wird. Ist die Variabilität auf ein natürliches dynamisches System mit SOK zurückzuführen, so muss es auch eine natürliche Obergrenze für die Schwankungen geben. In SOK-Systemen ist sie durch die größte mögliche Antwort gegeben. Die Häufigkeit für diese Antwort ergibt die größte Zeitskala der Variabilität τ_{\max} . Schwankungen, die zeitlich weiter als τ_{\max} auseinander liegen, sind vollkommen unkorreliert. Demnach gleicht die Variabilität auf Zeitskalen größer als τ_{\max} weißem Rauschen ($\beta = 0$).

Um dies für die optische Lichtkurve von PKS 2155-304 zu untersuchen, müssten Leckeffekte zu einem befriedigenden Maß ausgeschlossen werden. Es wird eine Lichtkurve benötigt, die schätzungsweise etwa zehnmal so lang ist, wie τ_{\max} . Um sie zu erhalten, könnten in weiteren Arbeiten archivierte Beobachtungen von PKS 2155-304 hinzugenommen werden. Vorhergehend böte es sich an, viele Lichtkurven mit einem festen τ_{\max} zu simulieren, um die Erfolgsaussichten einer solchen Analyse abzuschätzen.

Anhang A

IDL-Programme

Die wesentlichen IDL-Programme, die für diese Arbeit geschrieben wurden, finden sich im Internet unter <http://www.desy.de/~mkastend/diplomarbeit/>. Im Folgenden werden sie kurz vorgestellt.

Strukturfunktion

```
flt_arr(3,*)=function strukturfunktion_xyf, xyf_in, tau_bin_size,  
max_tau, speichere_summanden=speichere_summanden
```

Berechnet die Strukturfunktion einer Zeitreihe. Es wird ein dreidimensionales Array zurückgegeben. Die erste Dimension ist τ , die zweite ist $\mathcal{SF}(\tau)$, die dritte ist der Fehler aus Fehlerfortpflanzung.

`xyf_in=flt_arr(3,*)` ist das dreidimensionale Array, das die Zeitreihe enthält, für die die Strukturfunktion berechnet werden soll. Die erste Dimension enthält die Zeit, die zweite Dimension die Messwerte, die dritte Dimension die Fehler der Messwerte.

`tau_bin_size=float()` ist die Größe der Intervalle, über die bei der Berechnung gemittelt wird. Je größer es ist, desto glatter wird die SF.

`max_tau=float()` ist das größte τ , bis zu dem $\mathcal{SF}(\tau)$ berechnet werden soll.

`/speichere_summanden` ist ein Keyword. Ist es gesetzt, so wird für jedes τ die Anzahl der Summanden gespeichert, die in die Berechnung des Wertes $\mathcal{SF}(\tau)$ eingeflossen sind. Gespeichert wird in die Datei `summanden_pro_tau.xyf`.

Lomb-Scargle-Periodogramm

```
flt_arr(3,*)=function lsperiodogram, xyf, kleinste_frequenz,  
hoechste_frequenz, abstaende, I_want_nu=I_want_nu
```

Berechnet das Lomb-Scargle-Periodogramm einer Zeitreihe. Es wird ein dreidimensionales Array zurückgegeben. Die erste Dimension ist die Kreisfrequenz ω , die zweite ist $\mathcal{LSP}(\omega)$, die dritte ist Null.

`xyf=flt_arr(3,*)` ist das dreidimensionale Array, das die Zeitreihe enthält, für die das LSP berechnet werden soll. Die erste Dimension enthält die Zeit, die zweite Dimension die Messwerte, die dritte Dimension die Fehler der Messwerte.

`kleinste_frequenz=float()` ist die kleinste Frequenz, für die das LSP berechnet werden soll.

`hoechste_frequenz=float()` ist die größte Frequenz, für die das LSP berechnet werden soll.

`abstaende=float()` ist der Abstand zwischen den Frequenzen, für die das LSP berechnet werden soll.

`/I_want_nu` ist ein Keyword. Ist es gesetzt, so wird das LSP in Einheiten der Frequenz zurückgegeben, anstatt in der Kreisfrequenz.

Simulator für rotes Rauschen

`fltarr(max_i,betap)=function lc_creator_even, max_i,betap, seed=seed, save=save`

Erzeugt eine Reihe rotes Rauschen nach der Methode von Timmer & Koenig (1995) und gibt sie zurück.

`max_i=ulong64()` ist die Anzahl der Elemente der Reihe roten Rauschens. Potenzen von zwei sind am schnellsten.

`betap=float()` ist der Exponent des Potenzgesetzes, um das die spektrale Leistungsdichte fluktuiert.

`seed=seed` ist eine optionale Zahl oder eine Zeichenkette, die die Zufallssequenz bestimmt, die für die Simulation verwendet wird. Ist sie nicht gesetzt, so wird aus der Uhrzeit generiert. Eine bestimmte `seed` erzeugt immer das gleiche Simulationsergebnis.

`/save` ist ein Keyword. Ist es gesetzt, so wird die spektrale Leistungsdichte in die Datei `lc_creator.betragsquadrat_fourier.dat` geschrieben.

Simulator für Zeitreihen roten Rauschens

`dblarr(3,*)=make_realistic_lc, dateiname_sampling, betap, hostgalaxy, save=save, seed=seed`

Erzeugt eine künstliche Zeitreihe roten Rauschens und gibt sie wieder. Sie erhält die gleiche Abtastung, gleichen Mittelwert und gleiche Standardabweichung, wie eine bereits vorhandene Zeitreihe, die als Vorlage dient. Die Vorlage ist eine Zeitreihe, bei der rotes Rauschen vermutet wird. In dieser Arbeit ist das der

Fluss der Kernregion von PKS 2155-304. Zudem erhält sie einen künstlichen statistischen Messfehler, der dem von ROTSE entspricht. Für die Erzeugung wird `lc_creator_even` aufgerufen.

`dateiname_sampling=string()` ist der Dateiname der Zeitreihe, die als Vorlage dient.

`betap=float()` ist der Exponent des Potenzgesetzes, um das die intrinsische spektrale Leistungsdichte fluktuiert.

`hostgalaxy=float()` ist ein Wert, der bei der Ermittlung des künstlichen statistischen Messfehlers dem Messwert hinzugefügt wird.

`/save` ist ein Keyword. Ist es gesetzt, so wird die künstliche Zeitreihe abgespeichert. Der Dateiname wird künstlich generiert und enthält `beta` und `seed`.

`seed=seed` ist eine optionale Zahl oder eine Zeichenkette, die die Zufallssequenz bestimmt, die für die Simulation verwendet wird. Ist sie nicht gesetzt, so wird aus der Uhrzeit generiert. Eine bestimmte `seed` erzeugt immer das gleiche Simulationsergebnis.

Wahrscheinlichkeitsdichtematrix

```
pro wahrscheinlichkeitsdichtematrix, listendateiname
pro wahrscheinlichkeitsdichtematrix_log, listendateiname
Erstellt aus vielen Lomb-Scargle-Periodogrammen für jede Frequenz eine Häufigkeitsverteilung der Werte und speichert sie in die Binärdatei
'wmatrix_'+listendateiname+'.mat'
```

`listendateiname=string()` ist der Name der ASCII-Datei, die die Dateinamen der Lomb-Scargle-Periodogramme zeilenweise enthält.

Log-Likelihood

```
float=function maximumlikelihood, xyf, wmatrix
float=function maximumlikelihood_log, xyf, wmatrix
Berechnet die Wahrscheinlichkeit, dass das Lomb-Scargle-Periodogramm mit der Wahrscheinlichkeitsdichtematrix zufällig erzeugt wird. Der Rückgabewert ist der negative Logarithmus der der Wahrscheinlichkeit.
```

`xyf=fltarr(3,*)` ist ein dreidimensionales Array. Die erste Dimension ist die (Kreis-) Frequenz, die zweite ist der Wert des Lomb-Scargle-Periodogramms, die dritte ist Null.

`wmatrix=fltarr(*,*)` ist die Wahrscheinlichkeitsdichtematrix.

Parabel-Anpassung an Minimum

```
pro fit_likelihoods
```

```
pro fit_likelihoods_log
```

Passt eine Parabel an die Werte, die in der Datei `likelihoodslog.xyf` zeilenweise im Schema `x y f` angeordnet sind. Die ermittelten Parameter werden ausgegeben.

Anhang B

Lichtkurven weiterer Quellen

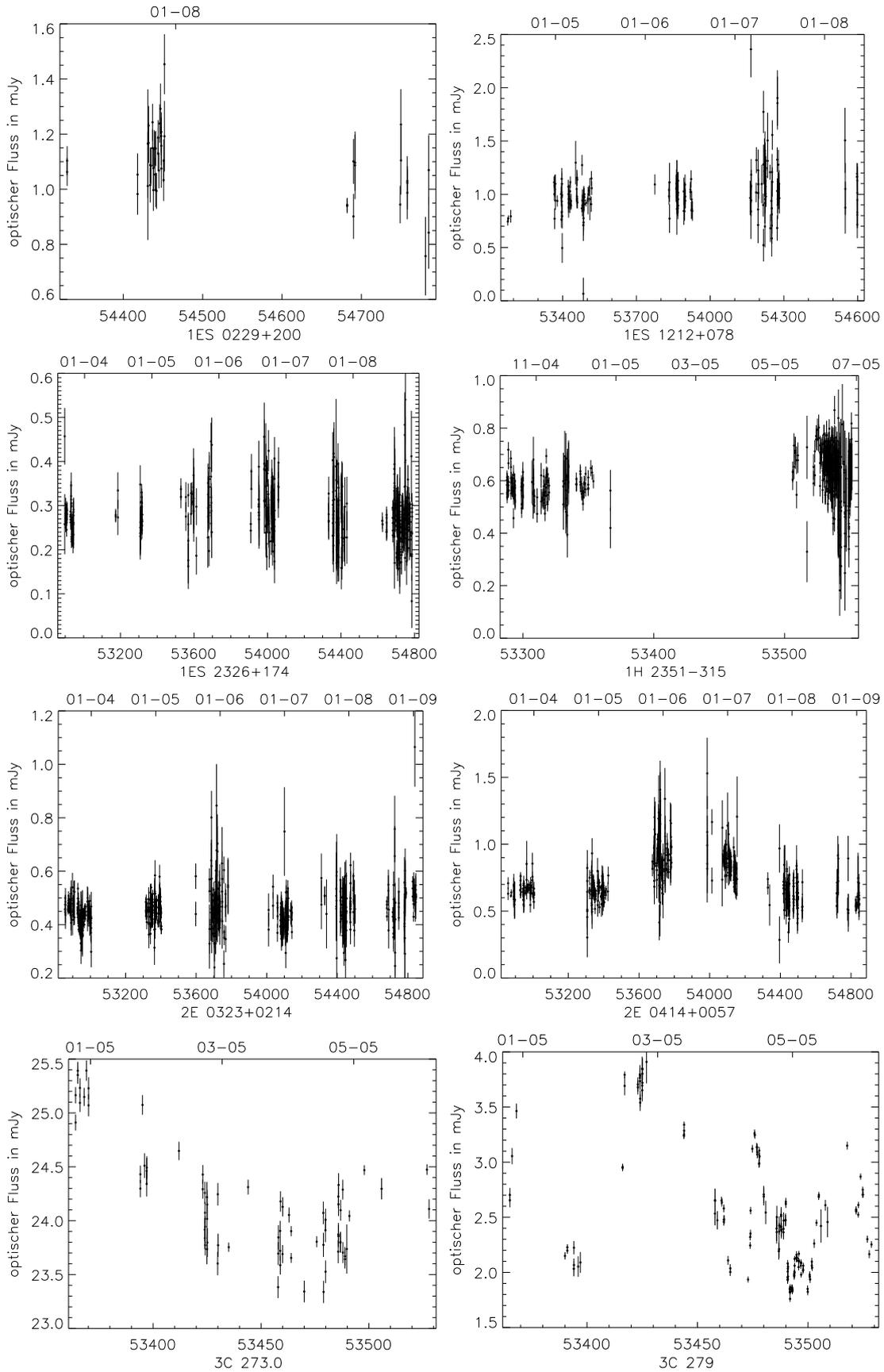
Auf den folgenden Seiten sind die Lichtkurven der 66 (aktiven) Galaxien abgebildet, die ROTSE regelmäßig beobachtet hat. Sie sind in den Tabellen B.1 und B.1 zusammengefasst. Darin ist z die kosmische Rotverschiebung, m_{Kat} die katalogisierte scheinbare Helligkeit, m_r die von ROTSE gemessene mittlere scheinbare Helligkeit, σ_r die Standardabweichung dieser Helligkeit vom Mittelwert, N_{Obs} die Anzahl der ROTSE-Beobachtungen.

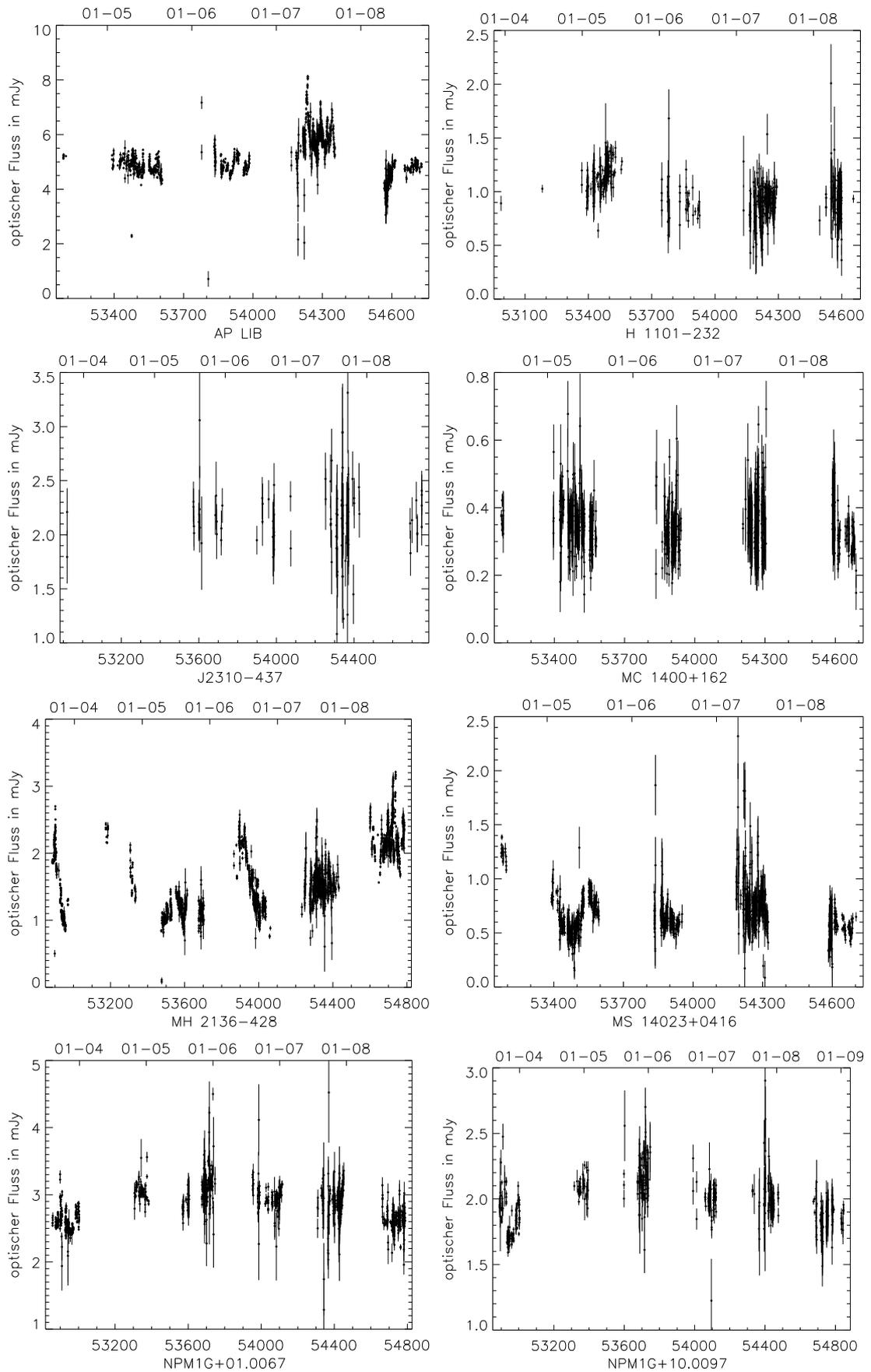
Name	z	m_{Kat}	m_r	σ_r	N_{Obs}	Art
SDSS J00580-0017	0.044	15.8 g	14.73	0.19	228	NLAGN
PKS 2316-423	0.045	15.46	13.19	0.05	440	cD, BLLAC
AP LIB	0.048	14.80	13.99	0.17	1032	BLLAC
SDSS J08477-0022	0.051	16.2 g	15.36	0.21	503	NLAGN
SDSS J01517+0105	0.059	16.4 g	15.47	0.3	401	NLAGN
Zw 043.056	0.065	15.70	14.50	0.06	1025	BLLAC?
PKS 0548-322	0.069	15.50	14.70	0.09	58	BLLAC
NPM1G-04.0578	0.070	16.20	14.53	0.05	921	BLLAC?, Sy1
NPM1G+10.0097	0.070	16.50	15.03	0.07	279	BLLAC
PKS 2005-489	0.071	12.81	13.09	0.30	1726	BLLAC
SDSS J12164+0842	0.071	17.3 g	16.15	0.25	713	
SDSS J09120+0138	0.071	17.2 g	15.97	0.18	163	NLAGN
SDSS J10118+0627	0.076	17.1 g	15.96	0.11	610	
Q 0152+0215	0.080	17.72	16.86	0.32	154	
SDSS J00582+0022	0.080	17.6 g	16.35	0.2	291	NLAGN
NPM1G+01.0067	0.080	16.60	14.61	0.08	528	BLLAC, Sy1
NPM1G+19.0510	0.083	16.80	14.73	0.07	59	BLLAC
SDSS J08507+0041	0.088	18.2 g	16.49	0.43	48	NLAGN
RXS J08182+0122	0.089	>19	15.52	0.2	108	Sy1.8
J2310-437	0.089	16.00	15.00	0.14	67	BLLAC
RXS J12161+0929	0.093	13.20	14.94	0.13	447	BLLAC?
SDSS J10107+0612	0.098	17.2 g	15.97	0.13	777	
PKS 0447-439	0.107	16.00	13.83	0.22	789	Sy1, BLLAC
SDSS J08481+0042	0.110	17.6 g	16.2	0.27	162	BLAGN
SDSS J08467+0027	0.110	18.4 g	16.8	0.22	696	NLAGN
PKS 2155-304	0.116	13.09	12.81	0.39	3351	BLLAC
SDSS J12144+0812	0.129	17.7 g	16.44	0.2	762	
SDSS J12524+0323	0.133	17.4 g	16.67	0.21	918	Sy1.5, NLSy1
1ES 1212+078	0.136	16.00	15.78	0.18	122	BLLAC
RXS J11171+2014	0.138	15.20	15.55	0.10	294	BLLAC?, Sy2
1ES 0229+200	0.140	18.00	15.68	0.10	34	BLLAC
Q J0109+181	0.145	16.20	16.57	0.25	69	BLLAC, Sy1
2E 0323+0214	0.147	16.55	16.67	0.14	428	BLLAC

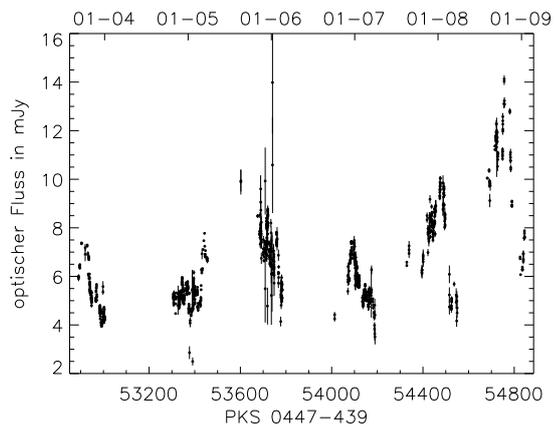
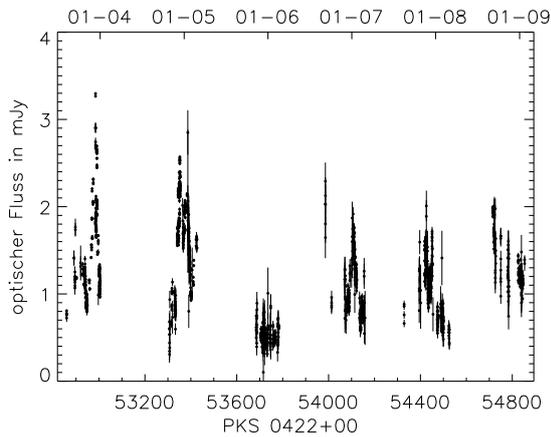
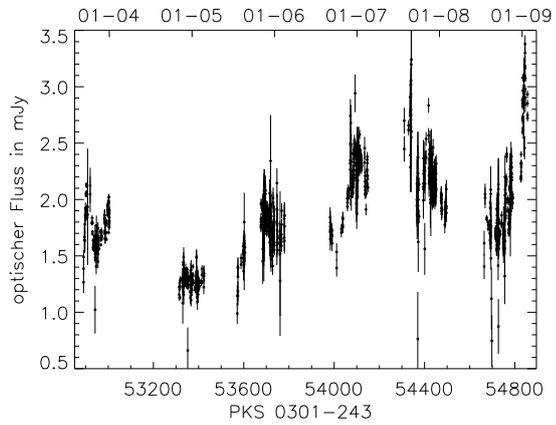
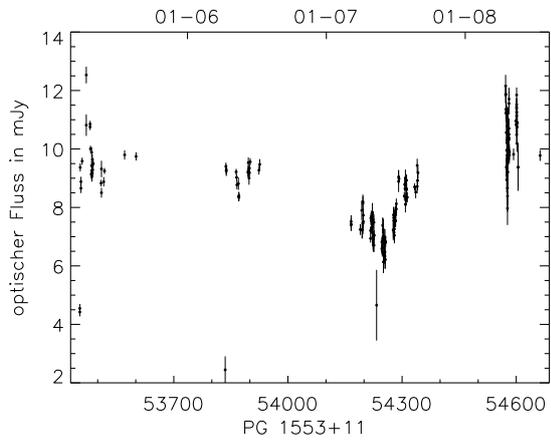
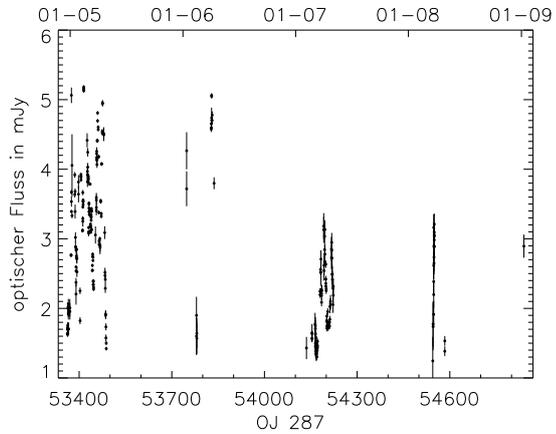
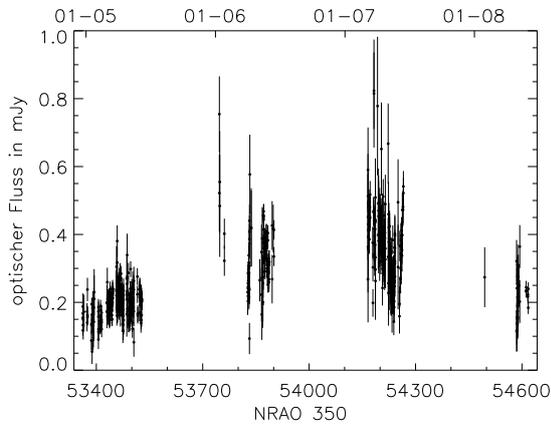
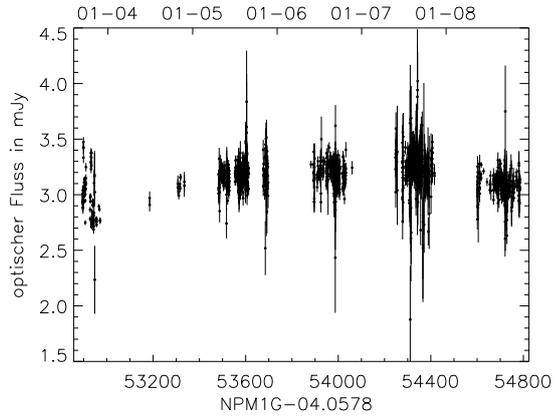
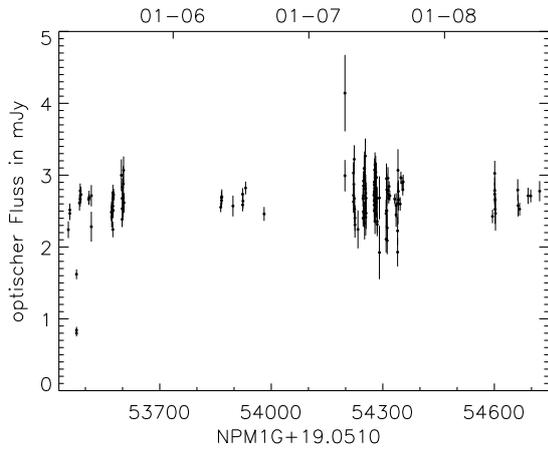
Tabelle B.1: Erster Teil. AGNs und hellen Galaxien, die ROTSE regelmäßig beobachtet.

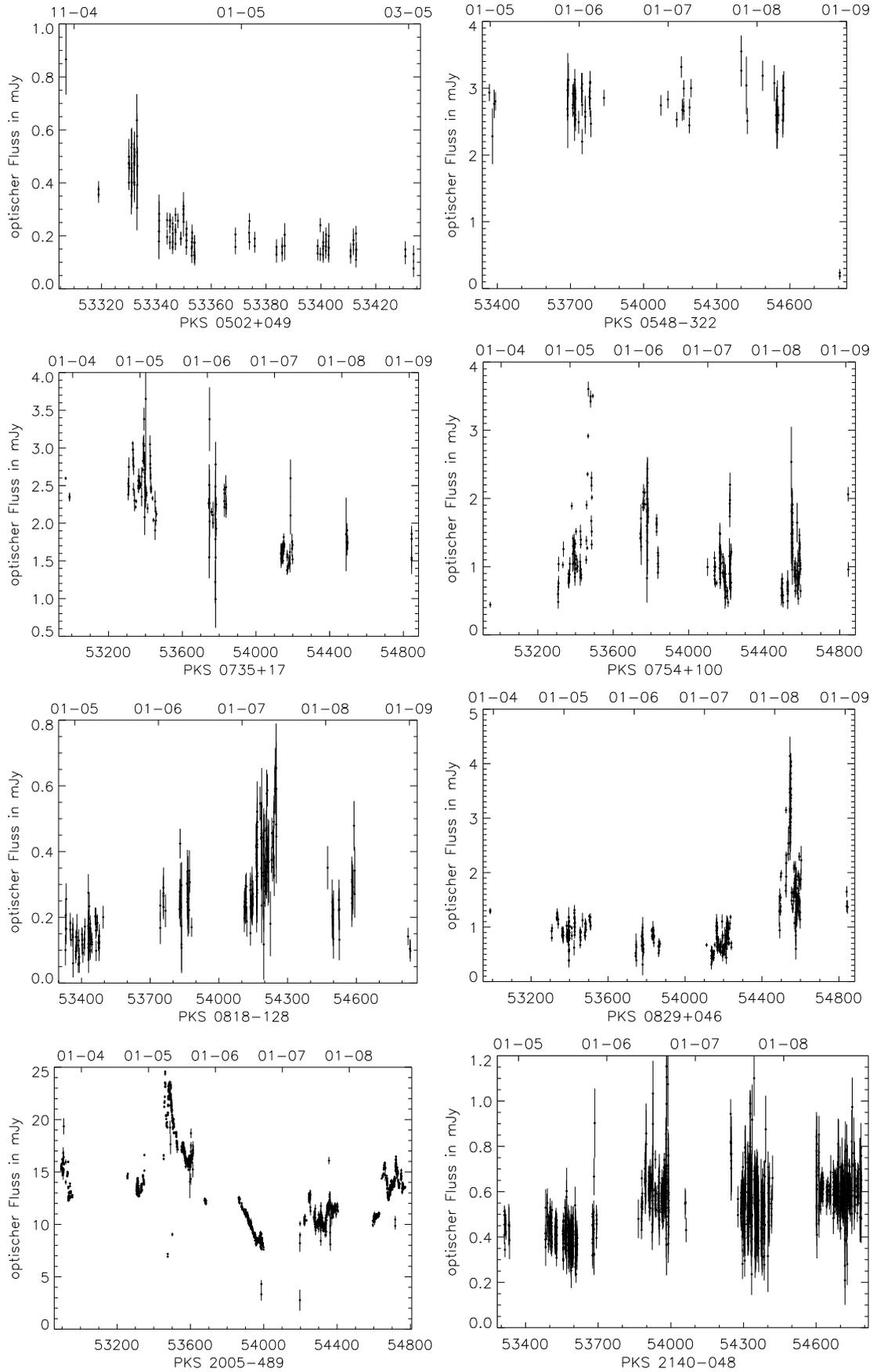
Name	z	m_{Kat}	m_r	σ_r	N_{Obs}	Art
SDSS J08454-0027	0.154	18.1 g	16.54	0.21	641	Sy1.8
3C 273.0	0.158	12.86	12.34	0.02	75	Blazar, Sy1
SDSS J08476+0012	0.162	18.0 g	16.77	0.25	521	NLAGN
1H 2351-315	0.165	17.00	16.32	0.17	473	BLLAC
PKS 0829+046	0.180	16.40	15.78	0.60	375	BLLAC
H 1101-232	0.186	16.55	15.86	0.22	391	BLLAC
PKS 2254+074	0.190	16.36	16.45	0.28	650	BLLAC
RXS J08472+1133	0.198	16.90	17.14	0.26	431	BLLAC
1ES 2326+174	0.213	16.80	17.17	0.22	163	BLLAC
MC 1400+162	0.245	16.74	16.97	0.20	620	BLLAC
PKS 0301-243	0.260	16.18	15.16	0.27	696	BLLAC
PKS 2327-376	0.279	16.60	16.95	0.32	740	BLLAC
PKS 0754+100	0.280	15.00	15.70	0.40	199	BLLAC
2E 0414+0057	0.287	16.38	16.12	0.23	458	BLLAC
OJ 287	0.306	15.43	14.75	0.41	191	BLLAC
PKS 0422+00	0.310	16.98	15.78	0.51	1136	BLLAC
Q 1214+0826	0.343	16.8 g	16.41	0.21	963	
MS 14023+0416	0.344	16.61	16.26	0.24	1128	BLLAC?, Sy1
PKS 2140-048	0.344	18	16.54	0.26	1032	
PG 1553+11	0.360	15.00	13.45	0.22	135	BLLAC
PKS 0735+17	0.424	16.22	14.95	0.25	128	BLLAC
3C 279	0.538	17.75	14.83	0.23	163	BLLAC
NRAO 350	0.727	16.80	17.29	0.42	565	BLLAC?
PKS 0502+049	0.954	19	17.4	0.53	112	BLLAC
SDSS J12183+0954	1.083	18.4 g	16.86	0.24	50	
PKS 2329-384	1.195	17.04	16.84	0.3	445	AGN
UM 294	1.920	17.1 g	16.53	0.22	466	
SDSS J00582+0115	2.495	17.9 g	16.94	0.33	277	DLA
PKS 0818-128		15.00	17.38	0.53	216	BLLAC
RXS J06309-2406		15.40	16.19	0.24	808	BLLAC
RGB J2243+203		16.00	15.50	0.37	221	BLLAC
RXS J04486-1632		16.40	16.96	0.37	637	BLLAC
MH 2136-428		16.20	15.43	0.22	1230	BLLAC

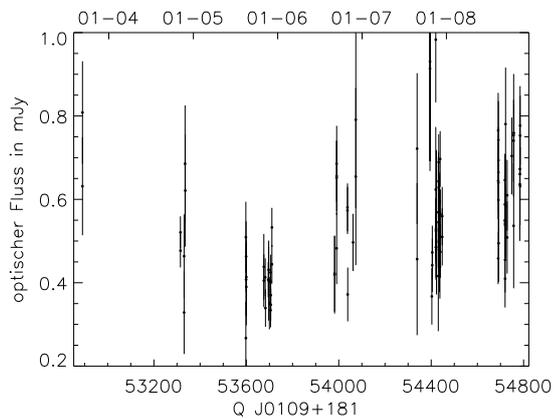
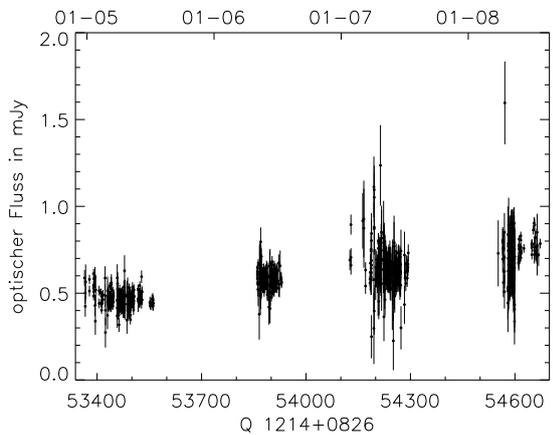
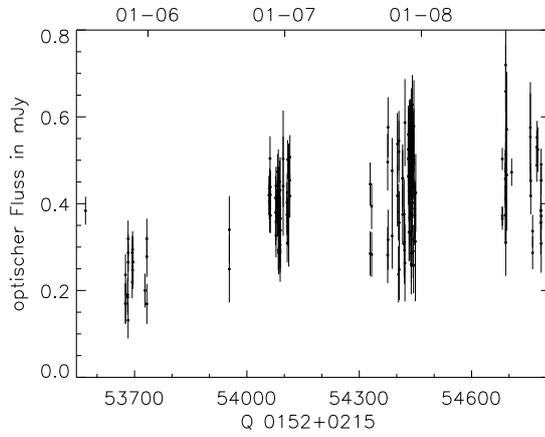
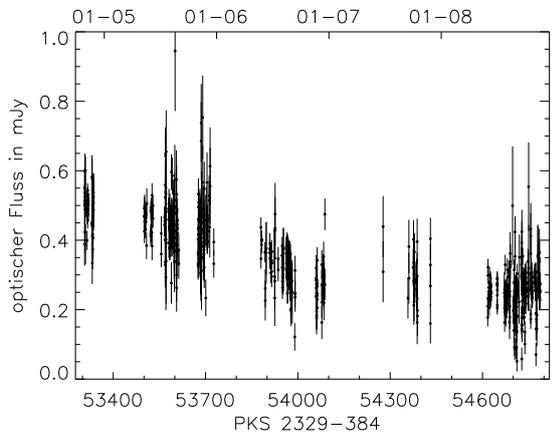
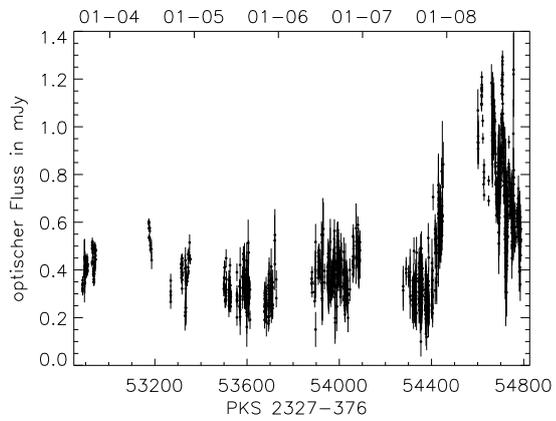
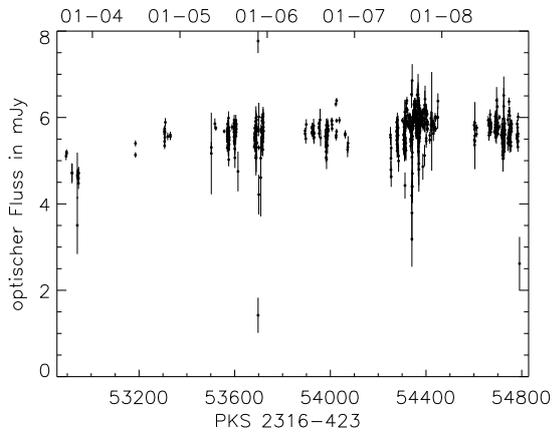
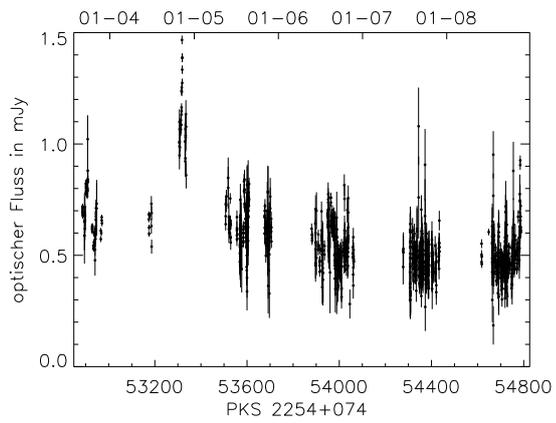
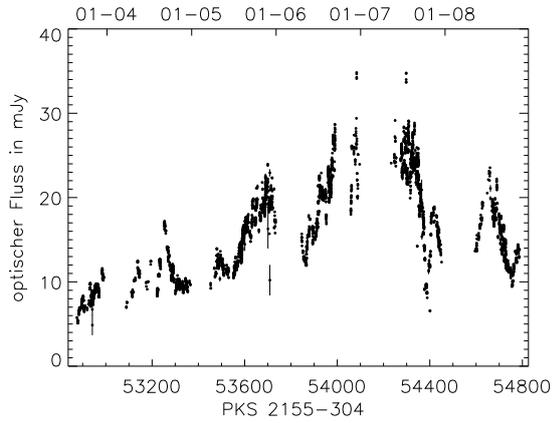
Tabelle B.2: Zweiter Teil. AGNs und hellen Galaxien, die ROTSE regelmäßig beobachtet

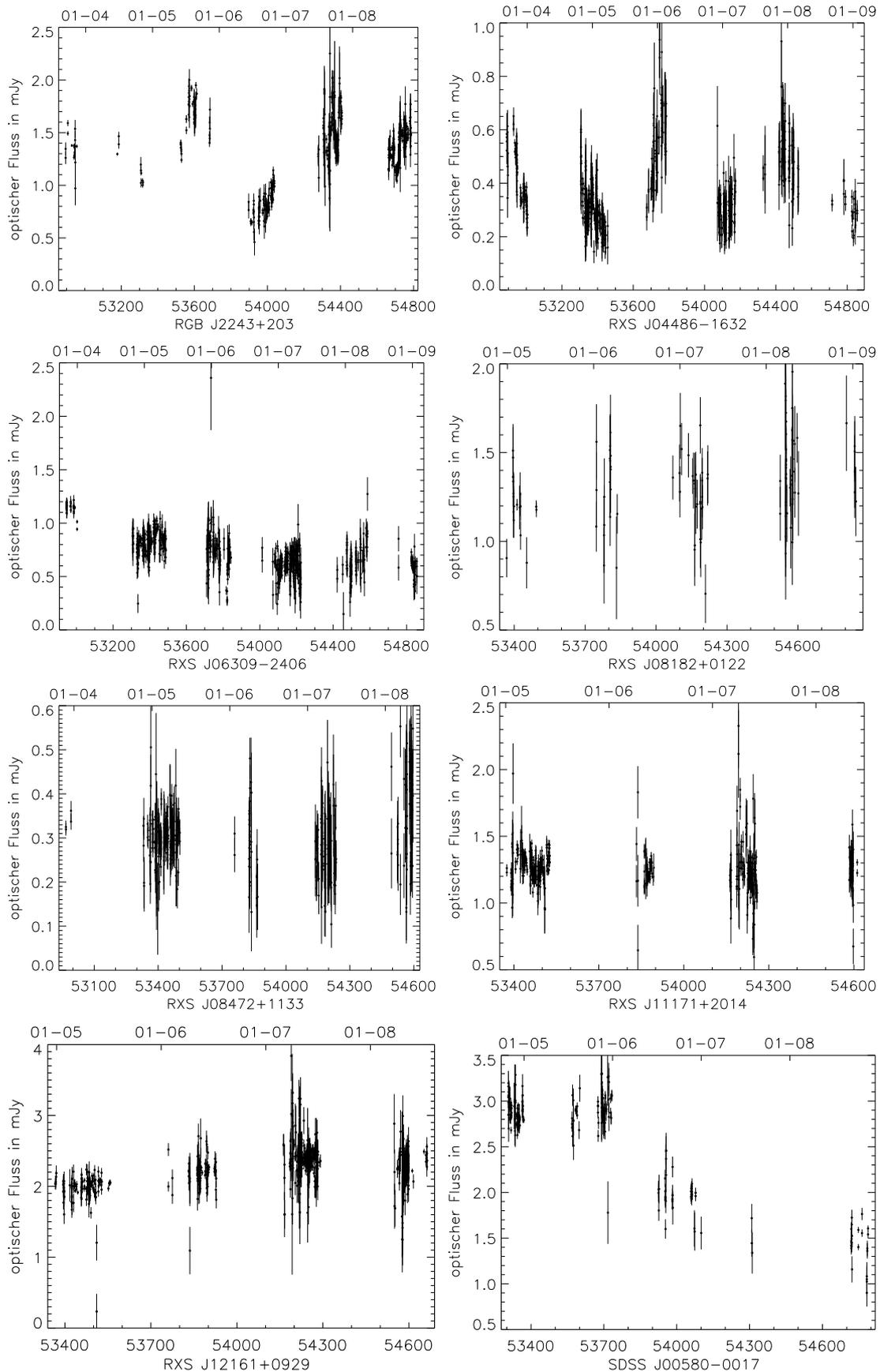


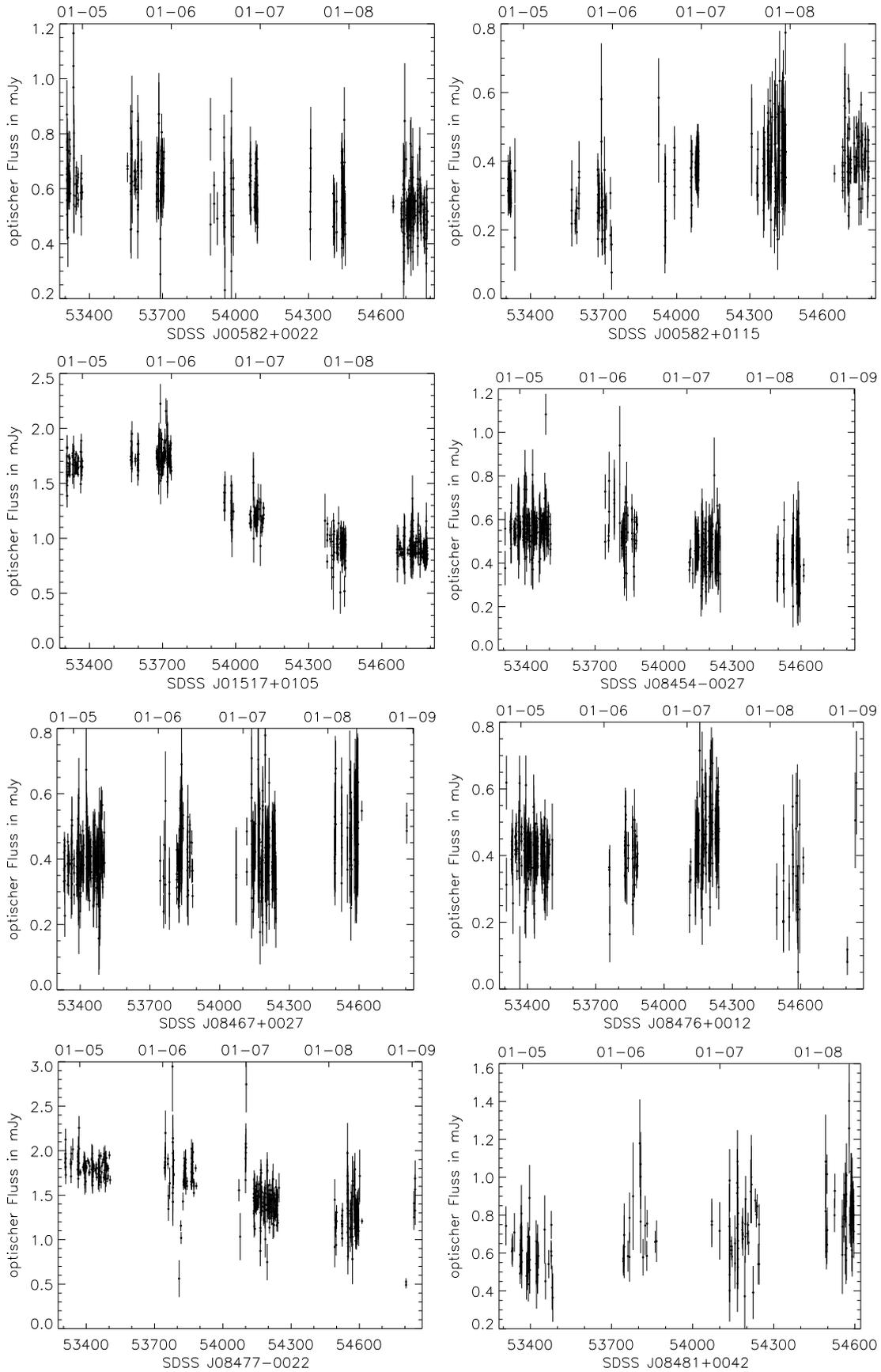


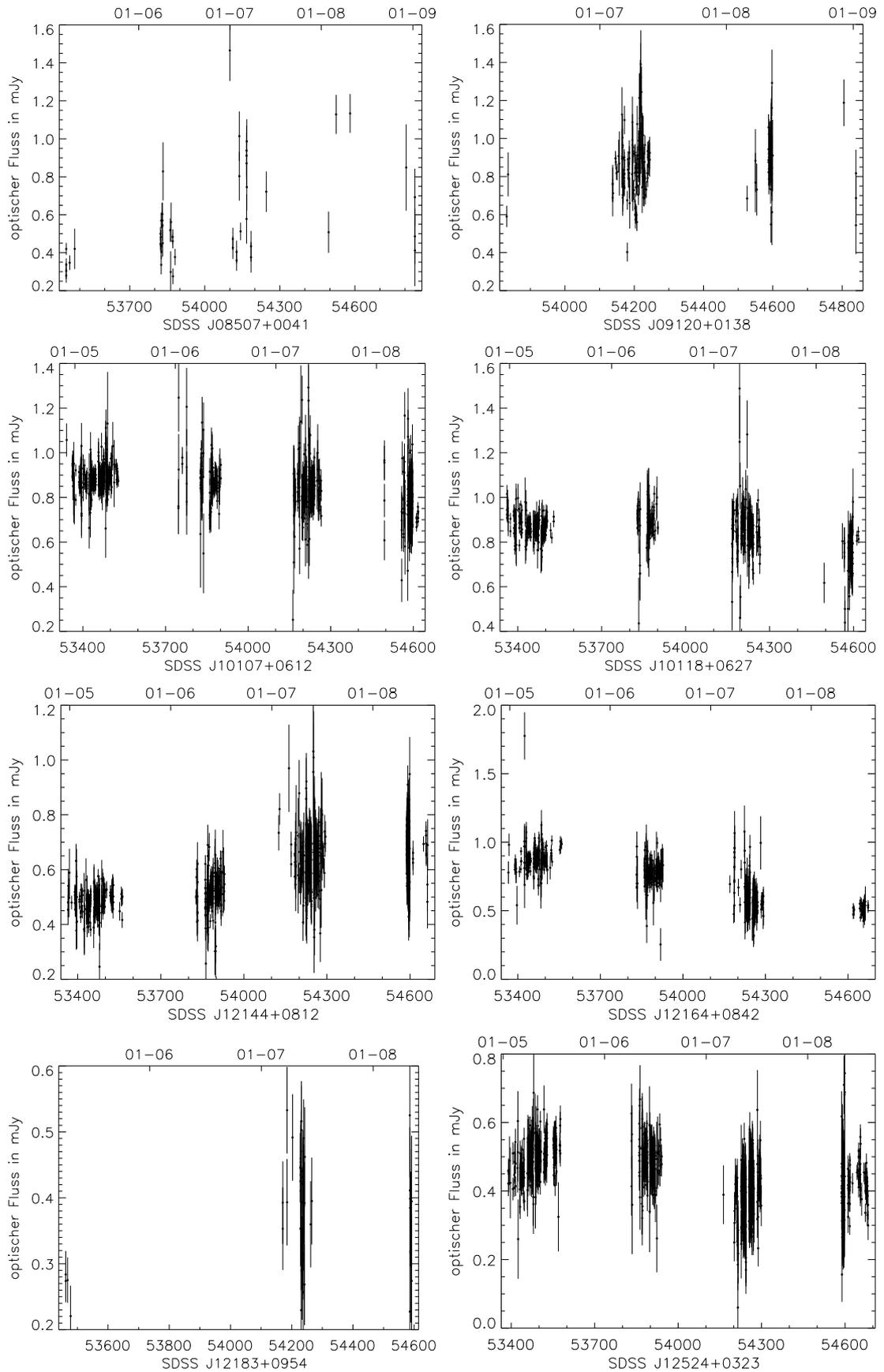


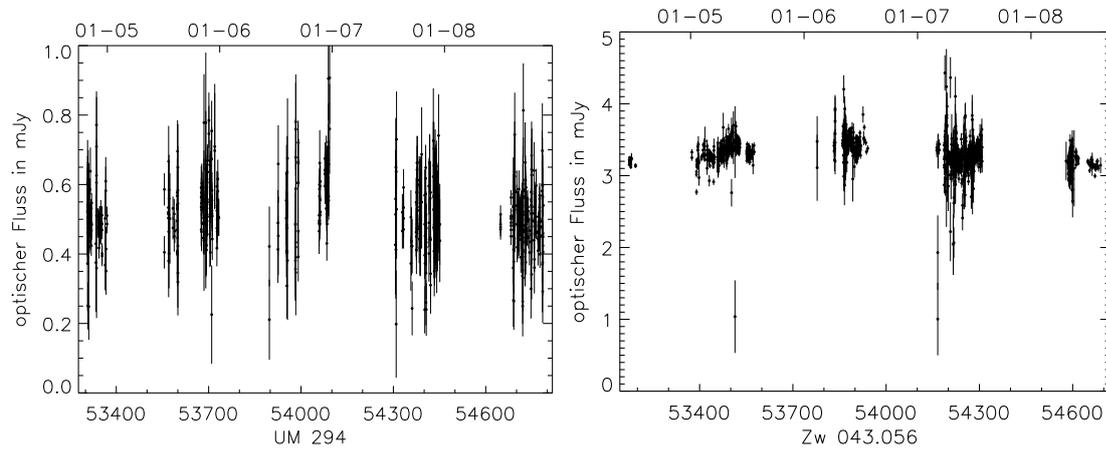












Anhang C

Alternativer Signifikanz-Test

In dieser Arbeit wird die Strukturfunktion der Lichtkurve der Kernregion von PKS 2155-304 mit Strukturfunktionen von künstlich erzeugten Lichtkurven verglichen, die rotem Rauschen entsprechen. Es wird solches rote Rauschen verwendet, das der Lichtkurve am ähnlichsten ist.

Rotes Rauschen besitzt keine intrinsische Periodizität, sondern flackert zufällig. Eine kurze Sequenz roten Rauschens kann jedoch Pseudo-Periodizitäten aufweisen, die sowohl durch einfache Betrachtung, als auch mit der Strukturfunktion identifiziert werden können. Ein Minimum in der Strukturfunktion von rotem Rauschen ist demnach ausschließlich durch die ungleichmäßige Abtastung, insbesondere durch große Lücken und die Kürze des Beobachtungszeitraumes bedingt.

Mit dem Vergleich der Strukturfunktion der Lichtkurve mit denen der künstlichen, kann die Wahrscheinlichkeit angegeben werden, mit der ein solches Minimum aus einer Pseudo-Periodizität roten Rauschens folgt und/oder auf Leck-Effekten beruht.

Um die Signifikanz der Periodizität zu prüfen, werden in dieser Arbeit die Strukturfunktionen von 100 000 künstlichen Lichtkurven untersucht. Die Simulierten Lichtkurven wurden aus rotem Rauschen mit $\beta = 2,0$ gewonnen. Die Motivation für diesen Wert wird in Abschnitt 4.2.3 gegeben.

Es werden die Strukturfunktionen gezählt, die derart ausgeprägte erste Maxima und Minima an den gleichen Stellen haben, wie die der PKS 2155-304 Lichtkurve. Da die Kurve nicht glatt, sondern mit kleinen Oszillationen überlagert ist, wird für das erste Maximum die untere Einhüllende als Untergrenze und für das erste Minimum die obere Einhüllende als Obergrenzen gewählt. Dies ist in Abbildung C.1 dargestellt.

Jede Strukturfunktion der simulierten Lichtkurven wird nun geprüft, ob sie innerhalb dieser Grenzen liegt. Dabei wird jede Möglichkeit einer konstanten Versetzung der Funktion nach oben oder unten zugelassen. Bei einem Treffer besitzt sie eine Minimum-Maximum-Struktur, die mit mindestens der gleichen Signifikanz auf eine Periodizität von ungefähr 256 Tagen hinweist.

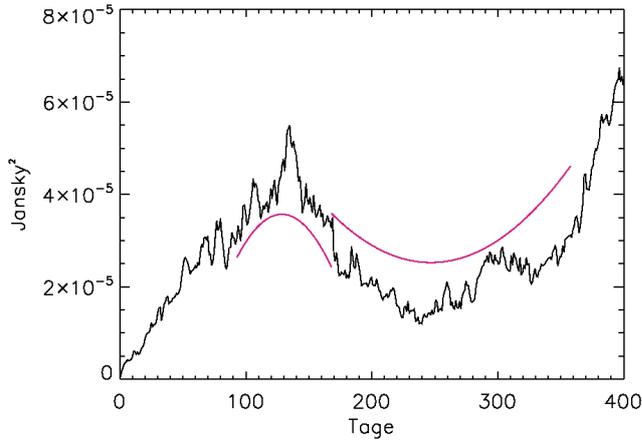


Abbildung C.1: Erstes ausgeprägtes Maximum und Minimum der Strukturfunktion mit einhüllenden Kurven. Die Grenzen beginnen und enden an Stellen, deren Werte dem Halbwert des ersten Maximums entsprechen.

Die gezählten Strukturfunktionen haben also mindestens so stark ausgeprägte erste Minima und Maxima, wie die der PKS 2155-304 Lichtkurve. Damit ist die Häufigkeit bestimmt, mit der ein derartiges Indiz für die Periodizität vorkäme, wenn die PKS 2155-304 Lichtkurve rotes Rauschen wäre.

In 100 000 Strukturfunktionen künstlicher Lichtkurven finden sich 56 mit gleichen oder stärkeren Indizien für eine 256 Tage Periodizität. Damit ist die Wahrscheinlichkeit gleich 0,056 %, dass wenn PKS 2155-304 mit $\beta = 2,0$ rot rauscht, die Periodizität scheinbar existiert.

Literaturverzeichnis

- ABDO, A. A. ET AL, FERMI/LAT COLLABORATION, & FERMI GBM COLLABORATION. 2009. Fermi Observations of High-Energy Gamma-Ray Emission from GRB 080916C. *Science*, **323**(Mar.), 1688–.
- AHARONIAN, F. A. 2000. TeV gamma rays from BL Lac objects due to synchrotron radiation of extremely high energy protons. *New Astronomy*, **5**(Nov.), 377–395.
- AHARONIAN, F. ET AL, & H.E.S.S. COLLABORATION. 2005. Multi-wavelength observations of PKS 2155-304 with HESS. *A&A*, **442**(Nov.), 895–907.
- AHARONIAN, F. ET AL, & H.E.S.S. COLLABORATION. 2007. An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304. *ApJ*, **664**(Aug.), L71–L74.
- AHARONIAN, F. ET AL, H.E.S.S. COLLABORATION, & ABDO, A. A. ET AL AND FERMI/LAT COLLABORATION. 2009. Simultaneous Observations of PKS 2155-304 with HESS, Fermi, RXTE, and Atom: Spectral Energy Distributions and Variability in a Low State. *ApJ*, **696**(May), L150–L155.
- AKERLOF, C., BALSANO, R., BARTHELMI, S., BLOCH, J., BUTTERWORTH, P., CASPERSON, D., CLINE, T., FLETCHER, S., FRONTERA, F., GISLER, G., HEISE, J., HILLS, J., KEHOE, R., LEE, B., MARSHALL, S., MCKAY, T., MILLER, R., PIRO, L., PRIEDHORSKY, W., SZYMANSKI, J., & WREN, J. 1999. Observation of contemporaneous optical radiation from a γ -ray burst. *Nature*, **398**(Apr.), 400–402.
- AKERLOF, C. W., KEHOE, R. L., MCKAY, T. A., RYKOFF, E. S., SMITH, D. A., CASPERSON, D. E., MCGOWAN, K. E., VESTRAND, W. T., WOZNIK, P. R., WREN, J. A., ASHLEY, M. C. B., PHILLIPS, M. A., MARSHALL, S. L., EPPS, H. W., & SCHIER, J. A. 2003. The ROTSE-III Robotic Telescope System. *PASP*, **115**(Jan.), 132–140.
- ATWOOD, W. B. ET AL, & FERMI/LAT-COLLABORATION. 2009. The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission. *ApJ*, **697**(June), 1071–1102.

- BAK, P., TANG, C., & WIESENFELD, K. 1987. Self-organized criticality - An explanation of $1/f$ noise. *Physical Review Letters*, **59**(July), 381–384.
- BAK, P., TANG, C., & WIESENFELD, K. 1988. Self-organized criticality. *PRA*, **38**(July), 364–374.
- BARTHELMY, S. 2008. GCN and VOEvent: A status report. *Astronomische Nachrichten*, **329**, 340–+.
- BEGELMAN, M. C., BLANDFORD, R. D., & REES, M. J. 1980. Massive black hole binaries in active galactic nuclei. *Nature*, **287**(Sept.), 307–309.
- BERTIN, E. 2002. *SExtractor User's guide*. Institut d'Astrophysique & Observatoire de Paris.
- BESSELL, M. S. 2005. Standard Photometric Systems. *ARA&A*, **43**(Sept.), 293–336.
- BLANDFORD, R. D. 2001a. Black Holes and Relativistic Jets. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, **143**, 182–201.
- BLANDFORD, R. D. 2001b. Probing the Physics of AGN: A Summary. *Pages 499–+ of: PETERSON, B. M., POGGE, R. W., & POLIDAN, R. S. (eds), Probing the Physics of Active Galactic Nuclei*. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 224.
- BLANDFORD, R. D., MCKEE, C. F., & REES, M. J. 1977. Super-luminal expansion in extragalactic radio sources. *Nature*, **267**(May), 211–216.
- BOLDT, E., & GARMIRE, G. 1975. The HEAO A-2 experiment on the spatial and spectral structure of the X-ray sky /0.2-60 keV/. *Pages 1146–1155 of: X-Rays in Space - Cosmic, Solar, and Auroral X-Rays, Volume 1*.
- BRINDLE, C., HOUGH, J. H., BAILEY, J. A., AXON, D. J., & HYLAND, A. R. 1986. Simultaneous optical and infrared polarization measurements of blazars. *MNRAS*, **221**(Aug.), 739–768.
- CHADWICK, P. M., LYONS, K., MCCOMB, T. J. L., ORFORD, K. J., OSBORNE, J. L., RAYNER, S. M., SHAW, S. E., TURVER, K. E., & WIECZOREK, G. J. 1999. Very High Energy Gamma Rays from PKS 2155-304. *ApJ*, **513**(Mar.), 161–167.
- DOMINICI, T. P., ABRAHAM, Z., TEIXEIRA, R., & BENEVIDES-SOARES, P. 2004. Long-Term Optical Variability of the Blazars PKS 2005-489 and PKS 2155-304. *AJ*, **128**(July), 47–55.

- EDELSON, R., TURNER, T. J., POUNDS, K., VAUGHAN, S., MARKOWITZ, A., MARSHALL, H., DOBBIE, P., & WARWICK, R. 2002. X-Ray Spectral Variability and Rapid Variability of the Soft X-Ray Spectrum Seyfert 1 Galaxies Arakelian 564 and Ton S180. *ApJ*, **568**(Apr.), 610–626.
- EDELSON, R. A. ALEXANDER, T., CRENSHAW, D. M., *et al.* 1996. Multiwavelength Observations of Short-Timescale Variability in NGC 4151. IV. Analysis of Multiwavelength Continuum Variability. *ApJ*, **470**(Oct.), 364–+.
- FALOMO, R., PESCE, J. E., & TREVES, A. 1993. The environment of the BL Lacertae object PKS 2155-304. *ApJ*, **411**(July), L63–L66.
- FAN, J. 2000. Long-term variability properties and periodicity analysis for blazars. *Pages 319–+ of: CHENG, K. S., CHAU, H. F., CHAN, K. L., & LEUNG, K. C. (eds), Stellar Astrophysics.*
- FREYHARDT, H., U., HILLEBRECHT F., E., KISKER, H., KRONMÜLLER, M., LAMBECK, P., LUGER, H., NELKOWSKI, U., SCHERZ, W., SCHILLING, L., THOMAS, H.-G., WAGEMANN, & R., WÖRDENWEBER. 1992. *Lehrbuch der Experimentalphysik / Bergmann; Schaefer. -* Vol. 6. Festkörper. Berlin; New York: de Gruyter.
- GRIFFITHS, R. E., BRIEL, U., CHAISSON, L., & TAPIA, S. 1979. Optical and X-ray properties of the newly discovered BL Lacertae object PKS 2155-304 /= H2155-304/. *ApJ*, **234**(Dec.), 810–817.
- HAUSER, M., MÖLLENHOFF, C., PÜHLHOFER, G., WAGNER, S. J., HAGEN, H.-J., & KNOLL, M. 2004. ATOM - an Automatic Telescope for Optical Monitoring. *Astronomische Nachrichten*, **325**(Oct.), 659–659.
- HEIDT, J., WAGNER, S. J., & WILHELM-ERKENS, U. 1997. Optical and UV observations of the BL Lacertae object PKS 2155-304. *A&A*, **325**(Sept.), 27–32.
- HORNS, D., & H.E.S.S. COLLABORATION. 2007. H.E.S.S.: Status and future plan. *Journal of Physics Conference Series*, **60**(Mar.), 119–122.
- HUGHES, P. A., ALLER, H. D., & ALLER, M. F. 1992. The University of Michigan radio astronomy data base. I - Structure function analysis and the relation between BL Lacertae objects and quasi-stellar objects. *ApJ*, **396**(Sept.), 469–486.
- KATAOKA, J., TAKAHASHI, T., EDWARDS, P. G., WAGNER, S. J., INOUE, S., & TAKAHARA, F. 2001 (Apr.). Evidence for a characteristic time-scale in the X-ray light curves of TeV blazars. *Pages 660–663 of: AHARONIAN, F. A., & VÖLK, H. J. (eds), American Institute of Physics Conference Series.* American Institute of Physics Conference Series, vol. 558.

- KAWAGUCHI, T., & MINESHIGE, S. 1999. AGN Variability. *Pages 356–+ of: TERZIAN, Y., KHACHIKIAN, E., & WEEDMAN, D. (eds), Activity in Galaxies and Related Phenomena.* IAU Symposium, vol. 194.
- KELLERMANN, K. I., KOVALEV, Y. Y., LISTER, M. L., HOMAN, D. C., KADLER, M., COHEN, M. H., ROS, E., ZENSUS, J. A., VERMEULEN, R. C., ALLER, M. F., & ALLER, H. D. 2007. Doppler boosting, superluminal motion, and the kinematics of AGN jets. *ApSS*, **311**(Oct.), 231–239.
- KLARE, J., ZENSUS, J. A., LOBANOV, A. P., ROS, E., KRICHBAUM, T. P., & WITZEL, A. 2005 (Dec.). Quasi-Periodic Changes in the Parsec-Scale Jet of 3C 345. *Pages 40–+ of: ROMNEY, J., & REID, M. (eds), Future Directions in High Resolution Astronomy.* Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 340.
- KOLLMEIER, J. A., ONKEN, C. A., KOCHANEK, C. S., GOULD, A., WEINBERG, D. H., DIETRICH, M., COOL, R., DEY, A., EISENSTEIN, D. J., JANNUZI, B. T., LE FLOC’H, E., & STERN, D. 2006. Black Hole Masses and Eddington Ratios at $0.3 < z < 4$. *ApJ*, **648**(Sept.), 128–139.
- KOTILAINEN, J. K., FALOMO, R., & SCARPA, R. 1998. The host galaxies of BL Lac objects in the near-infrared. *A&A*, **336**(Aug.), 479–489.
- LEACH, R. W., SCHILD, R. E., GURSKY, H., MADEJSKI, G. M., SCHWARTZ, D. A., & WEEKES, T. C. 1980. Description, performance, and calibration of a charge-coupled-device camera. *PASP*, **92**(Apr.), 233–245.
- LENAIN, J.-P., BENBOW, W., BOISSON, C., BÜHLER, R., COSTAMANTE, L., GIEBELS, B., KATARZYŃSKI, K., PITA, S., PUNCH, M., RAUE, M., SOL, H., NE, SUPERINA, G., VOLPE, F., & ZECH, A. 2008 (Dec.). PKS 2155-304 in July 2006: H.E.S.S. results and simultaneous multi-wavelength observations. *Pages 415–418 of: AHARONIAN, F. A., HOFMANN, W., & RIEGER, F. (eds), American Institute of Physics Conference Series.* American Institute of Physics Conference Series, vol. 1085.
- LEVINE, A. M., BRADT, H., CUI, W., JERNIGAN, J. G., MORGAN, E. H., REMILLARD, R., SHIREY, R. E., & SMITH, D. A. 1996. First Results from the All-Sky Monitor on the Rossi X-Ray Timing Explorer. *ApJ*, **469**(Sept.), L33+.
- LOMB, N. R. 1976. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. *ApSS*, **39**(Feb.), 447–462.
- MALKAN, M. A., GORJIAN, V., & TAM, R. 1998. A Hubble Space Telescope Imaging Survey of Nearby Active Galactic Nuclei. *ApJS*, **117**(July), 25–+.

- MALKOV, M. A., DIAMOND, P. H., & VÖLK, H. J. 2000. Critical Self-Organization of Astrophysical Shocks. *ApJ*, **533**(Apr.), L171–L174.
- MANNHEIM, K., & BIERMANN, P. L. 1989. Photomeson production in active galactic nuclei. *A&A*, **221**(Sept.), 211–220.
- MARCONI, A. 2002. Black Holes in Galactic Nuclei: the Promise and the Facts. *ArXiv Astrophysics e-prints*, Jan.
- MARSHALL, S., AKERLOF, C., KEHOE, R., LEE, B., MCKAY, T., BLOCH, J., CASPERSON, D., FLETCHER, S., GISLER, G., PARTRIDGE, G., PRIEDHORSKY, W., ROUSSEL-DUPRE, D., & SZYMANSKI, J. 1997 (Dec.). The ROTSE Project. *Pages 1290–+ of: Bulletin of the American Astronomical Society*. Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 29.
- MILLER, H. R., & MCALISTER, H. A. 1983. The optical variability and spectrum of PKS 2155-304. *ApJ*, **272**(Sept.), 26–28.
- NERONOV, A., SEMIKOZ, D., & SIBIRYAKOV, S. 2008 (Dec.). Constraints on masses and spins of black holes in blazars from fast TeV variability. *Pages 545–548 of: AHARONIAN, F. A., HOFMANN, W., & RIEGER, F. (eds), American Institute of Physics Conference Series*. American Institute of Physics Conference Series, vol. 1085.
- NETZER, H. 2006. Active Galactic Nuclei: Basic Physics and Main Components. *Pages 1–+ of: ALLOIN, D. (ed), Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales*. Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, vol. 693.
- OSONE, S., & TESHIMA, M. 2001 (Aug.). Long periodicity of Blaser with RXTE ASM. *Pages 2695–+ of: International Cosmic Ray Conference*. International Cosmic Ray Conference, vol. 7.
- OSTERMAN, M. A., MILLER, H. R., MARSHALL, K., RYLE, W. T., ALLER, H., ALLER, M., & MCFARLAND, J. P. 2007. New Multiwavelength Observations of PKS 2155-304 and Implications for the Coordinated Variability Patterns of Blazars. *ApJ*, **671**(Dec.), 97–103.
- PALTANI, S. 1999. Constraining BL Lac Models using Structure Function Analysis. *Pages 293–+ of: TAKALO, L. O., & SILLANPÄÄ, A. (eds), BL Lac Phenomenon*. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 159.
- PALTANI, S., COURVOISIER, T. J.-L., BLECHA, A., & BRATSCHI, P. 1997. Very rapid optical variability of PKS 2155-304. *A&A*, **327**(Nov.), 539–549.
- PETERSON, B. M. 1997. *An introduction to active galactic nuclei*. Cambridge U Press.

- PIRAN, T. 2005. The physics of gamma-ray bursts. *Reviews of Modern Physics*, **76**(Jan.), 1143–1210.
- PRESS, W. H., & RYBICKI, G. B. 1989. Fast algorithm for spectral analysis of unevenly sampled data. *ApJ*, **338**(Mar.), 277–280.
- PRIESTLEY, M. B. 1967. Power spectral analysis of non-stationary random processes. *Journal of Sound Vibration*, **6**(July), 86–97.
- PSALTIS, D. 2004. Accreting Neutron Stars and Black Holes: A Decade of Discoveries. *ArXiv Astrophysics e-prints*, Oct.
- REES, M. J. 1966. Appearance of Relativistically Expanding Radio Sources. *Nature*, **211**(July), 468–470.
- REES, M. J. 1984. Black Hole Models for Active Galactic Nuclei. *ARA&A*, **22**, 471–506.
- REID, M. J. 2009. Is There a Supermassive Black Hole at the Center of the Milky Way? *International Journal of Modern Physics D*, **18**, 889–910.
- RIEGER, F. M. 2004. On the Geometrical Origin of Periodicity in Blazar-type Sources. *ApJ*, **615**(Nov.), L5–L8.
- RIEGER, F. M. 2006. Supermassive binary black holes in blazars. *Pages 239–240 of: MEURS, E. J. A., & FABBIANO, G. (eds), Populations of High Energy Sources in Galaxies*. IAU Symposium, vol. 230.
- RIEGER, F. M. 2007. Supermassive binary black holes among cosmic gamma-ray sources. *ApSS*, **309**(June), 271–275.
- RIEGER, F. M., BOSCH-RAMON, V., & DUFFY, P. 2007. Fermi acceleration in astrophysical jets. *ApSS*, **309**(June), 119–125.
- RIESS, A. G., MACRI, L., CASERTANO, S., SOSEY, M., LAMPEITL, H., FERGUSON, H. C., FILIPPENKO, A. V., JHA, S. W., LI, W., CHORNOCK, R., & SARKAR, D. 2009. A Redetermination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope from a Differential Distance Ladder. *ApJ*, **699**(July), 539–563.
- RYKOFF, ELI, & SMITH, DON. 2003 (Mai). *Components and Operation of the ROTSE-III Telescope System*. University of Michigan.
- RYLE, W. T., OSTERMAN, M. A., & MILLER, H. R. 2006 (July). Optical Variability of the Blazar PKS 2155-304. *Pages 63–+ of: MILLER, H. R., MARSHALL, K., WEBB, J. R., & ALLER, M. F. (eds), Blazar Variability Workshop II: Entering the GLAST Era*. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 350.

- SCARGLE, J. D. 1982. Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. *ApJ*, **263**(Dec.), 835–853.
- SCHMITT, J. L. 1968. BL Lac identified as a Radio Source. *Nature*, **218**(May), 663–+.
- SCHWARTZ, D. A., GRIFFITHS, R. E., SCHWARZ, J., DOXSEY, R. E., & JOHNSTON, M. D. 1979. X-ray emitting BL Lacertae objects located by the scanning modulation collimator experiment on HEAO 1. *ApJ*, **229**(Apr.), L53–L57.
- SHIMMINS, A. J., & BOLTON, J. G. 1974. The Parkes 2700 MHz Survey (Sixth Part): Catalogue for the Declination zone -30° to -35° . *Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement*, **32**, 1–+.
- SIMONETTI, J. H., CORDES, J. M., & HEESCHEN, D. S. 1985. Flicker of extragalactic radio sources at two frequencies. *ApJ*, **296**(Sept.), 46–59.
- SIVRON, R. 1998. Self-organized Criticality in Compact Plasmas. *ApJ*, **503**(Aug.), L57+.
- SMITH, P. S., HALL, P. B., ALLEN, R. G., & SITKO, M. L. 1992. Intensive optical monitoring of the BL Lacertae object PKS 2155-304. *ApJ*, **400**(Nov.), 115–126.
- STEFFEN, W., ZENSUS, J. A., KRICHBAUM, T. P., WITZEL, A., & QIAN, S. J. 1995. A helical model for the compact jet in 3C345. *A&A*, **302**(Oct.), 335–+.
- STIRLING, A. M., CAWTHORNE, T. V., STEVENS, J. A., JORSTAD, S. G., MARSCHER, A. P., LISTER, M. L., GÓMEZ, J. L., SMITH, P. S., AGUDO, I., GABUZDA, D. C., ROBSON, E. I., & GEAR, W. K. 2003. Discovery of a precessing jet nozzle in BL Lacertae. *MNRAS*, **341**(May), 405–422.
- SUPERINA, G., & DEGRANGE, B. 2008 (Dec.). Temporal variability studies on the blazar PKS 2155-304 with H.E.S.S. *Pages 494–497 of: AHARONIAN, F. A., HOFMANN, W., & RIEGER, F. (eds), American Institute of Physics Conference Series. American Institute of Physics Conference Series, vol. 1085.*
- TAGLIAFERRI, G., STELLA, L., MARASCHI, L., TREVES, A., & MORINI, M. 1989. The X-Ray Variability of PKS:2155-304 - a Power Spectrum Analysis. *Pages 314–+ of: MARASCHI, L., MACCACARO, T., & ULRICH, M.-H. (eds), BL Lac Objects. Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, vol. 334.*
- TIMMER, J., & KOENIG, M. 1995. On generating power law noise. *A&A*, **300**(Aug.), 707–+.
- ULRICH, M.-H., MARASCHI, L., & URRY, C. M. 1997. Variability of Active Galactic Nuclei. *ARA&A*, **35**, 445–502.

- URRY, C. M., & PADOVANI, P. 1995. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *PASP*, **107**(Sept.), 803–+.
- URRY, C. M., MARASCHI, L., EDELSON, R., KORATKAR, A., KROLIK, J., MADEJSKI, G., PIAN, E., PIKE, G., REICHERT, G., TREVES, A., WAMSTEKER, W., BOHLIN, R., BREGMAN, J., BRINKMANN, W., CHIAPPETTI, L., COURVOISIER, T., FILIPPENKO, A. V., FINK, H., GEORGE, I. M., KONDO, Y., MARTIN, P. G., MILLER, H. R., O'BRIEN, P., SHULL, J. M., SITKO, M., SZYMKOWIAK, A. E., TAGLIAFERRI, G., WAGNER, S., & WARWICK, R. 1993. Multiwavelength monitoring of the BL Lacertae object PKS 2155-304. I - The IUE campaign. *ApJ*, **411**(July), 614–631.
- UTTLEY, P., MCHARDY, I. M., & VAUGHAN, S. 2005. Non-linear X-ray variability in X-ray binaries and active galaxies. *MNRAS*, **359**(May), 345–362.
- VESTRAND, W. T., STACY, J. G., & SREEKUMAR, P. 1995. High-Energy Gamma Rays from the BL Lacertae Object PKS 2155-304. *ApJ*, **454**(Dec.), L93+.
- VILLATA, M., RAITERI, C. M., BALONEK, T. J., & WEBT COLLABORATION. 2006. The unprecedented optical outburst of the quasar 3C 454.3. The WEBT campaign of 2004-2005. *A&A*, **453**(July), 817–822.
- WARD, F., & SHAPIRO, R. 1961. Meteorological Periodicities. *Journal of Atmospheric Sciences*, **18**(Oct.), 635–656.
- WELLS, D. C., GREISEN, E. W., & HARTEN, R. H. 1981. FITS - a Flexible Image Transport System. *A&AS*, **44**(June), 363–+.
- WORRALL, D. M., & BIRKINSHAW, M. 2006. Multiwavelength Evidence of the Physical Processes in Radio Jets. *Pages 39–+ of: ALLOIN, D. (ed), Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales*. Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, vol. 693.
- YORK, D. G., & SDSS COLLABORATION. 2000. The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary. *AJ*, **120**(Sept.), 1579–1587.
- YOST, S. A., RYKOFF, E. S., AHARONIAN, F., AKERLOF, C. W., ASHLEY, M. C. B., BARTHELMEY, S., GEHRELS, N., GÖĞÜŞ, E., GÜVER, T., HORNS, D., KIZILOĞLU, Ü., KRIMM, H. A., MCKAY, T. A., MIRABAL, N., ÖZEL, M., PHILLIPS, A., QUIMBY, R. M., ROWELL, G., RUJOPAKARN, W., SCHAEFER, B. E., SMITH, D. A., SWAN, H. F., VESTRAND, W. T., WHEELER, J. C., WREN, J., & YUAN, F. 2006a (May). ROTSE-III Performance in the Swift Era. *Pages 349–352 of: HOLT, S. S., GEHRELS, N., & NOUSEK, J. A. (eds), Gamma-Ray Bursts in the Swift Era*. American Institute of Physics Conference Series, vol. 836.

- YOST, S. A., AHARONIAN, F., AKERLOF, C. W., ASHLEY, M. C. B., BARTHELMY, S., GEHRELS, N., GÖĞÜŞ, E., GÜVER, T., HORNS, D., KIZILOĞLU, Ü., KRIMM, H. A., MCKAY, T. A., ÖZEL, M., PHILLIPS, A., QUIMBY, R. M., ROWELL, G., RUJOPAKARN, W., RYKOFF, E. S., SCHAEFER, B. E., SMITH, D. A., SWAN, H. F., VESTRAND, W. T., WHEELER, J. C., WREN, J., & YUAN, F. 2006b. Status of the ROTSE-III telescope network. *Astronomische Nachrichten*, **327**(Sept.), 803–+.
- ZENSUS, J. A., COHEN, M. H., BAATH, L. B., & NICOLSON, G. D. 1988. The inner radio jet of 3C273. *Nature*, **334**(Aug.), 410–412.
- ZHANG, Y. H., & XIE, G. Z. 1996. CCD photometry and long-term optical variability of PKS 2155-304. *A&AS*, **116**(Apr.), 289–293.
- ZHANG, Y. H., TREVES, A., CELOTTI, A., CHIAPPETTI, L., FOSSATI, G., GHISELLINI, G., MARASCHI, L., PIAN, E., TAGLIAFERRI, G., & TAVECCHIO, F. 2002. Four Years of Monitoring Blazar PKS 2155-304 with BeppoSAX: Probing the Dynamics of the Jet. *ApJ*, **572**(June), 762–785.

Danksagung

Ich möchte mich bei meiner Arbeitsgruppe für die besonders freundliche Arbeitsatmosphäre und die große Hilfsbereitschaft bedanken. Vielen Dank an Prof. Dr. Dieter Horns, der mich in seine Arbeitsgruppe aufnahm, mir dieses spannende Diplomarbeitsthema gab und mich bis zum Schluss betreute. Während meiner Diplomarbeit hatte ich Gelegenheit, durch die tägliche Arbeit und durch Teilnahmen an Konferenzen die Welt der Wissenschaft von innen kennen und schätzen zu lernen. Ich bedanke mich bei den Mitarbeitern der ROTSE- und H.E.S.S.-Kollaboration für den Aufbau und die Wartung des ROTSE-III Teleskop-Systems, das die Daten für diese Arbeit lieferte. Danke auch an Rainer Peter Feller, der stets unverzüglich und mit großem Engagement meine Computerprobleme erfolgreich behob. Besonderen Dank an Hannes Zechlin, für die kritische Sichtung meiner Arbeit und viele nützliche Kommentare. Vielen Dank an Daniel Hampf und Dr. Martin Raue für bereichernde Diskussionen in Fragen der Statistik. Für die Diskussionen über AGN-Modellen möchte ich mich bei Dr. Tanja Kneiske und Dr. Martin Tluczykont bedanken.

Erklärung

Hiermit versichere ich, Max Anton Kastendieck, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine weiteren Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen verwendet habe. Mit einer universitätsinternen Veröffentlichung bin ich einverstanden.

Hamburg, den

Max Anton Kastendieck