

Analyse der Variabilität der Langzeitlichtkurve von PKS 2005-489

Analysis of variability of the long-term light curve of
PKS 2005-489

von

Tim Florian Plath

geboren am

06. November 1988

Bachelor-Arbeit im Studiengang Physik

Universität Hamburg

2011

1. Gutachter/in: Prof. Dr. Dieter Horns
2. Gutachter/in: Prof. Dr. Jürgen Schmitt

Die vorliegende Arbeit analysiert die optische Langzeitlichtkurve des BL Lac Objekts PKS 2005-489 im R-Band. Die Lichtkurve entstammt hauptsächlich dem ROTSE Teleskopsystem und wurde mit Daten aus Veröffentlichungen ergänzt, um insgesamt eine Zeitspanne von etwa 20 Jahren (1986 - 2006) abzudecken. Die Langzeitlichtkurve wurde mit verschiedenen Methoden auf Periodizitäten, Veränderungen im optischen Spektrum und rotes Rauschen untersucht. Weil die gemessene Lichtkurve unregelmäßiger Abtastung unterliegt, kann die Variabilität nicht direkt analysiert werden. Deshalb mussten mithilfe eines IDL-Programms verschiedene Lichtkurven gleicher Abtastung simuliert werden, um schließlich über eine Maximum-Likelihood-Analyse die Variabilität zu charakterisieren.

The presented thesis analyzes the optical long-term lightcurve of the BL Lac object PKS 2005-489 in the R-band. The data was taken from the ROTSE telescope observations and was supplemented with data from published studies to cover a total time of about 20 years (1986 - 2006). The long-term lightcurve was analyzed using various methods to find periodicities, changes in the spectrum and red noise. As are not evenly sampled and thus not directly analyzable an IDL programm has been used to simulate lightcurves for different paramaters. Finally the variability was characterized using a maximum-likelihood method.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Grundlagen	5
2.1	Aufbau und Klassifizierung von AGNs	7
2.2	Emissionsmodell - Jet	12
2.3	Blazare	13
2.4	Variabilität der Helligkeit	14
3	Lichtkurve von PKS 2005-489	17
3.1	ROTSE-Daten	18
3.2	Daten aus Falomo et al und Dominici et al	22
3.3	Daten aus Cellone et al	22
4	Analyse	24
4.1	Methoden zur Untersuchung der Lichtkurve	24
4.2	Simulation von Vergleichslichtkurven und Maximum-Likelihood-Analyse . .	28
4.3	Fehlerabschätzung	30
4.4	Anpassungsgüte	30
5	Ergebnisse	32
5.1	Reines rotes Rauschen	32
5.2	Simulationen roten Rauschens mit Abbruchfrequenz zu weißem Rauschen .	34
5.3	Quasiperiodische Oszillation	38
6	Zusammenfassung und Diskussion	41

1 Einleitung

Aktive Galaxienkerne sind ein Fenster zur Physik unter extremen Bedingungen. Zunächst wegen ihrer unglaublich großen Flächenhelligkeit entdeckt und für sehr helle Sterne gehalten ist seit der Arbeit von Carl Seyfert im Jahre 1948 klar, dass es sich um eine neue Art von Galaxien handelt. Das nicht thermisch erzeugte Spektrum zeigt charakteristische Emissionslinien und überstrahlt mit seiner immensen Helligkeit die Sterne der Host-Galaxien oft um ein Vielfaches. Besonders helle Vertreter der aktiven Galaxienkerne sind die sogenannten Blazare. Sie zeigen eine extrem hohe Variabilität in ihrer Emission in allen Wellenlängen vom Radio- bis in den Gammabereich. Diesen Objekten fehlen allerdings durch die hohe Intensität der Jetemission die für die meisten AGNs charakteristischen Emissionslinien. Das weitgehend anerkannte Modell zum Aufbau von aktiven Galaxienkernen lässt vermuten, dass die Emission von Blazaren in der Nähe des zentralen schwarzen Loches, also im Innern des aktiven Galaxienkerns entsteht. Die Analyse der Variabilität kann somit Aufschluss auf ihre Herkunft und die Physik innerhalb des Objektes geben.

Eines dieser Blazar-Objekte ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit: PKS 2005-489 wurde als Radioquelle entdeckt und später von Wall et al. [1986] als BL Lac-Objekt identifiziert. Diese Arbeit analysiert die Variabilität der optischen Langzeitlichtkurve auf Zeitskalen zwischen 10 und 10 000 Tagen auf stochastische Prozesse und Periodizitäten, um weitere Hinweise auf die Prozesse im Innern von Blazaren zu erhalten. Es ist durch verschiedene Modelle motiviert, dass die Prozesse innerhalb eines aktiven Galaxienkerns selbstorganisiert sind und rotes Rauschen produzieren.

Die Langzeitlichtkurve wurde hauptsächlich mithilfe des Robotic Optical Transient Search Experiments aufgenommen und mit Daten aus Veröffentlichungen ergänzt. Sie überdeckt nun eine Zeit von etwas mehr als 25 Jahren und wird mit drei unterschiedlichen Methoden zur Analyse stochastischer Prozesse untersucht. Hierzu zählen die Strukturfunktion, das Lomb-Scargle-Periodogramm und die Multi Fragment Variance Function.

Mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen werden künstliche Lichtkurven simuliert, um diese über die genannten Methoden mit der gemessenen Lichtkurve zu vergleichen und auf diesem Weg die Parameter für das $1/f$ -Rauschen anzupassen. Hierbei werden auch Simulationen mit einer Abbruchfrequenz hin zu weißem Rauschen durchgeführt.

Kapitel 1 beschäftigt sich kurz mit den allgemeinen Grundlagen zu aktiven Galaxienkernen und Blazaren. Das zweite Kapitel zeigt die erstellte Lichtkurve mit Herkunft und Bearbeitung der Daten. Im vorletzten Kapitel 3 wird die Anwendung der Methoden auf die Lichtkurve und die Simulation der Lichtkurven, sowie der Vergleich mit den simulierten Kurven beschrieben. Das letzte Kapitel liefert eine Zusammenfassung und Diskussion.

2 Grundlagen

Etwa eine von eintausend beobachteten Galaxien beherbergt einen aktiven Galaxienkern (AGN). Diese aktiven Galaxienkerne zeichnen sich durch hohe Variabilität und ein besonderes Spektrum aus, das weiter unten beschrieben wird. Auf eintausend aktive Galaxienkerne kommt ein Blazar. Blazare sind besonders variable Vertreter der AGNs.

Das optische Spektrum der meisten beobachteten Galaxien lässt sich theoretisch gut durch die Überlagerung von Sternspektren verschiedener Temperaturen erklären. Hier finden sich wenig Sterne mit $T \gtrsim 40\,000\text{K}$, und kältere Sterne mit $T \lesssim 3\,000\text{K}$, die aufgrund ihrer geringen Leuchtkraft nur wenig zum Spektrum beitragen [Schneider, 2006]. Zwischen diesen beiden Extrema liegt ein breites Spektrum von Sternen, die im Allgemeinen alle in Galaxien vertreten sind. Im Folgenden wollen wir uns die beiden Spektren der extremen Werte anschauen, um eine Idee vom Unterschied der Schwarzkörperspektren dieser Temperaturen und dem Spektrum eines aktiven Galaxienkerns, beziehungsweise eines Blazars zu bekommen.

Schwarzkörper-Spektren (Planck-Spektren) von Sternen weisen eine Energieverteilung auf, die von ihrem Maximum aus monoton abfällt. Damit dominiert das Spektrum von Galaxien bei simpler Überlagerung dieser Schwarzkörper-Spektren bis ca. 10^{17} Hz.

Abbildung 1 zeigt das Spektrum eines typischen Blazars. Oberhalb der oben genannten Grenze ist der Fluss bei weitem noch nicht so niedrig wie bei der Überlagerung von Schwarzkörperspektren erwartet, während bei höheren Frequenzen sogar noch ein erneuter Anstieg der Energie zu beobachten ist. Diese Struktur aus zwei Erhebungen kann mit der alleinigen Überlagerungen von Schwarzkörperspektren mit den oben genannten typischen Grenzen für Sterne nicht erklärt werden.

Ein charakteristisches AGN-Spektrum zeigt meist starke Emissionen vom Radio- bis hin zum Röntgenbereich und sogar Gamma-Wellenlängen. Diese Erkenntnis legt die Vermutung nahe, dass ein Großteil der abgestrahlten Energie der Galaxie aus nicht-thermischen Prozessen kommt.

Ein weiterer Hinweis auf eine andere Energiequelle ist die hohe Variabilität des Spektrums. Abbildung 1 zeigt Datensätze von PKS 2005-489 aus verschiedenen Jahren. Der Fluss ist stellenweise innerhalb weniger Jahre um zwei Größenordnungen abgefallen.

Ein dritter Hinweis auf eine nicht-thermische Emission der AGNs ist die Polarisation des Lichtes, die typisch für Synchrotronstrahlung ist. Diese Polarisation findet sich nur in den Spektren von Blazaren und deutet darauf hin, dass es durch die Beschleunigung, bzw. Ablenkung, hochrelativistischer Teilchen entsteht.

Weiterhin kommt der größte Anteil der Variabilität aus einer sehr kompakten Raumregion im Zentrum der AGN. Die Region ist zu klein, um eine derartige Helligkeit durch thermische Emission zu erzeugen.

Kapitel 2.1 beschäftigt sich mit dem groben Aufbau und der Klassifizierung der AGNs,

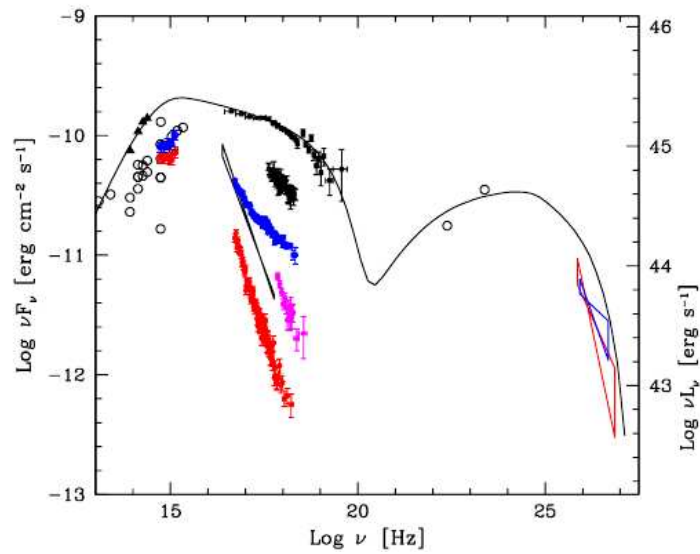


Abbildung 1: Spektrale Leistungsdichte von PKS 2005-489 [Costamante et al., 2008]. Die schwarze Linie zeigt ein modelliertes Spektrum für die schwarzen Datenpunkte, die während einer Periode starker Abstrahlung im Jahr 1998 gemessen wurden. Das typische Aussehen mit zwei Erhebungen kann nicht durch eine Überlagerung von Schwarzkörperspektren beschrieben werden. Die roten, grünen und blauen Datensätze stammen aus späteren Jahren. Das Spektrum ist hoch variabel. Ein weiterer Hinweis darauf, dass es nicht durch gewöhnliche Überlagerung von Schwarzkörperspektren entstehen kann.

Kapitel 2.2 geht detaillierter auf den Aufbau der einzelnen Komponenten ein. Kapitel 2.3 gibt einen Überblick über das Emissionsmodell von AGN-Jets. Kapitel 2.4 führt in die Besonderheiten der Blazare ein und Kapitel 2.5 beschreibt verschiedene Modelle zur Entstehung der hohen Variabilität der Objekte.

2.1 Aufbau und Klassifizierung von AGNs

Urry and Padovani [1995] haben ein Modell entworfen, dass die verschiedenen Typen aktiver Galaxienkerne als das gleiche Objekt identifiziert. Lediglich der Beobachtungswinkel entscheidet über die Eigenschaften, die bei dem Objekt beobachtet werden.

Erste Überlegungen zur Größe von aktiven Galaxienkernen wurden von Lodewijk Woltjer im Jahre 1959 angestellt. Da das die Leuchtkraft emittierende Gebiet mit optischen Instrumenten nicht aufgelöst werden konnte, musste das Gebiet einen Radius $r \lesssim 100\text{pc}$ haben. Moderne Radiobeobachtungen haben mit einer besseren Auflösung zu einem neuen Radiuslimit $r \lesssim 1\text{pc}$ für das variable Gebiet einer solchen Galaxie festgestellt.

In der Mitte des AGN befindet sich ein massives schwarzes Loch mit einer Masse von 10^7 bis 10^{10} Sonnenmassen M_{\odot} , welches Materie akkretiert. Die so entstehende Akkretionsscheibe besteht aus Gas und ist undurchlässig für sichtbares Licht. [Schneider, 2006]

Trotz vieler Gemeinsamkeiten aller AGNs werden auch Unterschiede beobachtet, sodass eine Klassifizierung naheliegt. Gemeinsam ist allen aktiven Galaxienkernen das schwarze Loch, das als Energielieferant im Zentrum sitzt, gefolgt von der Akkretionsscheibe. In der Symmetrieachse des Objekts entsteht ein hochenergetischer Jet relativistischer Teilchen, der bis zu 90% der Energieabstrahlung einer AGN ausmacht. Außerhalb der Akkretionsscheibe finden sich die Broad-Line-Regions (BLR), die für die breiten Absorptionslinien im Spektrum aktiver Galaxienkerne verantwortlich sind. Dieser Region schließt sich ein optisch dichter, heißer Torus aus Staub an, dem die Narrow-Line-Regions (NLR) folgen, die für die schmalen Absorptionslinien im Spektrum sorgen [Schneider, 2006].

Setzt man den im von Urry and Padovani [1995] beschriebenen Aufbau einer AGN voraus, so ergibt sich aufgrund der anisotropen Energieabstrahlung, dass der Winkel zwischen Sichtlinie und Symmetrieachse des aktiven Galaxienkernes eine große Rolle für die beobachteten Eigenschaften spielt.

Abbildung 2 zeigt einen AGN. Bei Seyfert-I-Galaxien blickt der Beobachter unter einem 45 Grad Winkel zur Symmetrieachse auf das Objekt und es werden sowohl schmale als auch breite Absorptionslinien im Spektrum beobachtet, da die Sichtlinien auf beide erzeugenden Regionen frei sind.

Ein Beobachter, der hingegen in die Ebene der Akkretionsscheibe blickt, sieht eine sogenannte Seyfert-2-Galaxie. Bei diesem Typ einer AGN fehlen die breiten Absorptionslinien im Spektrum. Aus dem Bild wird klar, dass diese auch gar nicht beobachtet werden können, da der Torus das aus der Kernregion emittierte Licht abschottet und somit auch

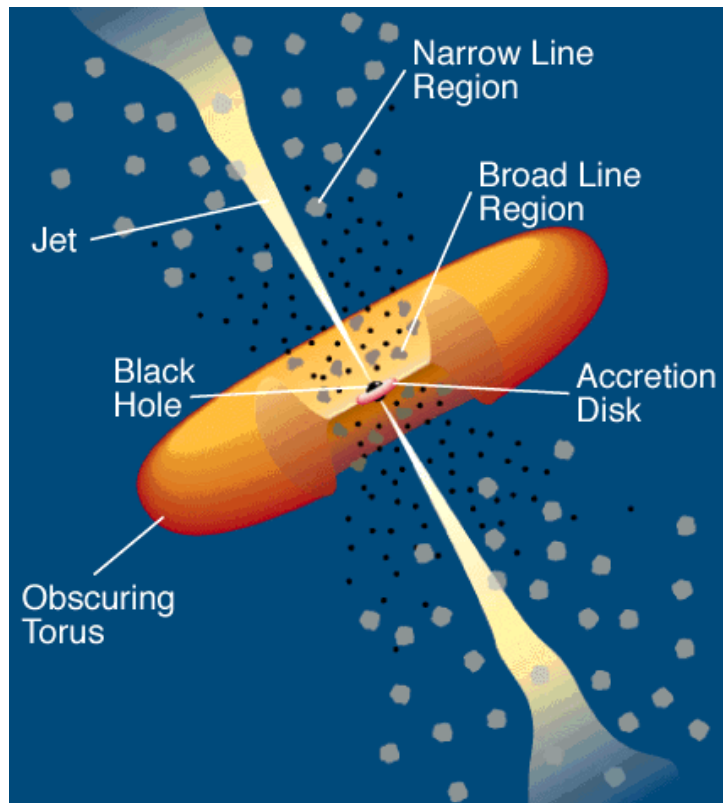


Abbildung 2: Aufbau eines aktiven Galaxienkerns. Urry and Padovani [1995]

das Auftauchen der BLR-Emissionen verdeckt¹.

Aus dem Verhältnis von entdeckten Seyfert-1- zu Seyfert-2-Galaxien, etwa 1:2, lässt sich der vom Torus bedeckte Raumwinkel zu etwa $2/3$ des gesamten Raumwinkels abschätzen.

Ist der Winkel zwischen der Sichtlinie des Beobachters und der Symmetrieachse der Galaxie klein, so blickt der Beobachter direkt in den Jet. In diesem Fall bezeichnet man den AGN als Blazar. Um die Jet-dominierten Emissionen eines solchen Blazares geht es in dieser Arbeit, weswegen wir dem Emissionsmodell dieses Typs von AGNs im nächsten Abschnitt etwas mehr Aufmerksamkeit schenken wollen [Schneider, 2006].

Eine weitere übliche Klassifizierung von AGNs geschieht oft über ihre Leuchtkraft und der damit verbundene Masse des zentralen schwarzen Loches. Auf diese Klassifizierung wird hier nicht weiter eingegangen. Für weitere Details sei hier auf Schneider [2006] verwiesen.

Im Folgenden sollen die einzelnen Komponenten eines AGN kurz mit den Eigenschaften, die sie bewirken, vorgestellt werden.

¹Einige Seyfert-2-Galaxien zeigen breite Emissionslinien aus polarisiertem Licht. Es entsteht durch Streuung des unpolarisierten BLR-Lichtes und kann so doch noch zum Beobachter gelangen.

Das schwarze Loch

Ein aktiver Galaxiekern emittiert enorm viel Energie. Diese Energie braucht eine Quelle. Die effektivste klassische Energiequelle sind thermonukleare Prozesse. Eine Abschätzung nach Schneider [2006] zeigt, dass eine Menge von etwa $2 \cdot 10^9 M_\odot$ Brennstoff (Wasserstoff, Helium) nötig wäre, um die nötige Energie zu erzeugen. Diese Masse des nuklearen Brennstoffs hätte einen Schwarzschildradius, der mit etwa $6 \cdot 10^{14}$ cm ungefähr der Größe der zentralen Quelle entspricht. Erzeugte Energie könnte die Zentralregion aufgrund relativistischer Effekte nicht verlassen und somit nicht detektiert werden. Da die Emissionen der Region von Teleskopen gemessen werden kann, kommt diese Methode der Energieerzeugung nicht in Frage.

Die einzige Energiequelle mit höherer Effizienz ist die Gewinnung von Energie durch Umwandlung potentieller Energie: die Akkretion. Die Effizienz solcher Prozesse kann für ein Schwarzschild-Loch etwa 6%, für ein schwarzes Loch mit maximal erlaubtem Drehimpuls sogar 29% betragen [Schneider, 2006].

Mit dieser Information lässt sich nun eine untere Schranke für die Masse des schwarzen Lochs ableiten. Der Hauptteil der Energie wird nahe des Schwarzschildradius gewonnen, da der Gewinn potentieller Energie hier am größten ist. Die erzeugte Energie propagiert in Form von elektromagnetischer Strahlung nach außen. Durch Wechselwirkung mit der einfallenden Materie wird der Impuls der Strahlung auf die Materie übertragen. Es wirkt eine nach außen gerichtete Strahlungskraft.

Bei der Betrachtung von vollständig ionisiertem Gas findet diese Wechselwirkung im Wesentlichen durch Streuung von Photonen und freien Elektronen statt. Diesen Prozess nennt man Thomson-Streuung. Die Kraft, die dadurch auf ein Elektron wirkt, ist bei sphärischer Abstrahlung gegeben durch

$$F_{rad} = \sigma_T \frac{L}{4\pi r^2 c}, \quad (1)$$

wobei σ_T der Thomsonsche Wirkungsquerschnitt ist, der für alle Frequenzen von Photonen konstant ist. L bezeichnet die Leuchtkraft, r die Entfernung des Elektrons von der Strahlungsquelle, c die Lichtgeschwindigkeit [Schneider, 2006].

Für Akkretion muss diese Strahlungskraft geringer sein als die Gravitationskraft auf ein Elektron-Proton-Paar². Somit folgt

$$F_{rad} < F_{grav} \quad (2)$$
$$\Rightarrow \frac{\sigma_T L}{4\pi r^2 c} = \frac{GM_{SMBH} m_p}{r^2}, \quad (3)$$

wobei M_{SMBH} die Masse des schwarzen Lochs und m_p die des Protons bezeichnet. Die geringe Masse des Elektrons wurde hier vernachlässigt. Aus dieser Bedingung definieren

²Die Teilchensorten sind elektromagnetisch gekoppelt. (Wasserstoffatom)

wir die Eddington Leuchtkraft L_{edd} eines schwarzen Lochs:

$$L < \frac{4\pi G c m_p}{\sigma_T} M_{\text{SMBH}} := L_{edd} \quad (4)$$

Bei Beobachtung der Leuchtkraft³ L lässt sich also eine untere Grenze für die Masse abschätzen.

Das Modell setzt voraus, dass die Emission der Strahlung isotrop ist. Im Folgenden werden wir sehen, dass das in unserem Modell der AGN nicht der Fall ist. Die Strahlung wird hier hauptsächlich entlang der Symmetrieachse senkrecht zum schwarzen Loch emittiert. Eine solche starke Anisotropie kann das Eddington-Limit zwar umgehen, erlaubt aber nur eine geringfügige Überschreitung des Limits.

Ein weiteres starkes Argument für die Existenz eines supermassiven schwarzen Loches im Zentrum von AGNs folgt aus der Beobachtung der *superluminal motion*⁴ des Jets. Da sich Komponenten des Jets bei einigen AGNs mit Überlichtgeschwindigkeit zu bewegen scheinen, muss sich ihre wahre Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit bewegen. Für eine genauere Erläuterung der *superluminal motion* siehe Schneider [2006]. Bei astronomischen Objekten sind die Geschwindigkeiten solcher Emissionen (z.B. Jets von Neutronensternen) oft nahe der Fluchtgeschwindigkeit. Sie wirken als astronomische Teilchenbeschleuniger, die weitaus höhere Energien erzeugen können als die leistungsfähigsten irdischen Beschleuniger. Das einzige Objekt, das kompakt genug ist, um eine Fluchtgeschwindigkeit nahe c zu erzeugen, ist ein schwarzes Loch [Schneider, 2006].

IR-, optisches und UV-Spektrum – Akkretionsscheibe

Innerhalb der Scheibe bewegt sich die Materie auf Keplerbahnen, also mit einer radiusabhängigen Geschwindigkeit. Auf inneren Bahnen – bei kleinen Radien – ist die Geschwindigkeit größer als auf Äußeren. Neben der Gravitationskraft wirken noch Reibungskräfte und Strahlungsdruck auf die Gasteilchen.

Der Impulsaustausch aufgrund der Reibungskräfte sorgt dafür, dass das Gas in Form einer rotierenden Scheibe akkretiert, da der Gesamtdrehimpuls aller Teilchen erhalten werden muss. Durch innere Reibung wird der Drehimpuls der inneren Teilchen nach außen getragen.

Bei der Bewegung zu kleineren Radien hin verliert die Materie potentielle Energie, die nach dem Virialsatz zur Hälfte in kinetische Energie umgewandelt wird. Die andere Hälfte der potentiellen Energie steht somit in diesem Fall zur Verfügung, um in Wärme umgewandelt zu werden. Eine quantitative Rechnung gibt nach Schneider [2006] für die

³Die Leuchtkraft ist hier als bolometrische Leuchtkraft zu verstehen, da die Thomson-Streuung wellenlängenunabhängig mit gleichem σ_T vorkommt.

⁴Hier handelt es sich um die scheinbare Bewegung mit Überlichtgeschwindigkeit. Eine nähere Erläuterung des Phänomens gibt Schneider [2006]

Temperatur

$$T(r) \propto r^{-3/4}. \quad (5)$$

Die Scheibe emittiert somit eine Überlagerung aus Schwarzkörperspektren und kann nicht die direkte Ursache für die Emission der nicht-thermischen Anteile des Spektrums sein⁵.

Der IR-Teil des Spektrums kann sehr gut als thermische Emission von warmem Staub beschrieben werden. Dieser Staub gehört zum sogenannten Torus, der sich zwischen 1 und 100 pc erstreckt. Er wird durch die Strahlung der Akkretionsscheibe erhitzt und emittiert Infrarot-Strahlung [Schneider, 2006] [Kastendieck, 2009].

Breite Emissionslinien – Broad Line Region

Im Spektrum des AGNs finden sich breite Emissionslinien. Interpretiert man ihre Breite als Dopplergeschwindigkeiten, so erhält man eine Geschwindigkeitsverteilung von $\Delta v \approx 10\,000$ km/s. Würde die Linienverbreiterung thermischer Natur sein, ergäbe sich für die Temperatur

$$k_B T \sim \frac{1}{2} m_p (\Delta v)^2 \quad \Rightarrow \quad T \sim 10^{10} \text{K}. \quad (6)$$

Bei diesen Temperaturen wären keine Emissionslinien mehr zu sehen, da die Atome schon vollständig ionisiert wären.

Die Emissionslinien werden daher als relative Geschwindigkeiten der Gaswolken, die sie emittieren, interpretiert. Diese Gaswolken sind mit einer geschätzten Dichte von etwa 10^9 cm⁻³ optisch dicht. Sie werden vom Strahlungsfeld der Akkretionsscheibe photoionisiert, die freigesetzten Elektronen durch Stöße thermalisiert und das Gas so aufgeheizt.

Die Wolken absorbieren etwa 10% der von der Akkretionsscheibe abgegebenen Strahlung. Unter der Annahme, dass die Wolken optisch dicht sind, entspricht das auch etwa dem Raumwinkel, den sie einnehmen.

Diese Wolken haben eine Größe von etwa 10^{11} cm und finden sich bei einem Radius von etwa 1 pc. Ihre Anzahl wird auf etwa 10^{10} geschätzt. Aus den Ionisationsstufen der verschiedenen Elemente, die sich in der Wolke finden, konnte eine Temperatur von etwa 20 000 K geschätzt werden [Schneider, 2006].

Schmale Emissionslinien – Narrow Line Region

Neben den breiten Absorptionslinien der Broad Line Region finden sich im Spektrum der AGNs schmalere Linien von etwa 400 km/s Breite. Sie stammen ebenfalls von Gaswolken, die sich bei $r \sim 100$ pc befinden. Sie verhalten sich ähnlich zu den Broad Line Regions, weisen allerdings eine geringere Dichte von etwa 10^3 cm⁻³, einen größeren Abstand zur Akkretionsscheibe und eine geringere Temperatur von 16 000 K auf. Aufgrund ihres hohen

⁵Die Annahme reiner Schwarzkörperspektren ist dennoch zu einfach. Das Spektrum kann viel mehr ähnlich zu dem eines Sterns durch die Modellierung von Atmosphären berechnet werden. [Schneider, 2006]

Abstandes zum schwarzen Loch kann man die Narrow Line Region optisch auflösen. Ihre Verteilung ist nicht sphärisch, sondern erstreckt sich in zwei kegelförmigen Bereichen (s. Abbildung 2) [Schneider, 2006].

Jet

Die Charakteristika einer AGN, die aufgrund des Jet entstehen, sind stark von der Blickrichtung auf das Objekt abhängig. Der Jet emittiert ein glattes Spektrum, das vom Radio bis in den Gammabereich ragt. Er verläuft senkrecht zur Akkretionsscheibe und ragt einige hundert kpc aus ihr heraus. Obwohl es einige Modelle zum Zustandekommen dieser Jets gibt, ist ihr Entstehen weitgehend ungeklärt.

In einem dieser Modelle wird ionisiertes Gas⁶ vom Magnetfeld der Akkretionsscheibe mitgerissen. Die Teilchen werden beschleunigt und in Form des Jets aus der Akkretionsscheibe geschleudert. In diesem Modell fließen 90% der durch Akkretion freigewordenen Energie in den Jet, sodass für die sonstige elektromagnetische Emission nur noch 10% zur Verfügung stehen. Für eine ausführlichere Beschreibung sei auf Jones et al. [1974] verwiesen.

Die hohe Fluchtgeschwindigkeit des Jets lässt darauf schließen, dass er nahe des Schwarzschildradius entsteht und seine Eigenschaften somit Aufschluss über die physikalischen Prozesse im Innern des AGN geben. [Schneider, 2006]

2.2 Emissionsmodell - Jet

Die beschleunigten Teilchen im Jet erzeugen auf verschiedene Arten elektromagnetische Strahlung, deren Emission uns die Beobachtung des Jets ermöglichen. Wie oben schon erwähnt, bewegen sich die Teilchen im Jet mit Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit. Da sich im Jet zu unbekanntem Anteil Elektronen, Positronen und Protonen befinden, sind die Prozesse, die Strahlung erzeugen, Synchrotronstrahlung, inverse Comptonstreuung und Kaskadenbildung.

Für die beobachteten Intensitäten sind für die Erzeugung der entsprechenden Synchrotronstrahlung starke Magnetfelder nötig. Ein Teilchen, das sich in einem Magnetfeld unter einem Winkel ungleich null zu den Magnetfeldlinien bewegt, wird abgelenkt und emittiert bei der Ablenkung Synchrotronstrahlung. Diese Emission hängt im wesentlichen vom Lorentzfaktor γ des Teilchens, der Magnetfeldstärke und dem Winkel zwischen Teilchenbahn und Feldlinien ab. Im Allgemeinen wird für die Energieverteilung der emittierten Strahlung ein Potenzgesetz angenommen. Für Protonen kommt ein exponentieller Abbruch hinzu. [Böttcher, 2007]

⁶Bei diesem Gas handelt es sich hauptsächlich um ionisierten Wasserstoff, also primär Protonen und Elektronen. Im Jet selbst werden allerdings auch Positronen vermutet, deren Herkunft noch spekulativ ist.

Bewegt sich ein Elektron mit relativistischer Geschwindigkeit durch ein Feld von Photonen niedriger Energie, kommt es zum inversen Compton-Effekt. Das Photon gibt hierbei den größten Teil seines Impulses im Ruhesystem des Elektrons an dieses ab, wird im Ruhesystem des Beobachters dadurch zu Energien im TeV-Bereich gestreut und kann so detektiert werden. Das Photon, das für diesen Effekt benötigt wird, kann beispielsweise aus der Narrow-Line-Region stammen oder sogar aus der Synchrotronstrahlung der Teilchen selbst.

Durch die im Jet vorkommenden Protonen können beim Stoß mit einem Photon hadronische Kaskaden ausgelöst werden. Bei diesen Kaskaden entsteht oft ein neutrales Pion, dass in zwei γ -Photonen zerfällt. Diese können dann elektromagnetische Kaskaden über Paarproduktion und Synchrotronstrahlung erzeugen.

Für eine detailliertere Beschreibung des Emissionsmodells sei auf Jones et al. [1974] verwiesen.

2.3 Blazare

Blazare weisen im Gegensatz zu anderen AGNs einige grundlegend andere Eigenschaften auf. Der Beobachter blickt bei diesen Objekten direkt in den Jet, sieht aber durch relativistische Effekte nicht die tatsächliche Helligkeit, sondern einen noch verstärkten Lichtfluss. Durch diese intensive Strahlung wird das Spektrum der anderen Komponenten komplett überstrahlt und es sind keine Emissionslinien mehr sichtbar.

Wie oben schon erwähnt, bewegen sich die Quellkomponenten der Jetemissionen mit Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit. Durch diese hohe relative Geschwindigkeit zum Beobachter, kommt es zu einem Effekt, der Beaming genannt wird.

Grundlage für diesen Effekt bieten zwei physikalische Phänomene: Zum einen kommt es zu einer Dopplerverschiebung, die den gemessenen Fluss bei einer gegebenen Frequenz gegenüber einer ruhenden Quelle ändert. Zum anderen spielen Effekte der speziellen Relativitätstheorie eine Rolle. Eine bewegte Quelle, die in ihrem Ruhesystem isotrop emittiert, hat für einen ruhenden Beobachter eine anisotrope Abstrahlung, deren Verteilung von der Geschwindigkeit abhängt. Eine Vorzugsrichtung der Abstrahlung ist hier entlang des Geschwindigkeitsvektors der Quelle.

Kombiniert man die beiden Effekte, verstärkt sich die beobachtete Intensität einer Quelle, die sich auf uns zu bewegt um den Faktor D_+ , mit

$$D_+ = \left(\frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \phi)} \right)^{2+\alpha}, \quad (7)$$

wobei $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\beta = v/c$, ϕ der Winkel zwischen Flugrichtung der Quelle und Sichtlinie des Beobachters und α der Spektralindex der Quelle ist. Für eine Quelle, die

sich von uns weg bewegt, beträgt der Verstärkungsfaktor⁷

$$D_- = \left(\frac{1}{\gamma(1 + \beta \cos \phi)} \right)^{2+\alpha} \quad (8)$$

Der sich auf uns zu bewegendende Jet wird somit um einiges mehr verstärkt als der sich weg bewegendende *Counter-Jet* [Schneider, 2006].

Aufgrund des hohen Verstärkungsfaktors des sich auf uns zu bewegendenden Jets wird das Spektrum der gesamten AGN von dem des Jets weitestgehend überstrahlt (Blazar-Effekt).

Blazare teilen sich in zwei verschiedene Typen von Objekten auf: Die BL Lac Objekte und die *Flat-Spectrum Radio Quasars* (FSRQ). Die beiden Objektklassen unterscheiden sich im Verlauf ihres Spektrums im Radiobereich. Wie der Name vermuten lässt haben FSRQs ein flacheres Spektrum als BL Lac Objekte. PKS 2005-489 gehört zur Klasse der BL Lac Objekte.

2.4 Variabilität der Helligkeit

Eine weitere Besonderheit der BL Lac Objekte ist die hohe Variabilität der Helligkeiten. Diesem Effekt wollen wir uns in diesem Kapitel widmen.

Periodische Variabilität

Fast alle Modelle zur Entstehung periodischer Variabilität sagen eine Änderung der Jetausrichtung voraus. Wenn die Sichtlinie des Beobachters sich relativ zur Jetachse ändert, so wird sich die gesehene Helligkeit aufgrund des oben beschriebenen Beaming-Effektes ändern. Für die periodische Änderung der Jetausrichtung gibt es mehrere Modelle.

Rieger [2004] nennt in seiner Veröffentlichung drei mögliche Szenarien, die zu periodischen Änderungen der Jetausrichtung führen können.

1. Kurze Periodizitäten auf Zeitskalen von zehn Tagen können durch die Bewegung der Jetkomponenten im Jet entstehen. Sie bewegen sich im Jet auf spiralförmigen Bahnen. Der Winkel zwischen Emissionsrichtung der Photonen und der Sichtlinie des Beobachters ändert sich somit periodisch. Auch dieses Modell kommt für die Erklärung der Variabilität der Lichtkurve dieser Arbeit in Frage. Die Periode von 10 Tagen ist die intrinsische Periode, die mit der unten stehenden Formel noch in die beobachtete umgerechnet werden muss.
2. Ein zweites schwarzes Loch, das das zentrale umrundet, zieht die die Emissionsregionen auf Kreisbahnen. Diese ändern ihre Relativgeschwindigkeit zum Beobachter periodisch entsprechend ihrer Keplerbahnen und würden somit ebenfalls periodische

⁷Der Name Verstärkungsfaktor kann an dieser Stelle verwirren, da der Faktor D_- auch kleiner 1 werden kann und die gesehene Emission dann abschwächen würde.

Helligkeitsänderungen hervorrufen. Diese Periode beträgt mindestens 10 Tage. Diese Variabilität wäre aufgrund der starken Jetemission allerdings schlecht zu beobachten.

3. Das zentrale schwarze Loch eines AGN rotiert. Mit einem zweiten schwarzen Loch bildet es ein binäres System. Durch die Bewegung des umrundenden schwarzen Lochs präzediert die Rotationsachse des zentralen schwarzen Lochs. Die Präzession kann sich auf den Jet auswirken und hier eine damit ebenfalls periodische Änderung der Jetausrichtung verursachen. Eine solche Periode müsste mindestens 100 Tage betragen [Rieger, 2007] [Rieger, 2006].

Liegt der Orbit des schwarzen Lochs nicht in der Akkretionsscheibe, so kann der zweimalige Durchlauf durch die Scheibe pro Umlauf ebenfalls periodische Effekte erzeugen, die sich auf den Jet auswirken.

Zuletzt sei noch gesagt, dass die beobachtete Periode P_{obs} sich von der tatsächlichen P_K aufgrund der kosmischen Rotverschiebung unterscheidet. Es gilt [Rieger, 2004]:

$$P_{obs} = P_K \frac{1+z}{\gamma^2} \quad (9)$$

Nichtperiodische Variabilität

Nichtperiodische Änderungen kommen in der Natur sehr häufig in Form von sogenannter selbstorganisierter Kritikalität vor [Bak et al., 1987]. Diese Eigenschaft charakterisiert die zufällige Zeitabhängigkeit für die Änderung einer physikalischen Größe und zeigt sich in bestimmten Eigenschaften in der Fouriertransformierten ihrer Zeitentwicklung.

Betrachtet man die Zeitreihe als Überlagerung unendlich vieler harmonischer Funktionen mit unterschiedlichen Frequenzen, Amplituden und Phasen, so ist die spektrale Leistungsdichte durch das Betragsquadrat der Fouriertransformierten definiert. Sie beschreibt damit die Amplitudenverteilungsfunktion der periodischen Anteile der Fouriertransformierten.

$$SLD = |FT|^2 \quad (10)$$

Bak et al. [1987] konnten zeigen, dass Systeme, die sich durch selbstorganisierte Kritikalität auszeichnen, auf Störungen mit Antworten zufälliger Größe reagieren. Die Überlagerung dieser Antworten spiegelt sich in einem Abfall der spektralen Leistungsdichte (SLD) wieder, welcher im Mittel einem Potenzgesetz der Form $\omega^{-\beta}$ folgt (s. Abbildung 3). β ist einer der Parameter, die das Verhältnis der Größe dieser Antworten und damit die Variabilität charakterisieren. Dieses Verhalten nennt man auch 1/f-Rauschen oder für $\beta > 0$ rotes Rauschen. Ein solches Verhalten ist durch verschiedene Modelle für AGNs motiviert.

Charakteristisch für rotes Rauschen ist eine kleine Variabilität auf kleinen Zeitskalen und eine große Variabilität auf großen Zeitskalen, sowie eine fraktale Struktur, also eine Selbstähnlichkeit auf verschiedenen Zeitskalen. Lichtkurven aktiver Galaxienkerne zeigen diese Eigenschaften tatsächlich [Kawaguchi and Mineshige, 1999].

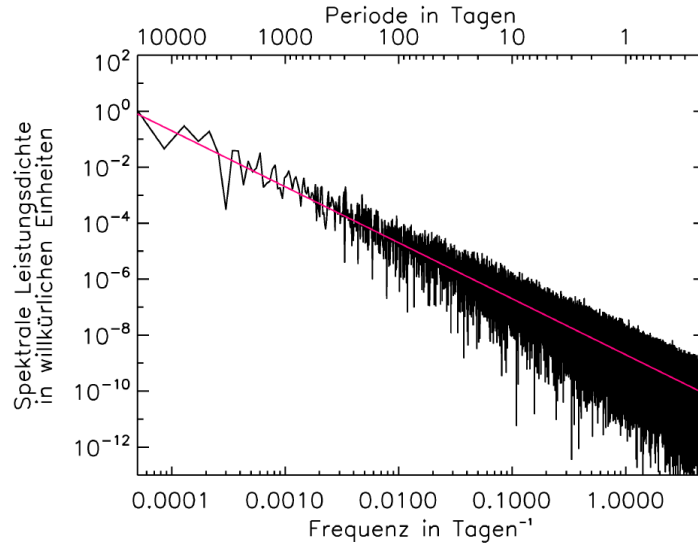


Abbildung 3: Spektrale Leistungsdichte roten Rauschens mit einem Exponenten von $\beta = 2$. Im Schnitt folgt das Verhalten dem Potenzgesetz. Kastendieck [2009]

Wie oben erwähnt gibt es einige Modelle, die dieses Verhalten voraussagen. Eines dieser Modelle für die Akkretionsscheibe wird in Kawaguchi and Mineshige [1999] vorgestellt. Hier wird die Akkretionsscheibe in Zellen unterteilt, die ab einem kritischen Wert für die Menge an Materie, Materie an eine Nachbarzelle abgibt. Während der Zustrom von Materie zur Scheibe konstant ist, findet der Transport in der Scheibe in Form von Lawinen statt. Diese Materielawinen können in unterschiedlichen Größen ausfallen. Kleine Lawinen finden sich häufiger als große Lawinen, wie es beim Verhalten des roten Rauschens erwartet würde. Änderungen physikalischer Größen in der Akkretionsscheibe, die rotem Rauschen entsprechen, könnten sich auf den Jet übertragen und hier ein ähnliches Verhalten auslösen.

Es gibt weitere Modelle, die selbstorganisierte Kritikalität motivieren. Hier seien zwei weitere Modelle genannt und auf die entsprechenden Veröffentlichungen verwiesen. Sivron [1998] beschreibt in seiner Veröffentlichung ein Modell für kompaktes Plasma, wie es im Jet einer AGN vorkommt. Malkov et al. [2000] haben ein Modell für selbstorganisierte Kritikalität in astrophysikalischen Schocks entwickelt.

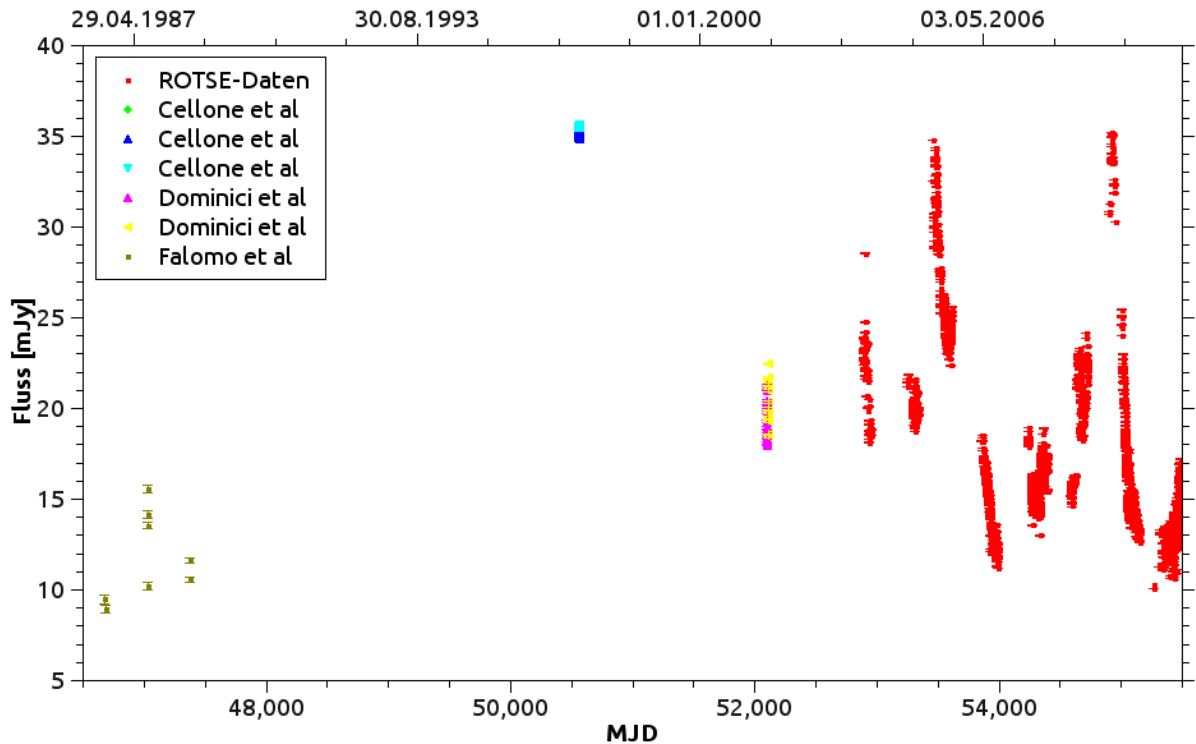


Abbildung 4: Langzeitlichtkurve von PKS 2005-489

3 Lichtkurve von PKS 2005-489

Als Grundlage für die Analyse wurde in dieser Arbeit eine optische Langzeitlichtkurve des BL Lac Objekts PKS 2005-489 im R-Band erstellt. PKS 2005-489 wurde zunächst als Radioquelle von Wall et al. [1975] entdeckt, von Savage et al. [1977] als Galaxie mit sehr hellem Kern und einer Magnitude im R-Band von $m_R = 11.4^m$ und von Wall et al. [1986] als hoch variables BL Lac Objekt identifiziert. Für den von der Südhalbkugel sichtbaren AGN wurde eine Rotverschiebung von $z = 0.071$ ermittelt, was einer Entfernung von etwa 300 Mpc entspricht⁸.

Die in Abbildung 4 gezeigte Lichtkurve erstreckt sich über insgesamt 8 812 Tage, also etwas mehr als 25 Jahre, vom 09.09.1986 bis zum 25.10.2010.

Der größte Teil der Daten entstammt Beobachtungen des ROTSE-Teleskops. Die Beobachtungen begannen am 12. September 2003 und dauerten bis zum 25. Oktober 2010 an. Mit dem letzten Datenpunkt der ROTSE-Kurve endet auch die Langzeitlichtkurve. Die Daten des Teleskops umfassen damit 2 600 Tage.

Zur Erstellung der Lichtkurve dienten drei weitere Datenquellen:

- Das Paper *Optical spectrophotometry of blazars* von Falomo et al untersucht 50

⁸Aufgrund der hohen Entfernung zeigen die aufgenommenen Daten Ereignisse, die vor etwa 930 Millionen Jahren stattfanden.

verschiedene Blazare über eine Zeit von sieben Jahren, um Verteilung des spektralen Flusses zu untersuchen. Auch PKS 2005-489 wurde in diesem Paper untersucht. [Falomo et al., 1994]

- Auf der Suche nach Mikrovariabilität von Blazaren haben Cellone et al den Blazar PKS 2005-489 in ihrem Paper *Optical microvariability of southern AGNs* drei Nächte lang beobachtet. [Romero et al., 1999]
- Den letzten Datensatz lieferten Dominici et al in ihrem Paper *Optical and near-infrared simultaneous observations of the BL Lacs PKS 2005-489 and PKS 2155-304*. [Dominici et al., 2006]

Die Zeiträume der jeweiligen Datennahme und ihre Länge sind mit den Referenzen in Tabelle 1 zusammengefasst. Im Folgenden wollen wir uns mit der Aufbereitung der Daten beschäftigen.

Zeitraum	Länge/d	Datenpunkte	Referenz
12.09.2003 - 25.10.2010	2600	2877	
16.06.2001 - 17.01.2001	2	41	Dominici et al. [2006]
27.04.1997 - 29.04.1997	3	131	Romero et al. [1999]
09.09.1986 - 04.08.1988	695	8	Falomo et al. [1994]

Tabelle 1: Übersicht der Datenquellen, die zur Erstellung der Langzeitlichtkurve dienen. Abbildung 4 zeigt die Lichtkurve.

3.1 ROTSE-Daten

Das ROTSE-III-Teleskopsystem besteht aus vier optischen Teleskopen mit Ritchey-Chrétien Optik und einer CCD Ausleseelektronik, die so über die Erde verteilt sind, dass eine nahezu ständige Beobachtung eines Objektes möglich ist. Die Optik umfasst einen parabolischen Hauptspiegel mit 450 nm Durchmesser und einen kleineren planen Fangspiegel. Das Bild wird über vier Fanglinsen schließlich mit einer CCD-Kamera aufgenommen.

Die primäre Aufgabe des vernetzten Teleskopsystems ist die schnelle Beobachtung von Gammastrahlungs-Ausbrüchen. Da die Beobachtung eines solchen Ausbruchs im Mittel nur wenige Sekunden nach der ersten Detektion erfolgen muss, ist das Teleskop mit besonders schneller Mechanik ausgestattet. Weil Gammastrahlungs-Ausbrüche jedoch relativ selten sind, übernimmt das Teleskopsystem viele sekundäre Aufgaben.

Die H.E.S.S. Collaboration wartet das Teleskop ROTSE-IIIc in Namibia und erhält im Gegenzug Beobachtungszeit. Das Teleskop beobachtet in dieser Zeit aktive Galaxienkerne. Insgesamt werden ca. 80 AGNs und AGN-Kandidaten (helle Galaxien) beobachtet, indem nach Möglichkeit jede Nacht mehrere Aufnahmen dieser Objekte gemacht werden. [Akerlof et al., 2003]

Da im ROTSE-Teleskop kein optischer Filter nach einem definierten photometrischen System zum Einsatz kommt, sondern ein breitbandiges Fenster aufgenommen wird, mussten die Daten für PKS 2005-489 des Teleskops noch ins R-Band kalibriert werden. Für diesen Zweck wurden in dieser Arbeit Daten des ATOM-Teleskops (Automatic Telescope for Optical Monitoring) des H.E.S.S.-Projekts verwendet, die zeitgleich mit einem Teil der ROTSE-Daten aufgenommen wurden [Hauser et al., 2004]. ATOM arbeitet mit einem R-Band-Filter. Die ATOM-Daten sollten den ROTSE-Daten einen konstanten Offset zum R-Band zuordnen.

Der Kalibrationsvergleich zeigt, dass die systematische Abweichung im Vergleich zur Amplitude der Variabilität auf den in dieser Arbeit untersuchten Zeitskalen vernachlässigbar klein ist.

Interessant ist, dass der Offset der beiden Lichtkurven nicht konstant ist. Abbildung 5 zeigt die beiden Lichtkurven (ATOM und ROTSE) im Vergleich. Gut zu erkennen ist, dass die ATOM-Kurve anfangs unter der ROTSE-Kurve liegt, später darüber.

Eine mögliche Ursache dieses Verhaltens wäre die Stellung von PKS 2005-489 über dem Horizont. Eine niedrigere Stellung ließe das Objekt röter erscheinen. Die Höhe der Galaxie über dem Horizont kann mithilfe ihrer Rektaszension und Deklination auf dem julianischen Datum bestimmt werden. Die Rektaszension von PKS 2005-489 beträgt $\alpha = 20\text{h } 09\text{m } 25.39070\text{s}$, die Deklination $\delta = 48^\circ 49' 53.7215''^9$, sowie geographischer Länge $\lambda = -23.2729721^\circ$ und Breite $\phi = 16.502806^\circ$ des Teleskops.

Für die Höhe über dem Horizont gilt bei der Umrechnung der rotierenden äquatorialen Koordinaten α, δ in horizontale Koordinaten a, h für die Höhe h

$$\sin(h) = \sin(\phi) \sin(\delta) + \cos(\phi) \cos(\Theta_\lambda - \alpha), \quad (11)$$

wobei θ_λ die Sternzeit am Standpunkt des Beobachters bezeichnet. Sie ist gegeben durch

$$\Theta_\lambda = \theta_0 + \lambda. \quad (12)$$

Die Sternzeit am Nullmeridian Θ_0 lässt sich berechnen mit

$$\Theta_0 = 280.46061837 + 13185000.77 \cdot T + \frac{T^2}{2577.765} - \frac{T^3}{38710000} \quad (13)$$

mit $T = (JD - 2451545)/36525$, wobei JD das julianische Datum bezeichnet [Meeu, 1998].

In Abbildung 5 oben ist die Höhe der Galaxie über dem Horizont gegen die Zeit aufgetragen. Der untere Teil zeigt die Lichtkurve. Es zeigt sich keine Korrelation der Höhe über dem Horizont mit der systematischen Abweichung der Lichtkurve.

⁹Koordinaten aus SIMBADKatalog (J2000): <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-basic?Ident=PKS+2005-489&submit=SIMBAD+search>

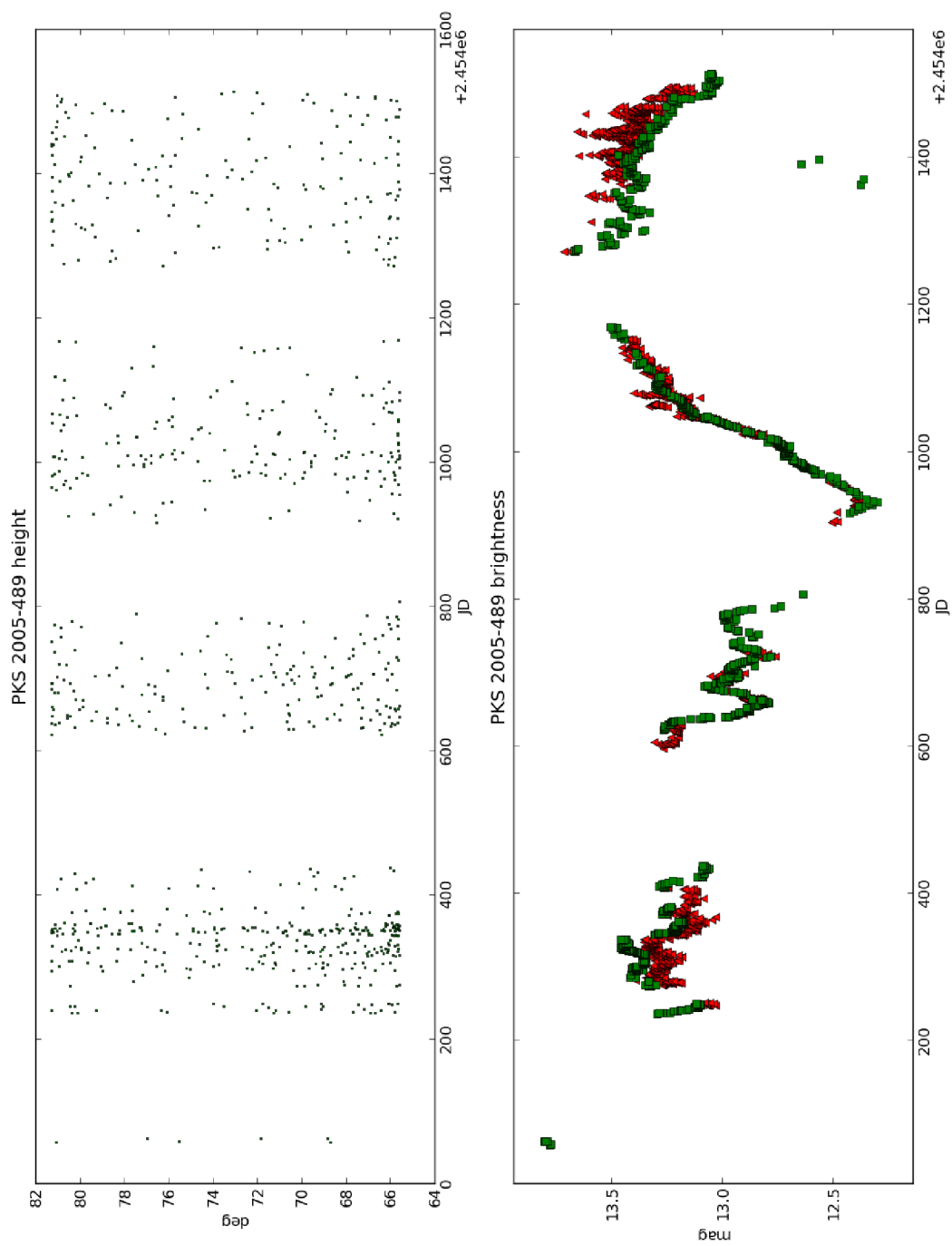


Abbildung 5: Oben: Die Höhe von PKS 2005-489 über dem Horizont. Unten: ATOM-Daten (grün) und ROTSE-Daten (rot) über die gleiche Zeitskala aufgetragen. Die Fehler der Messwerte wurden aus Übersichtlichkeitsgründen nicht mitgeplottet.

Eine andere mögliche Ursache des Verlaufs der Abweichungen der ROTSE-Lichtkurve ist Variabilität im Spektrum von PKS 2005-489. Um diese festzustellen wurden weitere Daten in anderen Bändern (ebenfalls vom ATOM-Teleskop), die zeitgleich zu den ATOM-Daten im R-Band aufgenommen wurden, genutzt, um die Farbindizes ($R - I$), ($V - R$) und ($B - V$) zu bestimmen. Sollte das Spektrum sich verändern, so sollten auch diese Farbindizes sich mit der Zeit ändern.

Weil die Datenpunkte aus verschiedenen Bändern nicht exakt zur gleichen Zeit aufgenommen wurden, sondern leicht versetzt, musste immer über ein Zeitintervall gemittelt werden. Der Fehler der Messpunkte wurde durch Fehlerfortpflanzung der Messungen berechnet.

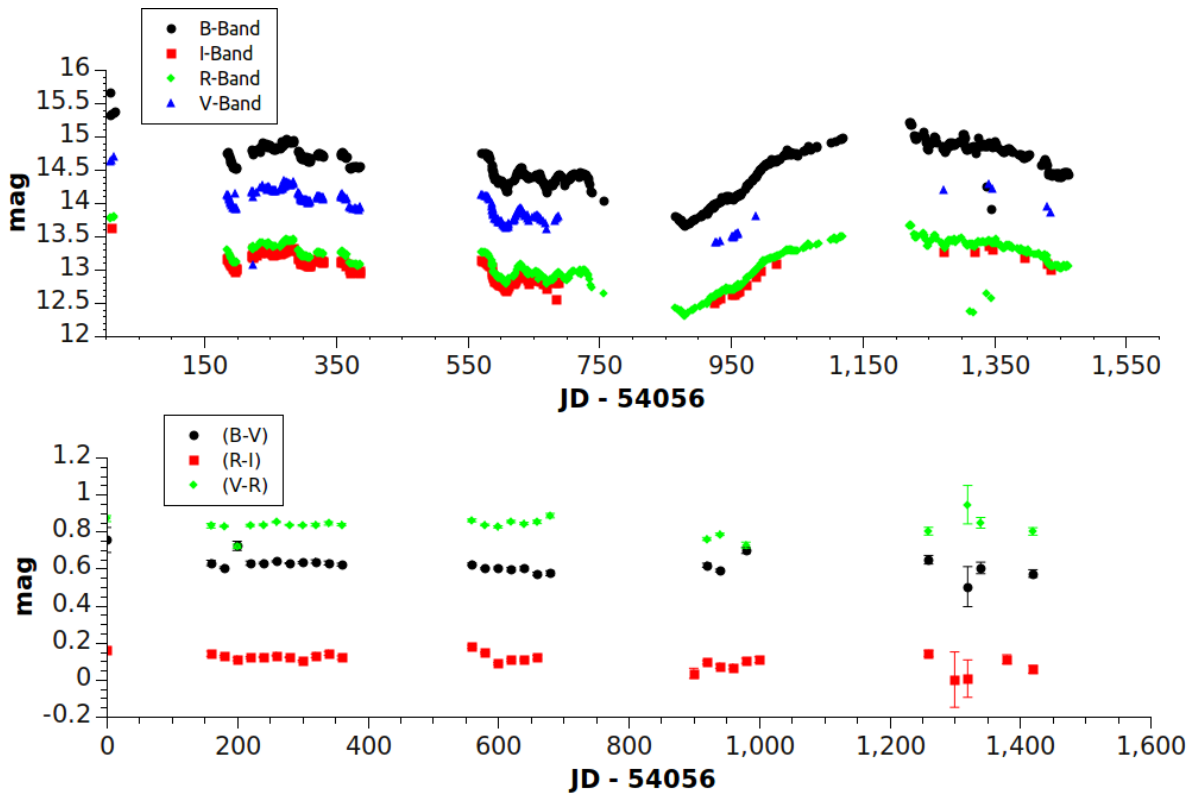


Abbildung 6: ATOM-Daten in verschiedenen Bändern und die daraus berechneten Farbindizes. Die Berechnung wurde mit einer Intervallaufösung von 20 Tagen durchgeführt.

Abbildung 6 zeigt die Helligkeiten von PKS 2005-489 in verschiedenen Bändern und die daraus berechneten Farbindizes. Abgesehen von kleinen Schwankungen im Spektrum, sind die Farbindizes nahezu konstant. Der jeweilige Mittelwert beläuft sich auf:

$$\begin{aligned} (R - I) &= 0.108 \pm 0.007 \\ (V - R) &= 0.830 \pm 0.005 \\ (B - V) &= 0.621 \pm 0.006 \end{aligned}$$

Betrachtet man den zeitlichen Verlauf der Farbindizes in Abbildung 6, so fällt auf, dass das Spektrum sich nicht trivial ändert. Zumindest die beiden Kurven für $(V - R)$ und $(B - V)$ scheinen antikorreliert.

3.2 Daten aus Falomo et al und Dominici et al

Die in den Veröffentlichungen angegebenen Daten zur Helligkeit von PKS 2005-489 sind im Flussregime und V-Band gegeben, sodass sie für die Verwendung mit den ROTSE-Daten noch ins R-Band transformiert werden müssen.

Zur Anwendung des Farbindexes müssen die Daten in das Magnitudenregime umgerechnet, ins R-Band transformiert und schließlich in Flüsse zurück gerechnet werden, um in die Lichtkurve eingebaut werden zu können. Für den Fluss S_R im R-Band gilt dann

$$S_R = \frac{S_V \cdot S_{0,R}}{S_{0,V}} \exp\left(\frac{(V - R)}{2.5}\right) \quad (14)$$

mit den Flüssen bei Helligkeit $m = 0$ im R- und V-Band $S_{0,R} = 3080$ und $S_{0,V} = 3640$ (aus Bessell [1979]), S_V ist der Fluss des AGN im V-Band. Der hier benötigte Farbindex wurde in 3.1 bestimmt. Der Fehler ergibt sich mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung. Die fehlerbehafteten Größen sind $(V - R)$ und S_V .

Die Daten aus dem Paper von Falomo et al umfassen acht Datenpunkte, die über einen Zeitraum von etwa zwei Jahren vom 09. September 1986 bis zum 04. August 1988 aufgenommen wurden. Die Beobachtungen wurden am European Southern Observatory in Chile mithilfe eines 1.5m und eines 2.2m Teleskopes durchgeführt. [Falomo et al., 1994]

Die Daten aus Dominici et al umfassen zwei Nächte mit 19 Datenpunkten vom 16. Juli 2001 und 22 Datenpunkten vom 17. Juli 2001. Die Daten wurden im Rahmen von Variabilitätsuntersuchungen mithilfe des 1.6m LNA-Teleskops am Pico dos Dias Observatory in Brasilien aufgenommen. [Dominici et al., 2006]

3.3 Daten aus Cellone et al

Für diesen Datensatz lagen die Rohdaten vor. Zunächst wurden Vergleichssterne identifiziert. Mithilfe ihrer Katalog-Helligkeiten wurden die Instrumentenhelligkeiten für PKS 2005-489 kalibriert und schließlich analog zum vorherigen Kapitel in Flüsse umgerechnet.

Für die Kalibration wurde der Offset zwischen Instrumentenhelligkeit und Kataloghelligkeit für jeden Tag bestimmt und über einige der Vergleichssterne gemittelt. Dieser Wert lieferte dann für jeden Tag die Differenz zwischen Instrumentenhelligkeit und wahrer Helligkeit und wurde zu den entsprechenden Messwerten für PKS 2005-489 hinzuaddiert. Anschließend konnten die Helligkeiten in das R-Band umgerechnet werden.

Die Daten umfassen die drei Nächte des 27.-29. April 1997 aufgenommen, um Mikrovariabilität bei Blazaren zu untersuchen. Die Datensätze umfassen 45, 46 und 40 Datenpunkte

und wurden mithilfe des 2.15m CASLEO Teleskops in San Juan aufgenommen. [Romero et al., 1999]

4 Analyse

Die Lichtkurve von PKS 2005-489 unterliegt unregelmäßiger Abtastung und die Ergebnisse der im Folgenden angewandten Methoden sind systematisch verzerrt. Deshalb ist eine direkte Bestimmung der Modell-Parameter nicht möglich. Es werden Lichtkurven simuliert und anschließend mit den realen Daten verglichen, um schließlich mit einer Maximum-Likelihood Analyse diejenigen Parameter zu finden, die für die Messdaten am wahrscheinlichsten sind (Best-Fit-Parameter).

Über eine erneute Simulation mit den Best-Fit Parametern soll das Vorgehen auf Zuverlässigkeit geprüft werden. Mithilfe der aus dieser Prüfung gewonnenen Daten sollen die Fehler der Best-Fit-Parameter abgeschätzt werden. Alle Methoden untersuchen die Variabilität der Langzeitlichtkurven auf Skalen zwischen 10 und 10 000 Tagen.

In Kapitel 4.1 werden die Methoden kurz vorgestellt, Kapitel 4.2 zeigt die Simulation und Vergleichsanalyse der simulierten Lichtkurven mit der vorliegenden Lichtkurve. Die Fehlerabschätzung folgt dann in Kapitel 4.3. Kapitel 4.4 legt zuletzt eine Methode zur Prüfung des Modells dar.

4.1 Methoden zur Untersuchung der Lichtkurve

Für die Untersuchung der Lichtkurve wurden drei Methoden verwendet. Die Strukturfunktion (SF), das Lomb-Scargle-Periodogramm (LSP) und die Multiple Fragments Variance Function (MFVF). Dieses Kapitel setzt sich kurz mit den erwähnten Methoden auseinander. Eine detailliertere Beschreibung liefert Simonetti et al. [1985] für die Strukturfunktion, Lomb [1976] und Scargle [1982] für das Lomb-Scargle-Periodogramm, Kastendieck et al. [2011] für die Multiple Fragments Variance Function.

Alle Methoden eignen sich, die Variabilität einer Lichtkurve in Abhängigkeit von unterschiedlichen Zeitskalen zu charakterisieren.

Strukturfunktion

Die Strukturfunktion ist eine Methode zur Untersuchung von Variabilitäten, die im Zeitraum und nicht im Frequenzraum stattfindet, und kann Hinweise auf Periodizitäten geben. Fasst man die Langzeitlichtkurve als Funktion der Zeit auf, so lässt sich die Strukturfunktion schreiben als

$$SF(\tau) = \frac{1}{n} \sum_{t_i} [a(t_i + \tau) - a(t_i)]^2, \quad (15)$$

wobei $a(t_i)$ die Langzeitlichtkurve bezeichnet, t_i sind die Zeitpunkte der Messungen, n ist die Zahl der Summanden. τ ist ein Zeitabstand zwischen zwei beliebigen Messungen [Simonetti et al., 1985]. Die Funktion quantifiziert damit die mittlere quadratische Abweichung der verschobenen Lichtkurve zu sich selbst. Die Strukturfunktion ist somit ein Maß

für die Ähnlichkeit der Lichtkurve zu sich selbst, wenn man sie um τ verschiebt. Tritt bei diesem Vergleich ein Minimum auf, so bedeutet dies, dass die mittlere Abweichung der Lichtkurve zu der Zeitverschobenen gering ist. Sie ähneln sich hier am meisten. Unterliegt die Lichtkurve einer Periode, so ist zu erwarten, dass sich bei ganzzahligen Vielfachen der Periode in der Strukturfunktion Minima ausbilden.

Die Strukturfunktion wird durch sogenannte *Sampling*-Effekte verzerrt. Diese Effekte treten durch ungleichmäßige Beobachtungen auf. Große Lücken verzerren die Funktion stark. Eventuell können weitere Minima bzw. Maxima auftauchen, die nicht Ursache einer intrinsischen Periodizität sind. Statistische Messabweichungen erzeugen in der Strukturfunktion einen konstanten Beitrag. Nach der numerischen Berechnung wurde die Funktion zum späteren Vergleich mit den Simulationen logarithmisch mit 100 Schritten pro Dekade gebinnt.[Kastendieck et al., 2011].

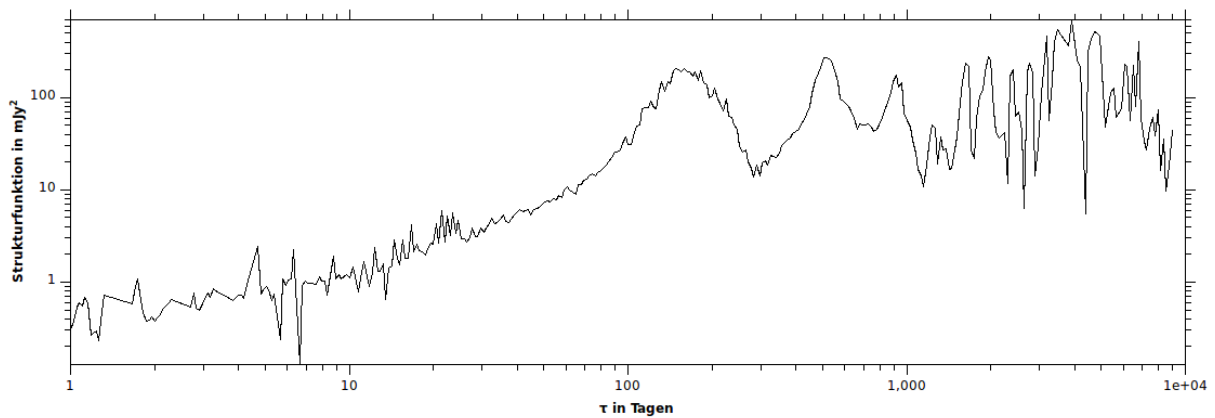


Abbildung 7: Strukturfunktion der Lichtkurve des Blazars PKS 2005-489.

Abbildung 7 zeigt die Strukturfunktion von PKS 2005-489. Minima zeigen sich bei etwa 300, 740, 1315, 1735, 2240, 2570, 2900, 3250, 3800, 4370, 5400, 6320 und 6600 Tagen. Der größte zusammenhängende Datensatz ist etwa 2600 Tage lang. Die anderen Datensätze umfassen selten mehr als einen Tag Beobachtungszeit und liegen 1000 - 2000 Tage auseinander (s. Abbildung 4). Die Strukturfunktion wird für $\tau > 2600$ d vermutlich sehr stark von *Sampling*-Effekten beeinflusst. Wir wollen uns daher den Minima kleiner 2600 Tagen widmen. Da die Datenpunkte, die übereinstimmen und damit als Vergleich dienen können, mit wachsendem τ abnehmen, verstehen wir das erste Minimum als das Wichtigste, da die Zahl der Vergleichspunkte hier am höchsten ist. Abbildung 17 zeigt die Strukturfunktion und eine ihr überlagerte Strukturfunktion einer Schwingung mit der Periode von 300 Tagen. Ein Fit einer Sinusfunktion an die Langzeitlichtkurve hat ebenfalls eine Periode von etwa 300 Tagen ergeben.

Bei etwa 150 Tagen findet sich ein Maximum der Strukturfunktion. Stellt man sich eine periodische Funktion als Sinusfunktion vor, ist klar, dass sich bei der Verschiebung um die

Hälfte der Periode ein Maximum in der Strukturfunktion ergibt. Die könnte ein Hinweis darauf sein, dass sich wirklich eine Periode bei etwa 300 Tagen befindet.

Um bewerten zu können, ob es sich bei diesen Minima um Periodizitäten der Quelle handelt, müssen wir die Lichtkurve mit den Simulationen vergleichen. Zeigen die Simulationen ähnliche Minima, ist davon auszugehen, dass es sich um *Sampling*-Effekte handelt. Für die Bewertung der Minima sei auf Kapitel 5 verwiesen.

Lomb-Scargle-Periodogramm

Eine Möglichkeit die spektrale Leistungsdichte einer unregelmäßig abgetasteten Zeitreihe endlicher Länge abzuschätzen bietet das Lomb-Scargle-Periodogramm. Ist die Zeitreihe gegeben durch eine Folge von Messwerten a_i zu den Zeiten t_i , so ist das Lomb-Scargle-Periodogramm definiert durch:

$$LSP(\omega) = \frac{1}{2\sigma^2} \left\{ \frac{[\sum_j (a_j - \bar{a}) \cos(\omega(t_j - \epsilon))]^2}{\sum_k \cos^2(\omega(t_j - \epsilon))} + \frac{[\sum_j (a_j - \bar{a}) \sin(\omega(t_j - \epsilon))]^2}{\sum_k \sin^2(\omega(t_j - \epsilon))} \right\} \quad (16)$$

Hier ist σ die Varianz, \bar{a} der Mittelwert aller a_i [Scargle, 1982]. ϵ sorgt für eine Phaseninvarianz des LSPs [Press and Rybicki, 1989] und ist gegeben durch

$$\tan(2\omega\epsilon) = \frac{\sum_j \sin(2\omega t_j)}{\sum_k \cos(2\omega t_k)}. \quad (17)$$

Das LSP wird wie auch die Strukturfunktion durch Sampling-Effekte und die endliche Länge der Lichtkurve beeinträchtigt. Es entstehen künstliche Oszillationen und Maxima, welche auf intrinsische Periodizitäten hinweisen können. Besonders stark vertretene Perioden in der Fouriertransformierten haben eine hohe Amplitude und erzeugen somit ein Maximum im LSP. Jedes Maximum muss somit auf seine Herkunft¹⁰ geprüft werden. Zeigen die simulierten Lichtkurven ähnliche Maxima entstammen sie den *Sampling*-Effekten. Fehlen Maxima in den simulierten Lichtkurven, so kann dies als Hinweis auf Periodizitäten gesehen werden.

Abbildung 8 zeigt das Lomb-Scargle-Periodogramm der Lichtkurve von PKS 2005-489. Die Berechnung wurde analog zur Strukturfunktion logarithmisch mit 100 Bins pro Dekade nachbearbeitet.

Multiple Fragment Variance Function

Eine dritte Methode zur Analyse von Zeitreihen bietet die Multiple Fragment Variance Function (MFVF, Kastendieck et al. [2011]). Sie charakterisiert die Zeitreihe auf verschiedenen Zeitskalen, indem sie die Varianzen von Lichtkurven-Fragmenten unterschiedlicher Längen bestimmt.

¹⁰Das Maximum kann ein intrinsisches sein oder als Artefakt aus der Methode hervorgehen.

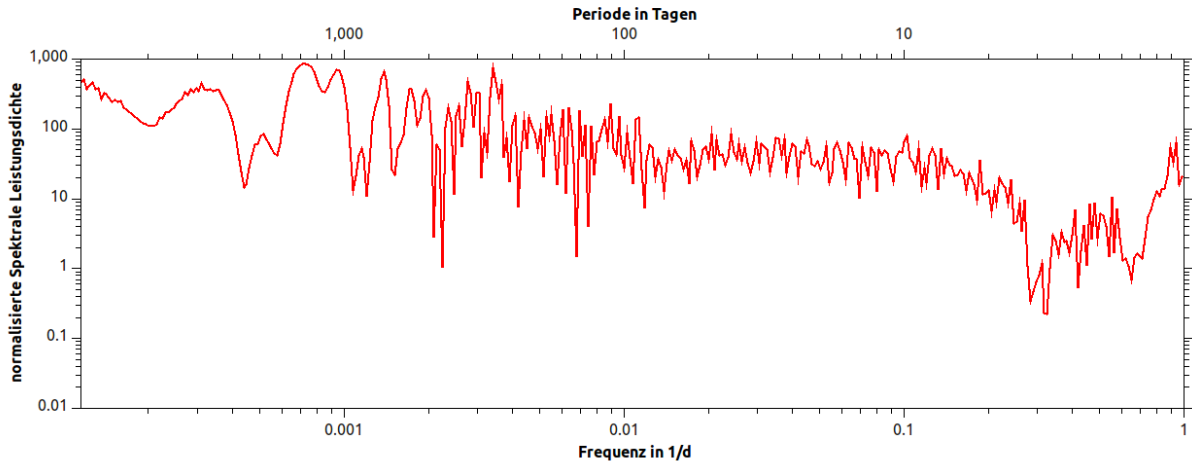


Abbildung 8: Lomb-Scargle-Periodogramm von PKS 2005-489.

Hierfür wird die Lichtkurve in ihrer Mitte (Zeitregime) getrennt und in zwei Teile zerlegt. Für jedes dieser Fragmente wird die Varianz und die Länge bestimmt. Die beiden Fragmente werden abermals in ihrer Mitte getrennt und die Varianz und Länge erneut bestimmt.

Diese Vorgehensweise wird wiederholt, bis die Zahl der Datenpunkte in einem Fragment eine kritische Grenze (in unserem Fall 10) erreicht, die als Kompromiss zwischen der begrenzten Zahl an Messungen und der kleinsten auflösbaren Zeitskala ist. Dieses Vorgehen gibt einen charakteristischen Kurvenverlauf für verschiedene Parameter roten Rauschens.

Die Funktion wurde mit 100 Schritten pro Dekade gebinnt. Abbildung 9 zeigt die Multiple Fragments Variance Function der Zeitreihe von PKS 2005-489.

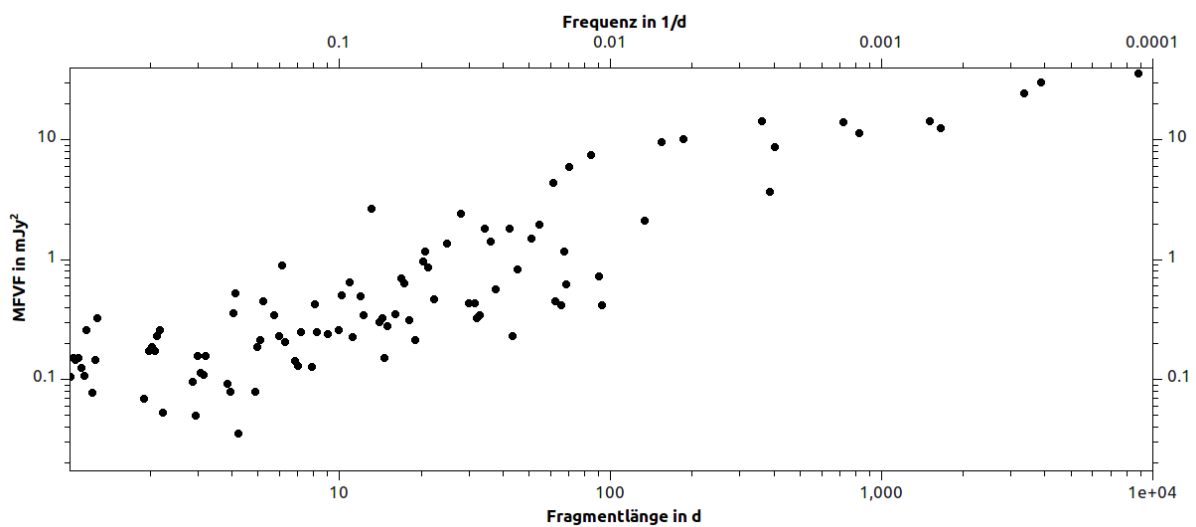


Abbildung 9: Multiple Fragments Variance Function von PKS 2005-489.

Eine alternative Weise die MFVF zu berechnen soll in dieser Arbeit Advanced MFVF genannt werden. Sie unterscheidet sich von der MFVF darin, wie die Fragmentlängen aufgeteilt werden. Die verbesserte Methode versucht große Datenlücken in den Fragmenten zu vermeiden, um so weniger unter *Sampling*-Effekten zu leiden, da die Länge und Varianz von Fragmenten nun weniger durch Lücken verfälscht wird. Im Folgenden werden für die Multiple Fragments Variance Function somit immer zwei Ergebnisse auftauchen. [Kastendieck et al., 2011]

Abbildung 4.1 zeigt die Advanced Multiple Fragments Variance Function der Zeitreihe von PKS 2005-489.

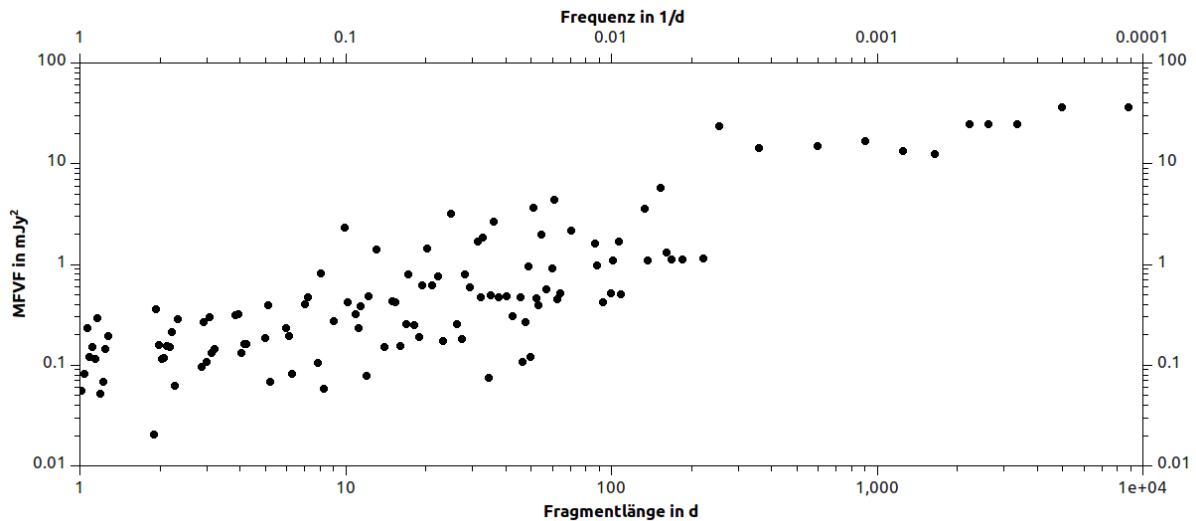


Abbildung 10: Advanced Multiple Fragment Variance Function von PKS 2005-489.

4.2 Simulation von Vergleichslichtkurven und Maximum-Likelihood-Analyse

Wie bereits oben erwähnt ist das rote Rauschen ein Zufallsprozess. Es ist unmöglich die Parameter des roten Rauschens aus dem Verlauf der Lichtkurve mit Beobachtungslücken zu berechnen. Im Folgenden werden daher Lichtkurven für bestimmte Parameter simuliert und das wahrscheinlichste Parameterpaar isoliert.

Für die Simulation von rotem Rauschen muss ein Potenzgesetzrauschen erzeugt werden. Hierfür wird die Methode nach Timmer and Koenig [1995] verwandt, die eine Lichtkurve erzeugt, deren spektrale Leistungsdichte einem Potenzgesetz folgt, sodass im Mittel gilt

$$SLD(\omega) \propto f^{-\beta}. \quad (18)$$

Das Modell wurde erweitert, um unterhalb einer Frequenz $10^{f_{min}}$ einen Abbruch zu

zeigen, ab dem die Quelle in weißes Rauschen übergeht. Als Motivation diente die Beobachtung von Blazaren, die ab einer bestimmten Zeitskala keine größere Variabilität mehr zeigten, wie es für rotes Rauschen üblich wäre.

Für die Erzeugung der Zeitreihen wird die Fouriertransformierte der hypothetischen Lichtkurve generiert, indem Amplitude und Phase zu jeder Frequenz zufällig gewählt und gewichtet werden, so dass gilt $|A(f)|^2 \propto f^{-\beta}$, wobei $A(f)$ die Amplitudenverteilungsfunktion ist. Dieses Verfahren wird für spätere Simulationen wie in Kastendieck et al. [2011] um eine Abbruchfrequenz erweitert.

Die Lichtkurve wird durch inverse Fouriertransformation berechnet [Timmer and Koenig, 1995]. Diese Lichtkurve ist 100 000 Tage lang. Ein der realen Lichtkurve in der Länge entsprechendes Stück wird im Folgenden herausgeschnitten. Dieses Verfahren dient dazu um die Langzeit-Trends einer Abbruchfrequenz korrekt mitsimulieren zu können, auch wenn diese einer Periode entspricht, die länger als die eigentliche Lichtkurve ist.

Um die Ergebnisse der Analysen der Lichtkurven miteinander vergleichen zu können muss unsere simulierte Lichtkurve allerdings noch einige Voraussetzungen erfüllen. Sie muss der gleichen Abtastung unterliegen, den gleichen Mittelwert, die gleiche Standardabweichung und den gleichen Messfehler besitzen wie die originale Messkurve.

Zu diesem Zweck mussten für die verschiedenen Messinstrumente, mit denen die Messkurven aufgenommen wurden, Funktionen gefunden werden, die einem Messwert einen Fehler zuordnen. Für das ROTSE-Teleskop wurde der Zusammenhang aus [Kastendieck et al., 2011] genutzt:

$$\frac{\delta S_{gal}}{\text{mJy}} = (3.824 \cdot \left(\frac{S_{gal}}{\text{mJy}}\right)^{1.30158} + 56.39) \cdot 10^{-3}, \quad (19)$$

wobei m_{gal} der Fluss der Galaxie ist. Die anderen Fehlerfunktionen wurden als relative Fehler und damit linear angesetzt und an die vorliegenden Werte angepasst.

Die simulierte Lichtkurve stellt die Helligkeit der Kernregion dar. Teleskope messen allerdings die Helligkeit der gesamten Galaxie. Je nach Teleskop unterliegt diese Helligkeit einer Aperturabhängigkeit. Im Fall von PKS 2005-489 ist die Hintergrundgalaxie allerdings um einen Faktor 100 dunkler, als der AGN Urry et al. [2000], aperturabhängige Unterschiede ihrer Helligkeit sorgen also für Abweichungen, die kleiner als ein Prozent sind. Aus diesem Grund ist die Aperturabhängigkeit marginal und für diese Arbeit nicht von Bedeutung. Die Galaxiehelligkeit, die mehrere Größenordnungen kleiner ist als die Variabilität, ist im Laufe der Analyse nur ein Offset der Lichtkurve, der auf die Untersuchung des Rauschens oder Periodizitäten keinen Einfluss hat.

Die Simulation erwartet zwei Parameter: Die Steigung des Potenzgesetzes β , sowie f_{min} , entsprechend einer Abbruchfrequenz, unterhalb derer das Verhalten weißem Rauschen folgt. Pro Parameter-Paar werden 5000 Lichtkurven simuliert und anschließend den oben genannten Methoden unterzogen.

Die Ergebnisse der Methoden werden mit 100 Schritten pro Dekade gebinnt, sodass

sich N diskrete Frequenzen ergeben, denen ein Funktionswert zugeordnet wird. Eine Überlagerung der Ergebnisse der 5000 Lichtkurven für ein Parameter-Paar gibt eine Häufigkeitsverteilung der Funktionswerte für jede der N -Frequenzen.

Für die Maximum-Likelihood-Analyse werden für alle N Frequenzen die aus der Simulation stammenden Wahrscheinlichkeitswerte p_i entlang der Ergebnisse der oben genannten Methoden der realen Lichtkurve multipliziert. Dieses Vorgehen muss für alle hypothetischen Parameterpaare wiederholt werden. Für jedes dieser Paare ergibt sich eine Gesamtwahrscheinlichkeit $P = \prod p_i$. Das Paar mit der höchsten Gesamtwahrscheinlichkeit gilt dann als das wahrscheinlichste Parameterpaar für die ursprüngliche Lichtkurve [Kastendieck et al., 2011]. Das wahrscheinlichste Parameterpaar wird dann einer Fehlerabschätzung unterzogen.

4.3 Fehlerabschätzung

Die klassische Methode aus einer Maximum-Likelihood-Methode den Fehler für die Best-Fit-Werte abzuleiten setzt voraus, dass die entsprechenden Funktionswerte der Bins unkorreliert sind. Da dies hier nicht der Fall ist, müssen wir uns einer anderen Möglichkeit der Fehlerbestimmung bedienen. Zu diesem Zweck werden für das wahrscheinlichste Paar erneut 5000 Testkurven simuliert, deren Parameter bekannt sind, und so behandelt, als wären sie reale Messkurven.

Die oben genannten Schritte wurden mit den Testkurven erneut durchgeführt. Es wird abermals eine Maximum-Likelihood-Analyse für jede einzelne Lichtkurve durchgeführt. Das oben beschriebene Vorgehen soll den Testkurven nun die richtigen Parameter zuordnen. Da rotes Rauschen ein Zufallsprozess ist, gelingt auch die korrekte Zuordnung nicht für alle Kurven.

Trägt man die Verteilung der Ergebnisse der 5000 Testkurven als Histogramm auf, so lassen sich die Fehler für die 1σ -Umgebung abschätzen, indem für jeden Parameter jeweils die äußeren 16% des Histogramms entfernt werden und somit ein Bereich bleibt, indem 68% aller Testkurven liegen. Mit dem Wissen der wahren Parameter der Kurven, kann die 1σ -Unsicherheit nach oben und nach unten abgeschätzt werden.

4.4 Anpassungsgüte

Um bewerten zu können, wie gut das gewählte Modell die reale Lichtkurve beschreiben kann, wird die Güte der Anpassung bestimmt. Zu diesem Zweck wird der Wert der Likelihood-Funktion benötigt. Dieser Wert gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der Rauschen mit bestimmten Parametern eine Lichtkurve erzeugt, die die gleiche SF, MFVF oder das gleiche LSP hat. Er lässt sich auch für die 5000 Testkurven bestimmen, die zur Bestimmung des Fehler genutzt wurden und gibt dementsprechend an, mit welcher Wahrscheinlichkeit rotes Rauschen mit den Parametern eine solche Testkurve erzeugt, die die gleiche

SF, MFVF oder das gleiche LSP hat.

Über den Vergleich dieser Werte kann nun abgeschätzt werden, wieviele der Testlichtkurven einen höheren Likelihood-Wert haben, als die reale Lichtkurve, also besser zum angenommenen Modell passen.

Passt ein Modell gut zu der Lichtkurve, wird erwartet, dass ungefähr 50% der Testlichtkurven einen höheren Likelihood-Wert besitzen. Mit 2σ -Sicherheit ausgeschlossen werden kann ein Modell, wenn mehr als 95.4% der Testlichtkurven besser zum Modell passen. 99.7% erlauben eine 3σ -Sicherheit.

5 Ergebnisse

5.1 Reines rotes Rauschen

Zunächst wurde ein Modell angesetzt, das reines rotes Rauschen beschreibt. β wurde für dieses Modell in 0.1-Schritten zwischen 0.0 und 5.0 variiert.

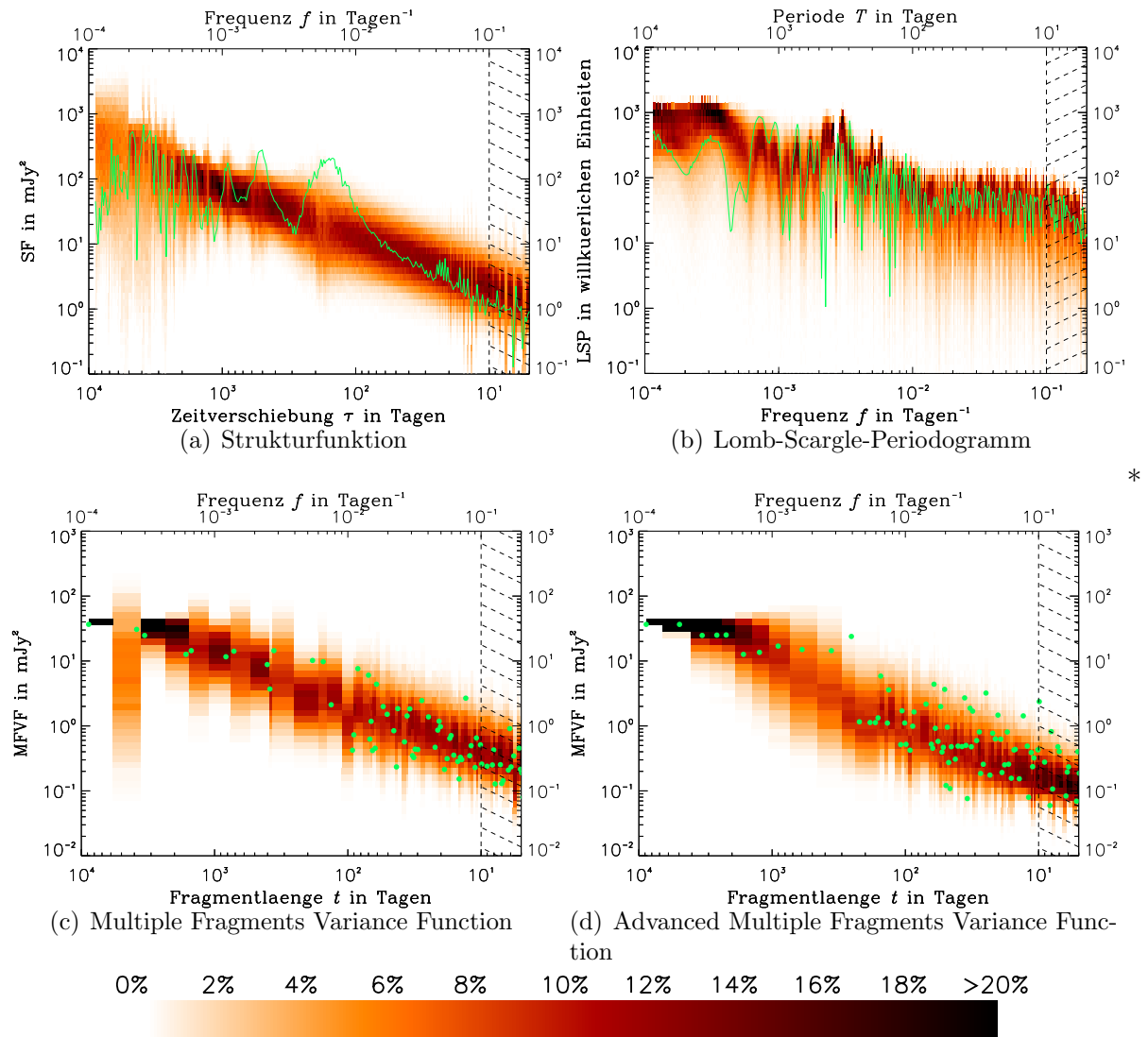


Abbildung 11: Die zweidimensionalen Histogramme (farbskaliert) stellen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen dar, die aus simulierten Lichtkurven erzeugt wurden. Es sind jeweils die am besten passenden Fälle gezeigt. Die grünen Markierungen zeigen die Messdaten. Der schraffierte Bereich ist bei der Maximum-Likelihood-Berechnung nicht mit einbezogen worden. Für eine Untersuchung einer Variabilität unter zehn Tagen ist das Instrumentenrauschen zu ungenau simuliert.

Tabelle 2 zeigt die Best-Fit Parameter der einzelnen Methoden bei der Simulation von reinem roten Rauschen. Sie zeigen alle ein Potenzgesetzrauschen mit einem β , das ungefähr bei 2.0 liegt. Abbildung 11 zeigt die jeweiligen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für

Method	β	$N_{P>LK}/5000$ [%]
Strukturfunktion	$1.8^{+0.2}_{-0.2}$	99.72
Lomb-Scargle-Periodogramm	$2.2^{+0.6}_{-0.6}$	83.08
Multiple Fragment Variance Function	$1.8^{+0.1}_{-0.2}$	99.88
Advanced MFVF	$2.0^{+0.2}_{-0.2}$	99.68

Tabelle 2: Best-Fit Parameter der Lichtkurvensimulation für die Simulation reinen roten Rauschens. Die letzte Spalte gibt den Prozentsatz der besser passenden Testkurven an. Zur Erklärung siehe 4.4.

die Best-Fit Parameter mit den Messdaten. Im Folgenden sollen diese Kurven diskutiert werden.

Strukturfunktion (Abbildung 11a). Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion zeigt die für rotes Rauschen typische erwartete Steigung. Die tatsächliche Lichtkurve zeigt vor allem bei den ersten beiden Maxima große Abweichungen von den simulierten Lichtkurven. Weiterhin scheint es beim ersten Maximum einen Bruch zu geben, ab dem die Strukturfunktion keinen steigenden Trend mehr hat. Dieser Bruch könnte einer Abbruchfrequenz zu weißem Rauschen entsprechen und motivierte eine entsprechende Erweiterung des Modells. Die Steigung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion wirkt zudem zu flach. Dies ist ebenfalls ein Hinweis auf ein Verhalten, das einen Bruch zu weißem Rauschen hin zeigt, könnte allerdings auch ein Effekt einer auftretenden Periode sein. Letzteres wird zusätzlich durch die ausgeprägte Minima und Maxima motiviert. Eine Bewertung der möglichen Perioden kann erst nach dieser erneuten Simulation stattfinden.

Lomb-Scargle-Periodogramm (Abbildung 11b). Das Lomb-Scargle-Periodogramm passt gut mit den Daten überein. Die bei der Strukturfunktion aufgefallenen Abweichungen sind hier nicht zu erkennen.

MFVF und Advanced MFVF (Abbildung 11c und d). Beide Simulationen passen gut zu der entsprechenden Funktion der realen Lichtkurve. Lediglich die Advanced MFVF zeigt deutlichere Abweichungen einiger Punkte nach oben.

Für die jeweiligen Best-Fit-Parameter konnten die Fehler mithilfe simulierter Testlichtkurven bestimmt werden. Abbildung 12 zeigt die Histogramme zur Verteilung der Ergebnisse des Tests bei bekannten Parametern.

Die Werte für die Güte des Modells sind ebenfalls in Tabelle 2 angegeben. Bis auf das LSP zeigen alle Methoden eine sehr schlechte Güte. Das Modell passt nicht zur realen Lichtkurve. Dies ist eine weitere Motivation zu einer erneuten Simulation von Lichtkurven mit Abbruchfrequenz zu weißem Rauschen.

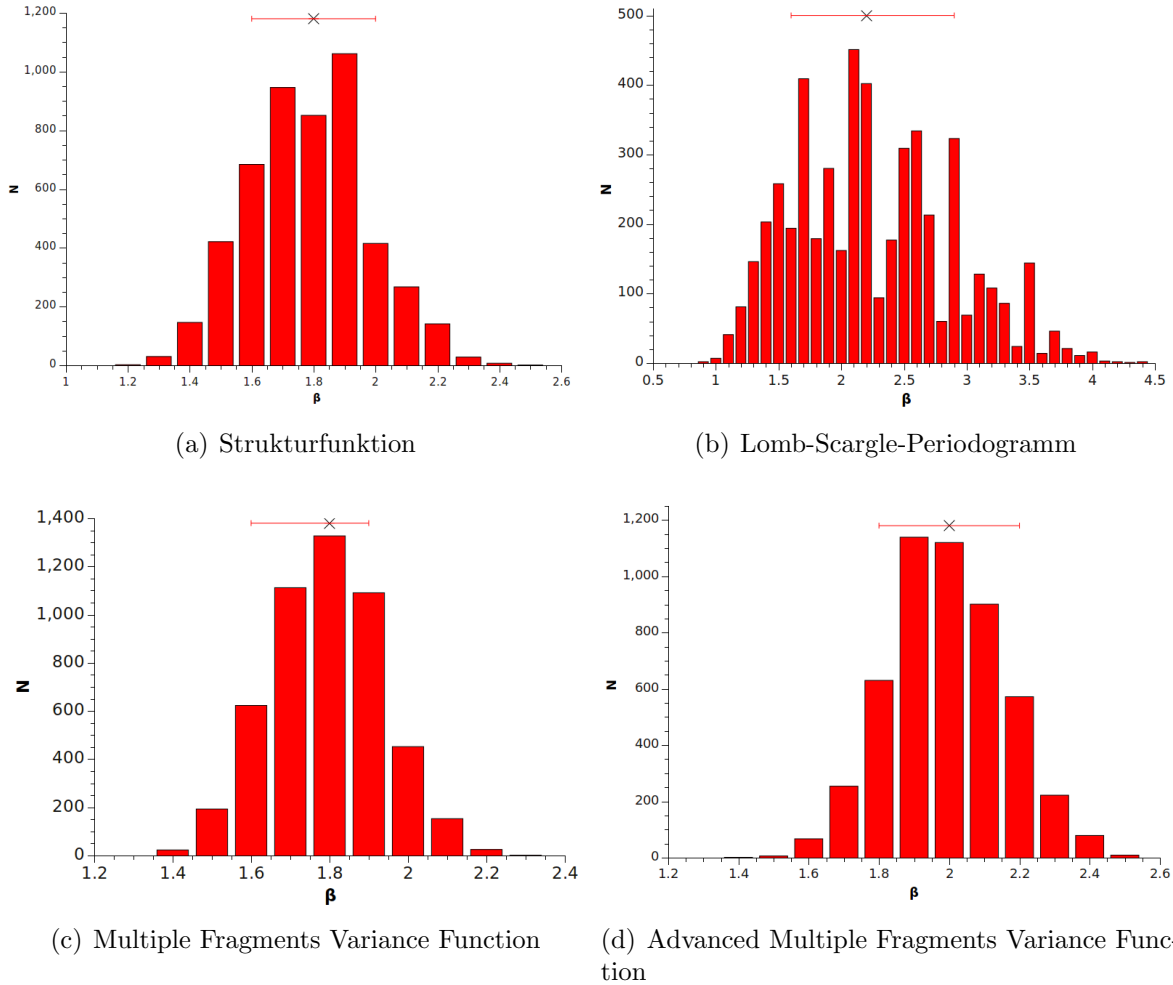


Abbildung 12: Histogramme der Testlichtkurven für bekanntes β für die vier Methoden. Die simulierten β 's sind jeweils mit einem Kreuz kenntlich gemacht. Die Balken daran stellen den Fehler dar.

5.2 Simulationen roten Rauschens mit Abbruchfrequenz zu weißem Rauschen

Durch die Simulation reinen roten Rauschens motiviert wurde eine erneute Simulation mit Abbruchfrequenz zu weißem Rauschen durchgeführt. β wurde dieses Mal in 0.2-Schritten von 1.6 bis 4.0 durchlaufen, f_{min} von 2.0 bis -5.0 in 0.2-Schritten. Hier sei gesagt, dass der Parameterraum für f_{min} bei -5.0 endet, da die ursprünglich simulierten Lichtkurven nur $10^{f_{min}} = 100\,000$ d lang sind, was einer Periode von $10^{-5.0}$ d entspricht. $f_{min} = -5.0$ entspricht also reinem roten Rauschen. Die Best-Fit-Parameter der Simulation sind in Tabelle 3 dargestellt.

Die Best-Fit-Parameter für f_{min} für die Methoden Lomb-Scargle-Periodogramm, MFVF und Advanced MFVF liegen bei 5.0, also am Rand des Simulationsbereiches, was darauf schließen lässt, dass bei weitergehender Simulation, also einer Vergrößerung des Parameterraumes durch eine Simulation von Lichtkurven länger 100 000 Tage, keine niedrigeren

Method	β	f_{min}	$N_{P>LK}/5000$ [%]
Strukturfunktion	$3.2^{+0.2}_{-1.1}$	$-2.8^{+0.2}_{-0.3}$	99.34
Lomb-Scargle-Periodogramm	$1.8^{+2.0}_{-0.1}$	$-5.0_{+1.8}$	85.30
Multiple Fragment Variance Function	$1.8^{+0.3}_{-0.1}$	$-5.0_{+1.6}$	99.96
Advanced MFVF	$2.0^{+0.3}_{-0.1}$	$-5.0_{+1.5}$	99.72

Tabelle 3: Best-Fit Parameter der Lichtkurvensimulation mit Abbruchfrequenz. Die beiden Werte von 5.0 für f_{min} liegen am Rand des Parameterraumes, was gleichbedeutend mit dem Fehlen einer Abbruchfrequenz ist. Fehler nach unten anzugeben macht hier keinen Sinn. Die letzte Spalte gibt den Prozentsatz der besser passenden Testkurven an. Zur Erklärung siehe 4.4

Abbruchfrequenzen vorzufinden wären, sondern das Verhalten weiterhin reinem roten Rauschen folgt. Für die durchgeführten Simulationen entspricht ein $f_{min} = -5.0$ der vorherigen Simulation ohne Abbruchfrequenz. Das erweiterte Modell gibt somit keine Verbesserung.

Abbildung 13 zeigt die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für die Simulation mit f_{min} -Parameter und die realen Messkurven. Im Folgenden sollen diese Kurven diskutiert werden.

Strukturfunktion (Abbildung 13a). Im Vergleich zur vorherigen Simulation passt die Strukturfunktion besser zu der zugehörigen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion. Das erste Minimum wird allerdings von sehr wenig der simulierten Lichtkurven gedeckt (0.4 %) und ragt aus der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion heraus. 99.6% der Lichtkurven decken das Minimum also nicht. Bei der betrachteten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion handelt es sich aber um die zu stark abweichenden Best-Fit-Parametern. Da diese Parameter von allen anderen Ergebnissen abweichen, ist davon auszugehen, dass sie aufgrund der Periodizität falsch bestimmt wurden. Aus diesem Grund kann keine Wahrscheinlichkeit bestimmt werden, mit der simulierte Lichtkurven das Minimum der Strukturfunktion decken.

Lomb-Scargle-Periodogramm (Abbildung 13b). Das Lomb-Scargle-Periodogramm stimmt gut mit der simulierten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion überein. Der aus der Simulation kommende Best-Fit-Parameter für f_{min} entspricht der Simulation ohne Abbruchfrequenz. Die jeweiligen Best-Fit-Exponenten β unterscheiden sich, da die Lichtkurven aus Monte-Carlo-Simulationen stammen und so Fluktuationen unterliegen können. Weiterhin zeigt das LSP bei etwa 300 Tagen ein Maximum, das marginal aus der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion herausragt und somit ein weiterer Hinweis auf eine Periode bei etwa 300 Tagen ist.

MFVF und Advanced MFVF (Abbildung 13c und d). Für die MFVF und die Advanced MFVF ergeben sich die gleichen Best-Fit-Parameter wie in der vorherigen Simulation. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen passen wieder gut und bestätigen das

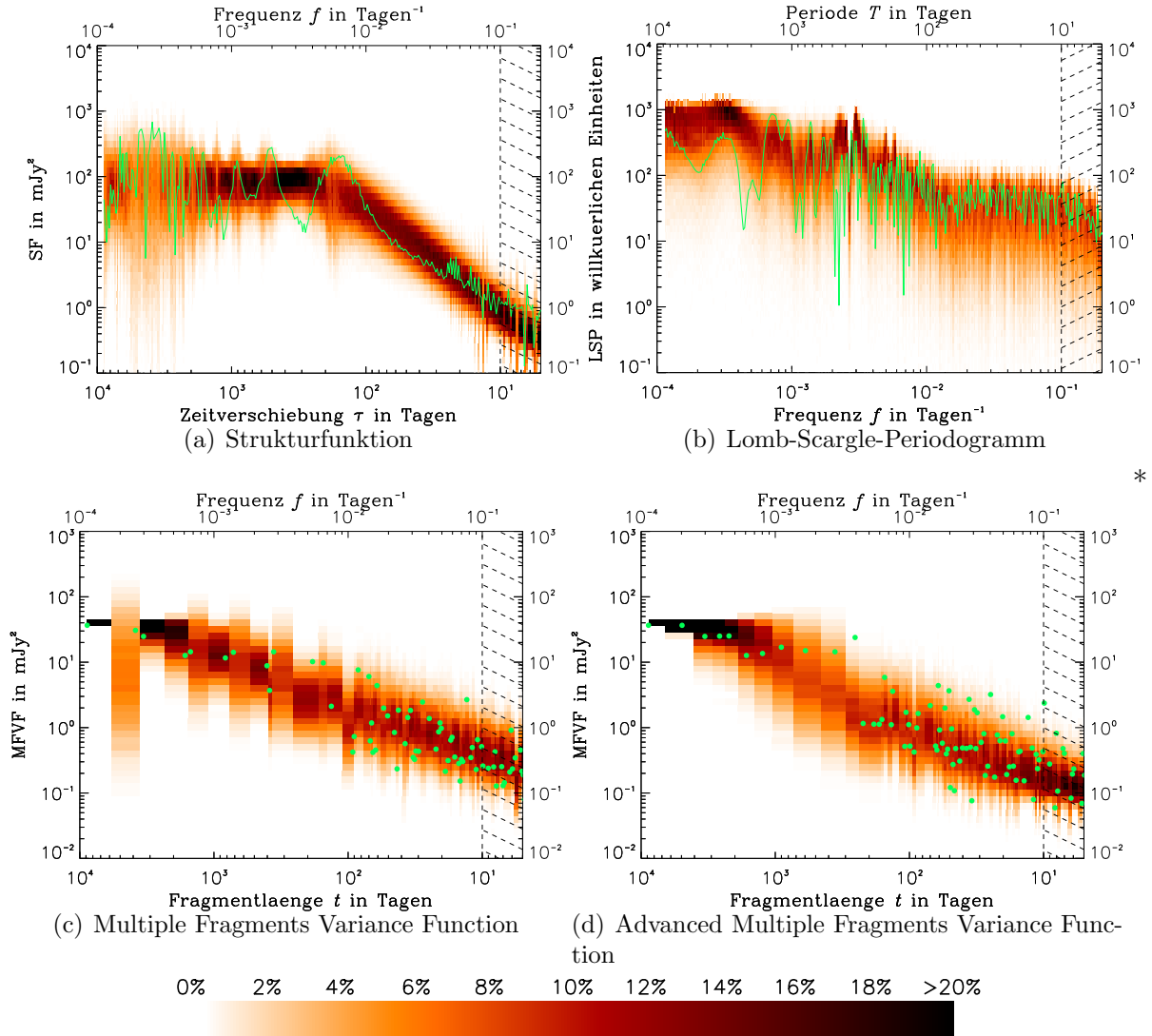


Abbildung 13: Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (farbskaliert) für die jeweiligen Best-Fit-Parameter für die Simulationen mit f_{min} . Die grünen Markierungen zeigen die Messdaten.

vorherige Ergebnis. Die AMF zeigt bei 300 Tagen einen Ausreißer nach oben, was ein Hinweis auf eine Sensitivität der Methode auf Periodizitäten sein könnte, sofern das vorher gefundene Minimum der Strukturfunktion wirklich einer Periodizität entspricht.

Betrachtet man die Ergebnisse, fällt auf, dass die Strukturfunktion hier mit $\beta = 3.2$ ausreißt. Ein Grund hierfür kann das Auftreten einer Periode bei 300 Tagen sein. Dieses vom Modell nicht beschriebene Minimum verfälscht die Maximum-Likelihood-Analyse. Abbildung 14 zeigt die Likelihood-Werte in Abhängigkeit der beiden Parameter β bzw. f_{min} . Es fällt auf, dass sich eine Art Grat ausbildet, auf dem die Likelihood-Funktion ihr Maximum erreicht. Die Höhe dieses Grats ist nahezu konstant. Die Wahrscheinlichkeit für verschiedene Parameterpaare unterscheidet sich nur marginal voneinander. Daher ist es schwer ein eindeutiges Parameterpaar mit der Strukturfunktion zu bestimmen. Dies ist auch der Grund für die großen Fehler (Abbildung 15a).

Während aus dem Fehlerplot für das Lomb-Scargle-Periodogramm (Abbildung 15b) klar wird, dass dies eine relativ ungenaue Methode zur Bestimmung der Parameter ist, bleibt noch die Multiple Fragments Variance Function. Abbildung 15c und d zeigt die Fehlersituation für die MFVF und die Advanced MFVF. Es fällt auf, dass ein relativ großer Teil der Lichtkurven zwar ungefähr mit richtigem β , aber niedrigerem f_{min} eingeordnet wurde. Dies liegt daran, dass der Parameterraum für f_{min} bei -5.0 endet und die Verteilung sich somit bei größeren f_{min} staucht. Die angegebenen Fehler für f_{min} decken daher auch nur die Richtung ab, in die noch simuliert werden konnte.

Abbildung 16 zeigt exemplarisch für die Multiple Fragments Variance Function und ihren verbesserten Vertreter, dass die Likelihood-Funktion in diesem Fall ein deutlicheres Maximum zeigt und damit besser zur Bestimmung der Parameter geeignet ist, als die anderen beiden Methoden.

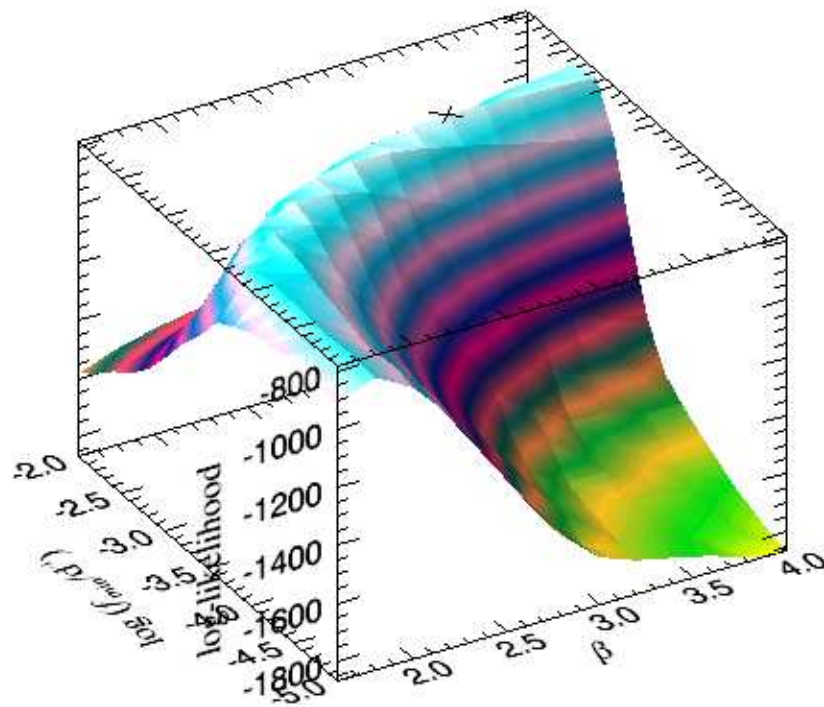


Abbildung 14: Die Likelihood-Funktion für die Strukturfunktion. Sie zeigt einen ausgeprägten Grat konstanter Höhe, der die Ursache für die große Abweichung der Ergebnisse der Strukturfunktion zu den übrigen Werten sein könnte.

Tabelle 3 zeigt ebenfalls die Werte für die Güte des Fits. Analog zum vorherigen Modell fällt auf, dass die reale Messkurve nur schlecht zum Modell des roten Rauschens mit Abbruchfrequenz passt. Dies erhärtet den Verdacht einer gefundenen Periode bei etwa 300 Tagen, die von den Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der einzelnen Methoden schlecht

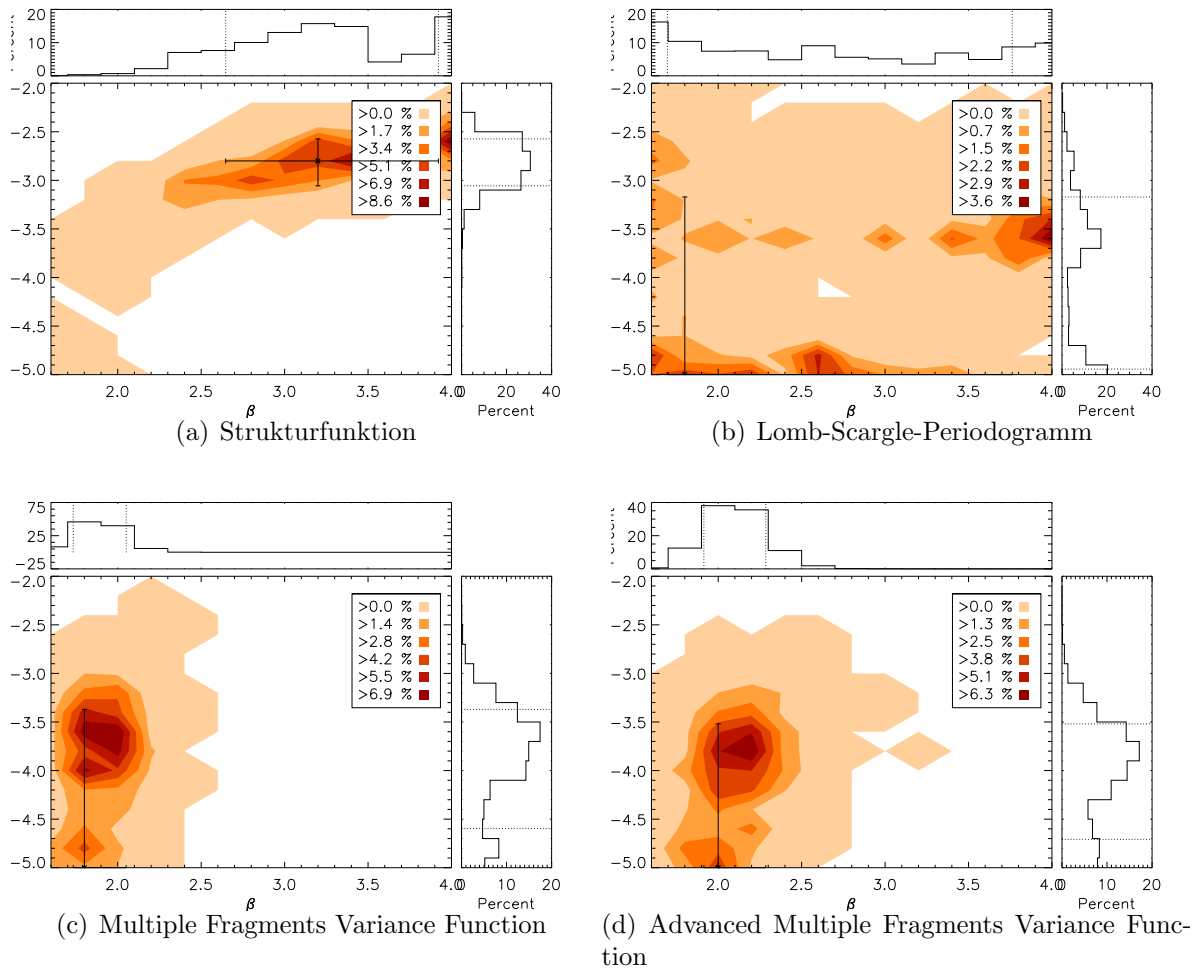


Abbildung 15: Verteilungsfunktionen für die Fehlerabschätzungen für die Simulation mit f_{min} . Bei der Simulation mit zwei Parametern sind diese zweidimensional, was eine andere Darstellungsform erfordert. Das Vorgehen ist analog zur Simulation ohne f_{min} , die Histogramme wurden analog erstellt und wie in Kapitel 4.3 beschrieben berechnet.

gedeckt wird.

5.3 Quasiperiodische Oszillation

Aus den vorhergehenden Untersuchungen haben wir starke Hinweise auf eine Periode der Variabilität bei etwa 300 Tagen gefunden. Diese wurden dadurch erhärtet, dass das Modell nicht zur realen Messkurve passt, was nahe legt, dass die Variabilität nicht nur durch rotes Rauschen erzeugt wird.

Abbildung 17 zeigt die Strukturfunktion mit überlagert mit einer Sinusschwingung mit einer Periode von 300 Tagen. Die weiteren in der Strukturfunktion auftretenden Minima könnten, sofern nicht durch Sampling-Effekte verursacht, höhere Harmonische des ersten Minimums bei 300 Tagen sein.

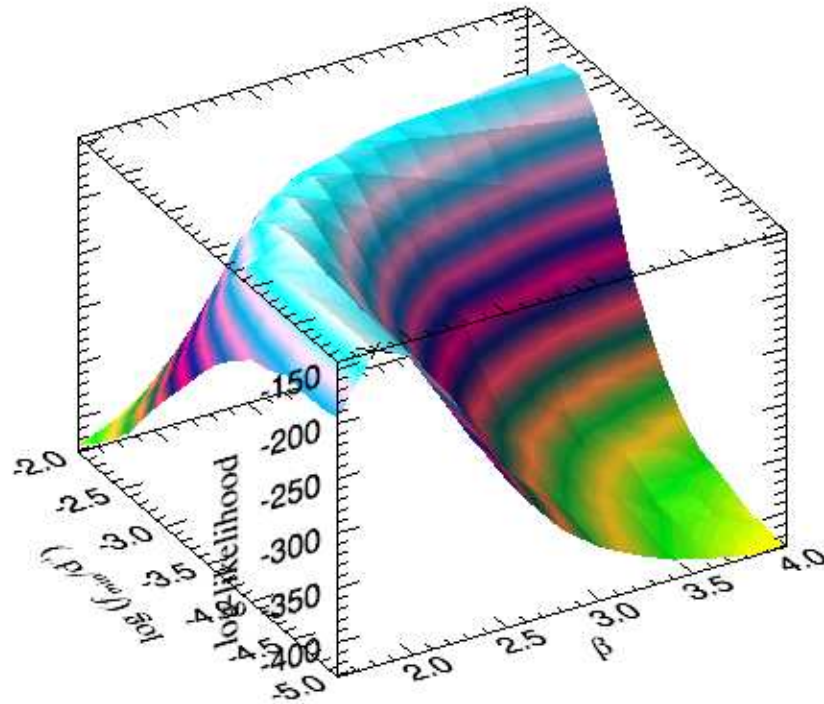


Abbildung 16: Die Likelihood-Funktion für die Multiple Fragments Variance Function. Das Maximum der Funktion ist hier deutlicher zu erkennen. Die MFVF scheint damit besser geeignet zu sein, um die Best-Fit-Parameter zu bestimmen.

Das Lomb-Scargle-Periodogramm zeigt ebenfalls ein Maximum bei 300 Tagen, das allerdings nur knapp aus der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion herausragt, was aber ein weiterer Hinweis auf eine Periode sein könnte. Auch die Advanced MFVF zeigt ein aus der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion herausragenden Punkt bei etwa 300 Tagen.

Um die Signifikanz der Periode abzuschätzen, wurde die Wahrscheinlichkeit aus der Dichtefunktion am Minimum der Strukturfunktion betrachtet: Etwa 0.4% aller Lichtkurven treffen den Punkt am Minimum der Strukturfunktion. Damit treffen über 99.6% der Lichtkurven das Minimum nicht und es ist unwahrscheinlich, dass das Minimum durch Sampling-Effekte entstanden sein kann. Bei dieser Abschätzung ist zu beachten, dass die Best-Fit-Parameter der analysierten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion stark von denen der anderen Methoden abweichen und vermutlich falsch bestimmt wurden.

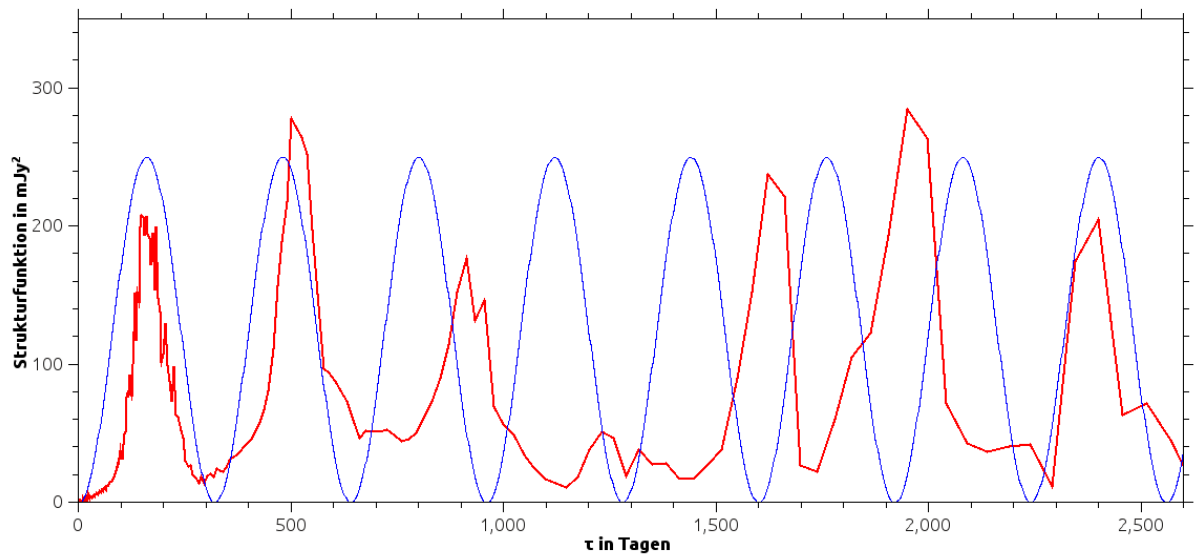


Abbildung 17: Strukturfunktion (in rot) mit überlagerter Strukturfunktion einer Sinusschwingung mit einer Periode von 300 Tagen (blau). Hier wird aufgrund von Sampling-Effekten nur der Bereich mit $\tau < 2\,600$ untersucht.

6 Zusammenfassung und Diskussion

Diese Arbeit hat die optische Variabilität der Lichtkurve des Blazars PKS 2005-489 auf rotes Rauschen und Hinweise auf Periodizitäten untersucht. Aus der Simulation von 5 000 Lichtkurven für ein Gitter mehrerer Parameterpaare ergaben sich Best-Fit Parameter für die Lichtkurve des BL Lac Objekts. Es wurden zunächst Simulationen ohne Abbruchfrequenz durchgeführt, die reines rotes Rauschen für die kompletten Frequenzbereich voraussetzen. Aus dieser Simulation konnte der Exponent des Potenzgesetzrauschens für die verschiedenen Methoden bestimmt werden. Ein Bereich zwischen 1.8 und 2.0 ist für β innerhalb des 1σ -Fehlers mit allen Methoden vereinbar. Da die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen im Vergleich mit den Originaldaten eine zu schwache Steigung zeigte, ein Abbruch in der Strukturfunktion zu erkennen war und die Güte des Fits schlecht ist, wurde eine zweite Simulation mit Abbruchfrequenz zu weißem Rauschen durchgeführt. Die zweite Simulation erlaubt bei analogem Vorgehen zur ersten Methode einen Bereich zwischen 2.1 und 2.2 für β , ist allerdings durch eine vermutete Periode der Variabilität, die bei der Strukturfunktion zu einer vermutlich zu hohen Bestimmung von β führt, beeinträchtigt.

Wegen der Beeinträchtigung der Strukturfunktion ist auch dem f_{min} -Parameter der Simulation nicht viel Gewicht zu verleihen. Die anderen Methoden ergeben konsistent eine Abbruchfrequenz bei $10^{-5}d^{-1}$, was der Länge der ursprünglich simulierten Lichtkurven entspricht und damit am Rand des Parameterraums liegt und bei der Simulation dem Fehlen einer solchen Abbruchfrequenz gleich kommt. Der Güte-Test zeigt, dass beide Modelle die Variabilität schlecht beschreiben und auszuschließen sind.

Es wurde eine Periodizität der Lichtkurve bei 300 Tagen gefunden. Das zuvor angewandte Simulationsmodell reinen Rauschens (mit bzw. ohne Abbruchfrequenz) reicht nicht aus, um die gesamte Periodizität zu erklären, was auch die durchgehend schlechte Güte aller Fits erklärt.

Die Strukturfunktion ist hoch sensitiv auf Perioden in der Variabilität der Zeitreihe. Das Lomb-Scargle-Periodogramm ist aufgrund seiner großen Fehler nicht geeignet, um die Parameter des Rauschens zu bestimmen, zeigt jedoch bei der vermuteten Periode von 300 Tagen ebenfalls ein Maximum, dass leicht aus der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion herausragt. Besser schneidet hier die Multiple Fragments Variance Function ab. Sie zeigt deutlich ausgeprägte Maxima in der Likelihoodfunktion und auch die Abschätzung des Fehlers lässt sie verlässlicher erscheinen als bei den anderen beiden Methoden. Die Advanced MFVF zeigt einen Ausreißer bei 300 Tagen, was ein Hinweis darauf sein könnte, dass auch diese Methode sensitiv auf Periodizitäten ist.

Das Ergebnis für die Potenz des Rauschens stimmt im Rahmen der Fehlergenauigkeiten mit der aus Kastendieck et al. [2011] für PKS 2155-304 mit $\beta = 1.8_{-0.2}^{+0.1}$ überein, was auf einen ähnlichen Ursprung der Variabilität hindeutet. Die Abbruchfrequenz zu weißem

Rauschen ist für PKS 2005-489 deutlich niedriger als bei PKS 2155-304, sofern ein solcher Break bei größeren Zeitskalen statt findet.

Zukünftige Untersuchungen der Variabilität der Quelle sollten auf Basis eines viel längeren Datensatzes den Parameterraum für die Abbruchfrequenz f_{min} erweitern, um festzustellen, ob das Rauschen der Quelle reines rotes Rauschen ist oder bei höheren Zeitskalen noch einen Bruch zum weißen Rauschen hin zeigt. Um β besser bestimmen zu können, müssen die Kurven besserem Sampling unterliegen, um weniger unter Abtastungseffekten zu leiden.

Weiterhin ist die Untersuchung der Quasiperiodischen Oszillation fortzuführen. Das zugrundeliegende Modell der Erzeugung der Vergleichslichtkurven sollte um die Beschreibung möglicher Perioden erweitert werden, um durch weitere Simulationen festzustellen, ob sich die Güte des Fits ändert und das neue Modell besser zur Beschreibung der realen Lichtkurve geeignet ist. Zur Beschreibung einer solchen Periode muss zunächst geklärt werden, wie sich die einzelnen genannten Szenarien zur Entstehung einer Periode in der Lichtkurve äußern, um das Modell dann sinnvoll erweitern zu können. In einer erneuten Simulation müsste das rote Rauschen bei der Erzeugung der Lichtkurven dann mit einer entsprechenden periodischen Funktion überlagert werden, deren Aussehen zunächst abhängig von dem die Periode verursachenden Phänomen geklärt werden muss. Um zu verifizieren, dass es sich um eine Periode handelt und nicht um jährliche Auswirkungen der Atmosphäre, können andere Wellenlängenbereiche des gleichen Objekts und Vergleichssterne auf ähnliche Schwankungen untersucht werden.

Literatur

- C. W. Akerlof, R. L. Kehoe, T. A. McKay, E. S. Rykoff, D. A. Smith, D. E. Casperson, K. E. McGowan, W. T. Vestrand, P. R. Wozniak, J. A. Wren, M. C. B. Ashley, M. A. Phillips, S. L. Marshall, H. W. Epps, and J. A. Schier. The ROTSE-III Robotic Telescope System. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115:132–140, January 2003. doi: 10.1086/345490.
- P. Bak, C. Tang, and K. Wiesenfeld. Self-organized criticality - An explanation of $1/f$ noise. *Physical Review Letters*, 59:381–384, July 1987. doi: 10.1103/PhysRevLett.59.381.
- M. S. Bessell. UBVRI photometry. II - The Cousins VRI system, its temperature and absolute flux calibration, and relevance for two-dimensional photometry. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 91:589–607, October 1979. doi: 10.1086/130542.
- M. Böttcher. Modeling the emission processes in blazars. *Astrophysics and Space Science*, 309:95–104, June 2007. doi: 10.1007/s10509-007-9404-0.
- L. Costamante, W. Benbow, C. Boisson, and et al. Multiwavelength observations of PKS 2005-489 and H 2356-309 with HESS. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 3 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 945–948, 2008.
- T. P. Dominici, Z. Abraham, and A. L. Galo. Optical and near-infrared simultaneous observations of the BL Lacs PKS 2005-489 and PKS 2155-304. *Astronomy and Astrophysics*, 460:665–672, December 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20053370.
- R. Falomo, R. Scarpa, and M. Bersanelli. Optical spectrophotometry of blazars. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 93:125–143, July 1994. doi: 10.1086/192048.
- M. Hauser, C. Möllenhoff, G. Pühlhofer, S. J. Wagner, H.-J. Hagen, and M. Knoll. ATOM - an Automatic Telescope for Optical Monitoring. *Astronomische Nachrichten*, 325: 659–659, October 2004. doi: 10.1002/asna.200410305.
- T. W. Jones, S. L. O'dell, and W. A. Stein. Physics of Compact Nonthermal Sources. Theory of Radiation Processes. *The Astrophysical Journal*, 188:353–368, March 1974. doi: 10.1086/152724.
- M. A. Kastendieck, M. C. B. Ashley, and D. Horns. Long-term optical variability of PKS 2155-304. *Astronomy and Astrophysics*, 531:A123+, July 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201015918.
- Max Anton Kastendieck. Untersuchung der Variabilität der Langzeitlichtkurve von PKS 2155-304. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2009.

- T. Kawaguchi and S. Mineshige. AGN Variability. In Y. Terzian, E. Khachikian, and D. Weedman, editor, *Activity in Galaxies and Related Phenomena*, volume 194 of *IAU Symposium*, pages 356–+, 1999.
- N. R. Lomb. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. *Astrophysics and Space Science*, 39:447–462, February 1976. doi: 10.1007/BF00648343.
- M. A. Malkov, P. H. Diamond, and H. J. Völk. Critical Self-Organization of Astrophysical Shocks. *The Astrophysical Journal Letters*, 533:L171–L174, April 2000. doi: 10.1086/312622.
- Jean Meeu. *Astronomical Algorithms*. Willman-Bell Richmond Virginia, 1998.
- W. H. Press and G. B. Rybicki. Fast algorithm for spectral analysis of unevenly sampled data. *The Astrophysical Journal*, 338:277–280, March 1989. doi: 10.1086/167197.
- F. M. Rieger. On the Geometrical Origin of Periodicity in Blazar-type Sources. *The Astrophysical Journal Letters*, 615:L5–L8, November 2004. doi: 10.1086/426018.
- F. M. Rieger. Supermassive binary black holes in blazars. In E. J. A. Meurs and G. Fabiano, editor, *Populations of High Energy Sources in Galaxies*, volume 230 of *IAU Symposium*, pages 239–240, 2006. doi: 10.1017/S1743921306008313.
- F. M. Rieger. Supermassive binary black holes among cosmic gamma-ray sources. *Astrophysics and Space Science*, 309:271–275, June 2007. doi: 10.1007/s10509-007-9467-y.
- G. E. Romero, S. A. Cellone, and J. A. Combi. Optical microvariability of southern AGNs. *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 135:477–486, March 1999. doi: 10.1051/aas:1999184.
- A. Savage, J. G. Bolton, and A. E. Wright. Identification of southern radio sources. III. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 179:135–141, April 1977.
- J. D. Scargle. Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. *The Astrophysical Journal*, 263:835–853, December 1982. doi: 10.1086/160554.
- Peter Schneider. *Einführung in die Extragalaktische Astronomie and Kosmologie*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. URL <http://ebooks.ub.uni-muenchen.de/8183/>.
- J. H. Simonetti, J. M. Cordes, and D. S. Heeschen. Flicker of extragalactic radio sources at two frequencies. *The Astrophysical Journal*, 296:46–59, September 1985. doi: 10.1086/163418.

- R. Sivron. Self-organized Criticality in Compact Plasmas. *The Astrophysical Journal Letters*, 503:L57+, August 1998. doi: 10.1086/311516.
- J. Timmer and M. Koenig. On generating power law noise. *Astronomy and Astrophysics*, 300:707–+, August 1995.
- C. M. Urry and P. Padovani. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107:803–+, September 1995. doi: 10.1086/133630.
- C. M. Urry, R. Scarpa, M. O’Dowd, R. Falomo, J. E. Pesce, and A. Treves. The Hubble Space Telescope Survey of BL Lacertae Objects. II. Host Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 532:816–829, April 2000. doi: 10.1086/308616.
- J. V. Wall, A. J. Shimmins, and J. G. Bolton. The Parkes 2700 MHz Survey (Ninth Part): Supplementary Catalogue for the Declination zone -45° to -65° . *Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement*, 34:55–+, 1975.
- J. V. Wall, M. Pettini, I. J. Danziger, R. S. Warwick, and W. Wamsteker. PKS 2005-489 - A very bright BL Lac object in a nearby galaxy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 219:23P–29P, March 1986.

Abbildungsverzeichnis

1	Spektrale Leistungsdichte von PKS 2005-489 [Costamante et al., 2008]. Die schwarze Linie zeigt ein modelliertes Spektrum für die schwarzen Datenpunkte, die während einer Periode starker Abstrahlung im Jahr 1998 gemessen wurden. Das typische Aussehen mit zwei Erhebungen kann nicht durch eine Überlagerung von Schwarzkörperspektren beschrieben werden. Die roten, grünen und blauen Datensätze stammen aus späteren Jahren. Das Spektrum ist hoch variabel. Ein weiterer Hinweis darauf, dass es nicht durch gewöhnliche Überlagerung von Schwarzkörperspektren entstehen kann. . . .	6
2	Aufbau eines aktiven Galaxienkerns. Urry and Padovani [1995]	8
3	Spektrale Leistungsdichte roten Rauschens mit einem Exponenten von $\beta = 2$. Im Schnitt folgt das Verhalten dem Potenzgesetz. Kastendieck [2009] . .	16
4	Langzeitlichtkurve von PKS 2005-489	17
5	Oben: Die Höhe von PKS 2005-489 über dem Horizont. Unten: ATOM-Daten (grün) und ROTSE-Daten (rot) über die gleiche Zeitskala aufgetragen. Die Fehler der Messwerte wurden aus Übersichtlichkeitsgründen nicht mitgeplottet.	20

6	ATOM-Daten in verschiedenen Bändern und die daraus berechneten Farbindizes. Die Berechnung wurde mit einer Intervallaufösung von 20 Tagen durchgeführt.	21
7	Strukturfunktion der Lichtkurve des Blazars PKS 2005-489.	25
8	Lomb-Scargle-Periodogramm von PKS 2005-489.	27
9	Multiple Fragments Variance Function von PKS 2005-489.	27
10	Advanced Multiple Fragment Variance Function von PKS 2005-489.	28
11	Die zweidimensionalen Histogramme (farbskaliert) stellen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen dar, die aus simulierten Lichtkurven erzeugt wurden. Es sind jeweils die am besten passenden Fälle gezeigt. Die grünen Markierungen zeigen die Messdaten. Der schraffierte Bereich ist bei der Maximum-Likelihood-Berechnung nicht mit einbezogen worden. Für eine Untersuchung einer Variabilität unter zehn Tagen ist das Instrumentenrauschen zu ungenau simuliert.	32
12	Histogramme der Testlichtkurven für bekanntes β für die vier Methoden. Die simulierten β 's sind jeweils mit einem Kreuz kenntlich gemacht. Die Balken daran stellen den Fehler dar.	34
13	Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (farbskaliert) für die jeweiligen Best-Fit-Parameter für die Simulationen mit f_{min} . Die grünen Markierungen zeigen die Messdaten.	36
14	Die Likelihood-Funktion für die Strukturfunktion. Sie zeigt einen ausgeprägten Grat konstanter Höhe, der die Ursache für die große Abweichung der Ergebnisse der Strukturfunktion zu den übrigen Werten sein könnte.	37
15	Verteilungsfunktionen für die Fehlerabschätzungen für die Simulation mit f_{min} . Bei der Simulation mit zwei Parametern sind diese zweidimensional, was eine andere Darstellungsform erfordert. Das Vorgehen ist analog zur Simulation ohne f_{min} , die Histogramme wurden analog erstellt und wie in Kapitel 4.3 beschrieben berechnet.	38
16	Die Likelihood-Funktion für die Multiple Fragments Variance Function. Das Maximum der Funktion ist hier deutlicher zu erkennen. Die MFVF scheint damit besser geeignet zu sein, um die Best-Fit-Parameter zu bestimmen.	39
17	Strukturfunktion (in rot) mit überlagerter Strukturfunktion einer Sinusschwingung mit einer Periode von 300 Tagen (blau). Hier wird aufgrund von Sampling-Effekten nur der Bereich mit $\tau < 2600$ untersucht.	40

Danksagung

Ich möchte mich bei meiner Arbeitsgruppe für die freundliche Arbeitsatmosphäre und die Hilfsbereitschaft bedanken. Vielen Dank an Prof. Dieter Horns für die Aufnahme in die Gruppe und die hilfreichen Ratschläge. Großer Dank gilt auch den Mitarbeitern der ROTSE- und H.E.S.S.-Kollaboration für die Kalibrierung und Wartung des ROTSE-IIIc-Teleskops, das die Daten für diese Arbeit lieferte. Danke auch an Gustavo E. Romero, Jorge A. Combi und Sergio Cellone, die es mir ermöglichten, die Rohdaten aus ihren Veröffentlichungen zur Ergänzung der Lichtkurve zu nutzen. Besonderer Dank gilt Max Kastendieck, der mich während meiner Arbeit betreute, mich mit vielen nützlichen Tips unterstützte und mir nach der Sichtung meiner Arbeit geduldig mit Verbesserungsvorschlägen weiterhalf.

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbständig verfasst wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel – insbesondere keine im Quellenverzeichnis nicht benannten Internet-Quellen – benutzt habe und die Arbeit von mir vorher nicht einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht wurde. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Bachelorarbeit veröffentlicht wird.

Hamburg, den

Tim Plath