



**Strahlungsreprozeption
in
massearmen
Röntgendoppelsternen**

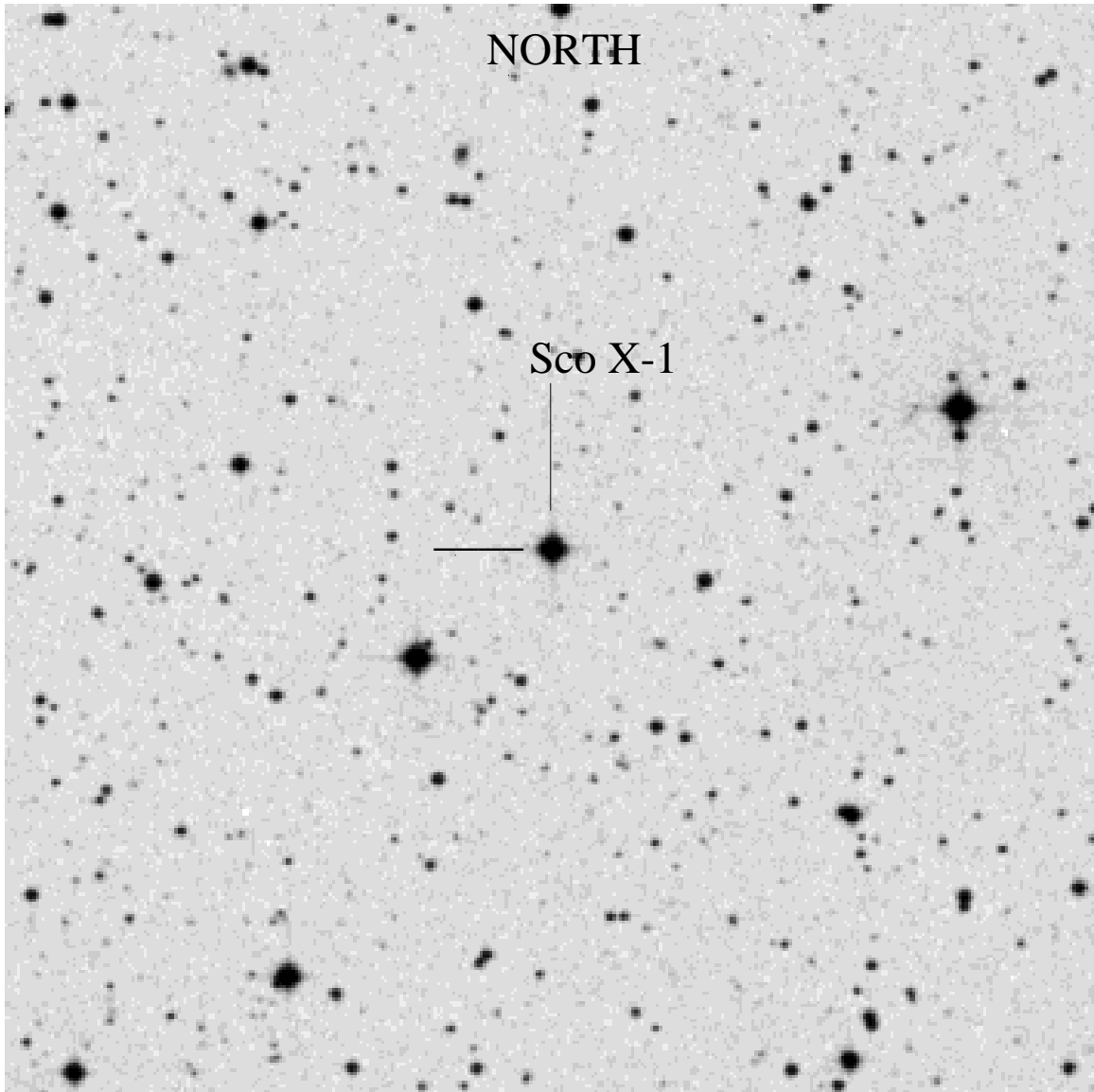


DISSERTATION DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK AN DER LUDWIG-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT IN MÜNCHEN

SVEN HAUKE FIEDLER AUS MÜNCHEN _____ MÜNCHEN, DEN 20. OKTOBER 2000

1. Gutachter: Prof. Dr. Harald Lesch
2. Gutachter: Prof. Dr. Thomas Gehren

Tag der mündlichen Prüfung: 15. Dezember 2000



Findingchart von Sco X-1: $\alpha(2000) = 16^h 19^m 55^s, \delta(2000) = -15^\circ 38' 24''$

Inhalt

1	Zusammenfassung	5
2	Einleitung	7
3	Doppelsterne, Strahlungsreprozessio	9
3.1	Kataklysmische Veränderliche und massearme Röntgendoppelsterne	9
3.1.1	Kataklysmische Veränderliche	9
3.1.2	Massearme Röntgendoppelsterne	14
3.1.2.1	Bahn- und Rotationsperioden	14
3.1.2.2	Spektrale Eigenschaften	15
3.1.2.3	Quasiperiodische Oszillationen	16
3.1.2.4	Korona der Akkretionsscheibe	17
3.2	Die Versuchslaboratorien	18
3.2.1	Sco X-1	18
3.2.2	Her X-1	18
3.3	Strahlungsreprozessio	19
4	Beobachtungen und Datenanalyse: Sco X-1	25
4.1	Röntgendaten	25
4.1.1	Zeitkorrektur	26
4.1.2	Flußeichung	27
4.2	Optische Daten	32
4.2.1	Standardreduktion	34
4.2.2	Extinktionskorrektur und Magnituden	40
4.2.3	Flußumrechnung	41
4.2.4	Baryzentrische Zeitkorrektur	42
4.3	Strukturlichtkurve	42
4.4	Zeitskalen	44
4.5	Korrelation optischer Daten und Röntgendaten	45
4.6	Temperaturabhängigkeit	48
4.7	Quasi-periodische Oszillationen	49

5	Beobachtungen und Datenanalyse: Her X-1	55
5.1	Röntgendaten	55
5.2	Optische Daten	56
5.2.1	Standardreduktion	59
5.2.2	Extinktionskorrektur und Magnituden	59
5.2.3	Flußumrechnung	59
5.2.4	Baryzentrische Zeitkorrektur	63
5.3	Strukturlichtkurve	63
5.4	Korrelation optischer Daten und Röntgenstrahlung	63
5.5	Temperaturabhängigkeit	65
5.6	Quasi-periodische Oszillationen	66
6	Diskussion	67
7	Abkürzungen	71
7.	Literaturverzeichnis	73

Abbildungsverzeichnis

3.1	Künstlerische Darstellung eines Kataklysmischen Veränderlichen	9
3.2	Kataklysmische Veränderliche	11
3.3	Rochegeometrie	12
3.4	Z- und Atollquelle	16
3.5	Reprozessierte Strahlung	20
3.6	Struktur in der Akkretionsscheibe	21
3.7	Lichtlaufzeiten einer aufgelösten Struktur	22
4.1	Defekte Röntgendaten	26
4.2	Histogramm der defekten Röntgendaten	27
4.3	Röntgendaten von 1998	28
4.4	Effektive Detektorfläche	28
4.5	Modell des Röntgenspektrums	29
4.6	Einzelkomponenten des Röntgenspektrums	30
4.7	Röntgenflußlichtkurve	32
4.8	Temperaturabhängigkeit der Akkretionsscheibe	33
4.9	Strukturlichtkurve	43
4.10	Röntgenlichtkurve mit Strukturlichtkurve	46
4.11	Kreuzkorrelation Beispiel 1	47
4.12	Kreuzkorrelation Beispiel 2	48
4.13	Aufheizung durch den Neutronenstern	49
4.14	Vergleich theoretischer und gemessener Strahlung	50
4.15	Vergleich theoretischer und gemessener Strahlung	51
4.16	Vergleich theoretischer und gemessener Strahlung	51
4.17	Korrelation der Temperatur und der Farbe B	52
4.18	Ergebnis der Suche nach QPOs im Optischen	52
4.19	Nachweisgrenze für QPOs	53
5.1	Röntgendaten 1998	55
5.2	Röntgendaten 1999	56

5.3	Lichtkurve Her X-1 1998	61
5.4	Lichtkurve Her X-1 1999	62
5.5	Strukturlichtkurve Her X-1	64
5.6	Kreuzkorrelation optischer- und Röntgendaten von Her X-1	65
5.7	Quasiperiodische Oszillation bei Her X-1	66
6.1	Helligkeit von Sco X-1	68

Tabellenverzeichnis

4.1	Protokoll der Röntgenbeobachtungen	25
4.2	Parameter der Röntgenspektren	30
4.3	Modellvergleich der Röntgenspektren	31
4.4	Beobachtungsprotokoll der optischen Daten	39
4.5	Extinktion	41
4.6	Fluß des Vergleichsterns	42
4.7	Dauer der Reprozession	45
5.1	Beobachtungsprotokoll der optischen Daten	58
5.2	Extinktion	59
5.3	Fluß des Vergleichsterns	60
5.4	Kreuzkorrelationskoeffizienten Temperatur gegen B	65

1. Zusammenfassung

Die Kenntnis der Physik von Akkretionsvorgängen liefert den Schlüssel zum Verständnis fundamentaler astrophysikalischer Phänomene. Die Bildung von Galaxien und Planetensystemen, sowie die hochenergetischen Vorgänge in Quasaren und aktiven Galaxienkernen werden von der Theorie her fast ausschließlich mit der Ausbildung rotierender Akkretionsscheiben in Verbindung gebracht. Ein ideales Experimentierlabor, in dem Akkretionsvorgänge auf zeitlich und räumlich reduzierten Skalen beobachtet werden können, bieten enge Doppelsterne mit Masseaustausch zwischen den Komponenten. Die Struktur und Dynamik der sich hierbei häufig ausbildenden Akkretionsscheiben wurden bisher je nach Bahnneigung der Systeme mit den Methoden des Eclipse-Mappings, des Doppler-Mappings und der Doppler-Tomographie untersucht.

Eine wesentlich höhere Ortsauflösung verspricht die in dieser Arbeit erstmalig angewandte Methode der Echotomographie, bei der die Impulse einer im Sternsystem lokalisierten Strahlungsquelle mit ihren an den Systemkomponenten reprozessierten Strahlungsechos verglichen werden. Als Testobjekte geeignet erscheinen hierfür massearme Röntgendoppelsterne, bei denen optische Strahlung von reprozessiertem Röntgenlicht eines im Scheibenzentrum akkretierenden Neutronensterns zu erwarten ist. Theoretische Simulationen haben gezeigt, daß aus den infolge der Lichtlaufzeit unterschiedlichen Ankunftszeiten von Röntgen- und optischen (Echo-) Signalen Strukturen der Systemkomponenten mit einer nie zuvor erreichten Winkelauflösung im Mikrobogensekundenbereich sichtbar gemacht werden können. Im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen wurden die massearmen Röntgendoppelsterne Sco X-1 und Her X-1 mit Hilfe des Röntgensatelliten RXTE und bodengebundenen optischen Teleskopen mit hoher Zeitauflösung photometriert. Obwohl bei Sco X-1 im Optischen und auch im Röntgenbereich beträchtliche Helligkeitsschwankungen gemessen wurden, konnte jedoch entgegen theoretischer Voraussagen keine Korrelation zwischen den Signalen nachgewiesen werden. Dieser überraschende Befund stellt eine Reihe der zunächst getroffenen Annahmen zu dem Szenario sowohl der massearmen Röntgendoppelsterne als auch des Reprozeptionsvorgangs in Frage. So ließ sich anhand von Modellspektren nachweisen, daß der Ursprung der Röntgenstrahlung keineswegs im Zentrum lokalisiert ist. Desweiteren könnte die Röntgenstrahlung teilweise abgeschattet werden, wie beispielsweise bei Her X-1, bei dem eine stark aufgebogene Scheibe einen Großteil des Begleitsterns vignettiert. Bezüglich des Reprozeptions Szenarios konnte gezeigt werden, daß die optische Strahlung nicht ausschließlich aus reprozessierter Röntgenstrahlung besteht, sondern sich aus verschiedenen Komponenten zusammensetzt. Auch die einfallende Röntgenstrahlung selbst muß nicht vollständig reprozessiert werden, sondern könnte ihre Energie durch andere Mechanismen dissipieren.

Auch wenn die Anwendung der Echotomographie auf Sco X-1 zur Ableitung von Systemparametern und zur Analyse der Dynamik von Akkretionsprozessen nicht erfolgreich war, so können doch die gewonnenen Erkenntnisse dazu dienen, diese Methode auf weniger komplexe Systeme anzuwenden, z.B. auf solche, bei denen sich aufgrund von Magnetfeldern um die Primärkomponente keine Akkretionsscheibe ausbilden konnte.

2. Einleitung

Wenn man nachts zum funkelnden Sternenhimmel schaut, ist man von diesem Anblick fasziniert. Es ist nicht nur der Eindruck der Weite des Universums überwältigend, sondern auch der Gedanke, daß uns einzig über das Sternenlicht Information über das Universum zugänglich ist. Mit erdgebundenen Teleskopen und Raumsonden haben wir die Möglichkeit, dieses Licht in weiten Wellenlängenbereichen zu sammeln, um es dann spektral aufzuspalten oder in Form von Lichtkurven zu untersuchen. Diese Information versuchen wir nun mit unserer Phantasie und unserem Verstand zu analysieren und zu verstehen. Unter den vielen Phänomenen, die es derart zu entschlüsseln gilt, ist das der Akkretion eines der Grundlegendsten. Die Akkretion spielt eine Schlüsselrolle bei der Formung von Galaxienkernen, Stern- und Planetensystemen. Bei der Analyse von Akkretionsphänomenen kommt den engen Doppelsternen eine besondere Bedeutung zu; sie können als Versuchslabor dienen, denn sie besitzen den großen Vorteil, daß bei ihnen Intensitätsänderungen, die mit den Akkretionsvorgängen verbunden sind, auf Zeitskalen von Sekunden bis Stunden ablaufen – in der Astrophysik eine äußerst „schnelle“ Zeit.

Eine spezielle Gruppe enger Doppelsterne mit Masseaustausch sind die sog. kataklysmischen Veränderlichen, in denen der Massetransfer zwischen den Sternkomponenten über eine sog. Akkretionsscheibe stattfindet. Die dynamischen Vorgänge in solchen Scheiben können zu einem tiefen Verständnis der Akkretionsphysik führen. So gelang es erstmals mit Hilfe der Dopplertomographie, räumliche Strukturen, wie beispielsweise Spiralen, in einer Akkretionsscheibe sichtbar zu machen.

Eine vielversprechende und neuartige Möglichkeit, Strukturen in solchen Akkretionsscheiben wesentlich besser aufzulösen, bietet die Methode der Echotomographie. Diese Methode wird erstmalig in dieser Arbeit auf Doppelsterne angewandt, in welchen ein Neutronenstern Materie von einem Begleitstern akkretiert und – streng im System lokalisiert – Röntgenstrahlung freisetzt. Die Röntgenstrahlung kann in der Akkretionsscheibe und auf dem Begleitstern absorbiert und anschließend im optischen Wellenlängenbereich wieder abgestrahlt werden. Diese sog. reprozessierte Strahlung kann dann auf der Erde gemessen werden. Werden nun beide Strahlungen miteinander zeitlich korreliert, könnten mit Hilfe geeigneter Algorithmen Feinstrukturen in der Akkretionsscheibe und eventuell auch auf dem Begleitstern aufgelöst werden. Es läßt sich dabei eine räumliche Auflösung in der Größenordnung von Mikro-Bogensekunden erreichen, eine Auflösung, die alles mit den verschiedensten Methoden und Teleskopen bisher Erreichte bei weitem übertrifft. Da außerdem diese Strukturen in der Scheibe meist relativ schnell veränderlich sind, würde diese Methode der Echotomographie die einzigartige Möglichkeit bieten, solche raschen Strukturveränderungen zu studieren.

Eine kurze Beschreibung der Physik der kataklysmischen Veränderlichen und der Strahlungreprozessierung wird in Kapitel 3 erklärt, in dem auch die beiden analysierten Sterne Sco X-1 und Her X-1 vorgestellt werden. Kapitel 4 beschäftigt sich dann ausführlich mit den Beobachtungen und mit der Analyse des Systems Sco X-1, Kapitel 5 ist ganz Her X-1 gewidmet. Abschließend werden die gewonnenen Ergebnisse in Kapitel 6 diskutiert.

3. Doppelsterne, Strahlungsreprozession und Versuchslaboratorien

In diesem Kapitel werden einige Charakteristika der engen Doppelsterne mit Masseaustausch, der sog. kataklysmischen Veränderlichen, erläutert. Ausführlich wird auf die zu beobachtenden Phänomene und deren zugrunde liegende Physik der massearmen Röntgendoppelsterne eingegangen. Desweiteren werden bereits bekannte Parameter und Daten des Sternenpaares Sco X-1 und Her X-1 vorgestellt. Abschließend wird kurz die Physik der Strahlungsreprozession erläutert.

3.1 Kataklysmische Veränderliche und massearme Röntgendoppelsterne

3.1.1 Kataklysmische Veränderliche

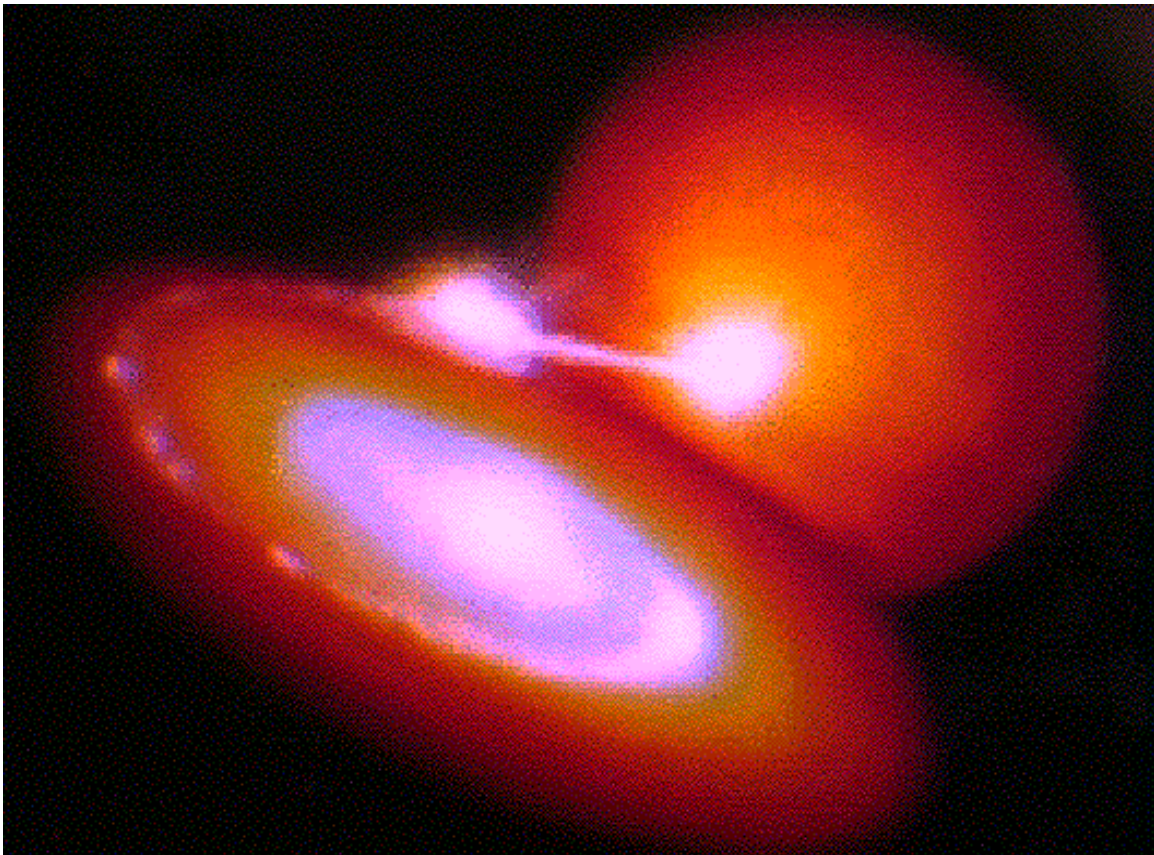


Abb. 3.1. Künstlerische Darstellung eines Kataklysmischen Veränderlichen. Vom Begleitstern strömt Materie über den Heißen Fleck auf die Akkretionsscheibe und wird schließlich vom Primärstern akkretiert.

Die meisten am Himmel sichtbaren Sterne sind Doppelsterne oder sogar Mehrfachsysteme. Einige dieser Doppelsterne umkreisen den gemeinsamen Schwerpunkt auf so engen Bahnen, daß es zum Masseaustausch der beiden Komponenten kommt. Eine

Gruppe dieser Sternsysteme sind die Kataklysmischen Veränderlichen, die aus einem Hauptreihenstern der Spektralklasse F, G, K oder M und einem kompakten Objekt, z.B. einem Weißen Zwerg oder Neutronenstern, besteht (vgl. Abb. 3.1). Vom Hauptreihenstern, der auch Begleitstern oder Sekundärstern genannt wird, fließt Materie über den inneren Lagrangepunkt L_1 zum Primärstern.

In den meisten dieser Systeme lassen sich wiederkehrende abrupte Helligkeitsanstiege beobachten. Daher leitet sich auch der Name aus dem griechischen $\kappa\alpha\tau\alpha\kappa\lambda\upsilon\sigma\mu\acute{o}\varsigma$ ab, was soviel wie Sintflut oder Katastrophe bedeutet. Diese Systeme werden in mehrere Unterklassen aufgeteilt:

- **Systeme mit Ausbrüchen**

- * **Klassische Novae:** Diese Systeme zeigen Ausbrüche mit relativ langen Wiederkehrzeiten (viele tausend Jahre) und weisen Amplituden von 8...15 Magnituden in der Helligkeit auf, was einer Leuchtkraftänderung um einen Faktor $10^{3\cdots 6}$ entspricht. Wurde bisher nur ein Ausbruch eines solchen Systems beobachtet, spricht man von einer klassischen Nova. Sind mehrere Ausbrüche bekannt, spricht man von einer rekurrierenden Nova.
- * **Zwergnovae:** Vertreter dieser Gruppe besitzen eine Quasi-Periodizität im zeitlichen Verlauf ihrer Ausbrüche von ein bis drei Monaten, haben aber im Vergleich zu klassischen Novae eher geringe Ausbruchsamplituden von 1...6 Magnituden, was wiederum einer Leuchtkraftänderung um einen Faktor von 3...250 entspricht.

- **Novaähnliche Systeme ohne Ausbrüche**

- * **Nicht magnetische Systeme:** Diese zeigen nur stochastische Helligkeitsfluktuationen, spektroskopisch lassen sie sich nicht von Zwergnovae unterscheiden.
- * **Magnetische Systeme:** Diese werden in zwei Unterklassen aufgeteilt, die DQ-Her Systeme, die einen magnetisierten, nicht gebunden rotierenden Weißen Zwerg besitzen, und die AM-Her Systeme, in welchen der Weiße Zwerg gebunden rotiert.

Das heute verwendete Standardmodell eines engen Doppelsternsystems mit Masseaustausch wurde von Edouard Roche 1873 erarbeitet und von Kopal weiterentwickelt (Kopal 1959 und dort zitierte Literatur). Betrachtet man zwei Punktmassen M_1 und M_2 , die sich auf einer Kreisbahn im Abstand a umkreisen, so ist das Gesamtpotential Φ im Punkt $P(x, y, z)$ im mitrotierenden System

$$\Phi(x, y, z) = -\frac{GM_1}{|\vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\vec{r}_2|} - \frac{1}{2}|\vec{s}|^2\omega^2 \quad (3.1)$$

$$\text{mit} \quad |\vec{r}_1| = (x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$|\vec{r}_2| = [(a-x)^2 + y^2 + z^2]^{\frac{1}{2}}$$

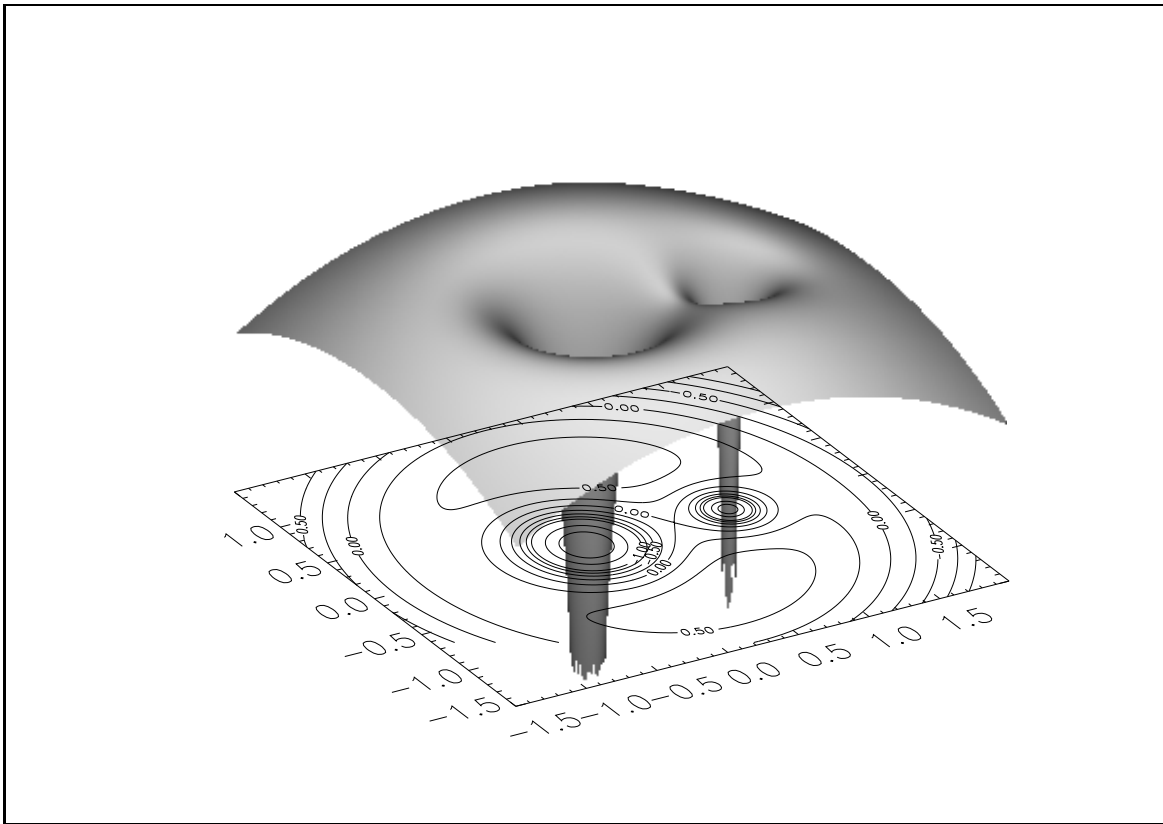


Abb. 3.2. Beispiel eines kataklysmischen Veränderlichen mit einem Masseverhältnis von $\frac{M_1}{M_2} = 0.3$. Über den inneren Lagrangepunkt L_1 strömt Materie zum Primärstern. Die Linien spiegeln Flächen gleichen Potentials wider.

$$|\vec{s}| = \left[\left(x - \frac{M_2}{M_1 + M_2} a \right)^2 + y^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\omega^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{a^3}$$

wobei ω die Winkelgeschwindigkeit, (x, y, z) die Koordinaten im mitrotierenden System und G die Gravitationskonstante ist. Für dimensionslose Koordinaten $\xi = \frac{x}{a}$, $\eta = \frac{y}{a}$, $\zeta = \frac{z}{a}$, $Q = \frac{M_1}{M_2}$ folgt für das Roche-Potential Φ_R :

$$\Phi_R(\xi, \eta, \zeta) = -\frac{GM_2}{a} \left\{ \frac{Q}{(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)^{\frac{1}{2}}} + \frac{1}{((1 - \xi^2) + \eta^2 + \zeta^2)^{\frac{1}{2}}} \right. \\ \left. + \left[\left(\xi - \frac{1}{1+Q} \right)^2 + \eta^2 \right] \frac{1+Q}{2} \right\} \quad (3.2)$$

Φ_R heißt Roche-Potential und ist das Gesamtpotential im mitrotierenden System eines Doppelsterns mit nicht-punktförmigen Komponenten, wenn

- die Bahn eine Kreisbahn ist
- beide Sterne gebunden rotieren

- keine weiteren Kräfte wirken
- die Masseverteilung der beiden Komponenten sphärisch-symmetrisch ist.

In der Nähe der Massezentren verlaufen die Flächen gleichen Potentials sphärisch, mit zunehmendem Abstand macht sich jedoch die Gravitations- und Zentrifugalkraft bemerkbar. Die daraus resultierende Deformation der Äquipotentialflächen verursacht eine Abplattung der Pole, die zum anderen Stern zeigende Spitze ist durch die Gravitationskraft stark zum anderen Stern hingezogen (vgl. Abb. 3.3). Die so beschriebene

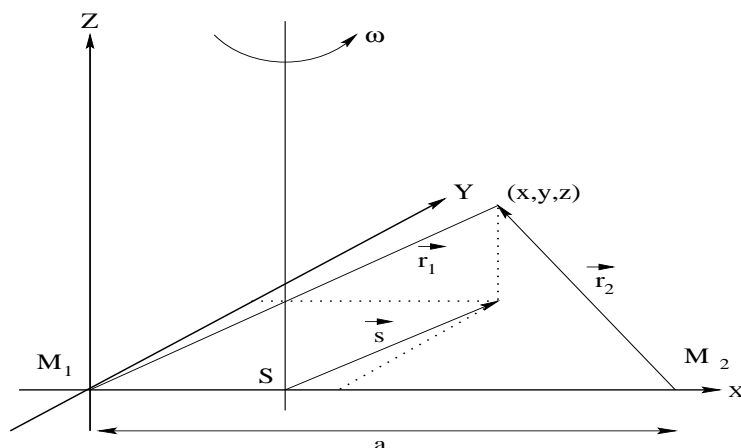


Abb. 3.3. Die beiden Punktmassen M_1 und M_2 rotieren im Abstand a um den gemeinsamen Schwerpunkt S .

Form wird Roche-Geometrie genannt. Die erste gemeinsame Äquipotentialfläche, die beide Komponenten umschließt, besitzt einen Sattelpunkt L_1 , den inneren Lagrange-punkt. Das so eingeschlossene Gebiet wird Roche-Volumen genannt. Bei den kataklismischen Veränderlichen füllt nur der Begleitstern sein Roche-Volumen aus, man spricht von einem halb-getrennten System. Über den inneren Lagrange-Punkt L_1 kann nun vom Begleitstern zum kompakten Objekt Materie fließen, die bezüglich des kompakten Objekts Drehimpuls besitzt. Durch das Gleichgewicht von Zentrifugal- und Gravitationskraft bildet sich ein Materiering um den Primärstern aus. Die Rotationsgeschwindigkeit v_ϕ des Ringes hängt vom Abstand r zum kompakten Objekt ab:

$$\frac{v_\phi^2}{r} = \frac{GM_1}{r^2} \quad (3.3)$$

Da die Winkelgeschwindigkeit $\omega = \frac{v_\phi}{r}$ vom Radius abhängt, kommt es zu Scherkräften zwischen den einzelnen Ringen. Durch die freiwerdende Reibungsenergie heizt sich der Ring auf, strahlt Energie ab und Materie strömt nach innen. Die äußeren Schichten eines Ringes werden von den schneller rotierenden inneren Ringschichten beschleunigt und dehnen sich nach außen aus, sodaß eine Akkretionsscheibe entsteht.

In vielen Akkretionsscheiben ist der Materiefluß durch die Scheibe so nah in der orbitalen Ebene, daß die Akkretionsscheiben in guter Näherung als zweidimensional betrachtet werden können. Aus diesen sog. dünnen Akkretionsscheiben wurde das Standardmodell entwickelt, welches im Folgenden kurz erläutert wird. Die Materie in

solch einer Akkretionsscheibe hat in einem Abstand r vom Primärstern die Winkelgeschwindigkeit Ω_k ,

$$\Omega_k = \sqrt{\left(\frac{GM_1}{r^3}\right)} \quad (3.4)$$

wobei G die Gravitationskonstante ist. Die dazugehörige Radialgeschwindigkeit ergibt sich dann zu

$$v_{\text{Radial}} = r\Omega_k \quad (3.5)$$

Zusätzlich wird das Plasma eine kleine Driftgeschwindigkeit v_R haben, damit Plasma akkretiert werden kann. Die Driftgeschwindigkeit hängt vom Abstand r und von der Zeit t ab; die Driftgeschwindigkeit wird dann auch von der Oberflächendichte Σ abhängen, welche aus der Integration der Gasdichte ρ der Akkretionsscheibe in z -Richtung berechnet wird. Aus der Masse- und der Drehmomentenerhaltung wird dann die Grundgleichung der zeitabhängigen Oberflächendichte Σ berechnet (Frank *et al.* 1985):

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial r} (\nu \Sigma r^{\frac{1}{2}}) \right] \quad (3.6)$$

ν beschreibt in dieser Gleichung die Viskosität. Aus dieser nichtlinearen Diffusionsgleichung für Σ wird die Driftgeschwindigkeit zu

$$v_R = -\frac{3}{\Sigma r^{\frac{1}{2}}} \frac{\partial}{\partial r} (\nu \Sigma r^{\frac{1}{2}}) \quad (3.7)$$

abgeleitet. Nun kann aber ν von r , Σ und t abhängen, und es ist bis heute unklar, wie man sich diese Viskosität vorzustellen hat. Es ist eine Hauptaufgabe der Akkretionsscheibenphysik, dies zu klären. Die bekannte molekulare Viskosität wäre viel zu klein. Erst unter turbulenten Bedingungen ließe sich ein Grad an Viskosität erreichen, der den Prozeß der Massenakkretion und den damit notwendigen Drehimpulstransport erklären könnte. Allgemein wird die turbulente Viskosität ν_{turb} über das Produkt einer charakteristischen Länge ℓ und der Geschwindigkeit v_{turb} definiert:

$$\nu_{\text{turb}} \sim v_{\text{turb}} \cdot \ell \quad (3.8)$$

Die Größe der turbulenten Wirbel wird die Dicke H der Scheibe nicht überschreiten, und die Geschwindigkeit wird nicht über der Schallgeschwindigkeit c_s liegen, sonst würden sich Schockfronten bilden, die eine starke Energiedissipation und damit eine rasche Reduzierung der Geschwindigkeit auf den subsonischen Bereich zur Folge hätten. Damit wird Gleichung 3.8 parametrisiert zu

$$\nu = \alpha c_s H \quad (3.9)$$

wobei erwartet wird, daß der Parameter α unter 1 liegt. Mit diesem α -Ansatz von Shakura & Sunyaev (1973) kommt man zwar dem Problem schon einen Schritt näher, aber die Ursache der turbulenten Viskosität bleibt unklar. Der große Vorteil dieser Beschreibung liegt darin, daß nun unter der Annahme eines stationären Zustands mit Hilfe des α -Parameters der Temperaturverlauf, die Oberflächendichte, die Skalenhöhe, die Driftgeschwindigkeit und die Dichte einer Akkretionsscheibe berechnet werden können. In dieser sog. Shakura-Sunyaev Lösung hat der α -Parameter lediglich einen kleinen Einfluß. Das hat den großen Vorteil, daß diese Gleichungen eine stationäre Akkretionsscheibe relativ gut beschreiben, jedoch gleichzeitig den Nachteil, daß der α -Parameter durch die Beobachtung nicht wesentlich eingeschränkt werden kann.

3.1.2 Massearme Röntgendoppelsterne

Wird bei einem Kataklysmischen Veränderlichen auch Röntgenstrahlung beobachtet, spricht man von einem Röntgendoppelstern. Diese Objekte werden in zwei Gruppen unterteilt: massearme- und massereiche Röntgendoppelsterne (Lewin *et al.* 1995). Bei den massearmen Röntgendoppelsternen ist der Begleitstern ein A...M-Stern, und der Massetransfer tritt nur auf, wenn dieser sein Rochevolumen ausfüllt. Das optische Licht besteht hauptsächlich aus reprozeszierter Röntgenstrahlung der Akkretionsscheibe und des Begleitsterns. Bei massereichen Röntgendoppelsternen handelt es sich beim Begleitstern um einen O- oder B-Stern, die optische Abstrahlung ist von derselben Größenordnung wie die der Röntgenstrahlung. Die Aufheizung durch Röntgenstrahlung ist sehr gering. Vom Begleitstern ist ein starker Wind beobachtbar, der einen Massetransfer von bis zu $10^{-6} \frac{M_{\odot}}{\text{Jahr}}$ liefern kann; dieser Wind reicht aus, um die beobachtete Röntgenstrahlung durch Windakkretion zu erzeugen, sodaß Masseakkretion über eine Akkretionsscheibe eine eher untergeordnete Rolle spielt. Die hellste extrasolare Röntgenquelle, die beobachtet werden kann, ist das System Sco X-1, das in die Kategorie der massearmen Röntgendoppelsterne fällt. Die Besonderheiten dieser Röntgendoppelsterne werden nun kurz erläutert.

3.1.2.1 Bahn- und Rotationsperioden

Um die Bahnperiode eines massearmen Röntgendoppelsterns zu bestimmen, werden meist photometrische Bedeckungen oder Modulationen des Begleitsterns verwendet. Weiterhin können Bedeckungen im Röntgenbereich oder ständig wiederkehrende Röntgenausbrüche zur Bestimmung der Orbitalperiode herangezogen werden, sowie auch Änderungen in der Rotationsperiode des Primärsterns, der Radialgeschwindigkeitskurven und/oder der Schwebungsperioden der Rotationsperiode (Lewin *et al.* 1995). Die bisher beobachteten Bahnperioden liegen zwischen 11 Minuten und 398 Stunden. Die röntgenschwachen Systeme ($L = 10^{36 \dots 37} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$) haben typischerweise orbitale Perioden von unter 15 Stunden, wogegen die röntgenhellen Systeme ($L = 10^{38} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$) sich nicht einordnen lassen. Die massearmen Röntgendoppelsterne zeigen weniger Bedeckungen der Röntgenquelle als unter den Standardannahmen (wie z.B. eine dünne Akkretionsscheibe) erwartet; dieses Problem kann gelöst werden, wenn anstatt einer dünnen Akkretionsscheibe eine dicke Scheibe angenommen wird (White *et al.* 1981). Dieses Modell wurde durch die Beobachtung des massearmen Röntgendoppelsterns X1822-371 bestätigt, dessen Röntgenquelle in der Scheibe bei einer Inklination von nahezu $i = 90^\circ$ für den Beobachter verschwindet. Dennoch lassen sich Röntgenstrahlen beobachten, die in einer relativ kleinen photoionisierten Korona über der Akkretionsscheibe gestreut werden (White *et al.* 1981).

Von allen massearmen Röntgendoppelsternen sind vier Quellen bekannt, bei welchen die Rotationsperiode des kompakten Sterns gemessen werden kann. Deren Werte liegen zwischen 1.24s bei Her X-1 und 114s bei GX1+4. Diese Perioden können sich ändern, kürzer oder länger werden oder konstant bleiben. Der Neutronenstern dreht sich schneller, wenn er Drehmoment aus der Akkretion gewinnen kann (Pringle & Rees 1972). Das Drehmoment kann aus dem Magnetosphärenradius berechnet werden, bei welchem der Akkretionsstrom an die Magnetfeldlinien anknüpft. Für einen bestimmten Radius und eine Neutronensternmasse erhält man die empirische Nähe-

zung zwischen der Rotationsänderung \dot{P}_p und der Eigenrotation P_r

$$\dot{P}_p \sim (P_r L^{\frac{3}{7}})^2 \quad (3.10)$$

Diese Näherung ist in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung (Gosh & Lamb 1979a,b). Falls der Magnetosphärenradius mit dem inneren Rand der Akkretionsscheibe korotiert, wird ein Gleichgewicht erreicht. Die Feldlinien werden in der Zwischenzone zurückgeworfen, und ein negatives Drehmoment wird auf den Neutronenstern ausgeübt – der Neutronenstern vermindert seine Eigendrehung.

3.1.2.2 Spektrale Eigenschaften

Wie aus Abb. 4.6 ersichtlich, nimmt die Intensität der Strahlung in Röntgenspektren ab einer Energie von ca. 2keV zu höheren Energien hin ab. In doppellogarithmischer Auftragung von Frequenz gegen Fluß ist der Zusammenhang linear, wie z.B. in Cyg X-1, oder leicht gebogen, wie dies bei Sco X-1 der Fall ist. Die Röntgenspektren der leuchtkräftigen Röntgendoppelsterne werden hauptsächlich durch zwei mögliche Modellspektren wiedergegeben: Das erste Modell (Mitsuda *et al.* 1984) setzt sich aus zwei Komponenten zusammen, eine beschreibt die Schwarzkörperstrahlung der Akkretionsscheibe mit einer Oberflächentemperatur, die vom Radius abhängt, und die andere beschreibt eine variable isotherme Komponente, die von der Grenzschicht zwischen Akkretionsscheibe und Neutronenstern herrührt. Die Änderungen der Temperatur dieser Schwarzkörperstrahlung sind für die Ausbrüche der Röntgenstrahlung verantwortlich und wurden zuerst in Sco X-1 beobachtet (Mason *et al.* 1976). Das andere Modell benutzt ebenfalls zwei Komponenten, eine spiegelt wiederum die Schwarzkörperstrahlung der Akkretionsscheibe wider, die andere Komponente beschreibt die Comptonisierung. Hier werden niederenergetische Photonen aus der Akkretionsscheibe an hochenergetischen Elektronen in einer heißen Korona hochgestreut (Sunyaev und Titarchuk 1980). Weitere Modelle nehmen eine zentrale Quelle an, deren Strahlung in einer dichten Wolke reprozessiert wird (Fabian *et al.* 1982; Vrtilik *et al.* 1993). Die Spektrumsänderungen und Ausbrüche werden in diesen Modellen durch Änderungen der optischen Tiefe erklärt, aus welcher die reprozessierte Strahlung kommt. Hierbei wird ein Potenzgesetz angenommen.

Trägt man in einem Zweifarbendiagramm die weiche gegen die harte Röntgenstrahlung auf, sieht man, daß sich verschiedene massearme Röntgendoppelsterne entweder auf einer Z-förmigen oder atollförmigen Kurve bewegen (siehe Abb. 3.4) Bei der Z-Quelle unterscheidet man zwischen dem horizontalen Zweig (HZ), der über den sog. harten Scheitel in den normalen Zweig (NZ) übergeht, und von dort über den sog. weichen Scheitel in den Ausbruchszweig (AZ) (Hasinger & van der Klis 1989). Es wurde herausgefunden, daß die Röntgenvariabilität streng mit der Position der Quelle im Zweifarbendiagramm korreliert ist. Wenn die Masseakkretionsrate \dot{M} sich ändert, führt dies automatisch zu einer Änderung des Röntgenspektrums und der Röntgenvariabilität. Bewegt sich ein massearmer Röntgendoppelstern entlang des NZ zum AZ, werden mehr Ausbrüche beobachtet und es kommt zu starken Helligkeitsvariationen in der Röntgenlichtkurve. So zeigt Sco X-1 starke Ausbrüche nur dann, wenn sich das Sternsystem auf dem Ausbruchszweig befindet. Eine Röntgenquelle kann sich nur entlang der einzelnen Zweige bewegen, nicht aber von einem Zweig zum anderen

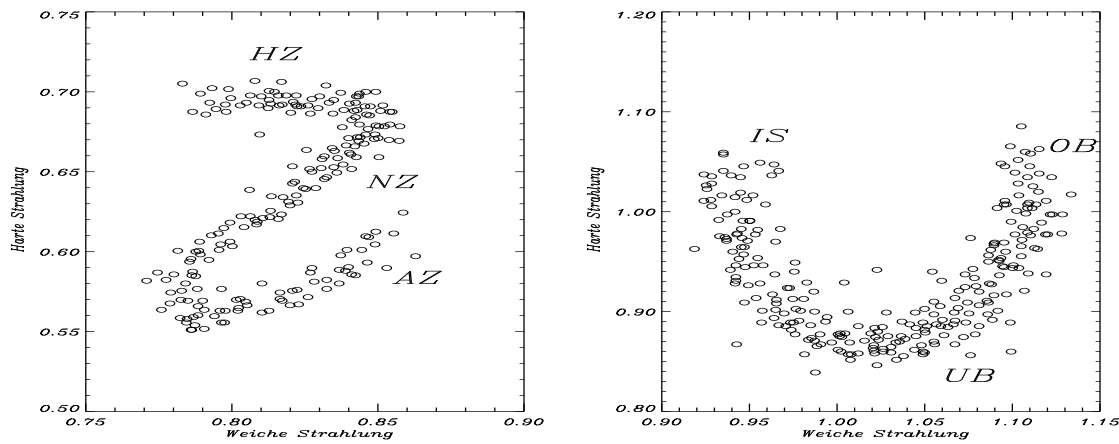


Abb. 3.4. Aufgetragen ist die harte gegen weiche Röntgenstrahlung. In der linken Abbildung ist eine Z-Quelle zu sehen, auf welcher sich der Stern vom horizontalen Zweig (HZ) über den normalen Zweig (NZ) zum Ausbruchszweig (AZ) bewegen kann. In der rechten Abbildung ist eine Atollquelle zu sehen; hier bewegt sich der Stern von der Insel (IS) über die untere Banane (UB) bis zur oberen Banane (OB). Sco X-1 ist eine typische Z-Quelle.

springen. Die beobachtbaren Parameter wie Kontinuumsstrahlung, Linienfluß oder Röntgenausbruchseigenschaften korrelieren mit \dot{M} , jedoch nicht mit der Röntgenintensität. Dies ist auch nicht zu erwarten, da normalerweise die Energieproduktionsrate proportional zu \dot{M} ist. Das Charakteristische der Z-Quellen ist das Auftreten zweier Arten von quasiperiodischen Oszillationen (s.u.), wohingegen für Atollquellen das hochfrequente Rauschen typisch ist.

3.1.2.3 Quasiperiodische Oszillationen

In vielen Z-Quellen wurden im Röntgenbereich quasiperiodische Oszillationen (QPO) gefunden, zuerst eine 6 Hz Oszillation, später dann auch kHz-Oszillationen (van der Klis *et al.* 1997). Aufgrund der Beobachtungen ist klar, daß es mindestens zwei verschiedene Arten von QPOs geben muß – deswegen muß es mindestens zwei verschiedene Mechanismen geben, die diese hervorrufen. Die einen treten meist auf dem HZ auf, die anderen auf dem NZ und AZ.

Das Modell für die QPOs auf dem HZ ist das sog. Schwebungsfrequenzmodell (Alpar & Shaham 1985; Lamb *et al.* 1985; Gosh & Lamb 1992). In diesem Modell reagiert das Plasma in der innersten Scheibe mit dem Magnetfeld des Neutronensternes. Inhomogenitäten in dem Plasma der Akkretionsscheibe, Verdichtungen der Materie („Klumpen“) beispielsweise, treten an manchen Stellen früher in die Magnetosphäre ein – z.B. an den Magnetpolen. Da sich die Magnetosphäre mit der Rotationsfrequenz ν_s des Neutronensternes dreht, der Klumpen jedoch mit einer Frequenz ν_k , kommt es zur Schwebung zwischen den beiden: $\nu_b = \nu_k - \nu_s$. Die Akkretion des Klumpens trägt einen Wellenzug oder sog. oszillierenden Schuß zur Röntgenintensität bei. Solange der Klumpen akkretiert wird, kann die Schwebungsfrequenz ν_b beobachtet werden. Die hieraus ermittelten Rotationsperioden der Neutronensterne liegen zwischen 3 und 20 ms (Ghosh & Lamb 1992). In diesem Modell ist die Masseakkretionsrate \dot{M} mit der Oszillation auf dem HZ korreliert, was durch die Beobachtungen bestätigt wird.

Ein Schwachpunkt an dieser Erklärung ist die Forderung nach einem Neutronenstern, dessen Magnetosphäre nicht symmetrisch zur Rotationsachse ist.

Bei den NZ- und AZ-Oszillationen spielt der Strahlungsdruck eine Schlüsselrolle. Z-Quellen haben eine Leuchtkraft nahe der Eddingtonleuchtkraft L_{Edd} . Wenn nun die Masseakkretionsrate \dot{M} ansteigt, erwartet man ein Anzeichen des Strahlungsdrucks zu sehen. Die NZ Oszillationen sind bei jeder Z-Quelle ähnlich, was darauf hinweist, daß dies durch einen Parameter festgelegt wird, der sich nicht sehr stark in den einzelnen Quellen ändert, wie beispielsweise L_{Edd} (Hasinger 1987). Es gibt zwei Möglichkeiten, L_{Edd} zu erreichen (van der Klis *et al.* 1987; Lamb 1989): Der Übergang von einer dünnen zu einer dicken Akkretionsscheibe mit sphärischer Akkretion, oder eine Abnahme der Einströmgeschwindigkeit der akkretierten Materie. Wenn während der Akkretion Eddingtonleuchtkraft erreicht wird, wird ein Teil der Materie annähernd sphärisch symmetrisch in einem Radius von wenigen 100 km akkretiert werden. Die Einfallgeschwindigkeit ist dann geringer im Vergleich zur normalen Freifallgeschwindigkeit aufgrund der Zunahme des Strahlungsdrucks. Aus diesen Annahmen kann ein Szenario konstruiert werden, in dem ein radialer Fluß in der optischen Tiefe des Flusses mit sich selbst rückkoppelt, sodaß es zu ca. 6 Hz Oszillationen kommt (Fortner *et al.* 1989; Lamb 1989).

3.1.2.4 Korona der Akkretionsscheibe

Bei der Emission von Röntgenlinien nimmt man an, daß sie mit hoher Wahrscheinlichkeit aus einer photo-ionisierten Korona einer Akkretionsscheibe stammen (Vrtilek *et al.* 1993). Da die Linienäquivalentbreite in Systemen mit einer Korona einer Akkretionsscheibe größer ist als in solchen Systemen, in welchen der Neutronenstern direkt sichtbar ist, wird die Relevanz einer Korona deutlich (Hellier & Manson 1989). Die Struktur der Korona ist physikalisch noch nicht geklärt, man nimmt zunächst für die innere Korona hydrostatisches Gleichgewicht an. Für die äußeren Bereiche, in welchen die thermische Energie die Gravitationsenergie übertrifft, wird angenommen, daß ein Wind von der Akkretionsscheibe ausgeht. Die Schwierigkeiten, eine Akkretionsscheibenkorona zu beschreiben, liegen in der selbstkonsistenten Behandlung der optisch dicken inneren Region und deren Abschattungseffekte auf die äußeren Gebiete der Scheibe, desweiteren in der Behandlung der Heizeffekte, die durch gestreute Röntgenstrahlen hervorgerufen werden und der Kühlung der Korona durch inverse Comptonstreuung. Die Ursache für die beobachteten Linienbreiten ist noch unklar. Es wird vermutet, daß die Verbreiterung durch Keplerrotation, durch Comptonisierung in der Korona oder durch Überlagerung mehrerer Einzelkomponenten der Linien hervorgerufen wird. Auch der Eisen K-Linienübergang wird daher entweder sehr nahe beim Neutronenstern erzeugt, und Rotationsverbreiterung ist der dominante Effekt, oder die optische Tiefe der Korona ist wesentlich größer als die für eine durch Röntgenstrahlung erhitzte Korona (Kallman & White 1989). Melia *et al.* (1991) zeigen durch hydrodynamische Simulationen einer Korona einer Akkretionsscheibe, daß in einer sog. „flüchtigen“ Korona im inneren Bereich Oszillationen von ca. 10 Hz auftreten, und daß in den äußeren Bereichen Masseverlust durch Wind auftritt.

3.2 Die Versuchslaboratorien

3.2.1 Sco X–1

Der im Rahmen dieser Arbeit beobachtete und analysierte massearme Röntgendoppelstern Sco X–1 mit den Koordinaten $\alpha(2000) = 16^h 19^m 55^s$, $\delta(2000) = -15^\circ 38' 24''$ ist der scheinbar hellste Röntgendoppelstern, der am Himmel sichtbar ist. Er hat eine orbitale Periode von $P_O = 0.787313$ Tagen (Gottlieb *et al.* 1975) und besteht aus einem Neutronenstern der Masse $1.3M_\odot$, und einem Begleitstern der Masse $1.0M_\odot$ (Petro *et al.* 1981; Crampton *et al.* 1976). Seine Entfernung ist recht schwierig zu bestimmen, da es sich um ein nichtbedeckendes System handelt. Erste veröffentlichte Werte liegen bei deutlich unter 500 pc, die abgeleiteten Entfernungswerte „wachsen“ mit den Jahren zu 1.2 kpc bzw. 1.3 kpc, dann zu 2.0 kpc und fixieren sich schließlich bei 2.8 kpc (van Altena 1972; Felten & Humphreys 1973; Wu 1979; Knude 1987; Hasinger 1987; Vrtilik *et al.* 1991; Bradshaw *et al.* 1997; Bradshaw *et al.* 1999). Der vermutlich genaueste Wert scheint der letztgenannte zu sein, er wurde aus dreijähriger Beobachtung mit dem VLBA ermittelt (Bradshaw *et al.* 1999). Hierbei wurden acht VLBA Beobachtungen von 1995 bis 1998 verwendet, die eine gemessene Parallaxe von $\pi = 0.36$ mas ergeben. Dieser Wert ist auch konsistent mit der beobachteten Röntgenleuchtkraft unter der Annahme, daß Sco X–1 vom Übergang des NZ zum AZ am Eddington–Limit seine Röntgenstrahlung emittiert. Deswegen werden alle Berechnungen und Abschätzungen mit dieser Entfernung durchgeführt. Die Inklination wurde zu $i = 25^\circ$ bis 40° abgeschätzt (Petro *et al.* 1981). Die beiden Komponenten sind 11 Lichtsekunden voneinander getrennt. Der Scheibenradius wird mit $R_{disk} = 6.3 \pm 0.3 \cdot 10^{10} \text{ cm}$ angegeben (Vrtilik *et al.* 1991). Die Masseakkretionsraten dieser Z–Quelle werden mit $\dot{M} = 0.4 \cdot 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ für den HZ, $\dot{M} = 0.6 \cdot 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ für den NZ und mit $\dot{M} = 1.1 \cdot 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ für den AZ beschrieben (Vrtilik *et al.* 1991). Auf dem AZ, und nur dort, kommt es zu starken diskontinuierlichen Helligkeitsvariationen, deren Änderungen bis zu einem Faktor 2–3 ausmachen. Die Änderung der dadurch reprozessierten Strahlung sollte deutlich in der optischen Lichtkurve sichtbar sein. Die berechnete Röntgenleuchtkraft von Sco X–1 beträgt im Energiebereich von 1.5...20 keV etwa $2.4 \cdot 10^{38} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$. Die in der Literatur diskutierten Möglichkeiten zur Erzeugung von Röntgenstrahlung werden ausführlich im Kapitel 4 diskutiert.

3.2.2 Her X–1

Der zweite in dieser Arbeit beobachtete und analysierte massearme Röntgendoppelstern Her X–1 mit den Koordinaten $\alpha(2000) = 16^h 57^m 50^s$, $\delta(2000) = 35^\circ 20' 33''$ zeigt im Gegensatz zu Sco X–1 Bedeckungen der Röntgenquelle, welche alle 1.7 Tage stattfinden. Die Inklination wird zu $i = 87^\circ$ angegeben, der Abstand der beiden Komponenten beträgt 13 Lichtsekunden (Vrtilik *et al.* 1999). Die Masse des Neutronensterns beträgt $M_1 = 1.4M_\odot$, der Begleitstern ist ein A7 Hauptreihenstern mit einer Masse von $M_2 = 2.2M_\odot$ (Tananbaum *et al.* 1972; Still *et al.* 2000a). Die optische Helligkeit variiert aufgrund der orbitalen Periode bis zu 2^{mag} . Das System zeigt mehrere Periodizitäten: Die Eigenrotation des Neutronensterns $P_r = 1.24 \text{ s}$, die orbitale Periode des Sternensystems $P_O = 1.7 \text{ d}$ und eine Superperiode von $P_S = 35 \text{ d}$, die durch eine verzernte präzedierende Akkretionsscheibe hervorgerufen wird. Die verzernte Akkreti-

onsscheibe ist noch nicht verstanden, es ist sehr wahrscheinlich, daß sie ein Resultat des Strahlungsdrucks und der Gezeitenwirkung ist. Der 35-Tage Rhythmus ist unterteilt in verschiedene Röntgenaktivitäten: der sog. Main-On Zustand, der in etwa 90 Minuten seine volle Röntgenleuchtkraft entfaltet und in ca. 10 Tagen wieder abfällt, gefolgt vom sog. Off-Zustand, in welchem der Röntgenfluß auf ca. 1% abfällt. Dieser Zustand dauert etwa 10 Tage, dann steigt die Röntgenleuchtkraft für 5 Tage auf ca. 30% an und abschließend sinkt der Röntgenfluß die nächsten 10 Tage (Scott & Leahy 1999). 1983 befand sich Her X-1 in einem langandauernden Zustand niedriger Röntgenaktivität, und die 35-tägige Periode schien zu verschwinden (Parmar *et al.* 1985). Dennoch konnten Aufheizungseffekte auf dem Begleitstern nachgewiesen werden (Delgado *et al.* 1983), was darauf hinweist, daß die Akkretionsscheibe dicker geworden ist und die bis dahin sichtbare Röntgenquelle verdeckt hat. Es wurden einige Modelle vorgeschlagen, die versuchen, eine geneigte und präzedierende Akkretionsscheibe ohne Präzession des Neutronensterns oder des Begleitsterns zu beschreiben. Eine mögliche Erklärung dafür ist die Röntgenemission einer Struktur in der Akkretionsscheibe, die die Präzession aufrecht erhält (Peterson 1977). Weiterhin wurde analytisch gezeigt, daß eine zentrale Beleuchtung eine Verzerrung der Akkretionsscheibe aufrechterhalten kann (Pringle 1996). Wijers & Pringle (2000) schlagen vor, daß die verzerrte Struktur der Akkretionsscheibe durch Strahlungsinstabilitäten hervorgerufen wird.

Her X-1 ist ein ungewöhnliches System, da der Begleitstern, im Gegensatz zu anderen massearmen Röntgendoppelsternen, eine relativ große Masse aufweist. Der optische Fluß wird hauptsächlich durch Aufheizung durch Röntgenstrahlung dominiert (Vrtilek *et al.* 1999). Somit könnte Her X-1 fast schon als massereicher Röntgendoppelstern klassifiziert werden, wenn er nicht Materie über eine Scheibe akkretieren würde. Die Entfernung zu Her X-1 beträgt $d = 5 \dots 7 \text{ kpc}$ und das System liegt mehr als 3 kpc über der galaktischen Ebene. Im Röntgenbereich wurden Strukturen von $30 \dots 40 \text{ keV}$ als Zyklotronemission interpretiert (Trümper *et al.* 1978, Dal Fiume *et al.* 1998), die auf eine Magnetfeldstärke des Neutronensterns von $B = 2.9 \cdot 10^{12} \text{ G}$ schließen lassen (Mihara *et al.* 1990). Die Art der Pulse und die Linienemission der Zyklotronstrahlung, die auf das sehr starke Magnetfeld hinweisen, lassen sich schwer in Einklang mit theoretischen Modellen bringen. Diese fordern, daß das magnetische Feld des Neutronensterns mit der Zeit abnimmt. Auch die starke Abnahme der Periode lässt sich nicht mit der niedrigen Masseakkretionsrate in Einklang bringen, da jegliche Anzeichen eines Masseverlustes durch einen stellaren Wind fehlen (Deeter *et al.* 1991).

Her X-1 ist folglich ein hervorragender Kandidat, um das Experiment der Echotomographie durchzuführen. Falls tatsächlich Strukturen in der Akkretionsscheibe und/oder auf dem Begleitstern nachgewiesen werden können, würden damit oben genannte Modelle eingeschränkt und die Physik der Akkretion besser analysiert werden können. Eine Vorstellung des Systems in Abb. 3.6 dargestellt.

3.3 Strahlungsreprozessio

Wird bei einem massearmen Röntgendoppelstern diskontinuierlich und spontan Röntgenstrahlung frei und isotrop abgestrahlt, so kann diese Strahlung von den anderen Komponenten des Systems absorbiert und reprozessiert werden. Ein Teil der Strah-

lung wird mit großer Wahrscheinlichkeit reflektiert, und wird in der Berechnung mit dem Albedo-Faktor f berücksichtigt. Der andere Teil, und dieser ist für die Untersuchungen bedeutender, wird absorbiert und längerwellig im optischen Wellenlängenbereich reemittiert. Das bedeutet für den Beobachter, daß diese reprozessierte Strahlung im Vergleich zu den Röntgensignalen, je nach Phasenwinkel und Inklination des Sternsystems, zeitverzögert ankommt. Je nachdem, wie weit und in welcher Richtung die Systemkomponenten voneinander entfernt sind und wie lange die Reprozessierung dauert, können aus der Korrelation der Röntgenstrahlungsänderungen und der optischen Flußänderungen die Lichtlaufzeitänderungen bestimmt werden. Dabei ist die Zeitverzögerung τ zu der Phase ϕ in einer Entfernung R von der Röntgenquelle und bei einem Azimuth ϑ unter der Inklination i gegeben durch:

$$\tau = \frac{R}{c}[1 + \sin(i) \cos(\phi - \vartheta)] + \tau_{abs-rep} \quad (3.11)$$

$\tau_{abs-rep}$ bezeichnet die Zeit, die die Röntgenstrahlung benötigt, um absorbiert und anschließend reprozessiert zu werden. Diese hängt von der Temperatur, Schwerebeschleunigung, Opazität und dem Winkel ab, unter welchem die Strahlung einfällt.

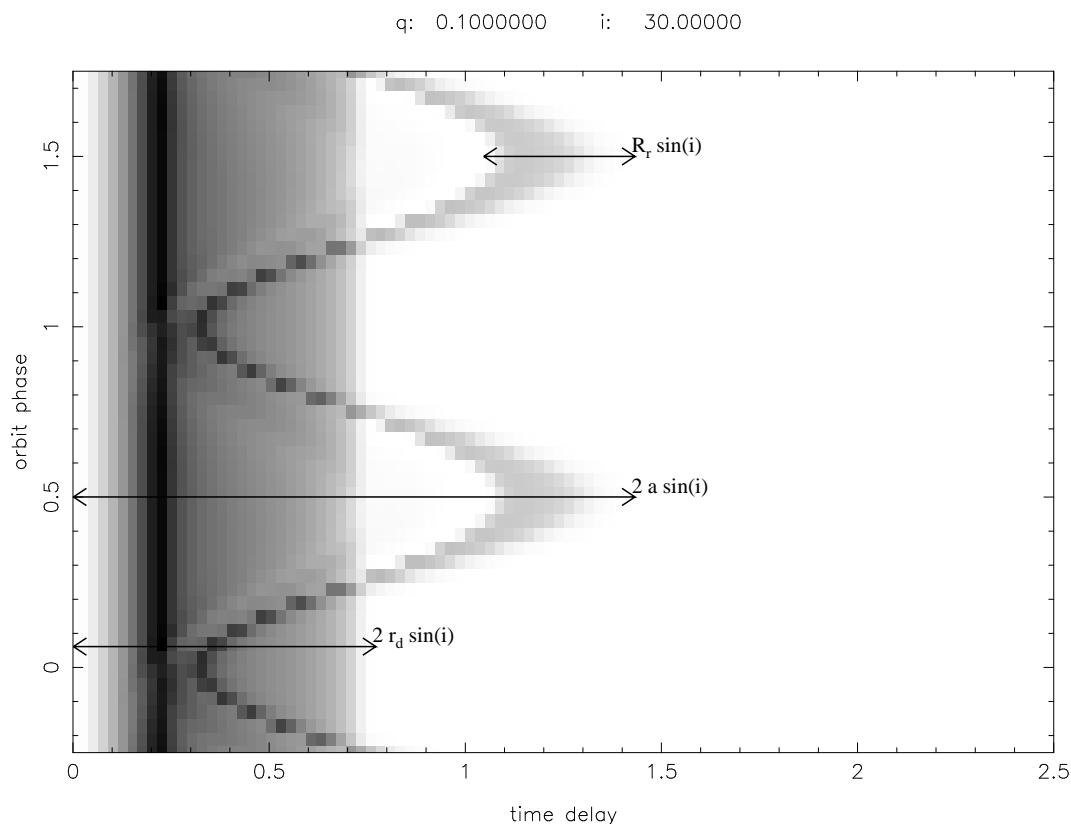


Abb. 3.5. Dargestellt ist die Lichtlaufzeit gegen die orbitale Phase für ein Masseverhältnis $q = 0, 1$ und eine Inklination $i = 30^\circ$. Gut erkennbar die sinusförmige Struktur vom aufgeheizten Begleitstern und die relative gleichmäßig helle linke Fläche, welche die von der Akkretionsscheibe reprozessierte Strahlung widerspiegelt. Die verwendeten Parameter r und a sind im Text erklärt.

Dies ist genauer in Kap. 3.4 beschrieben. Die vom Begleitstern reprozessierte Strahlung variiert sinusförmig mit der Phase mit einer Amplitude $R \sin i$ um einen mittleren Wert von R . Hieraus können sofort der Abstand a der beiden Komponenten,

der Roche–Radius R_r , der Radius der Akkretionsscheibe r_d und die Inklination i bestimmt werden (vgl. Abb. 3.5). Dies geschieht mit dem Programmpaket `memxrb`. Die dort angewandte Methode basiert auf der Maximum–Entropie–Methode, die von einer möglichst vorurteilsfreien Beschreibung der Reprozession ausgeht. Der Algorithmus wurde von Skilling und Bryan entwickelt (1984) und hat sich in einer Reihe von bildverarbeitenden Verfahren bewährt, wie z.B. beim Eclipse–Mapping (Bobinger 1999) oder der Analyse von AGNs. Dabei wird Roche–Geometrie für den Sekundärstern angenommen, die Akkretionsscheibe geht hyperbolisch um einen Faktor β aufgebogen und gewölbt in die Berechnungen ein. Die Inklination, der Abstand der einzelnen Komponenten zueinander, sowie die Stärke des Rauschens ist individuell einzustellen.



Abb. 3.6. Theoretische Struktur in der Akkretionsscheibe, wie sie in Her X–1 vermutet wird. Der Röntgenstern (Pfeil) heizt die spiralförmige Struktur in der Akkretionsscheibe und den Begleitstern auf. Durch die aufgebogene Scheibe wird ein Teil des Begleitsterns abgeschirmt.

Nun wird versucht, die phasenabhängigen Lichtlaufzeitänderungen zwischen der Röntgenlichtkurve $X(t)$ und der reprozessierten Lichtkurve $R(t)$ zu berechnen. Der Zusammenhang zwischen $X(t)$ und $R(t)$ wird in jedem Phasenpunkt durch die Transfergleichung beschrieben:

$$R(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Theta(\tau, \phi) X(t - \tau) \delta\tau$$

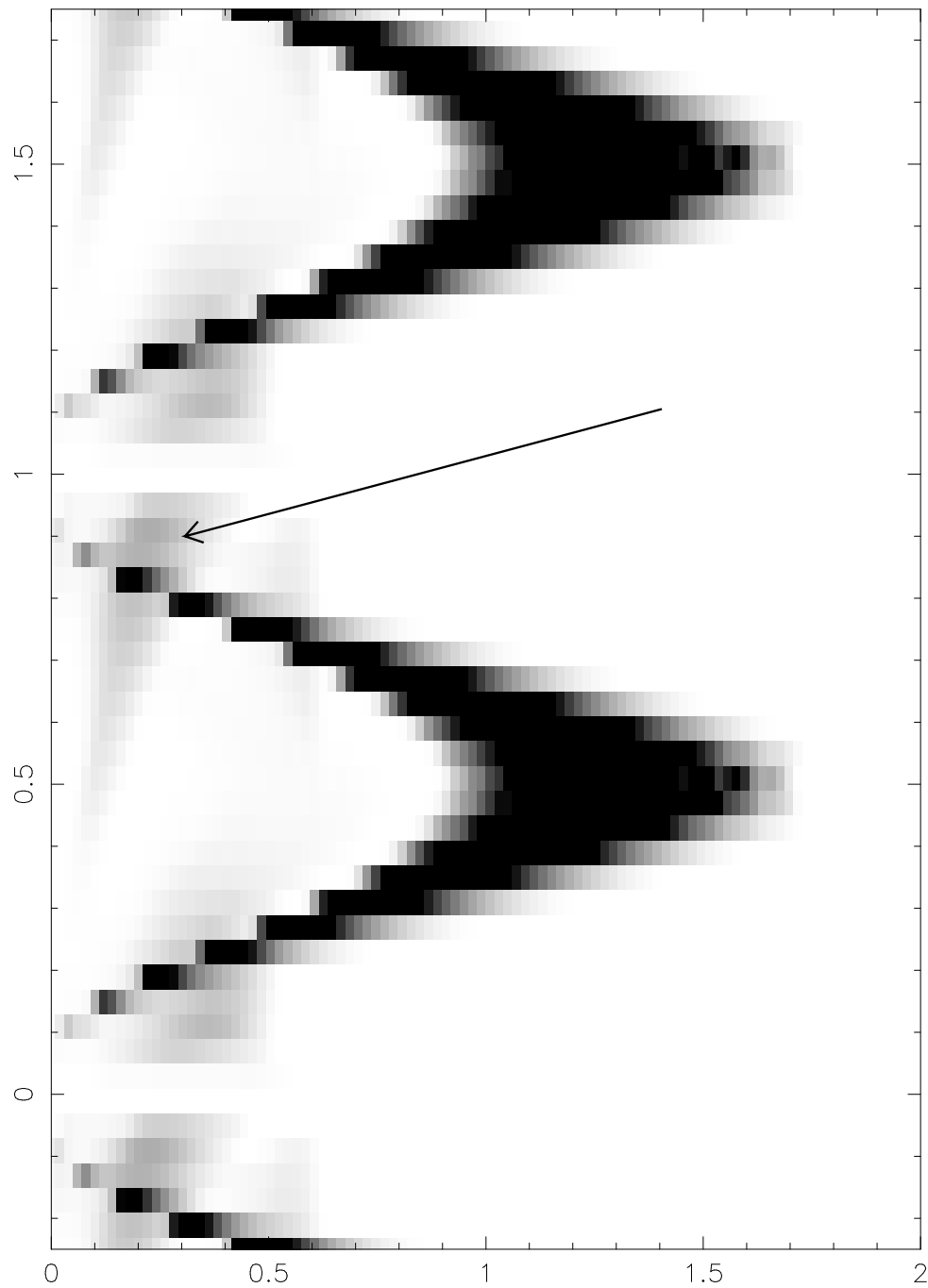


Abb. 3.7. Abgebildet sind hier die in Abb. 3.6 dargestellten zeitlichen Variationen der spiralförmigen Struktur (Pfeil), wie sie sich aus der Dynamik des Systems ergeben würden. Aufgetragen ist Phase gegen Lichtlaufzeit.

Das Programm `memxrb` versucht nun, mit Hilfe der Maximalen-Entropie-Methode aus den beiden observablen Größen $X(t)$ und $R(t)$ die Zeitverzögerungsfunktion $\Theta(\tau)$ zu ermitteln. Ein Beispiel für eine analysierte reprozedierte Strahlung ist in den Abb.

3.5 und 3.6 dargestellt. Relativ einfach zu bestimmen ist hier der Abstand a der beiden Sterne, der Roche–Radius r_r des Begleitsterns, und der Akkretionsscheibenradius r_a .

Das Beispiel in Abb. 3.6 zeigt eine Struktur in der Akkretionsscheibe, wie sie beispielsweise in Her X–1 vermutet wird. Um die gewünschten Strukturen in der Scheibe oder eventuell auf dem Begleitstern auflösen zu können, muß natürlich die zeitliche Auflösung der Beobachtung groß genug sein und dennoch das Signal–zu–Rausch–Verhältnis groß genug bleiben. Damit bleibt die Auswahl der Sterne, die mit mittelgroßen optischen Teleskopen beobachtbar und im Röntgenbereich hell sind, sehr begrenzt. Sco X–1 und Her X–1 sind zwei der wenigen Objekte, welche diese Randbedingungen erfüllen. Mit Hilfe der Echotomographie wäre es nun erstmal möglich, solche Strukturen, wie in Abb. 3.6 dargestellt, aufzulösen. Die berechneten Lichtlaufzeiten sind in Abb. 3.7 abgebildet. Die Auflösung ist dabei größer als Mikro–Bogensekunden. Deutlich sichtbar ist auch hier wiederum die sinusförmige Änderung der Lichtlaufzeit durch den Begleitstern, und die schattenartigen Streifen am linken Rand ergeben sich aus der spiralförmigen Struktur der Akkretionsscheibe (vgl. Markierung in Abb. 3.6 und 3.7). Die folgenden Kapitel befassen sich nun mit der Beobachtung und Analyse der gewonnenen Daten.

4. Beobachtungen und Datenanalyse: Sco X–1

4.1 Röntgendaten

Sco X–1 wurde in zwei Beobachtungskampagnen 1996 und 1998 im Röntgenbereich mit dem RXTE Satelliten (Rossi X–ray Timing Explorer) und simultan mit optischen Photometern aufgenommen. Insgesamt waren 11 Stationen an dieser weltweiten Kampagne beteiligt (3.5m Calar Alto, Spanien; 4.2m und 2.5m La Palma, Spanien; 2.2m La Silla, Chile; 1.6m und 0.6m Itajubá, Brasilien; 2.08m McDonald, USA; 4.48m Mount Hopkins, USA; 2.23m und 3.81m Mauna Kea, USA; 1m Tasmania, Australien). Die Röntgenzählraten wurden von K.O’Brian reduziert (Korrektur der Totzeit und detektorabhängiger Schwankungen, Korrektur der Zeit auf terrestrische Mittelpunktzeit bzw. baryzentrisch korrigierte Zeit) und für die Auswertung zur Verfügung gestellt (Chen 1996; O’Brian 1998). Der komplette Datensatz konnte bedauerlicherweise nicht für diese Analyse verwendet werden, da der Datensatz von 1996 Mängel aufwies. Bei einer Darstellung der Daten von 1996 fiel auf, daß manche Werte signifikant gehäuft auftraten, was nicht statistisch erklärbar ist. Das macht sich in der streifenförmigen Struktur bei der Datendarstellung bemerkbar (vgl. Abb. 4.1). Ein Histogramm (Abb. 4.2) untermauerte die Vermutung, daß die Daten nicht korrekt das Verhalten von Sco X–1 widerspiegeln. In der kleinen Darstellung ist deutlich erkennbar, daß einige Werte überhaupt nicht vorkommen, und einige, wie hier 60416, gleich annähernd 100mal. Dies widerspricht jeglicher Poissonstatistik. Trotz mehrmaliger Anfrage bei der NASA und versuchten Nachforschungen durch O’Brian konnte das Problem nicht gelöst werden. Da sich Sco X–1 während der ersten Beobachtungskampagne nicht im Ausbruchszustand befand (O’Brian 1996), wurden die Daten verworfen. Sco X–1 zeigte keine signifikanten Helligkeitsvariationen in der Röntgenlichtkurve, die mit optischen Daten hätten korreliert werden können. Aus diesem Grund sind diese Daten auch nicht im Beobachtungsprotokoll von Tabelle 4.1 enthalten.

In den Beobachtungsdaten von 1998 befand sich Sco X–1 anfangs auf dem HZ und wanderte im Lauf der 4 Nächte auf den AZ. Die Zeitauflösung einer Integration betrug 1 ms, zur besseren Darstellung werden die einzelnen Meßpunkte zu 1s–Integrationen zusammengefaßt.

Datum	Startzeit	Endzeit	Verwendbare Dauer in [s]
30.05.1998	00:27:48	07:01:06	7349
31.05.1998	00:26:48	08:37:06	10915
01.06.1998	00:26:56	08:37:06	7173
02.06.1998	00:27:14	07:01:06	9946

Tabelle 4.1. Protokoll der Röntgenbeobachtungen. Es sind jeweils die Start– und Endzeiten sowie die Gesamtbeobachtungsdauer der verwendeten Daten in [s] angegeben. Differenzen zum Intervall zwischen Start– und Endzeit ergeben sich aufgrund von Okkultationen etc. Die dazugehörige Lichtkurve ist in Abb. 4.3 dargestellt.

Sämtliche zur Verfügung stehenden Daten sind in Tabelle 4.1 aufgelistet und in Abb. 4.3 abgebildet. Sco X–1 zeigt ein für eine Z–Quelle recht untypisches Verhalten, länger

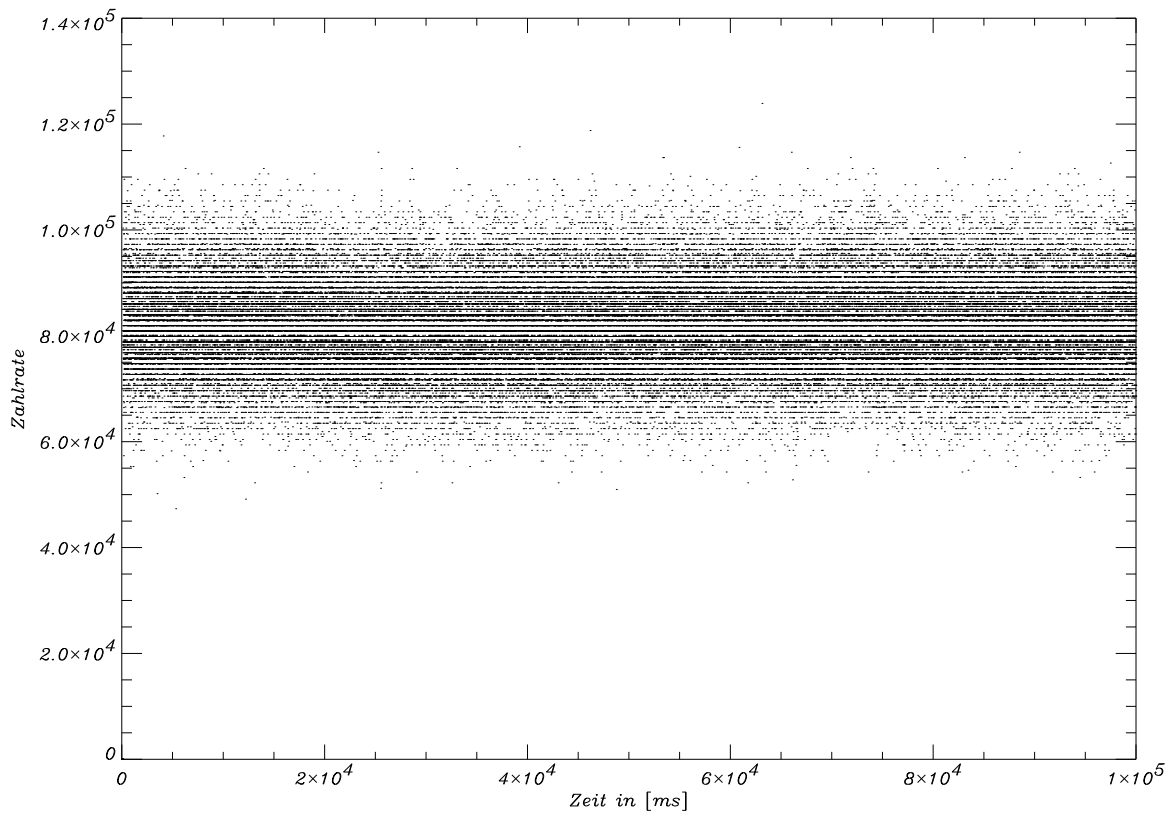


Abb. 4.1. Aufgetragen ist die Zählrate gegen die Zeit in [ms]. Erkennbar sind streifenförmige Strukturen, die auf eine nicht-Poissonverteilung hinweisen.

als 2 Tage nicht den Flaring-Zustand zu erreichen. Das ist auch in Abb. 4.3 deutlich sichtbar, erst am vierten Tag wird das Sternensystem variabel und zeigt starke Ausbrüche. Hier übersteigt die Masseakkretionsrate den kritischen Wert, die Röntgenstrahlung steigt innerhalb kurzer Zeit auf das nahezu 3-fache an.

4.1.1 Zeitkorrektur

Die Röntgendaten lagen teils in terrestrischer Mittelpunktszeit, teils auf das Baryzentrum des Sonnensystems korrigiert vor. Um alle Daten im selben Zeitsystem zu erhalten, müssen alle verwendeten Zeiten auf ein einheitliches System umgerechnet werden. Die terrestrische Zeit wird zunächst unter Verwendung von Sternkoordinaten, Sternzeit und Universal Time auf das Zentrum der Sonne transferiert, und anschließend unter Berücksichtigung der Störungen der Planeten Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun auf das baryonische Zentrum des Sonnensystems umgerechnet. Da die Effekte der übrigen Planeten sehr gering sind (entweder ist deren Masse zu klein und/oder sie befinden sich zu nahe an der Sonne), werden durch sie verursachte Effekte vernachlässigt. Zunächst werden die Vektoren der vier Planetenbahnen bezüglich der Sonne berechnet, anschließend die daraus resultierende Verschiebung des Massezentrums des Sonnensystems und schließlich die projizierte Lichtlaufzeit des Sterns.

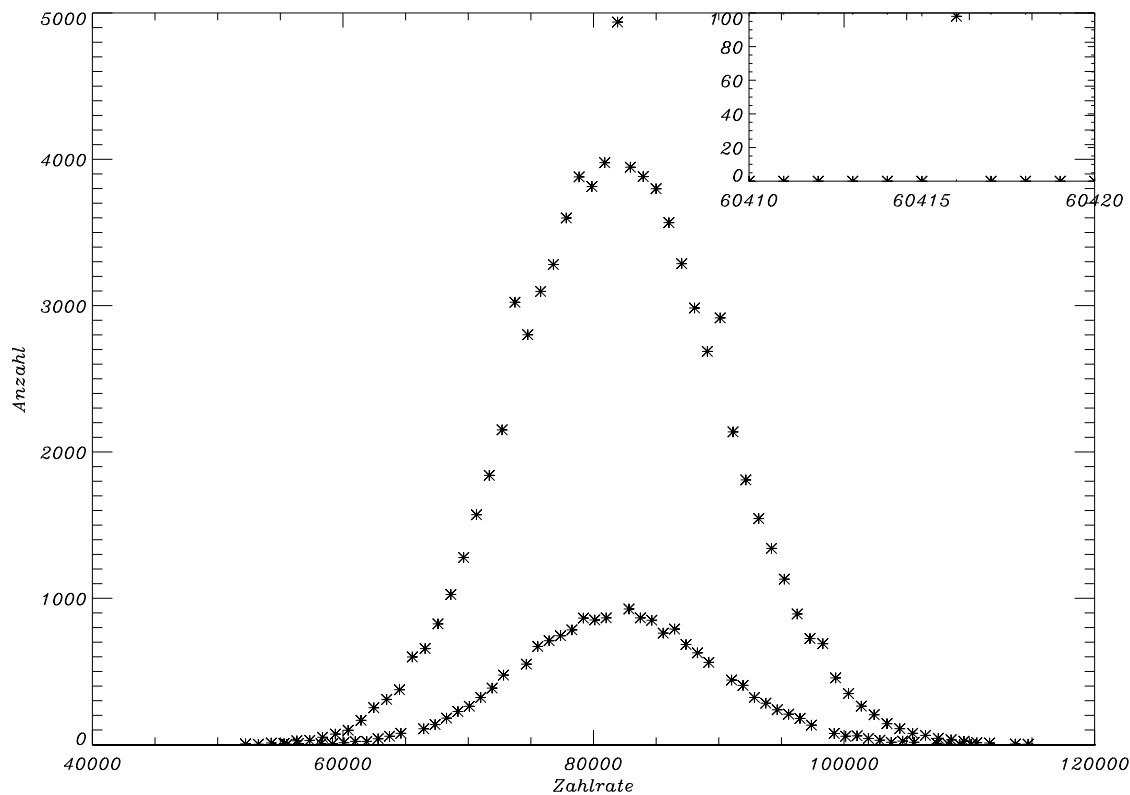


Abb. 4.2. Aufgetragen ist die Häufigkeit der einzelnen Zählrate gegen die Zählrate der Messung von Abb. 4.1. Die Häufigkeit der jeweiligen Zählrate springt von Null zwischen der oberen und unteren Kurve hin und her.

4.1.2 Flußbeichung

Um die Röntgendaten mit den optischen Daten vergleichen zu können, und um aus den Röntgendaten reprozessierte Flüsse ausrechnen zu können, müssen die reduzierten Zählraten in Flußwerte umgewandelt werden. Die vier Beobachtungsnächte sind in jeweils drei Gruppen aufgeteilt, und aus diesen insgesamt 12 Zeiträumen wird jeweils ein Spektrum extrahiert. Im Röntgenbereich stehen keine Flußsterne zur Verfügung, und außerdem sind die meisten Röntgensterne variabel, was eine Flußbeichung wie bei den optischen Daten nicht möglich macht. Da sich die Produktion der Röntgenstrahlung aufgrund verschiedener physikalischer Prozesse ändern könnte – ein heißes Plasma kann seine Energie dissipieren und sich dabei abkühlen, oder eine Akkretionsscheibe heizt erst ab einer bestimmten Masseakkretionsrate eine darüber liegende Korona – werden an jedes Spektrum verschiedene Modelle angepaßt. Die Modelle beschreiben dabei die verschiedenen Arten der Energieerzeugung, und stellen gleichzeitig sicher, ob sich der Mechanismus bei höherer Zählrate ändert oder nicht. So erhält man mehrere Ergebnisse auf einmal: Art der Energieerzeugung, Änderung der physikalischen Prozesse und ein Modell der Entstehung der Röntgenstrahlung. Berücksichtigt werden müssen auch Effekte des Detektors. Diese werden mit Hilfe der sogenannten response-matrix eliminiert, in welche Empfindlichkeit, effektive Fläche, etc. des Empfängers eingehen. Die effektive Detektorfläche hängt von der Energie ab und ist in Abb. 4.4 abgebildet. Die Abweichungen zum verwendeten Modell werden mit

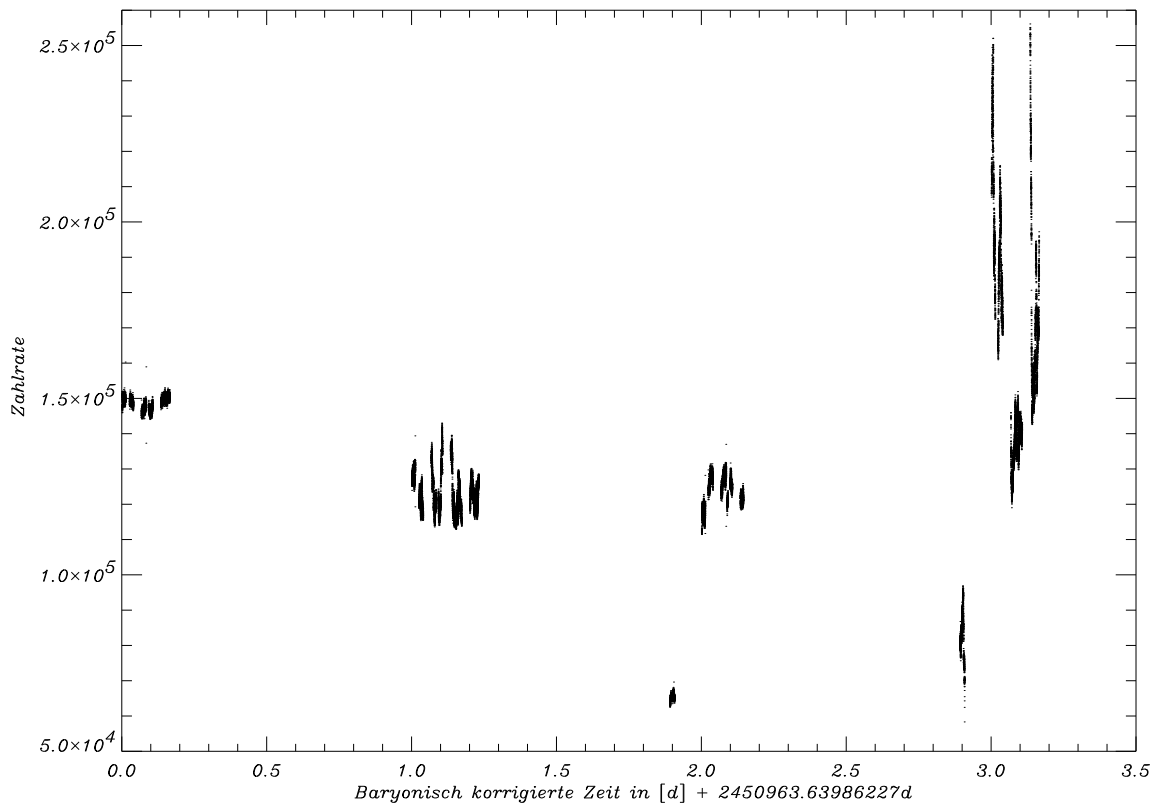


Abb. 4.3. Aufgetragen ist die Zählrate gegen die baryzentrisch korrigierte Zeit. Deutlich sichtbar das nahezu konstante Verhalten zu Beginn der Beobachtung und die doch heftigen Ausbrüche am letzten Tag.

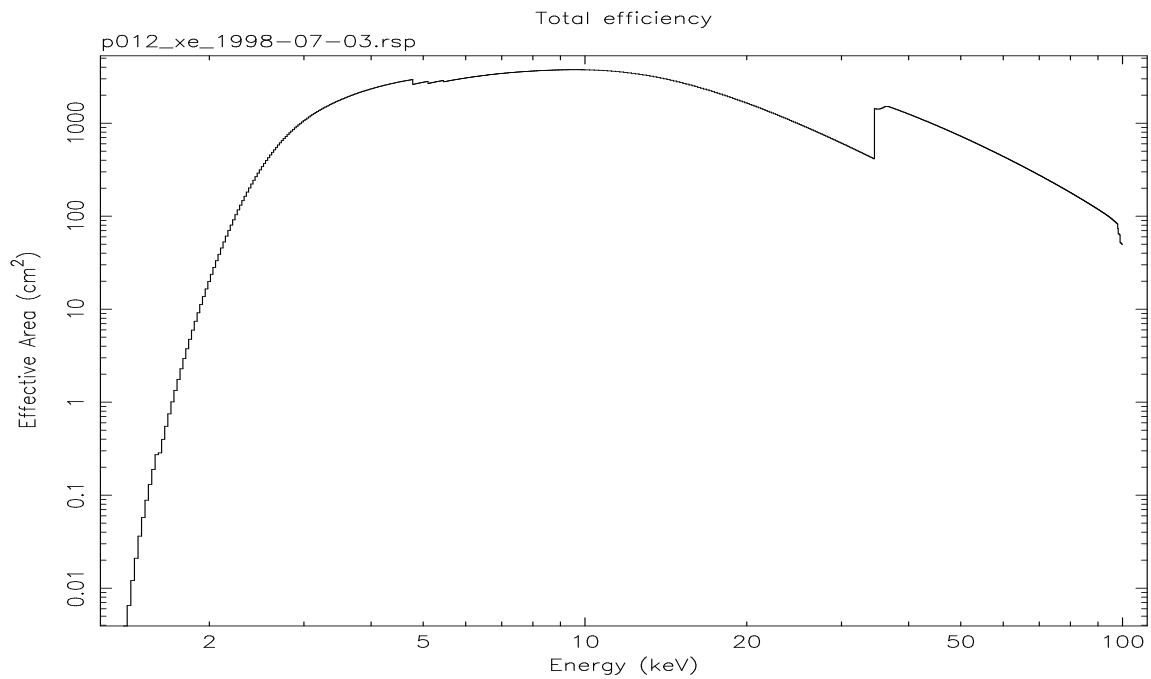


Abb. 4.4. Dargestellt ist die effektive Detektorfläche in Abhängigkeit von der Energie.

Hilfe des Programmpakets *XSPEC* der NASA minimiert, welches zur Minimalisierung den Levenberg–Marquard Algorithmus verwendet (Press *et al.* 1992). Das Programmpaket *XSPEC* bietet eine Anzahl von verschiedenen Modellen zur Röntgenerzeugung, von Schwarzkörperstrahlung über Comptonisierung bis hin zum Potenzgesetz, welche kombiniert oder einzeln an die jeweiligen Daten angepaßt werden können.

In der Literatur sind meist Bremsstrahlungsmodelle verwendet worden, die ein thermisches Spektrum anpassen (Ramaty *et al.* 1974; Mook *et al.* 1974). Lamb und Sanford (1979) verwenden ein comptonisiertes heißes thermisches Spektrum und können die Röntgendaten besser an das Modell anpassen, als wenn sie reine Bremsstrahlung verwenden würden. Johnson *et al.* (1980) hingegen verwenden eine rein thermische Strahlungsquelle als Modell. Die extrahierten Spektren werden hier am besten mit einem kalten Schwarzkörperspektrum, welches anschließend comptonisiert wird, wiedergegeben (siehe Abb. 4.5 und Abb. 4.6). Zusätzlich wird ein Gaußprofil an die Daten angepaßt, welches die von der Akkretionsscheibe reflektierte Eisenlinie wiedergibt. Die berechneten Ergebnisse sind um mindestens einen Faktor 2 besser als

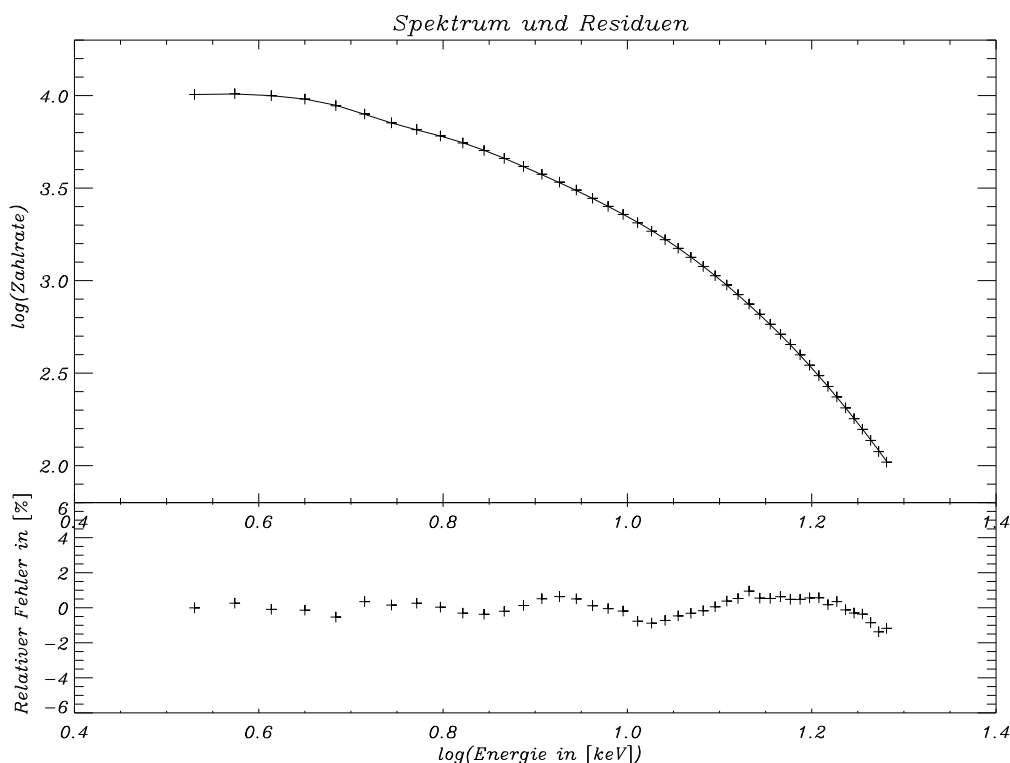


Abb. 4.5. Im oberen Bild ist der Logarithmus der Zählrate gegen den Logarithmus der Energie der Röntgenstrahlung aufgetragen. Angepaßt an die Daten (+) ist ein Spektrum aus einer kalten Schwarzkörperstrahlung, einer heißen Comptonstrahlung und einer reflektierten gaussförmigen Eisenemissionslinie. Die Gesamtstrahlung ist als durchgezogene Linie dargestellt. Im unteren Bild sind die zu den Datenpunkten gehörigen Residuen in Prozent angegeben.

die anderer Modelle, wie z.B. dasjenige von Sunyaev & Titarchuk (1980), welches eine reine Comptonisierung verwendet. Ein Potenzgesetz, wie es beispielsweise in Cyg X-1 verwendet wird, um die Röntgenspektren zu beschreiben, gibt die gemessenen

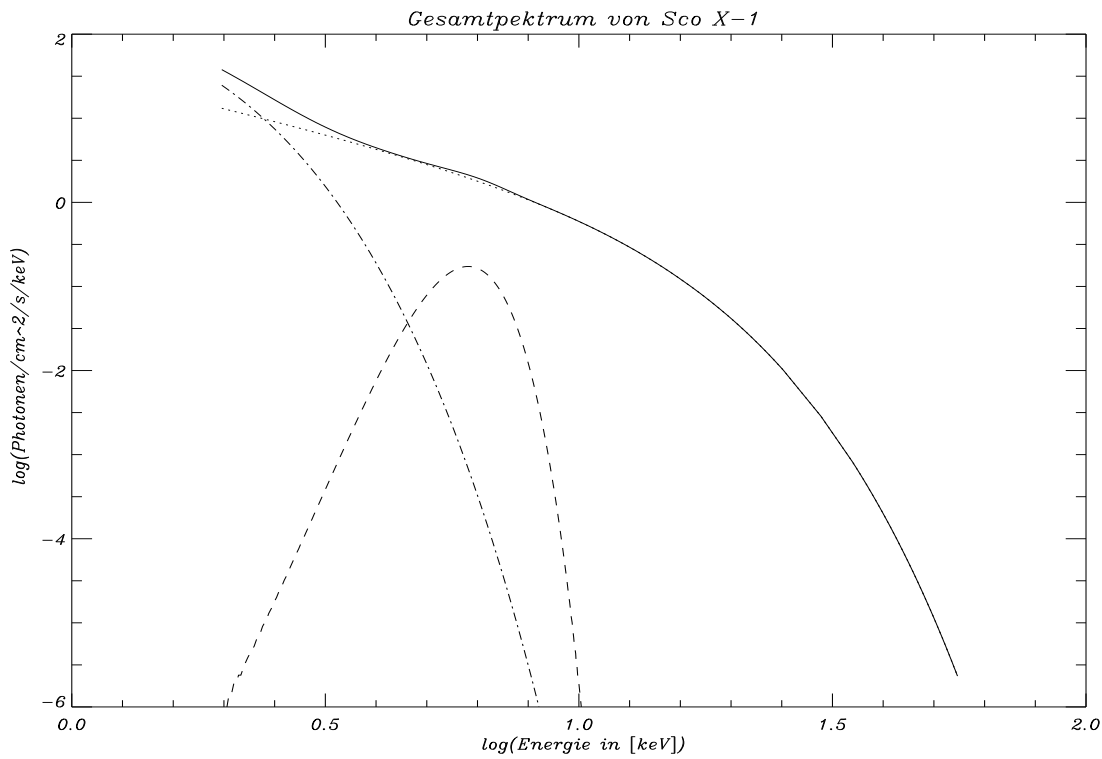


Abb. 4.6. Gegen das zugehörige Modellspektrum in Photonen pro ($cm^2 \cdot s \cdot keV$) ist der Logarithmus der Energie aufgetragen. Die Gesamtstrahlung (durchgezogene Linie) setzt sich zusammen aus einem Spektrum einer kalten Schwarzkörperstrahlung (Strich-Punkt), einer heißen Comptonstrahlung (gepunktete Linie) und einer reflektierten gaußförmigen Eisenemissionslinie (gestrichelte Linie).

Daten nicht korrekt wieder (Maisack *et al.* 1994). Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

Nr.	Compt. in [kT]	Opt. Tiefe	Schwarzk. in [kT]	χ^2	Fluß in [$10^{-7} \frac{erg}{s}$]	Leuchtkr. in [$10^{38} erg$]
1	3.22	10.9	0.37	0.88	2.6	2.5
2	3.10	8.9	0.33	1.23	2.3	2.1
3	3.09	8.9	0.28	1.13	2.4	2.3
4	2.98	10.0	0.37	1.86	2.3	2.1
5	2.82	12.0	0.25	7.60	3.1	2.9
6	3.18	9.2	0.32	0.69	2.4	2.3
7	2.78	12.6	0.28	8.85	3.1	2.9
8	3.04	9.6	0.35	1.46	2.1	2.0
9	3.13	11.2	0.38	0.70	2.4	2.3
10	3.20	11.2	0.27	0.67	2.5	2.3
11	2.93	11.6	0.27	4.49	2.9	2.7
12	3.30	10.7	0.32	1.18	2.5	2.4
ϕ	3.1	10.6	0.32	—	2.6	2.4

Tabelle 4.2. Zusammengefaßt sind die Parameter der 12 Modellspektren. In der letzten Zeile ist das Mittel der 12 Parameter angegeben.

Aus der Konsistenz der berechneten Modelle geht hervor, daß der Prozeß zur Erzeugung der Röntgenstrahlung immer derselbe ist und nicht von der Zählrate abhängt. Da in der Literatur verschiedene Prozesse zur Erzeugung der Röntgenstrahlung diskutiert werden, wurden auch andere Modelle an die Röntgendaten angepaßt. Als Beispiel wurde das Spektrum Nummer 12, stellvertretend für alle anderen Spektren, näher untersucht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt.

Modell	χ^2	T_{BB_1}	T_{BB_2}	T_{CO}	τ	T_{BR}	E1	E2	T_{GP}
BR	39.7					6.9			
CO	5056.1			11.2	0.005				
BB	7654.0	2.0							
GP	407.6						-0.4	2.6	2.9
GP + BB	18.3	2.1					-0.6	2.9	2.5
BB + BB	13467.0	1.2	3.7						
BB + BR	10.9	2.6				3.0			
BB + CO	1.2	0.32		3.3	10.7				
BR + CO	16.3			5.7	0.0004	8.0			

Tabelle 4.3. Parameter verschiedener Modelle, die an das Spektrum Nummer 12 angepaßt wurden. Folgende Abkürzungen werden verwendet: BB–Schwarzkörperstrahlung, CO–Comptonisierung, BR–Bremsstrahlung, GP–Gebrochenes Potenzgesetz. Beim GP sind die Exponenten mit E1 und E2 angegeben. Die Temperaturen sind jeweils in $[kT]$ angegeben. Für BB + BB wurde eine heiße und eine kalte Schwarzkörperstrahlung an die Röntgendaten angepaßt.

Da die Residuen bei allen anderen Modellen weit über denen des verwendeten Modells liegen, wurden diese verworfen.

Aus allen Spektren werden durchschnittliche Temperaturen von $T_{BB} = 0.32 \text{ keV}$ und $T_{CO} = 3.1 \text{ keV}$ extrahiert, mit einer optischen Tiefe von $\tau = 10.6$. Der mittlere Fluß wird in dem Bereich $1.5 \dots 101.8 \text{ keV}$ zu $2,75 \cdot 10^{-9} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ s}}$ pro Photon aus dem Modellspektrum ermittelt. Das Modell weicht maximal bis zu 2% von den Beobachtungsdaten ab. Da auch das verwendete Modell die Daten nicht optimal wiedergibt und in den Residuen deutliche Strukturen sichtbar sind, bleibt unklar, ob nicht noch weitere Prozesse berücksichtigt werden müssen, die zur Produktion der Röntgenstrahlung beitragen. Dies wird bei der Berechnung des Flusses nicht berücksichtigt, da die Abweichungen relativ klein sind.

Aus den so gewonnenen Modelldaten der Röntgenstrahlung werden Flüsse berechnet und damit die Zählraten in Flüsse umgerechnet. Die so erhaltenen Flußwerte sind vergleichbar mit den von Bradshaw *et al.* (1999) erhaltenen Flüssen und ergeben eine maximale Leuchtkraft von $L_{max} = 3.3 \cdot 10^{38} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$ bei einer angenommenen Entfernung von $d = 2,8 \text{ kpc}$. Der gemessene Fluß ist in Abb. 4.7 dargestellt. Aus den erhaltenen Flußwerten wird nun der erwartete reprozesiierte Fluß berechnet (siehe Kap. 4.2). Aufgrund des verwendeten Modells wird angenommen, daß die Temperatur T_{BB} die Temperatur der inneren Akkretionsscheibe widerspiegelt. Unter dieser Annahme läßt sich nun der innere Akkretionsscheibenradius berechnen, bei dem diese Temperatur erreicht wird.

Wie in Kap. 3.1 beschrieben, wird dazu die α -Parametrisierung von Shakura und Sunyaev (1973) verwendet. Damit hängt für eine stationäre Akkretionsscheibe die

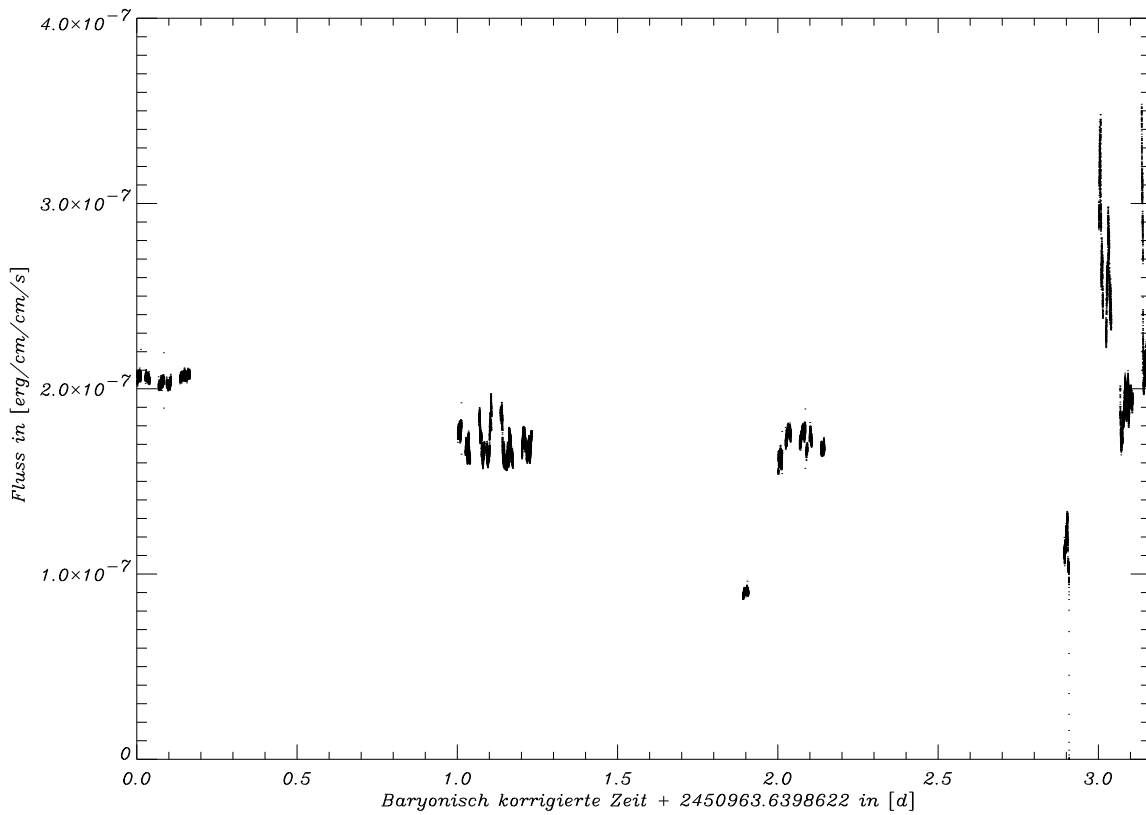


Abb. 4.7. Aufgetragen ist der Röntgenfluß gegen die baryzentrisch korrigierte Zeit.

Temperatur T_r nur noch von der Masseakkretionsrate \dot{M} , von der Masse M_1 und vom Radius R des Primärsterns, von α und vom Akkretionsscheibenradius r ab (Frank *et al.* 1985):

$$T_r = 1.4 \cdot 10^4 \alpha^{-\frac{1}{5}} \dot{M}^{\frac{3}{10}} M_1^{\frac{1}{4}} R^{-\frac{3}{4}} \left(1 - \frac{R}{r}\right)^{\frac{11}{20}} \quad (4.1)$$

Mit einer Masseakkretionsrate auf dem AZ von $\dot{M} = 0.8 \dots 1.1 \cdot 10^{-8} \frac{M_\odot}{\text{Jahr}}$, der Masse $M_1 = 1.3M_\odot$ des Primärsterns und einem in der Literatur üblichen α -Parameter von $0.1 \dots 0.01$ (Frank *et al.* 1985) ergibt sich eine innere Grenzscheibe von $R_{\text{Grenz}} = 170 \dots 360 \cdot R_{\text{Primärstern}}$, bei der die Temperatur T_{BB} der Schwarzkörperstrahlung der Röntgenstrahlung erreicht wird (vgl. Abb. 4.8). Damit handelt es sich nicht mehr um eine punktförmige Strahlungsquelle, sondern vielmehr um ein relativ großes Gebiet, aus dem die Röntgenstrahlung emittiert werden kann. Dieses Szenario wird näher in der Diskussion betrachtet.

4.2 Optische Daten

Die optischen Daten wurden simultan zu den Röntgendaten in mehreren Beobachtungskampagnen am 2.2m Teleskop der ESO und am 3.5m Teleskop am Calar Alto aufgenommen mit dem Multi-Channel Multi-Colour Photometer MCCP (Barwig *et al.* 1987) und dem Mehrkanalspektralphotometer MEKASPEK (Mantel 1993). Die

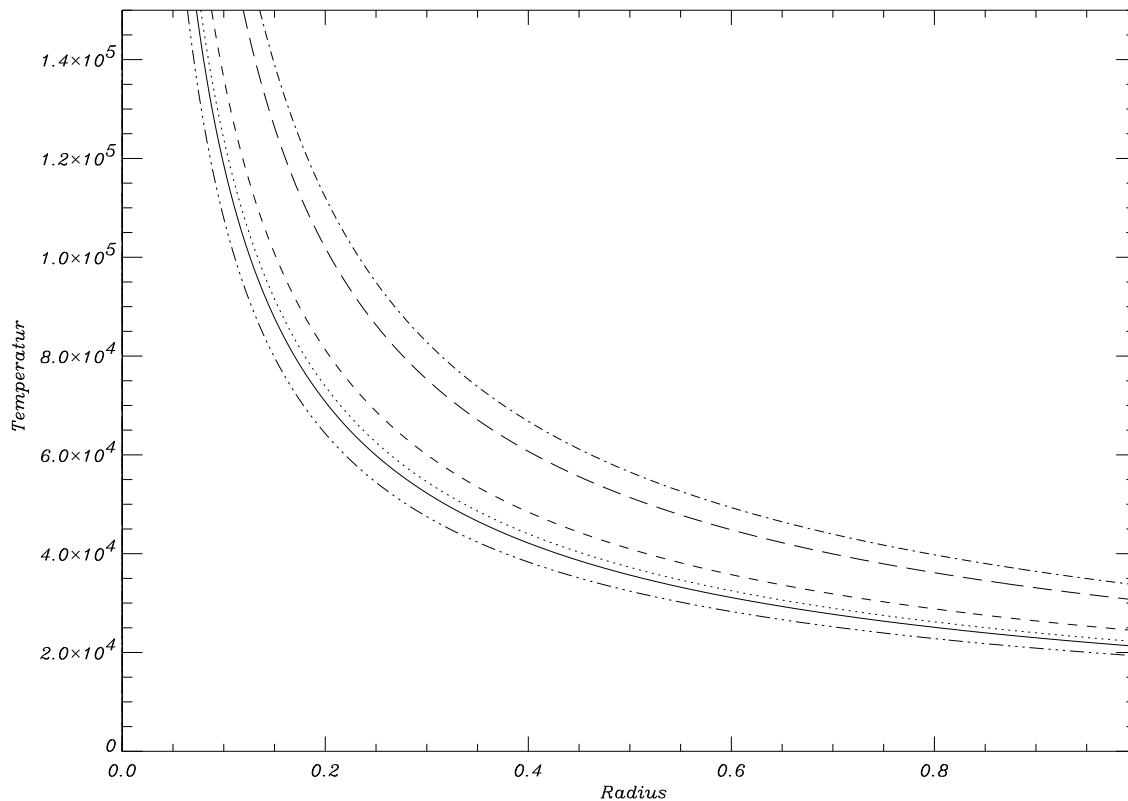


Abb. 4.8. Aufgetragen ist die Temperatur gegen den Akkretionsscheibenradius in Einheiten des äußeren Radius für verschiedene Parameter: (—): $\dot{M} = 1.1 \cdot 10^{-8}, \alpha = 0.1$; (- - -): $\dot{M} = 1.1 \cdot 10^{-8}, \alpha = 0.05$; (-·-·-·): $\dot{M} = 1.1 \cdot 10^{-8}, \alpha = 0.01$; (-··-··-·): $\dot{M} = 0.8 \cdot 10^{-8}, \alpha = 0.1$; (···): $\dot{M} = 0.8 \cdot 10^{-8}, \alpha = 0.05$; (- - - -): $\dot{M} = 0.8 \cdot 10^{-8}, \alpha = 0.01$.

Beobachtungsprotokolle sind in Tabelle 4.4 aufgeführt. Berücksichtigt werden sollte bei den einzelnen Nächten an den verschiedenen Teleskopen:

- MCCP (Calar Alto 1996):

- * 24/25.05.1996: Stabile Wetterlage, gute Transparenz
- * 25/26.05.1996: Cirren und Mond, miserable Bedingungen; im Verlauf der Nacht wird das seeing schlechter, mehr Cirren
- * 26/27.05.1996: Anfangs klar, ab 22:28 UT ziehen Wolken durch; seeing wird im Laufe der Nacht schlechter, schlechte Transparenz
- * 27/28.05.1996: Bewegung des Sekundärspiegels zur Fokussierung nicht möglich, Reparatur in selbiger Nacht nicht möglich: Abbruch der Beobachtung.

- MEKASPEK (ESO 1996):

- * 24/25.05.1996: Anfangs bedeckter Himmel, viele Cirren. Keine brauchbaren Daten.
- * 25/26.05.1996: Stabile Wetterlage, gute Transparenz.
- * 26/27.05.1996: Photometrisch. Keine Angaben des seeing.

* 27/28.05.1996: Stabile Wetterlage, photometrisch.

• MCCP (ESO 1998):

* 29/30.05.1998: Photometrisch, seeing zwischen 0.6 . . . 1.2''

* 30/31.05.1998: Mehr Cirren als Sterne am Himmel sichtbar. Viele Wolken, gegen Mitte der Nacht vollständig bedeckt

* 31.05./01.06.1998: Photometrisch, seeing zwischen 0.6 . . . 1.4''

* 01/02.06.1998: Photometrisch, seeing zwischen 0.4 . . . 1.1''

Aufgrund der erforderlichen exakten Zeitmessung wurde bei den Messungen eine externe Satellitenuhr (GPS) zur Synchronisation der optischen Daten verwendet. Da die bei den kurzen Integrationszeiten anfallenden großen Mengen an Daten nicht auf einmal verarbeitet werden können, werden die Daten in kleinen Dateien bearbeitet und abschließend wieder zusammengefügt. Die einzelnen Zeitintervalle, in welchen der Röntgensatellit RXTE auf seiner Erdumlaufbahn nicht auf Sco X-1 gerichtet war, wurden dazu genutzt, Sternkalibrierungsaufnahmen zu gewinnen sowie Standard- und Flußsterne zu photometrieren. Die Integrationszeit betrug bei simultanen Messungen zwischen 5 und 40 ms für Sco X-1, bei Fluß- und Standardsternen war eine zeitliche Auflösung von 1 s ausreichend.

4.2.1 Standardreduktion

Die Daten des Vergleichsterns werden mit einem gleitenden Mittel von 2s geglättet, bevor die Daten einer Standardreduktion unterzogen werden. Dies ist notwendig, da andernfalls durch das Poissonrauschen der Meßpunkte des Vergleichsterns Strukturen in den reduzierten Daten verursacht werden würden. Die dann standardreduzierten Daten werden anschließend in Helligkeiten und Flüsse umgerechnet. Hierbei werden Effekte der Extinktion berücksichtigt und eliminiert. Die Werte der Extinktion sind in Tabelle 4.5 wiedergegeben. Diese werden nur dann benötigt, wenn in derselben Nacht Fluß- und/oder Standardsterne aufgenommen wurden, um den Objektstern zu eichen.

Datum	Integrationszeit[ms]	Bemerkungen	Startzeit [UT]
MEKASPEK ESO:			
24.05.1996	20	O	02:02:02
24.05.1996	40	O	02:11:12
24.05.1996	40	O	03:19:35
24.05.1996	40	O	04:42:41
24.05.1996	40	S	05:40:18
24.05.1996	40	O	06:18:21
24.05.1996	40	O	07:24:08
24.05.1996	40	O	08:00:39
25.05.1996	40	O	00:46:02
<i>Fortsetzung nächste Seite</i>			

<i>Fortsetzung . . .</i>			
Datum	Integrationszeit[ms]	Bemerkungen	Startzeit [UT]
25.05.1996	40	O	01:53:07
25.05.1996	40	O	03:11:43
25.05.1996	40	O	04:08:59
26.05.1996	40	O	00:05:35
26.05.1996	40	O	00:48:40
26.05.1996	40	O	01:00:27
26.05.1996	40	O	01:13:34
26.05.1996	40	O	01:33:32
26.05.1996	40	O	01:39:13
26.05.1996	40	O	02:21:14
26.05.1996	40	O	02:32:28
26.05.1996	40	O	02:46:14
26.05.1996	40	O	03:44:24
26.05.1996	40	O	03:51:35
26.05.1996	40	O	04:01:53
26.05.1996	40	O	04:11:57
26.05.1996	40	O	04:20:55
26.05.1996	40	O	04:28:06
26.05.1996	40	O	05:39:47
26.05.1996	40	O	05:46:00
26.05.1996	20	O	06:00:10
26.05.1996	30	O	06:05:17
26.05.1996	30	O	06:55:07
26.05.1996	30	O	07:24:04
26.05.1996	30	O	08:11:04
26.05.1996	30	O	09:02:03
26.05.1996	30	S	10:00:15
26.05.1996	30	S	10:11:11
26.05.1996	30	S	10:22:24
26.05.1996	1000	F	23:11:37
26.05.1996	1000	F	23:28:39
26.05.1996	20	O	23:50:48
27.05.1996	20	O	00:24:14
27.05.1996	20	O	00:58:48
27.05.1996	20	O	01:11:16
27.05.1996	20	O	01:35:35
27.05.1996	20	O	02:09:38
27.05.1996	20	S	02:21:40
27.05.1996	20	S	02:36:46
27.05.1996	20	S	02:51:15
27.05.1996	20	O	03:02:46

Fortsetzung nächste Seite

<i>Fortsetzung ...</i>				
Datum	Integrationszeit[ms]	Bemerkungen	Startzeit [UT]	
27.05.1996	20	O	03:09:12	
27.05.1996	20	O	03:44:34	
27.05.1996	20	O	04:20:27	
27.05.1996	20	O	04:54:29	
27.05.1996	20	O	04:58:04	
27.05.1996	20	O	05:31:45	
27.05.1996	20	O	05:52:30	
27.05.1996	20	O	06:00:52	
27.05.1996	20	O	06:34:40	
27.05.1996	20	O	07:08:21	
27.05.1996	20	O	07:39:06	
27.05.1996	20	S	08:15:59	
27.05.1996	20	S	08:26:28	
27.05.1996	20	F	08:37:56	
27.05.1996	20	F	08:45:54	
27.05.1996	20	O	08:53:56	
27.05.1996	20	O	09:27:36	
27.05.1996	20	F	23:06:05	
27.05.1996	20	F	23:15:43	
27.05.1996	20	F	23:24:25	
27.05.1996	20	O	23:48:20	
28.05.1996	20	O	00:20:19	
28.05.1996	20	O	00:54:10	
28.05.1996	20	O	01:09:45	
28.05.1996	20	O	01:43:51	
28.05.1996	20	S	02:25:08	
28.05.1996	20	S	02:33:38	
28.05.1996	20	S	02:46:44	
28.05.1996	20	O	03:20:23	
28.05.1996	20	O	03:54:05	
28.05.1996	20	O	04:28:20	
28.05.1996	20	O	05:03:18	
28.05.1996	20	O	05:37:02	
28.05.1996	20	O	05:48:32	
28.05.1996	20	O	06:55:01	
28.05.1996	20	O	07:30:48	
28.05.1996	20	O	08:02:52	
28.05.1996	20	O	08:36:15	
28.05.1996	20	O	09:14:46	
MCCP CALAR ALTO:				
24.05.1996	10	O	22:44:40	
<i>Fortsetzung nächste Seite</i>				

<i>Fortsetzung ...</i>			
Datum	Integrationszeit[ms]	Bemerkungen	Startzeit [UT]
25.05.1996	500	O	00:20:06
25.05.1996	10	O	00:35:44
25.05.1996	1000	O	01:17:12
25.05.1996	500	O	01:34:45
25.05.1996	10	O	01:55:41
25.05.1996	10	O	01:57:44
25.05.1996	10	O	01:59:34
25.05.1996	10	O	02:03:36
25.05.1996	500	O	02:04:37
25.05.1996	10	O	02:06:32
25.05.1996	10	O	02:09:41
25.05.1996	10	O	02:12:03
25.05.1996	100	O	04:52:21
25.05.1996	10	O	04:56:10
25.05.1996	10	O	05:41:48
25.05.1996	10	O	05:43:44
25.05.1996	10	O	05:45:36
25.05.1996	10	O	05:47:24
25.05.1996	10	O	05:59:59
26.05.1996	500	O	00:45:58
26.05.1996	10	O	00:53:58
26.05.1996	500	O	03:17:41
26.05.1996	200	O	03:20:07
26.05.1996	10	O	03:24:15
26.05.1996	200	O	03:38:50
26.05.1996	10	O	03:42:54
26.05.1996	200	O	04:42:58
26.05.1996	200	O	04:46:00
26.05.1996	50	O	04:47:59
26.05.1996	1000	O	13:55:41
26.05.1996	1000	O	17:25:16
26.05.1996	1000	O	22:05:20
26.05.1996	1000	O	22:06:05
26.05.1996	1000	O	22:09:04
26.05.1996	1000	O	22:09:27
26.05.1996	1000	O	22:39:11
26.05.1996	1000	O	23:13:30
26.05.1996	100	O	23:19:57
26.05.1996	10	O	23:30:37
27.05.1996	100	O	00:11:00
27.05.1996	1000	O	00:21:04

Fortsetzung nächste Seite

<i>Fortsetzung ...</i>			
Datum	Integrationszeit[ms]	Bemerkungen	Startzeit [UT]
27.05.1996	100	O	00:28:15
27.05.1996	100	O	00:28:47
27.05.1996	1000	O	00:30:17
27.05.1996	1000	O	00:33:10
27.05.1996	1000	O	00:35:29
27.05.1996	10	O	00:38:13
27.05.1996	1000	O	01:11:27
27.05.1996	500	O	01:17:12
27.05.1996	100	O	02:07:19
27.05.1996	100	O	02:08:12
27.05.1996	10	O	02:12:19
27.05.1996	5	O	02:19:30
27.05.1996	10	O	02:48:40
27.05.1996	10	O	02:50:40
27.05.1996	100	O	03:43:16
27.05.1996	10	O	03:47:11
27.05.1996	10	O	03:48:59
27.05.1996	1000	O	04:51:29
27.05.1996	1000	O	04:56:03
27.05.1996	1000	O	22:41:48
27.05.1996	1000	O	22:44:59
27.05.1996	1000	O	22:45:13
MCCP ESO:			
30.05.1998	20	O	00:43:40
30.05.1998	20	O	01:23:00
30.05.1998	20	O	02:00:04
30.05.1998	1000	K	02:40:00
30.05.1998	20	O	02:59:00
30.05.1998	1000	O	03:26:51
30.05.1998	20	O	03:37:30
30.05.1998	1000	K	04:05:40
30.05.1998	1000	O	04:17:40
30.05.1998	20	O	04:35:25
30.05.1998	20	O	05:14:44
30.05.1998	1000	O	05:49:00
30.05.1998	20	O	06:10:00
30.05.1998	20	O	07:10:00
30.05.1998	20	O	07:45:44
30.05.1998	20	O	08:20:22
30.05.1998	1000	O	09:00:03
31.05.1998	1000	O	01:52:00
<i>Fortsetzung nächste Seite</i>			

Fortsetzung ...			
Datum	Integrationszeit[ms]	Bemerkungen	Startzeit [UT]
31.05.1998	20	O	02:00:09
31.05.1998	20	O	02:37:00
31.05.1998	20	O	03:00:00
31.05.1998	20	O	04:13:15
31.05.1998	20	O	05:12:00
31.05.1998	20	O	05:43:15
31.05.1998	20	O	06:12:29
01.06.1998	20	O	00:33:23
01.06.1998	1000	K	00:57:38
01.06.1998	1000	S	01:35:25
01.06.1998	20	O	01:57:00
01.06.1998	1000	S	02:37:50
01.06.1998	20	O	03:00:08
01.06.1998	1000	K	03:24:20
01.06.1998	20	O	03:36:42
01.06.1998	20	O	04:07:35
01.06.1998	20	O	04:39:05
01.06.1998	20	O	05:10:22
01.06.1998	20	O	06:02:10
01.06.1998	20	O	07:17:00
01.06.1998	20	O	07:50:00
01.06.1998	1000	S	09:02:00
02.06.1998	20	O	00:26:10
02.06.1998	1000	F	01:19:26
02.06.1998	1000	S	01:42:47
02.06.1998	20	O	02:05:33
02.06.1998	20	O	02:39:00
02.06.1998	20	O	03:25:45
02.06.1998	1000	K	04:07:00
02.06.1998	20	O	04:24:50
02.06.1998	20	O	04:39:45
02.06.1998	20	O	05:50:40
02.06.1998	1000	S	07:12:00
02.06.1998	1000	O	08:24:31
02.06.1998	1000	K	08:26:46
02.06.1998	1000	F	08:58:52

Tabelle 4.4. Protokoll der optischen Daten. Die Beobachtungen wurden am 2.2m-Teleskop der ESO in La Silla, Chile, und am 3.5m Teleskop am Calar Alto, Spanien, durchgeführt. Sternkalibrierungen sind mit *K*, Flußmessungen mit *F*, Standardsternmessungen mit *S* und Objektmessungen mit *O* abgekürzt.

Die Standardreduktion ist genauer in z. B. Barwig et al. (1987) angegeben und soll hier nur kurz skizziert werden. Bei der Messung einer Strahlungsquelle I_0 wird nicht nur das erwünschte Signal aufgenommen, es wird vielmehr das eigentliche Signal gestört durch Lichtquellen im Hintergrund I_H und durch Rauschen des Detektors I_R

registriert. Die Aufhellung des Himmels entsteht durch Streulicht des Mondes, durch Streuung an Aerosolen und durch Hintergrundlichtquellen. Die registrierte Intensität $f_m(\lambda, t)$ wird durch folgende Formel beschrieben:

$$f_m(\lambda, t) = \int_0^\infty I_0(\lambda, t) \cdot T(\lambda, t) \cdot F(\lambda) d\lambda + \int_0^\infty I_H(\lambda, t) \cdot F(\lambda) d\lambda + I_R, \quad (4.2)$$

wobei $T(\lambda, t)$ die wellenlängenabhängige Transmission der Atmosphäre ist und $F(\lambda)$ die Filterkurve des jeweils verwendeten Filters. Die durch Geräterauschen erzeugten Effekte werden subtrahiert. Die vom Himmelshintergrund verursachten Effekte werden in den jeweiligen Kanal transformiert und anschließend subtrahiert. In nullter Näherung werden farbabhängige Effekte vernachlässigt, die entstehen, falls Vergleichstern und Objektstern verschiedene Flußverteilungen besitzen. Um die Daten bestmöglich zu reduzieren, werden verschiedene Möglichkeiten ausprobiert, um das Rauschen möglichst gering zu halten. Da es sich bei den 1998er Daten meist um Aufnahmen bei photometrischen Bedingungen handelt, kann davon ausgegangen werden, daß die Helligkeit des Vergleichstern während der Beobachtung weitgehend konstant blieb. Die turbulenten Luftzellen sind auf kleinen Zeitskalen nahezu konstant, sodaß die Daten des Vergleichsterns mit einem gleitenden Mittel von 2 Sekunden geglättet werden konnten. Wie die Analyse gezeigt hat, wird dadurch das Rauschen in den reduzierten Daten erheblich abgesenkt, ohne daß es zu einem relevanten Informationsverlust kommt. Die Empfindlichkeiten der Detektoren für jeden Filter sind multiplikativ und werden durch den simultan photometrierten Vergleichstern normiert. Da die zeitliche Auflösung der Beobachtung relativ hoch ist, fallen am Ende der jeweiligen Nacht viele einzelne Dateien an, deren Reduktion sehr zeitaufwendig ist. Als Ergebnis erhält man schließlich Daten in Form von relativen Zählraten von Objektstern zu Vergleichstern.

4.2.2 Extinktionskorrektur und Magnituden

Bevor das Sternenlicht auf die Erdoberfläche und somit in den Detektor gelangt, durchquert es die Erdatmosphäre, wobei ein Teil der Strahlung gestreut oder absorbiert wird. Dabei findet hauptsächlich Rayleighstreuung an Molekülen statt, die proportional zu λ^{-4} ist und Miestreuung an Staubteilchen, die zu λ^{-1} proportional ist. Die Helligkeitsabnahme wird beschrieben durch

$$dI = -\kappa I dh \quad (4.3)$$

wobei κ der Absorptionskoeffizient und dh das Maß für den in der Atmosphäre zurückgelegten Weg ist. Da die durchlaufene Länge vom Einfallswinkel abhängig ist, wird die Luftmasse $M_z(t)$ definiert, die sich aus dem Vergleich der Wirkung eines schräg einfallenden Lichtstrahls mit der eines senkrecht einfallenden ergibt:

$$M_z(t) = \sec z(t)[1 - 0.0012(\sec^2 z(t) - 1)] \quad (4.4)$$

Hier bezeichnet $z(t)$ die Zenitdistanz des Objekts. In der registrierten Intensität macht sich die Transmission bemerkbar, die mit dem Transmissionskoeffizienten $s_A(\lambda, t)$ berücksichtigt wird. Dieser Transmissionskoeffizient $s_A(\lambda, t)$ enthält einerseits den zeit- und wellenlängenabhängigen Teil, der den Einfluß von Absorption und Streuung

berücksichtigt. Dies wird durch eine Exponentialfunktion der Form $e^{-\kappa(\lambda,t)M_z(t)}$ beschrieben. Zum anderen berücksichtigt der Transmissionskoeffizient eine lineare Extinktionsfunktion $T(t)$, die farbneutrale Einflüsse wie Dunst, Hochnebel oder sehr dünne Wolken beinhaltet. Damit wird der atmosphärische Absorptionskoeffizient $s_A(\lambda, t)$ berechnet zu

$$s_A(\lambda, t) = T(t)e^{-\kappa(\lambda,t)M_z(t)} \quad (4.5)$$

Nun wird die Gleichung 4.2 taylorentwickelt, alle farbabhängigen Effekte, das sind alle Effekte, die Ableitungen von κ enthalten, werden Null gesetzt und man erhält

$$f_m(\lambda, t) = I_0(\lambda_z, t)s_A(\lambda_z, t) \left(1 + \frac{\nu^2 I_0''(\lambda_z, t)}{2I_0(\lambda_z, t)} \right) \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda \quad (4.6)$$

Dies wird in Magnituden ausgedrückt, die extraterrestrische Helligkeit im Farbkanal $m_0(t)$ wird durch

$$m_0(t) = -2.5 \log \int_0^\infty I_0(\lambda, t) F(\lambda) d\lambda \quad (4.7)$$

beschrieben und man erhält mit $k(\lambda) = 2.5(\log e)\kappa(\lambda)$

$$m(t) = m_0(t) + k(\lambda)M_z(t) + NP \quad (4.8)$$

NP ist der Nullpunkt der Ausgleichsgeraden, die durch die berechneten Luftmassen aus den Meßpunkten des Vergleichsterns gelegt werden. Die so ermittelten Extinktionskoeffizienten sind in Tabelle 4.5 angegeben. Nun wird mit Hilfe der Zählraten von vermessenen Standardsternen und deren Helligkeitsliteraturwerten $m_{0,lit}$ der Nullpunkt bestimmt und damit der Objektstern in diese Helligkeitsskala transformiert:

$$f_{Obj} = C_{Obj} \cdot 10^{0.4 \cdot (k \cdot M_z + NP)} \quad (4.9)$$

$$m_{Obj} = -2.5 \log f_{Obj} \quad (4.10)$$

Der relative Fehler bei der Bestimmung der scheinbaren Helligkeit ist geringer als 5%.

	U	B	V	R	I
01/02.06.1998	0.621	0.219	0.124	0.078	0.038
02/03.06.1998	0.585	0.218	0.116	0.071	0.035

Tabelle 4.5. Extinktionskoeffizienten für Sco X-1 in den Farben UBVR I.

4.2.3 Flußumrechnung

Um die Zählrate in Flüsse umzurechnen, werden die gemessenen Zählraten $Z_{gemessen}$ von Vergleichstern und Flußstern in extraterrestrische Zählraten Z_{extr} umgerechnet:

$$Z_{extr} = (Z_{gemessen} - Z_{Himmel} - Z_{Dunkelstrom}) \cdot e^{\kappa \cdot M(t)} \quad (4.11)$$

Nun wird das Spektrum des Flußsterns mit der Filterkurve des MCCP in den 5 Farben UBVR I gefaltet, die Faltung normiert und mit dem Verhältnis der Zählrate des Vergleichsterns zur Zählrate des Flußsterns multipliziert. Somit erhält man den Fluß des Vergleichsterns, der in Tabelle 4.6 angegeben ist.

	U	B	V	R	I
Fluß [erg/cm/cm/s] · 10 ⁻¹⁶ Obj.	137.2	250.8	270.6	252.7	219.4
Fluß [erg/cm/cm/s] · 10 ⁻¹⁶ Vgl.	135.7	246.6	278.8	262.2	221.1

Tabelle 4.6. Berechnete Flüsse in den Farben UBVR I des Vergleichsterns Feige 110. Dieser Flußstern wurde in zwei verschiedenen Kanälen vermessen, der relative Fehler ist in den Farben kleiner als 5% (vgl. Text).

Ungünstigerweise konnte nur einer der beiden während dieser Kampagne beobachteten Flußsterne verwendet werden, da der andere aufgrund einer defekten Datei unbrauchbar war. Jedoch zeigte eine weitere Beobachtungskampagne des massearmen Röntgensterns Her X-1 und die bei dieser Kampagne photometrierten Flußsterne, daß der relative Fehler bei der Berechnung mit 4 verschiedenen Flußsternen in drei verschiedenen Nächten bei unterschiedlichen Luftmassen unter 5% lag (vgl. Kap. 5.2). Bei Sco X-1 wurde mit dem Mittelwert aus beiden Kanälen weitergerechnet.

4.2.4 Baryzentrische Zeitkorrektur

Um die optischen Signale mit den Röntgensignalen vergleichen zu können, müssen beide in dasselbe Zeitsystem transformiert werden. Die Röntgendaten liegen zeitkorrigiert auf das baryonische Zentrum des Sonnensystems vor. Die aus der Standardreduktion erhaltenen optischen Daten liegen in heliozentrischer Zeit vor. Es werden die gleichen Ausgleichsrechnungen wie bei den Röntgendaten auf die optischen Daten angewandt. Der erhaltene Zeitunterschied wird von dem heliozentrischen Julianischen Datum abgezogen. Nun erst können Röntgen- und optische Daten miteinander verglichen werden.

4.3 Strukturlichtkurve

Um für die Korrelation mit der Röntgenlichtkurve ein möglichst großes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu gewinnen, werden die UBVR I-Lichtkurven zu einer sogenannten Strukturlichtkurve $L(t)$ kombiniert:

$$F(\lambda, t) = B(\lambda) + S(\lambda) \cdot L(t) \quad (4.12)$$

Hierbei ist $B(\lambda)$ die Hintergrundstrahlung, λ bezeichnet die Farben UBVR I und $S(\lambda)$ ist der zu jeder Farbe gehörige Skalierungsfaktor. Um die gesuchte Lichtkurve $L(t)$ zu berechnen, werden zunächst die Residuen zu den einzelnen Punkten berechnet:

$$\text{Residuen} = \sum_{\lambda} \sum_t [S(\lambda) \cdot L(t) + B(\lambda) - F(\lambda, t)]^2 \quad (4.13)$$

Diese Residuen sollen minimiert werden, d.h. deren Ableitungen nach $L(t)$ sollen verschwinden. Da die einzelnen Zeitpunkte voneinander unabhängig sind, werden sie zu

$$\frac{\partial \text{Residuen}}{\partial L_{t_i}} = \sum_{\lambda} 2 \cdot S(\lambda) \cdot [S(\lambda)L_{t_i} + B(\lambda) - F(\lambda, t_i)] = 0 \quad (4.14)$$

UBVRI und Strukturlichtkurve Sco X-1

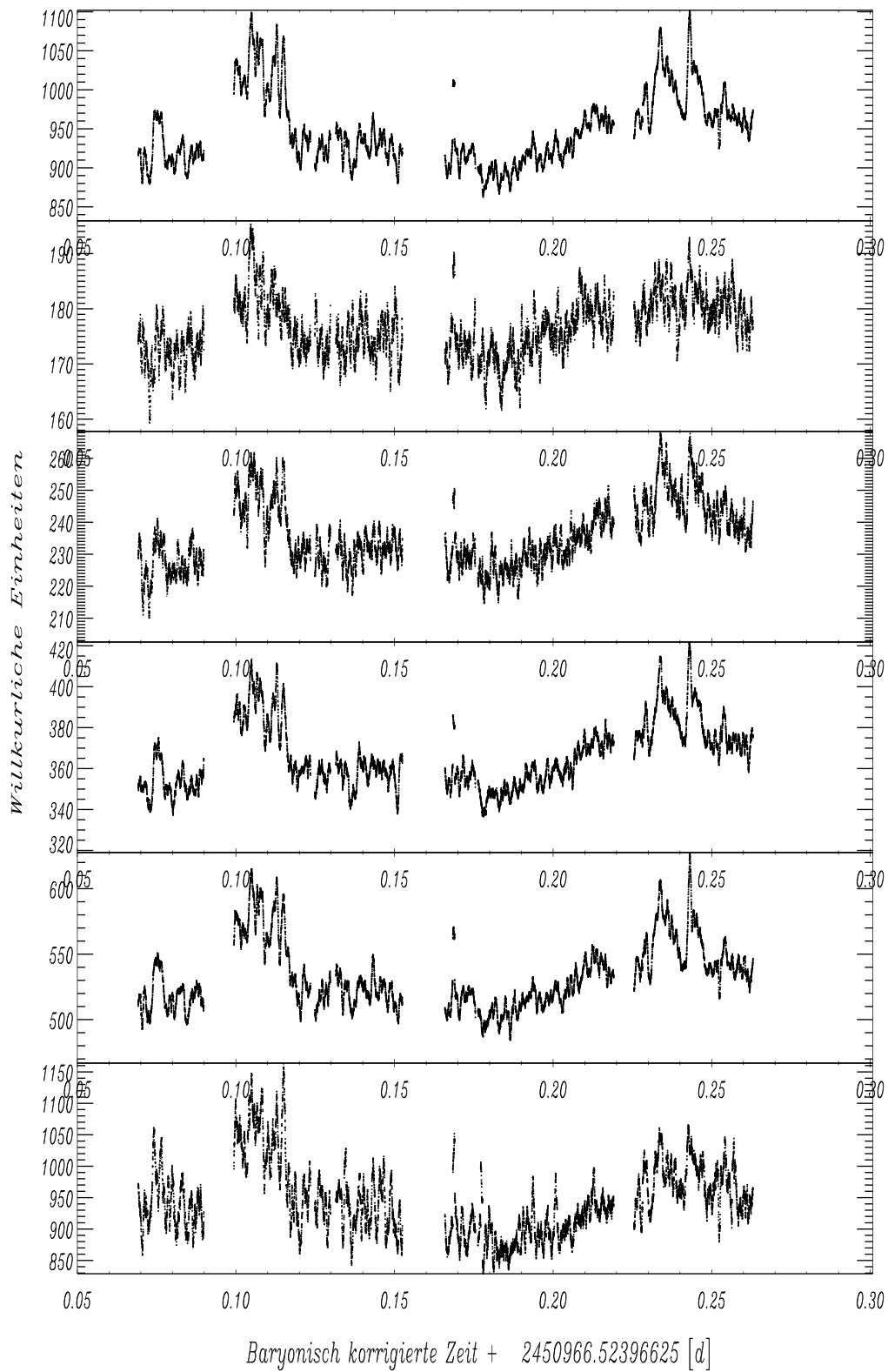


Abb. 4.9. Abgebildet sind von unten nach oben die Farblichtkurven UBVRI sowie im oberen Bild die dazugehörige Strukturlichtkurve. Nach rechts ist die Zeit aufgetragen, nach oben aufgrund des verwendeten Verfahrens willkürliche Einheiten.

berechnet. Da für eine Farbe der Skalierungsfaktor gleich 1 und der Hintergrund gleich 0 ist, werden für die restlichen 8 Parameter $S(\lambda)$ und $B(\lambda)$ die Residuen berechnet. Mittels des Downhill-Simplex Verfahrens mit dem Algorithmus **amoeba** werden die Residuen minimiert (Press *et al.* 1992). Hier sucht der Algorithmus im 9-dimensionalen Raum durch Reflektion, Expansion oder Kontraktion des Startsimplexes nach den kleinsten Residuen. Die so berechnete Strukturlichtkurve enthält sämtliche Schwankungen, die in allen 5 Farben enthalten sind. Ein Beispiel für eine Strukturlichtkurve ist in Abb. 4.9 dargestellt. Deutlich sichtbar sind beispielsweise die Ausbrüche im Zeitraum $0,23 \dots 0,25^d$. Auch das Rauschen wurde stark herabgesetzt. Die so berechnete Strukturlichtkurve kann mit den Röntgendaten jetzt wesentlich besser korreliert werden.

4.4 Zeitskalen

In dem folgenden Abschnitt wird die Zeitdauer berechnet, die Röntgenstrahlung benötigt, bis sie in einem Plasma absorbiert und anschließend reprozessiert wird. Bevor ein Photon absorbiert wird, kann es häufig gestreut werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß es absorbiert wird, ist $\kappa/(\kappa + \sigma)$, wobei κ die Absorptionsopazität ist und σ die Streuopazität des Photons. Nach durchschnittlich $1 + \frac{\sigma}{\kappa}$ Streuungen ist das Photon absorbiert, wobei es einen zufälligen Weg bis zu einer optischen Tiefe $\tau\sqrt{N}$ zurückgelegt hat. Nach Pedersen *et al.* (1982) beträgt N ungefähr 1 für eine Schwarzkörpertemperatur von 1keV und ungefähr 2 für $kT = 3\text{keV}$. Dies wird von London *et al.* (1981) bestätigt, die zeigen, daß nahezu die gesamte Röntgenstrahlung bei einer Säulendichte von $2,5\text{g}/\text{cm}^2$ absorbiert wird. Dies entspricht einer optischen Tiefe von 1 für Elektronenstreuung. Die folgenden Rechnungen werden in den Einheiten $[\text{cm g s}]$ ausgeführt. Wenn nun Reprozessierung auf der Oberfläche des Begleitsterns oder der Akkretionsscheibe stattfindet, wird die absorbierende Schicht als homogene Scheibe der Dichte ρ aufgefaßt. Die geometrische Tiefe, in der die Energie abgegeben wird, ist dann

$$\sigma\rho\Delta x \leq \mu \quad (4.15)$$

wobei $\cos\theta = \mu$ und θ der Winkel ist, unter welchem die Strahlung einfällt. Die Dichte beträgt bei $\tau_{es} = \mu$ in einer isothermen Atmosphäre mit einer Temperatur T und einer Schwerebeschleunigung g

$$\rho = 1,5 \cdot 10^{-8} \frac{g\mu}{T} \quad (4.16)$$

Somit werden die Röntgenstrahlen nach einer Zeit Δt_{abs}

$$\Delta t_{abs} = \frac{2,5 \cdot T}{1,5 \cdot 10^{-8} cg} \quad (4.17)$$

absorbiert. Für die Parameter von Sco X-1 wurden Zeiten von unter $0,02\text{s}$ für den Begleitstern und $0,3\text{s}$ für die Akkretionsscheibe berechnet.

Um abzuschätzen, wie lange die absorbierten Photonen brauchen, um auf der Oberfläche wieder aufzutauchen, wird eine Diffusionsnäherung eingeführt. Die mittlere

freie Weglänge eines Photons ist $\Delta l = 1/\kappa\rho$, wobei κ die mittlere Rosseland Opazität ist. Die geometrische Tiefe ist $\Delta x = \mu/\sigma\rho$; demnach muß ein Photon im Mittel $N = (\mu\kappa/\sigma)^2$ freie Weglängen durchqueren, um an die Oberfläche zu gelangen. Die dafür benötigte Zeit t_{esc} wird somit abgeschätzt auf

$$\Delta t_{esc} = \frac{6,25\kappa\mu T}{1,5 \cdot 10^{-8} gc} \quad (4.18)$$

Mit den Rosseland Opazitäten von Cox und Stewart (1970) wurden die Werte aus Tabelle 4.7 für Temperaturen von 20 000K und 50 000K und Schwerebeschleunigungen von $g = 10^3$ in der Scheibe als auch $g = 10^{4,4 \dots 4,7}$ für den Begleitstern berechnet. Die Berechnungen wurden für eine solarähnliche Elementmischung (Wasserstoff/Helium/Metalle wie 80/18/2) und für eine heliumreiche Mischung (50/48/2) durchgeführt.

	T	$g = 10^3$	$g = 10^{4,4}$	$g = 10^{4,7}$
Heliumarm	20000	0.950	0.665	0.630
	50000	0.652	0.112	0.103
Heliumreich	20000	0.634	0.361	0.331
	50000	0.600	0.093	0.084

Tabelle 4.7. In der Tabelle sind die für reprozessierte Röntgenstrahlung berechneten Zeiten in [s] für verschiedene Schwerebeschleunigungen g in $[\frac{cm}{s^2}]$ und Temperaturen T des Absorbers in [K] angegeben. Die beiden Werte in den oberen Zeilen geben die Zeiten für eine solarähnliche Elementmischung an, die unteren geben die Zeiten für eine heliumreiche Mischung an.

Demnach benötigt Röntgenstrahlung maximal 1 Sekunde, bevor sie nach dem Eindringen wieder reprozessiert wird. Somit sollten Röntgenschwankungen, sofern sie reprozessiert werden, in einem System wie Sco X-1 deutlich sichtbar sein und bei einer Bahnneigung von $i = 90^\circ$ mit einer maximalen Zeitverzögerung von 23 Sekunden auftauchen. Diese maximale Zeitverzögerung ist völlig unabhängig von Masseakkretionsrate oder Röntgenfluß. Da keine reprozessierte Strahlung in Sco X-1 sichtbar ist, wie aus den Lichtkurven klar ersichtlich, wird im nächsten Abschnitt berechnet, unter welchen Voraussetzungen und Einschränkungen reprozessierte Strahlung nicht mehr sichtbar bzw. nicht mehr gemessen werden kann.

4.5 Korrelation optischer Daten und Röntgendaten

Um Korrelationen zwischen dem Röntgensignal und den optischen Daten nachzuweisen, wird die Röntgenlichtkurve mit der Strukturlichtkurve korreliert. In der Strukturlichtkurve sind alle Schwankungen enthalten, die auf Kontinuumsstrahlung zurückzuführen sind. Interessant sind die größeren Ausbrüche im Röntgenbereich bei $0,12^d$ und $0,25^d$ (Abb. 4.10), die scheinbar zu optischen Strukturen $0,115^d$ und $0,245^d$ zeitverzögert korreliert sind. Durch Kreuzkorrelation (Abb. 4.11 und 4.12) stellt sich jedoch heraus, daß diese Strukturen nicht miteinander in Zusammenhang stehen. Ein weiteres Indiz für das Fehlen reprozessierter Strahlung ist die stark negative Korrelation zur zeitlichen Differenz Null. In anderen Datensätzen als den hier abgebildeten sind die Schwankungen in den jeweiligen Lichtkurven so gering, daß keine klare

Korrelation oder Antikorrelation erkennbar ist. Deswegen wurde auf weitere Abbildungen hier verzichtet. Die gemessene flukalibrierte Röntgenstrahlung kann unter

Röntgenlichtkurve und Strukturlichtkurve

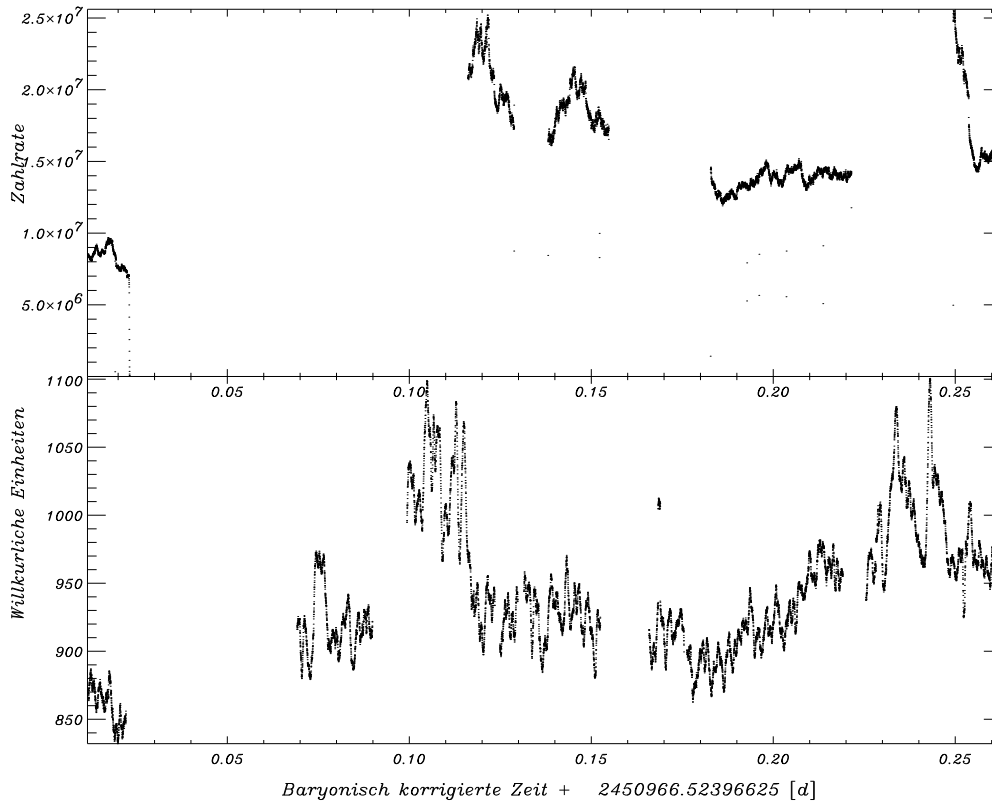


Abb. 4.10. Im unteren Bild ist die Strukturlichtkurve und im oberen Bild die Röntgenlichtkurve der Nacht vom 2.6.1998 abgebildet. Die Lücken in beiden Kurven sind auf Kalibrierungen, Vergleichsternmessungen und Okkultationen zurückzuführen. Deutlich sichtbar ist der nahezu gleichförmige Abfall der Intensitäten zu den Zeiten 0,11 und 0,35 (siehe Text).

der Annahme, daß sich Sco X-1 in einer Entfernung von 2.8 kpc befindet, verwendet werden, um die theoretisch erwartete, vom Begleitstern reprozessierte Strahlung zu berechnen. Dabei wird Rochegeometrie angenommen, d.h. der Begleitstern ist an den Polen abgeflacht und entlang des Äquators breiter. Desweiteren werden in der Berechnung Gravitationsverdunklung bzw. -aufhellung berücksichtigt, was in diesem Fall jedoch nur eine untergeordnete Rolle spielt, sowie die Mitte-Rand-Verdunklung, die auch in Abb. 4.13 sichtbar ist. Fällt nun Röntgenstrahlung auf den Begleitstern ein, so wird ein Oberflächenelement aufgeheizt und es wird die Effektivtemperatur des Flächenelements berechnet, welches im thermischen Gleichgewicht sein soll. Die Röntgenleuchtkraft wird dabei als isotrop vom Neutronenstern abstrahlend angenommen. Jetzt werden für jeden Phasenwinkel σ die vom Neutronenstern aus sichtbaren Elemente berechnet. Die Projektion der einzelnen Elemente wird mit der Intensität gefaltet, und hinzu wird die gestreute Intensität des Neutronensterns addiert, multipliziert mit dem Streukoeffizienten. Unter der Annahme, daß die abgestrahlte Energie wie ein schwarzer Körper strahlt, wird der erhaltene Fluß mit den einzelnen Filterkurven des MCCPs gefaltet. Es wurden für Inklinationen $i = 20^\circ, 40^\circ$ und 60° und Albeden von 0.5 ... 0.001 reprozessierte Strahlungen berechnet. Nun wird im zweidimensionalen Phasen-Leuchtkraft Raum für jeden aus den Röntgendaten berechneten

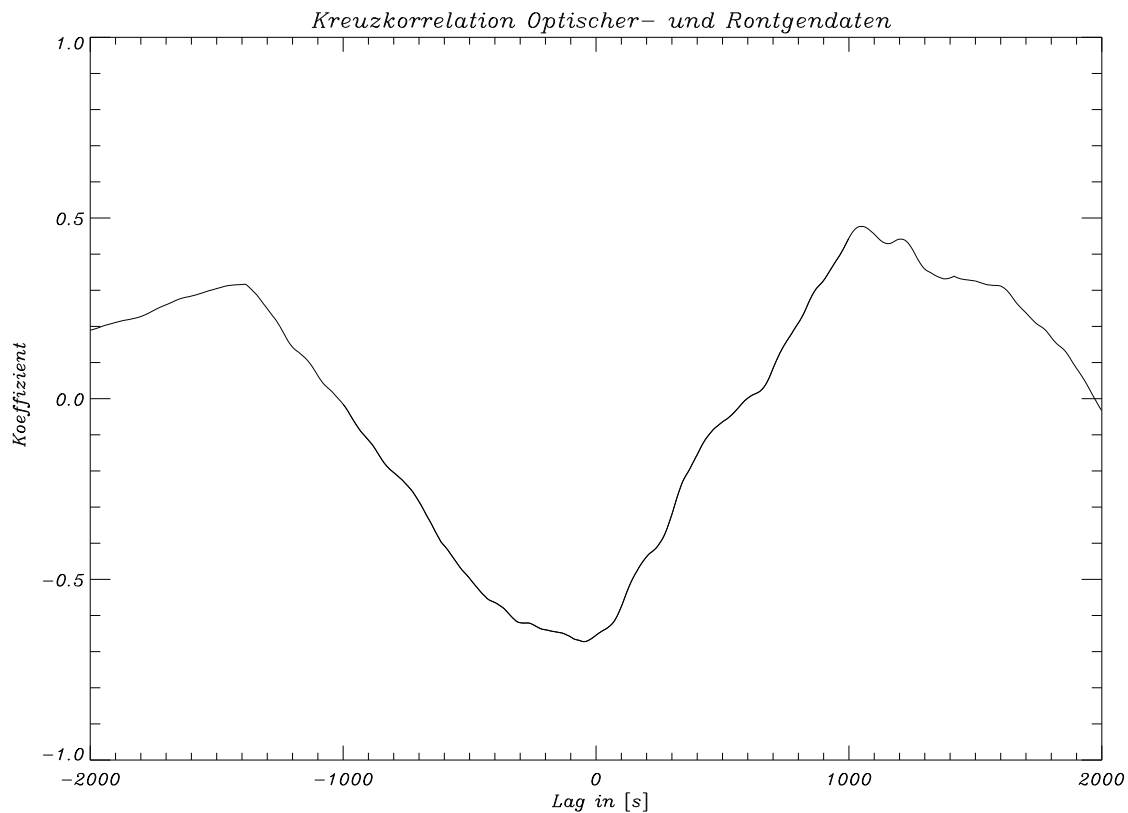


Abb. 4.11. Kreuzkorrelation optischer und Röntgendaten. Von rechts nach links ist die zeitliche Verzögerung in [s] aufgetragen, nach oben der jeweilige Kreuzkorrelationskoeffizient.

Flußwert die theoretisch erwartete Leuchtkraft berechnet. Die einzelnen Lichtkurven sind in Abb. 4.14, 4.15 und 4.16 logarithmisch dargestellt. Die gemessene Lichtkurve ist in rot abgebildet. Zur Darstellung wurde hier Phase anstatt Zeit als Abszisse verwendet, da der jeweilige Phasenwinkel eine beträchtliche Rolle in der Aufhellung des Begleitsterns spielt. Deutlich sichtbar ist, daß eine Albedo von 0.5, wie von Maisack *et al.* (1994) gefordert, bei einer Inklination von $i = 60^\circ$ nicht mit der Beobachtung vereinbar ist (vgl. Abb. 4.16). Damit müßten die gemessenen starken Variationen in der Röntgenhelligkeit deutlich Spuren in der optischen Lichtkurve hinterlassen. Außer zu den kritischen Phasen von $\phi = -0.2 \dots 0.2$ ist selbst bei einer sehr geringen Albedo von 0.001 reprozesierte Strahlung zu erwarten – und die größten Ausbrüche in der Röntgenlichtkurve sind oberhalb dieser (kritischen) Grenzwerte. (Allerdings könnte innerhalb dieser kritischen Phase die Albedo sogar relativ groß, z.B. 0.5, sein, und die reprozesierte Strahlung würde dennoch in der optischen Lichtkurve nur sehr schwer nachweisbar sein.) Verringert man in den Berechnungen die Inklination auf $i = 40^\circ$ und letztendlich auf $i = 20^\circ$ (vgl. Abb. 4.15 und 4.14), so fällt auf, daß die Albedo wesentlich kleiner sein kann, ohne daß man unter die Nachweisschwelle gerät. Das liegt daran, daß bei einer kleineren Inklination ständig mehr Licht zu jeder vollen Phase vom Begleitstern sichtbar ist. Die kritische Phase verschwindet für eine Albedo, die größer als 0.005 ist. Bei dem allgemein in der Literatur angenommenen Wert der Inklination von $i = 25 \dots 40^\circ$ sollte auf jeden Fall reprozesierte Strahlung des Begleitsterns bei einer eingestrahlten Röntgenleuchtkraft von $L = 3.3 \cdot 10^{38} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$ bei starken Änderungen des Röntgenflusses immer sichtbar sein, was nicht der Fall ist

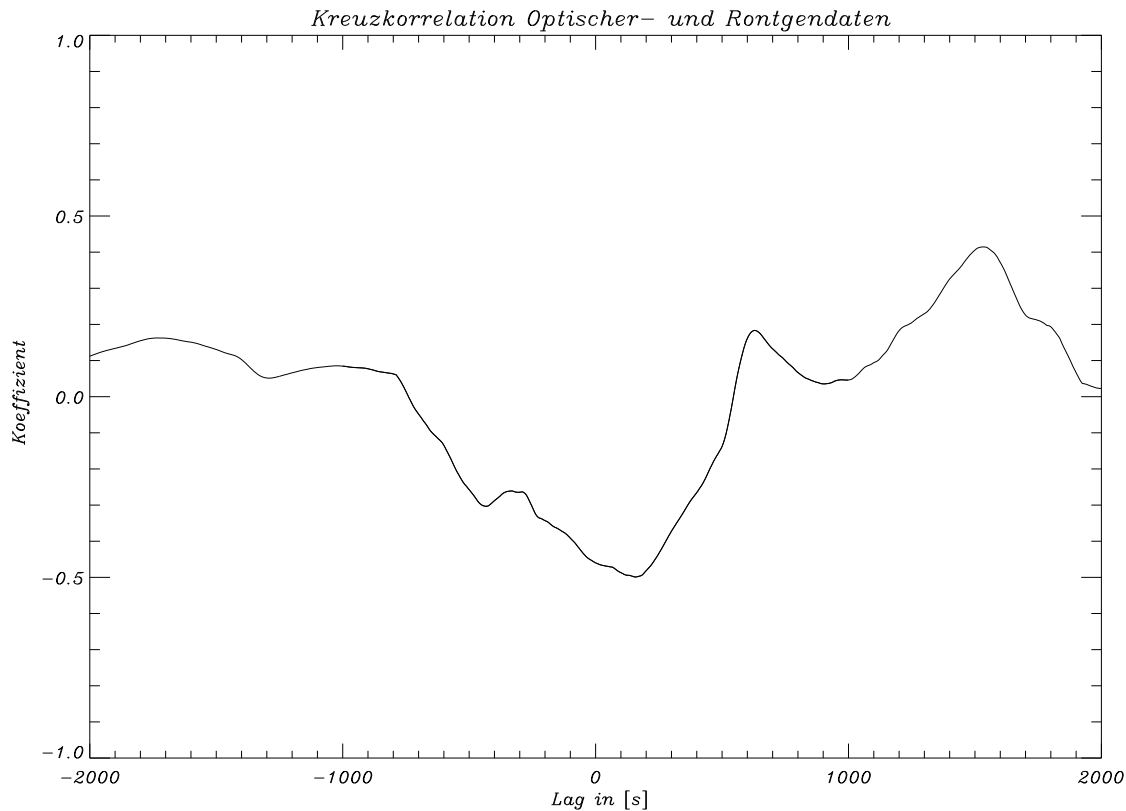


Abb. 4.12. Kreuzkorrelation optischer und Röntgendaten. Auffallend ist die relativ starke Antikorrelation zur zeitlichen Verzögerung 0.

– selbst bei einer minimal berechneten Leuchtkraft von $L = 0.9 \cdot 10^{38} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$ sollte nach den Abb. 4.14, 4.15 und 4.16 zur Phase $\phi = 0.1 \dots 0.9$ reprozessierte Strahlung stets sichtbar sein. Mögliche Erklärungen werden im nächsten Kapitel diskutiert.

4.6 Temperaturabhängigkeit

Da die Daten simultan in verschiedenen Filtern aufgenommen wurden, lassen sich mit Hilfe der Helligkeiten B und V Temperaturänderungen berechnen. Dazu wurde aus dem Farboxzeß, der nach Schlegel *et al.* (1998) zu $E_{B-V} = 0.345^{\text{mag}}$ bestimmt wurde, und den beiden Farben B und V nach der Formel

$$E_{B-V} = (B - V) - (B - V)_0 \quad (4.19)$$

die Eigenfarbe $(B - V)_0$ berechnet. $(B - V)_0$ korreliert mit der Temperatur, und diese Temperaturen werden an die Daten angepaßt. Die so berechneten Temperaturen spiegeln relative durchschnittliche Temperaturen der optischen Strahlung des Systems wider, die relativ geringe Aussagekraft bezüglich der absoluten Temperatur besitzen. Interessant sind hier Temperaturänderungen, die im folgenden näher interpretiert werden. Wird eine Schwarzkörperstrahlung der Temperatur T in den Farben B und V gemessen, so korreliert der Farbindex $(B - V)$ mit dieser Temperatur. Der Korrelationskoeffizient beträgt für theoretische Berechnungen 1 bzw -1, falls die Messungen in Magnituden erfolgen. Die Korrelationskoeffizienten zwischen B und V der Nächte

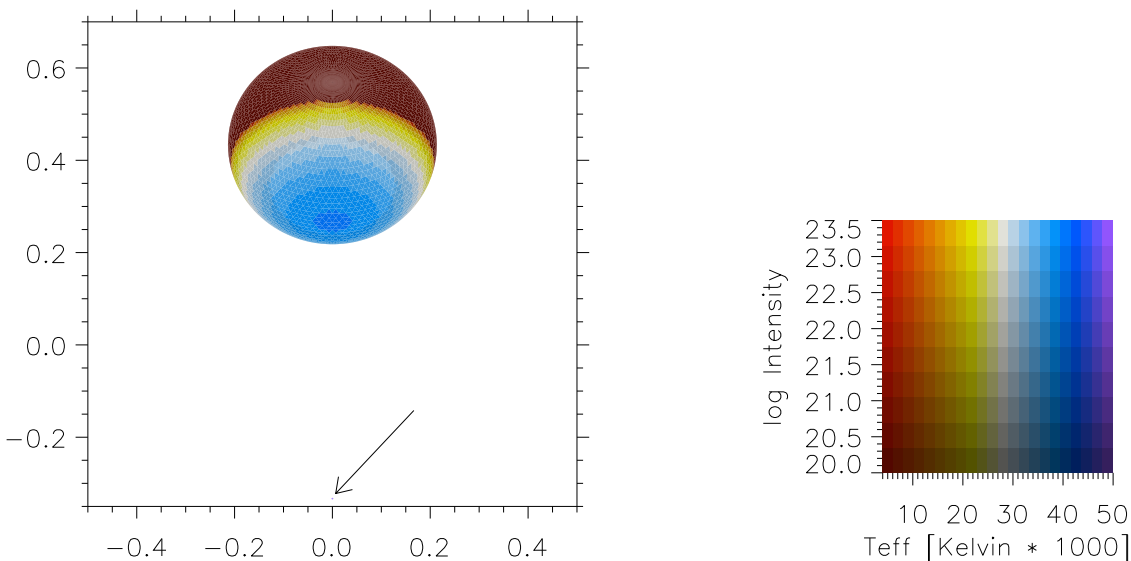


Abb. 4.13. Abgebildet ist in dem linken Bild der Neutronenstern (Pfeil, Koordinaten (0.0/-0.31)) und der deutlich sichtbare Begleitstern. Die Temperaturverteilung ist im rechten Bild dargestellt. Die Inklination beträgt in diesem Beispiel 40° . Gut sichtbar ist die Mitte-Rand-Verdunklung und die dunkle, nicht aufgeheizte Rückseite des Begleitsterns.

30.5, 1.6. und 2.6.1998 wurden zu 0.947, 0.991 und 0.964 berechnet. Aus der Formel 4.19 wird nun die berechnete Temperatur mit der gemessenen Helligkeit B der jeweiligen Nacht korreliert. Die Korrelationskoeffizienten werden zu jeweils -0.456 , -0.549 und -0.391 berechnet (vgl. Abb. 4.17). Sie liegen weit über dem erwarteten Wert von -1 . Der Grund für diese unvollständige Antikorrelation kann daran liegen, daß es sich um mehrere Temperaturen handelt, die gemeinsam zur optischen Strahlung beitragen. Dann kann eine Temperatur, beispielsweise des Begleitsterns, durchaus mit der Änderung der Helligkeit korrelieren, während die andere Temperatur, beispielsweise die einer heißen Korona, überhaupt nicht mit der Helligkeit korreliert. Desweiteren könnte es sich bei einer Komponente der Mischtemperatur um ein nicht-thermisches Spektrum handeln, oder andere Effekte verhindern eine Flußänderung durch Temperaturerhöhung, wie beispielsweise ein nicht-thermodynamisches Gleichgewicht. Diese unvollständige Antikorrelation ist ein deutlicher Hinweis auf eine nicht-thermische spektrale Komponente in Sco X-1.

4.7 Quasi-periodische Oszillationen

In Sco X-1 wurden im Röntgenbereich sowohl niederfrequente quasi-periodische Oszillationen (QPOs) bei ca. 6 Hz nachgewiesen als auch kHz-QPOs (Middleditch &

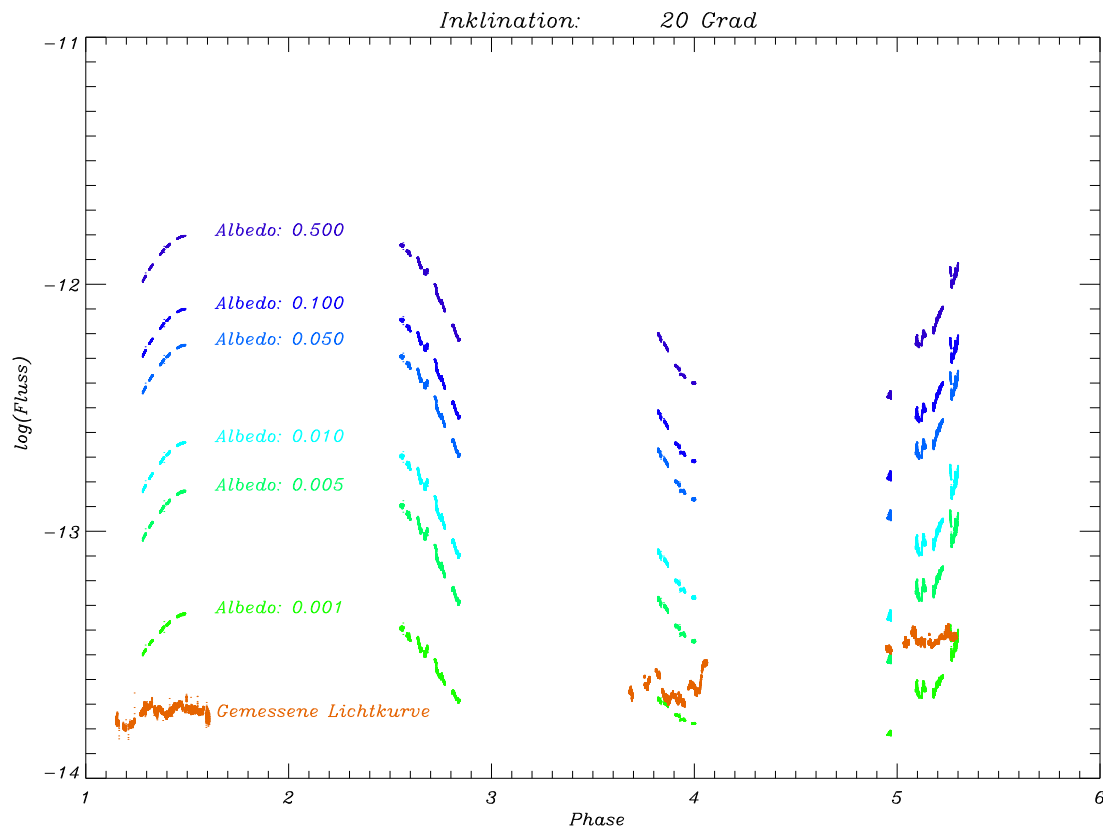


Abb. 4.14. Abgebildet ist $\log(\text{Flu\ss})$ gegen Phase aller Beobachtungsnächte. Die theoretischen Lichtkurven sind in den Farben blau bis grün abgebildet, die gemessene Lichtkurve in rot. Deutlich geht aus dieser Darstellung hervor, daß entweder die Albedo nicht so groß ist, wie allgemein angenommen, oder daß weitere Effekte eine Messung reprozessierter Strahlung verhindern.

Priedhorsky 1986; Priedhorsky *et al.* 1986; van der Klis *et al.* 1987; O'Brian 1997). Im Optischen konnten bisher noch keine QPOs nachgewiesen werden, was an der geringen Zeitauflösung der bisherigen Beobachtungen liegen könnte. Bei dem vorliegenden zeitlich hochaufgelösten Datenmaterial ist es sinnvoll, mit geeigneten Algorithmen nach QPOs bis zu einer Frequenz von $\nu = 50\text{Hz}$ zu suchen. Dazu wurden aus den Datenpunkten jeweils 5000 aufeinanderfolgende Daten zusammen fouriertransformiert. Da die Daten nach der Reduktion nicht mehr äquidistant vorliegen, wurden sie mit Hilfe des Lomb-Algorithmus (Press *et al.* 1992) fouriertransformiert und analysiert. Anschließend wurde das 5000-Punkte Fenster um 500 Punkte weiterverschoben und dieser neue Datensatz wurde wiederum analysiert. So wurde sukzessive der gesamte Datensatz in den 5 Farben UBVRI transformiert und ausgewertet. Ein typisches Ergebnis ist in Abb. 4.18 dargestellt. Die Spitze bei 50Hz spiegelt lediglich die Aufnahme­frequenz von 20ms wider. Auch konnten in allen anderen Intervallen und Farben keine signifikanten periodischen Oszillationen nachgewiesen werden. Um zu prüfen, welcher Anteil der Gesamtstrahlung überhaupt oszillieren muß, um mit dem verwendeten Algorithmus nachgewiesen werden zu können, wurde auf die Zählrate die Amplitude einer Oszillation aufaddiert. Die so erhaltenen Daten wurden anschließend mit einem Poissonrauschen versehen. Die Amplitude der Frequenz wurde von anfänglichen 0.9% auf 0.2% in Schritten von 0.1% reduziert. Die Frequenz wurde in nahezu unregelmäßigen Abständen von 2.9Hz auf 18.1Hz erhöht. Das Ergebnis ist

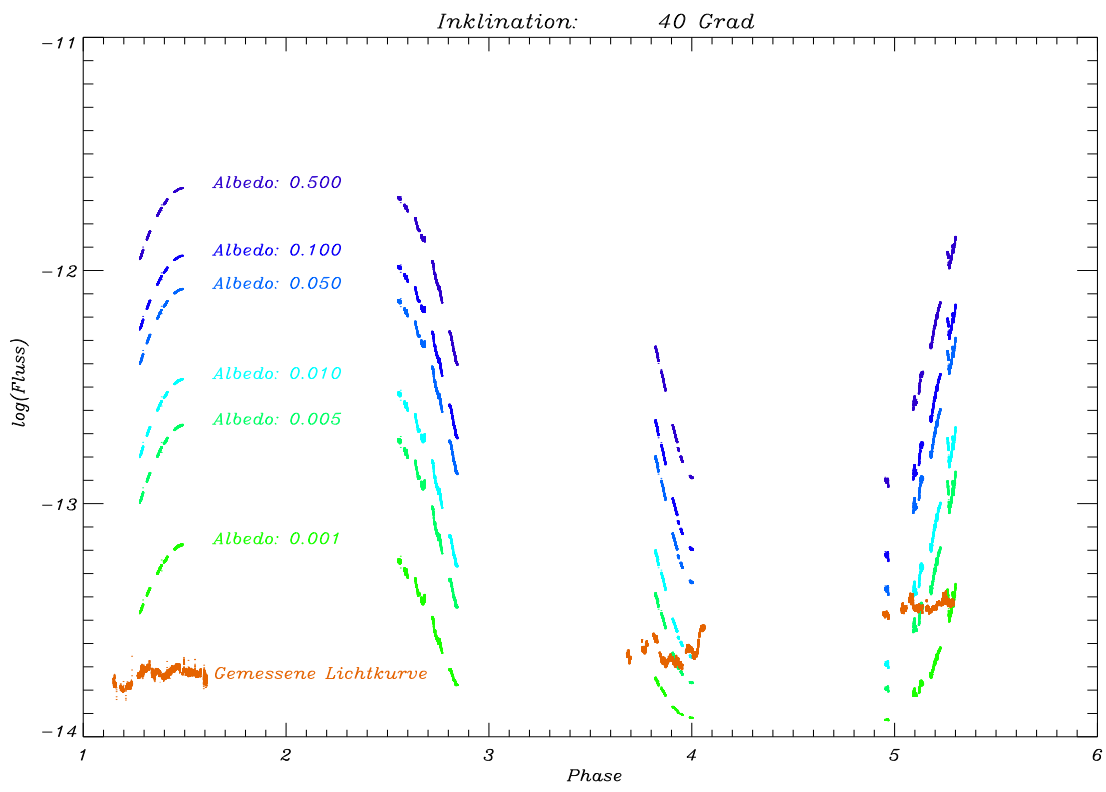


Abb. 4.15. Abgebildet ist $\log(\text{Flu\ss})$ gegen Phase. Vgl. Text Abb. 4.14.

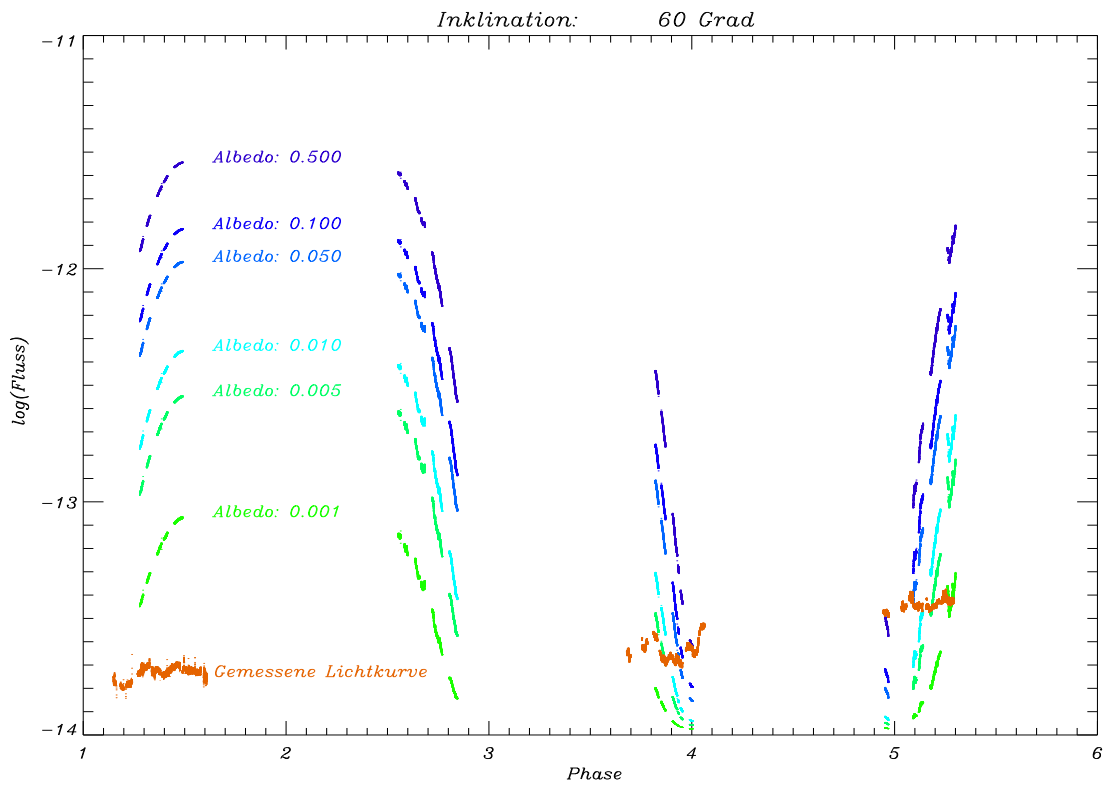


Abb. 4.16. Abgebildet ist $\log(\text{Flu\ss})$ gegen Phase. Vgl. Text Abb. 4.14.

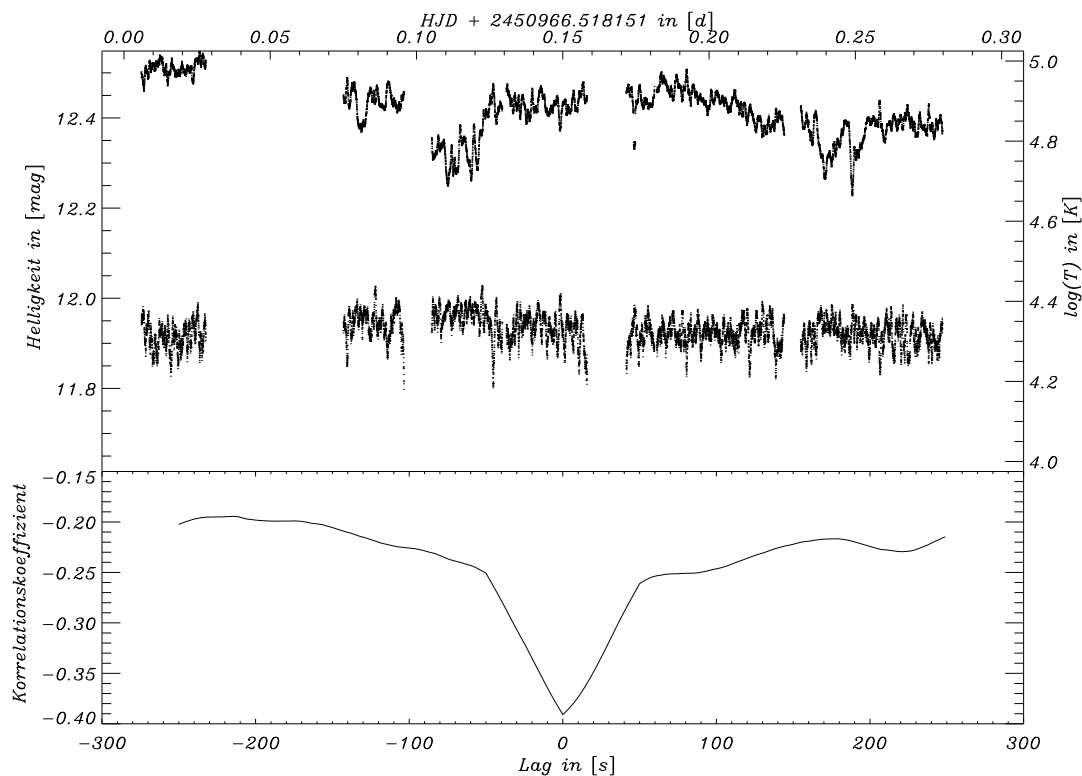


Abb. 4.17. Aufgetragen ist im oberen Bild die Farbe B und der berechnete Logarithmus der Temperatur T für die Nacht vom 2.6.1998. Im unteren Bild ist die Korrelation der beiden Kurven dargestellt.

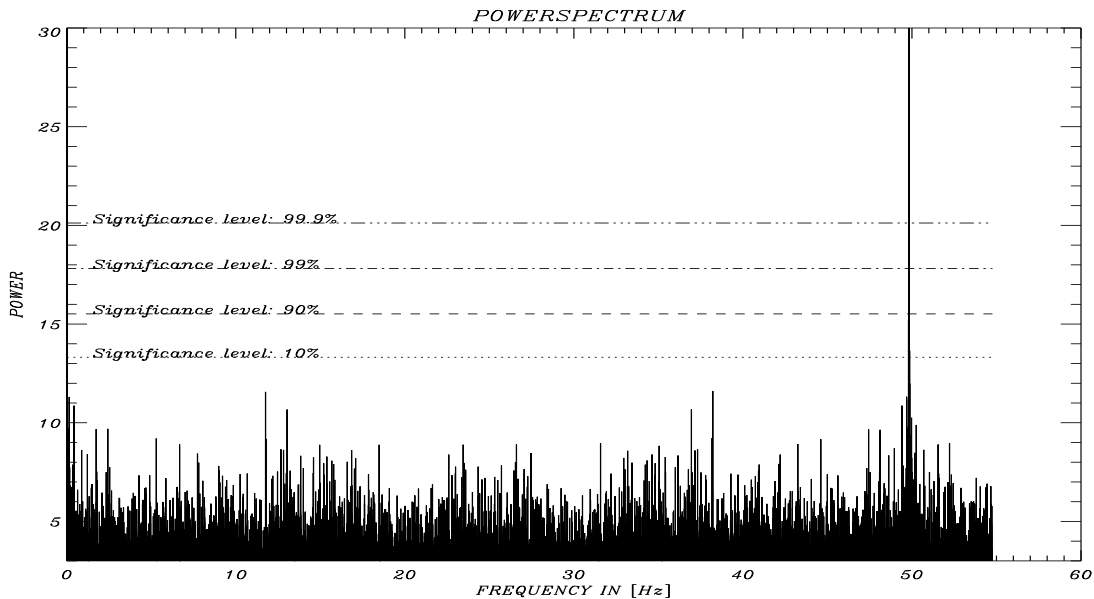


Abb. 4.18. Aufgetragen ist die Leistung gegen die Frequenz. Eingetragen sind Signifikanzlevel von 10 bis 99%. Es sind keine wesentlichen Periodizitäten erkennbar (vgl. Text).

in Abb. 4.19 dargestellt. Der Signifikanzlevel wurde zu 7σ gewählt, ab welchem ein Signal eindeutig nachgewiesen werden kann. Damit werden zufällig auftauchende Si-

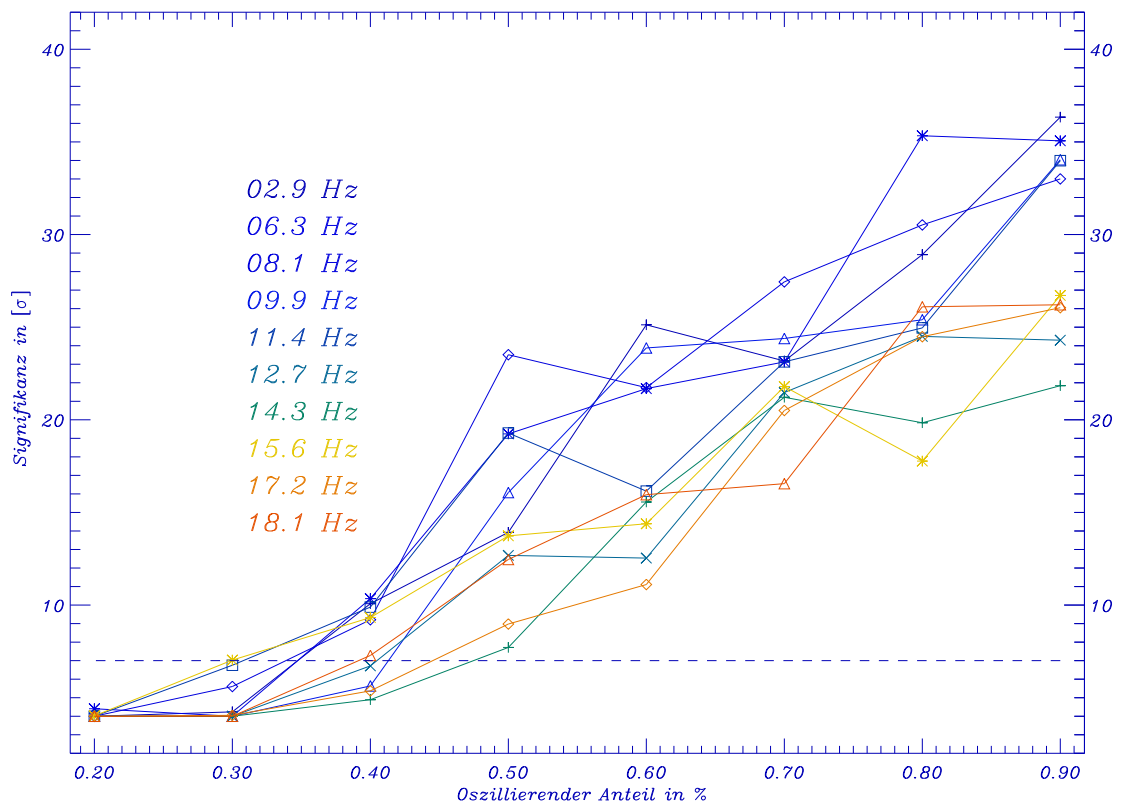


Abb. 4.19. Aufgetragen ist die relative Signifikanz in σ gegen den oszillierenden Anteil in %. Eine willkürlich gewählte Signifikanz von 7σ wurde als Nachweiskriterium verwendet.

gnale nicht als QPOs identifiziert. Wie aus der Abbildung 4.19 ersichtlich, hängt die Nachweisgrenze nicht wesentlich von der Frequenz ab: Niedrigere Frequenzen können bis zu 0.4% des oszillierenden Anteils nachgewiesen werden, höhere Frequenzen erst ab einem Anteil von 0.5%.

5. Beobachtungen und Datenanalyse: Her X-1

5.1 Röntgendaten

Her X-1 wurde in zwei Beobertungskampagnen 1998 und 1999 im Röntgenbereich mit dem RXTE-Satelliten und simultan mit optischen Photometern aufgenommen. An diesen Beobertungskampagnen waren 5 Stationen bzw. Satelliten beteiligt (3.5m Calar Alto; Satellite per Astronomia X BeppoSAX; The Extreme Ultraviolet Explorer EUVE; The Hubble Space Telescope HST; 4.2m La Palma). Die Röntgendaten wurden baryzentrisch korrigiert und von M. Still reduziert zur Verfügung gestellt (Still 2000b). Die Daten sind in Abb. 5.1 und Abb. 5.2 dargestellt. Die sinusförmige

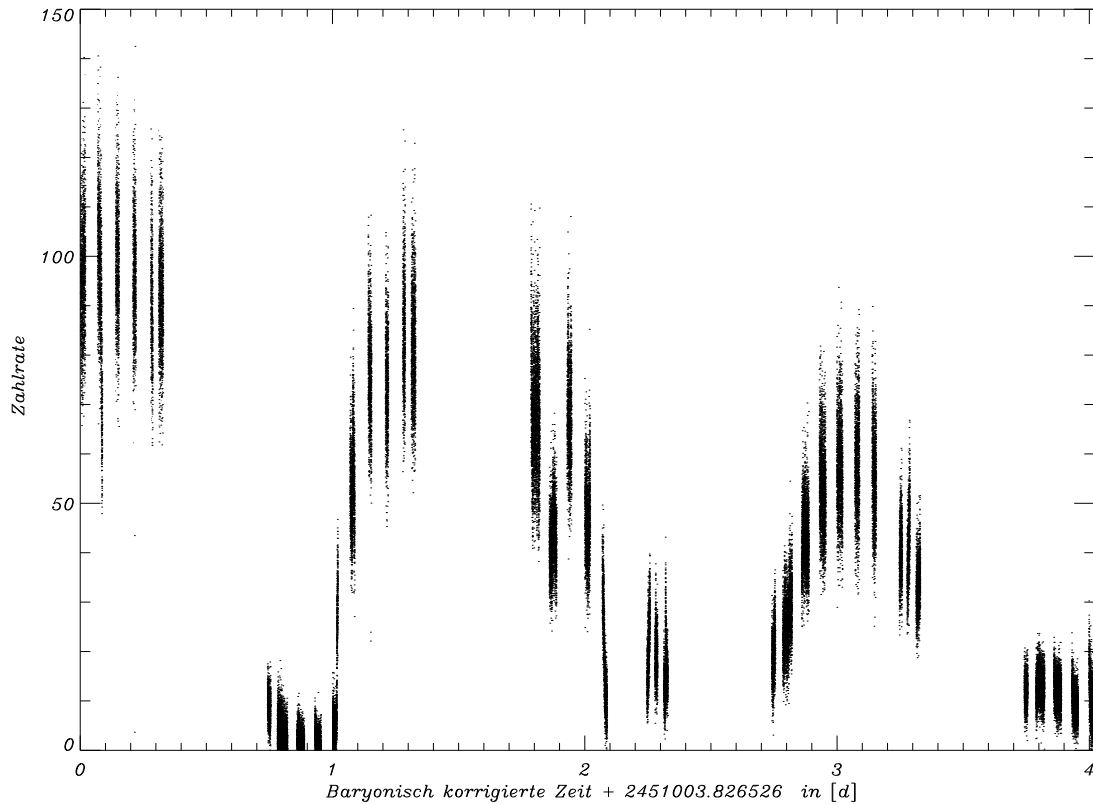


Abb. 5.1. Aufgetragen ist die Zählrate gegen die baryzentrisch korrigierte Zeit. Das System befand sich zu dieser Zeit im sog. Main-On-Zustand.

Variation in der Lichtkurve ist auf die Bedeckung der Röntgenquelle zurückzuführen. Da die Zeiten bereits baryzentrisch korrigiert vorliegen, muß keine Zeittransformation durchgeführt werden. Eine Flußeichung konnte nicht erfolgen, da während dieser Beobertungskampagnen keine Spektren zur Verfügung gestellt werden konnten (Still, 2000b). Für das Verfahren der Echotomographie ist dies allerdings nicht von Bedeutung, da es hier lediglich auf schnelle Änderungen in der Röntgenaktivität ankommt. Spontane Änderungen sind in den Daten der beiden Beobertungskampagnen allerdings nicht sichtbar.

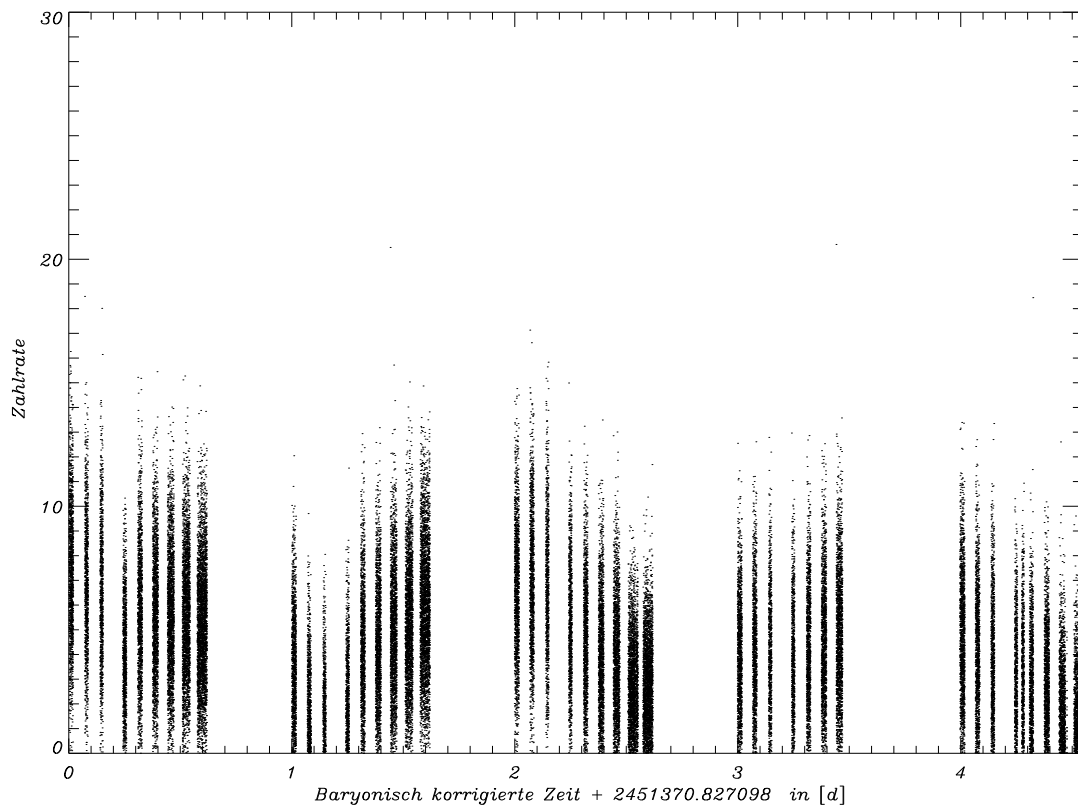


Abb. 5.2. Aufgetragen ist die Zählrate gegen die baryzentrisch korrigierte Zeit. Das System befand sich zu dieser Zeit im sog. Off-Zustand.

5.2 Optische Daten

Auch hier wurden die optischen Daten simultan zu den Röntgendaten in zwei Beobachtungskampagnen am 3.5m Teleskop mit dem MCCP am Calar Alto aufgenommen. Die Beobachtungsprotokolle sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Die einzelnen Nächte waren von den Wetterbedingungen wie folgt:

- MCCP (Calar Alto 1998):
 - * 09/10.07.1998: Kein gutes seeing, Schwierigkeiten mit der Teleskopsteuerung.
 - * 10/11.07.1998: Cirren zu Beginn der Nacht, später Wolken
 - * 11/12.07.1998: Immer wieder tauchen Cirren auf.
 - * 12/13.07.1998: Photometrische Bedingungen
- MCCP (Calar Alto 1999):
 - * 12/13.07.1999: Schlechtes seeing; Zeitsprung bei der Datenerfassung; gegen Mitte der Nacht viele Cirren und Wolken.
 - * 13/14.07.1999: Gute Transparenz.

* 14/15.07.1999: Kurzschluß im MCCP, konnte in derselben Nacht repariert werden. Seeing anfangs unter 1'', wird gegen Ende der Nacht schlechter. Die ganze Nacht Cirren.

* 15/16.07.1999: Photometrische Bedingungen. Sehr gute Transparenz.

Datum	Integr.zeit[ms]	Bemerkungen	Startzeit [UT]
MCCP Calar Alto (1998):			
09.07.1998	20	O	23:12:00
09.07.1998	20	O	23:40:00
10.07.1998	20	O	00:44:26
10.07.1998	20	O	01:18:00
10.07.1998	20	O	02:31:16
10.07.1998	20	O	02:57:00
10.07.1998	20	O	03:13:55
10.07.1998	20	O	21:37:00
10.07.1998	20	O	23:09:00
10.07.1998	20	O	23:38:00
11.07.1998	20	O	00:43:16
11.07.1998	20	O	02:17:00
11.07.1998	20	O	02:54:00
11.07.1998	20	O	20:37:10
11.07.1998	1000	K	21:12:00
11.07.1998	20	O	21:25:00
11.07.1998	20	O	23:26:58
12.07.1998	20	O	01:30:00
12.07.1998	20	O	02:21:20
12.07.1998	20	O	02:52:10
12.07.1998	20	O	21:30:00
12.07.1998	1000	K	22:05:00
12.07.1998	20	O	22:25:00
12.07.1998	20	O	23:04:00
13.07.1998	1000	F	00:04:00
13.07.1998	1000	S	00:25:00
13.07.1998	20	O	00:45:00
13.07.1998	20	O	01:38:45
13.07.1998	20	O	02:03:40
13.07.1998	20	O	03:03:30
MCCP CALAR ALTO (1999):			
12.07.1999	20	O	21:40:00
12.07.1999	20	O	22:09:51
12.07.1999	20	O	23:05:00
13.07.1999	20	O	00:05:56
13.07.1999	20	O	01:09:32
<i>Fortsetzung nächste Seite</i>			

Fortsetzung ...			
Datum	Integr.zeit[ms]	Bemerkungen	Startzeit [UT]
13.07.1999	20	O	02:16:00
13.07.1999	20	O	03:01:35
13.07.1999	20	O	21:02:00
13.07.1999	1000	K	22:14:00
13.07.1999	1000	F	22:27:00
13.07.1999	20	O	22:52:00
13.07.1999	1000	F	23:41:00
14.07.1999	1000	F	00:04:00
14.07.1999	20	O	00:25:00
14.07.1999	20	O	01:27:00
14.07.1999	1000	F	02:31:10
14.07.1999	20	O	02:56:00
14.07.1999	20	O	20:51:03
14.07.1999	1000	F	22:26:00
14.07.1999	1000	S	22:49:20
14.07.1999	20	O	23:06:00
15.07.1999	1000	S	00:58:00
15.07.1999	1000	S	01:12:00
15.07.1999	20	O	01:33:00
15.07.1999	1000	K	02:06:00
15.07.1999	20	O	02:22:00
15.07.1999	20	O	02:58:00
15.07.1999	20	O	20:22:20
15.07.1999	20	O	21:14:04
15.07.1999	1000	K	22:02:00
15.07.1999	20	O	22:14:51
15.07.1999	20	O	22:57:00
15.07.1999	1000	F	23:47:00
15.07.1999	1000	F	00:05:00
15.07.1999	20	O	00:16:45
15.07.1999	20	O	01:18:00
15.07.1999	20	O	02:18:54
15.07.1999	20	O	02:48:00

Tabelle 5.1. Protokoll der optischen Daten von Her X-1. Die Beobachtungen wurden am 3.5m-Teleskop am Calar Alto, Spanien, durchgeführt. Sternkalibrierungen sind mit *K*, Flußsternmessungen mit *F*, Standardsternmessungen mit *S* und Objektmessungen mit *O* abgekürzt.

Wiederum wurde zur Zeiteichung das externe 1-Sekunden Signal einer Satellitenuhr verwendet. Die Zeitauflösung einer Integration betrug für Her X-1 jeweils 20 ms, für Kalibrierungs-, Fluß- und Standardsternaufnahmen jeweils 1 s.

5.2.1 Standardreduktion

Die Standardreduktion wurde, wie in Kap. 4.2.1 beschrieben, durchgeführt. Dabei wurden auch bei Her X-1 die Daten des Vergleichsterns mit einem gleitenden Mittel von 2s versehen. Anschließend wurden Effekte der Extinktion, des Himmelshintergrunds und des Detektors berücksichtigt, sodaß man letztendlich eine relative Zählrate des Objektsterns zum Vergleichstern erhielt.

5.2.2 Extinktionskorrektur und Magnituden

Die Extinktion wurde nach den oben angegebenen Formeln für die Nächte berechnet, in welchen für Her X-1 sowohl Fluß- als auch Standardsterne photometriert wurden. Die Werte sind in Tabelle 5.2 angegeben. Die starken Schwankungen in den einzelnen

	U	B	V	R	I
12/13.07.1998	0.936	0.282	0.141	0.128	0.069
13/14.07.1999	1.192	0.366	0.205	0.150	0.118
14/15.07.1999	0.580	0.247	0.142	0.078	0.093
15/16.07.1999	1.182	0.579	0.461	0.403	0.369

Tabelle 5.2. Extinktionskoeffizienten für Her X-1 in den Farben UBVR.

Nächten sind für den Calar Alto nicht ungewöhnlich (Hopp 1999) – innerhalb von drei aufeinanderfolgenden Tagen sinkt und steigt die Extinktion bis zu einem Faktor 4. Wie und ob sich dies auf die Berechnung der Flußwerte auswirkt, wird im nächsten Kapitel beschrieben.

5.2.3 Flußumrechnung

Auch hier werden dieselben Formeln, wie in Kap. 4 beschrieben, verwendet, um aus den relativen Zählraten Flußwerte zu berechnen. Es kann nun geprüft werden, ob die starken Änderungen in der Extinktion einen Einfluß auf die Flußwerte des Vergleichsterns haben. Die einzelnen Werte sind in Tabelle 5.3 angegeben.

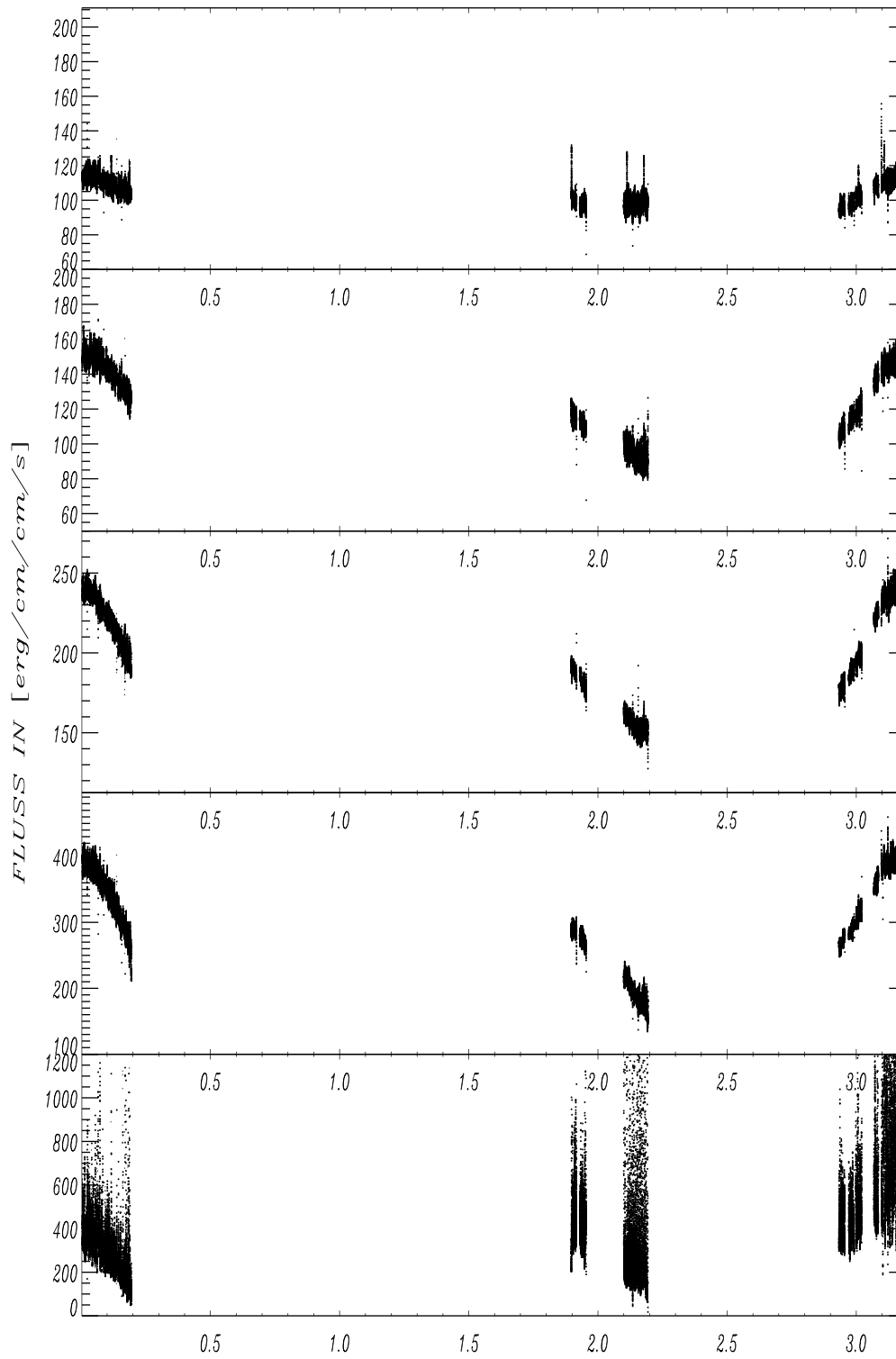
Flußstern	Datum	U	B	V	R	I
G 93	12./13.07.1998	28.8	122.3	187.6	200.0	184.1
GRW 70	13./14.07.1999	31.8	134.8	197.0	209.8	189.5
GRW 70	13./14.07.1999	45.5	144.9	191.0	198.3	176.2
G 93	13./14.07.1999	24.9	113.0	173.7	185.5	168.3
LDS749b	13./14.07.1999	25.5	105.9	161.4	185.7	171.0
HZ 44	14./15.07.1999	14.5	97.4	164.0	190.4	172.9
GRW 70	15./16.07.1999	28.6	108.7	156.7	170.2	152.7
G 93	15./16.07.1999	28.8	109.7	164.7	174.2	164.2
GRW 70	13./14.07.1999	30.2	135.1	192.5	205.0	189.4

Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung ...						
Flußstern	Datum	U	B	V	R	I
GRW 70	13./14.07.1999	28.0	121.4	168.9	178.3	163.5
G 93	13./14.07.1999	24.5	116.4	173.2	188.5	169.6
LDS749b	13./14.07.1999	24.7	108.6	158.3	178.5	173.2
HZ 44	14./15.07.1999	45.7	143.8	187.5	192.0	176.9
GRW 70	15./16.07.1999	25.5	109.3	155.8	168.7	157.9
G 93	15./16.07.1999	30.5	107.8	153.8	171.8	153.9

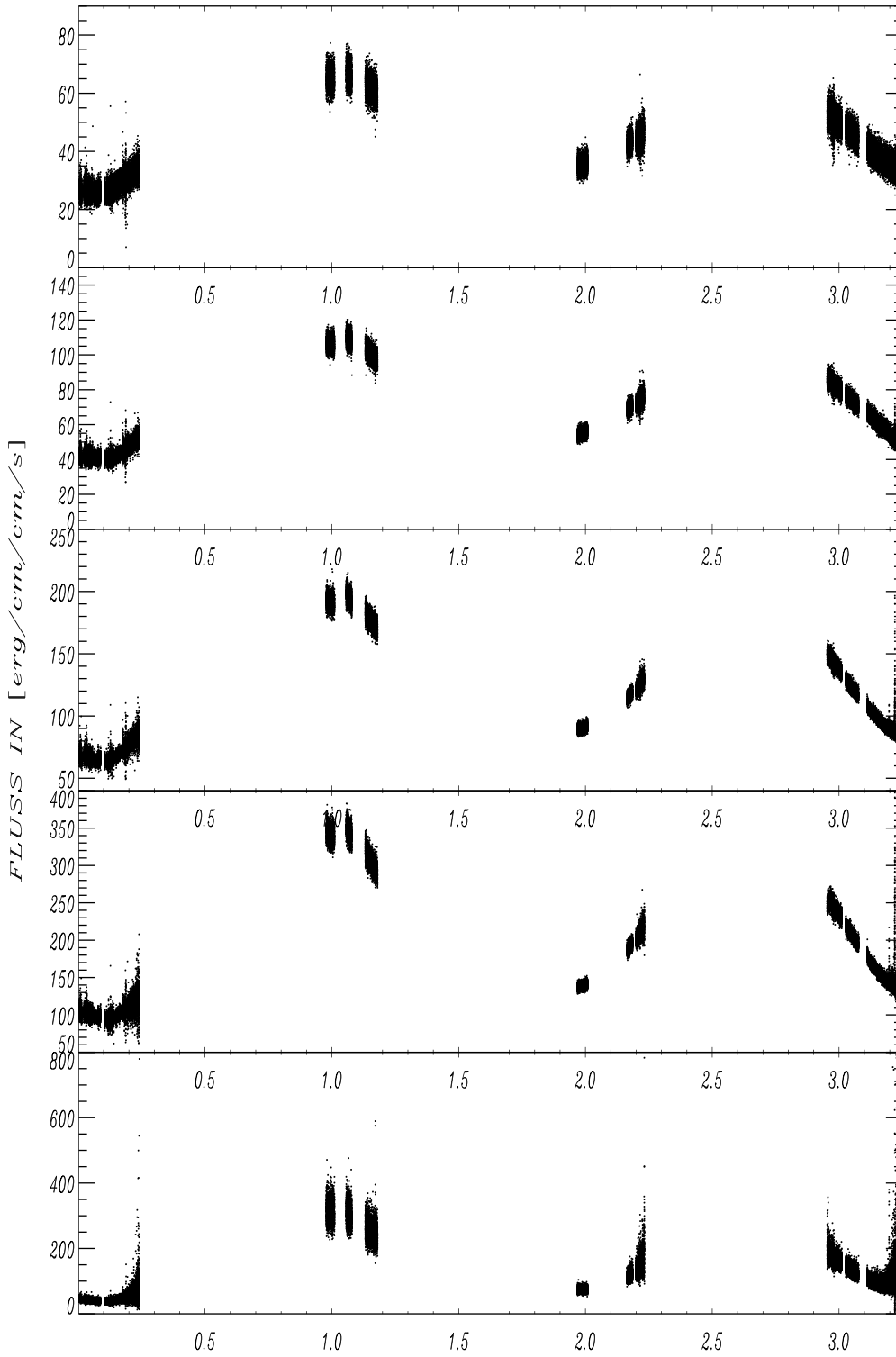
Tabelle 5.3. Berechnete Flüsse in den Farben UBVR I der Vergleichsterne. Alle Flüsse sind in $[\frac{erg}{cm^2s} \cdot 10^{-16}]$ angegeben. Im oberen Teil sind die berechneten Werte aus dem Objektsternkanal angegeben, im unteren Teil die des Vergleichsternkanals.

Für die Beobachtungskampagne 1998 wurde nur ein Flußstern in einem Kanal photometriert, so daß hier keinerlei direkte Vergleichsmöglichkeiten gegeben sind, die Güte zu prüfen. Vergleicht man die Werte mit denen, die in der zweiten Beobachtungskampagne 1999 aufgenommen wurden, so liegen die Flußwerte im statistischen Mittel aller berechneten Daten. In der Nacht vom 14./15.07.1999 sind in den Farbfiltern U und B relativ stark abweichende Flußwerte des Vergleichsterns ermittelt worden, wohingegen die Flußwerte der Farben V, R und I nicht signifikant von den Werten der anderen Nächte abweichen. Die Werte von Objektkanalmessung und Vergleichsternkanalmessung sollten identisch sein. Ungünstigerweise wurde in der Nacht vom 14./15.07.1999 nur ein Flußstern photometriert, sodaß keine Vergleichsmöglichkeiten bestehen. Da es kein Anlaß zur Annahme gibt, daß diese Messungen schlechter oder besser als die andern Messungen sind, wurde mit dem Mittelwert aller Flußwerte der massearme Röntgendoppelstern Her X-1 kalibriert. Auch ist zu sehen, daß die starken Änderungen in der Extinktion keinen statistisch signifikanten Einfluß auf die berechneten Werte der Farben V, R oder I haben. Die flußkalibrierten Lichtkurven sind in Abb. 5.3 und Abb. 5.4 dargestellt.



$HJD + 2451004.466952$ in [d]

Abb. 5.3. Aufgetragen sind die Flußwerte der Farben UBVRi (von unten nach oben) der Beobachtungskampagne 1998 gegen die heliozentrisch korrigierte Zeit. Die starken Schwankungen des Filters U sind auf Defekte des Photomultipliers zurückzuführen.



HJD + 2451372.404966 in [d]

Abb. 5.4. Aufgetragen sind die Flußwerte der Farben UBVR I (von unten nach oben) der Beobachtungskampagne 1999 gegen die heliozentrisch korrigierte Zeit. Das starke Rauschen in der ersten Nacht und am Ende der dritten Nacht ist auf Wolken und Cirren zurückzuführen.

In den Lichtkurven aus den beiden Beobachtungskampagnen fällt die Variation des Flusses mit der Zeit auf. Dies resultiert aus den verschiedenen Phasen, zu denen das System beobachtet wurde. Hier ist signifikant – im Gegensatz zu Sco X–1 – die Helligkeitsvariation durch die Drehung um den gemeinsamen Schwerpunkt sichtbar. Daher kann davon ausgegangen werden, daß das optische Licht größtenteils von der aufgeheizten Seite der Sekundärkomponente emittiert wird. Während der Beobachtungskampagne 1998 trat ein Defekt im Photomultiplier des Filters U des Vergleichsternkanals auf, was nicht rechtzeitig bemerkt wurde. Daher sind diese Daten sehr stark verrauscht und können für eine weitere Analyse nicht verwendet werden. In den Daten der zweiten Her X–1 Beobachtung ist in der ersten Nacht das Rauschen sehr stark sichtbar. Immer noch deutlich erkennbar bleibt der sinusförmige Verlauf der Helligkeit, jedoch können diese Daten aufgrund des starken Rauschens nicht für eine Korrelation mit den Röntgendaten verwendet werden.

5.2.4 Baryzentrische Zeitkorrektur

Da die Röntgendaten von Her X–1 auch auf das baryonische Zentrum des Sonnensystems umgerechnet werden mußten, wurden die optischen Daten unter Berücksichtigung der Störungen der Planeten Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun in das baryonische System transferiert.

5.3 Strukturlichtkurve

Die Strukturlichtkurven wurden mit der Formel 4.12 für alle Nächte berechnet. Ein Beispiel ist in Abb. 5.5 dargestellt. Da in diesen keine signifikante Struktur vorhanden ist, ergibt sich eine rauschverminderte Lichtkurve, die lediglich die orbitale Bahnbewegung des Systems widerspiegelt. Auch in den anderen Nächten der beiden Beobachtungskampagnen konnten keine wesentlichen Strukturen gefunden werden, sodaß auf eine weitere Abbildung der Daten hier verzichtet wird.

5.4 Korrelation optischer Daten und Röntgenstrahlung

Auch bei Her X–1 werden die Röntgendaten mit der jeweiligen erzeugten Strukturlichtkurve korreliert. Als Beispiel ist die Korrelation der Nacht vom 11.7.1998 in Abb. 5.6 dargestellt. Es ist keine klare Korrelation der beiden Lichtkurven erkennbar, auch in den anderen Datensätzen konnte keine Korrelation nachgewiesen werden. Das ist nicht verwunderlich, da sowohl die Röntgen– als auch die optischen Daten keine signifikanten Änderungen in der Helligkeit aufweisen. Weiterhin ist in den Daten von 1999 die Zählrate der Röntgendaten sehr gering, und somit wird hauptsächlich die Poissonstatistik der Röntgenquelle mit den optischen Daten korreliert.

Da für die Daten von Her X–1 keine Spektren oder Flußwerte zur Verfügung gestellt werden konnten, war es nicht möglich, theoretisch erwartete optische Flußwerte für die Filterkurven UBVRI des MCCPs zu berechnen.

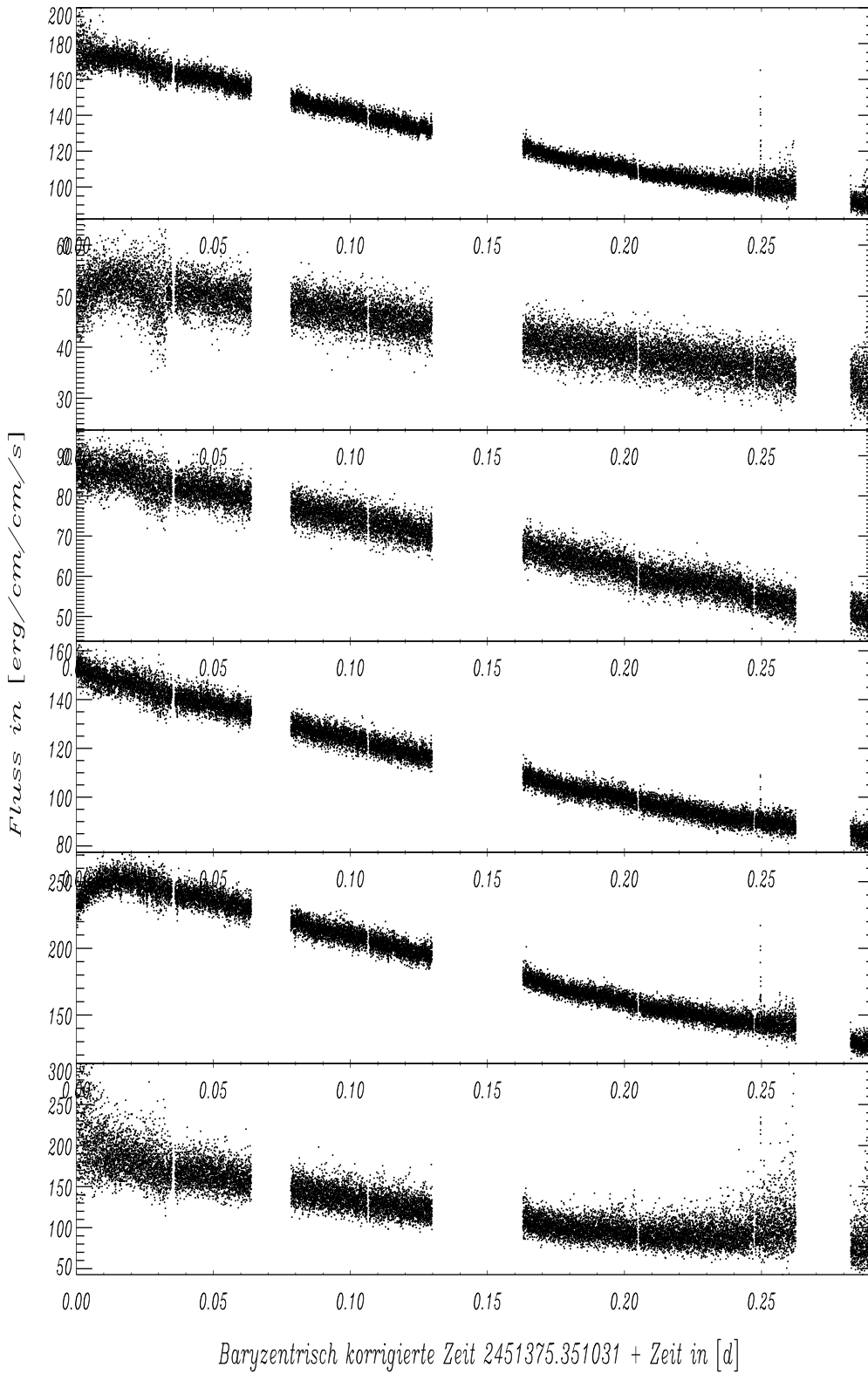


Abb. 5.5. Abgebildet sind von unten nach oben die Farblichtkurven UBVRi sowie im oberen Bild die dazugehörige Strukturlichtkurve. Nach rechts ist die baryzentrisch korrigierte Zeit aufgetragen, nach oben aufgrund des verwendeten Verfahrens willkürliche Einheiten in der Strukturlichtkurve, Flüsse in den Farbkurven UBVRi.

5.5 Temperaturabhängigkeit

Auch bei Her X-1 kann aus dem Farbindex ($B - V$) eine Temperatur ermittelt werden. Dazu wurde wiederum aus dem Farbexzeß, die nach Schlegel *et al.* (1998) zu $E_{B-V} = 0.014^{mag}$ bestimmt wurde, und den beiden Farben B und V nach den beschriebenen Formeln des Kapitels 4.6 die Temperatur berechnet. Die Korrelationskoeffizienten der beiden Beobachtungskampagnen sind in der Tabelle 5.4 angegeben. Die Kreuzkorrelationskoeffizienten liegen zwischen 0.6 und 0.98, ein deutlicher Hin-

Datum	B - V	-(Temperatur - B)
09/10.07.1998	0.931	0.884
11/12.07.1998	0.940	0.977
12/13.07.1998	0.975	0.745
12/13.07.1999	0.522	0.607
13/14.07.1999	0.932	0.601
14/15.07.1999	0.984	0.810
15/16.07.1999	0.984	0.692

Tabelle 5.4. Kreuzkorrelationskoeffizienten: B gegen V; Temperatur gegen Helligkeit B; Zum einfacheren Vergleich wird der letzte Koeffizient negativ angegeben.

weis, daß die Temperaturunterschiede auf Aufheizung durch die Röntgenstrahlung zurückzuführen sind.

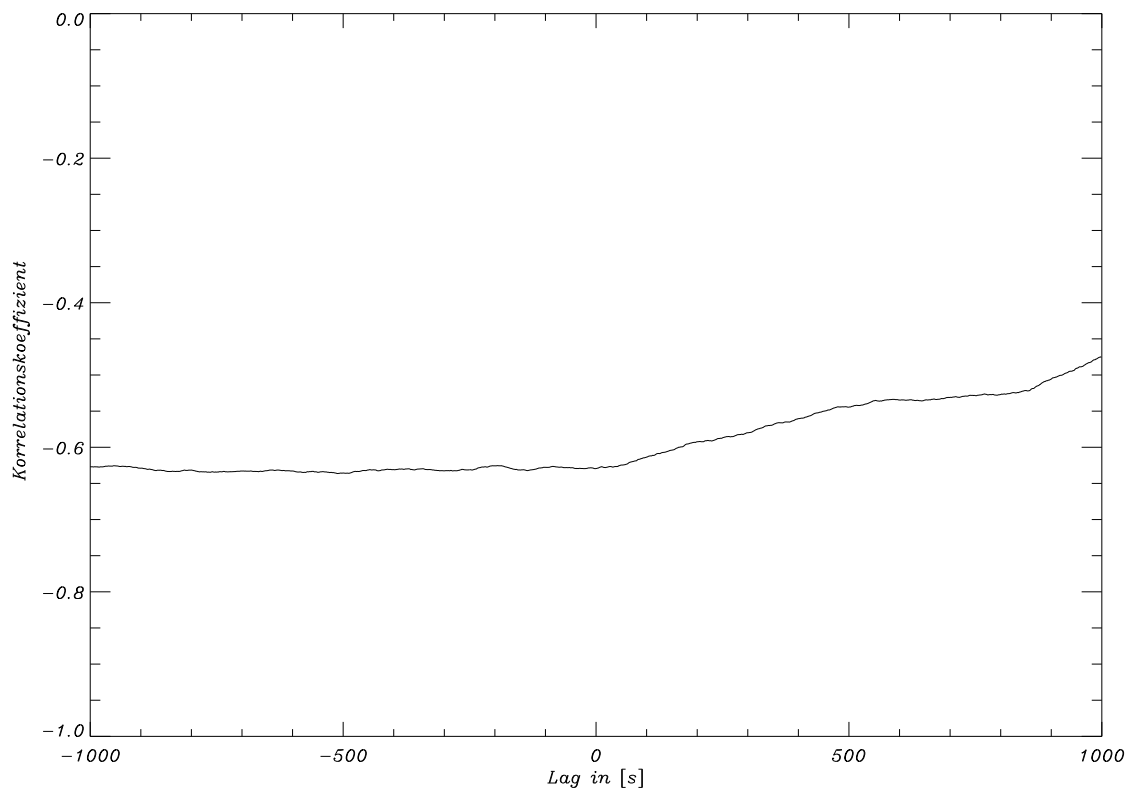


Abb. 5.6. Aufgetragen sind die Kreuzkorrelationskoeffizienten gegen die Verzögerung in [s]. Es ist keine deutliche Korrelation zwischen den Daten erkennbar.

5.6 Quasi-periodische Oszillationen

Die in den Röntgenlichtkurven sichtbare Eigenrotation des Neutronensterns mit 1.24 s sollte auch in den optischen Daten sichtbar sein, falls ein Teil der optischen Strahlung aus demselben Gebiet emittiert wird. Dazu wird wiederum der Lomb-Algorithmus zur Datenanalyse verwendet (vgl. Kap. 4.7). Wie aus Abb. 5.7 ersichtlich, konnte im Bereich zwischen 1... 50 Hz keine signifikante Frequenz ermittelt werden – ein Hinweis, daß in Her X-1 der Mechanismus zur Erzeugung der optischen Strahlung nicht mit der Eigenrotation des Neutronensterns korreliert ist. Wäre dies der Fall, sollte die Eigenfrequenz von 1.24 Hz deutlich ausgeprägt sein. Es konnten in den Farben

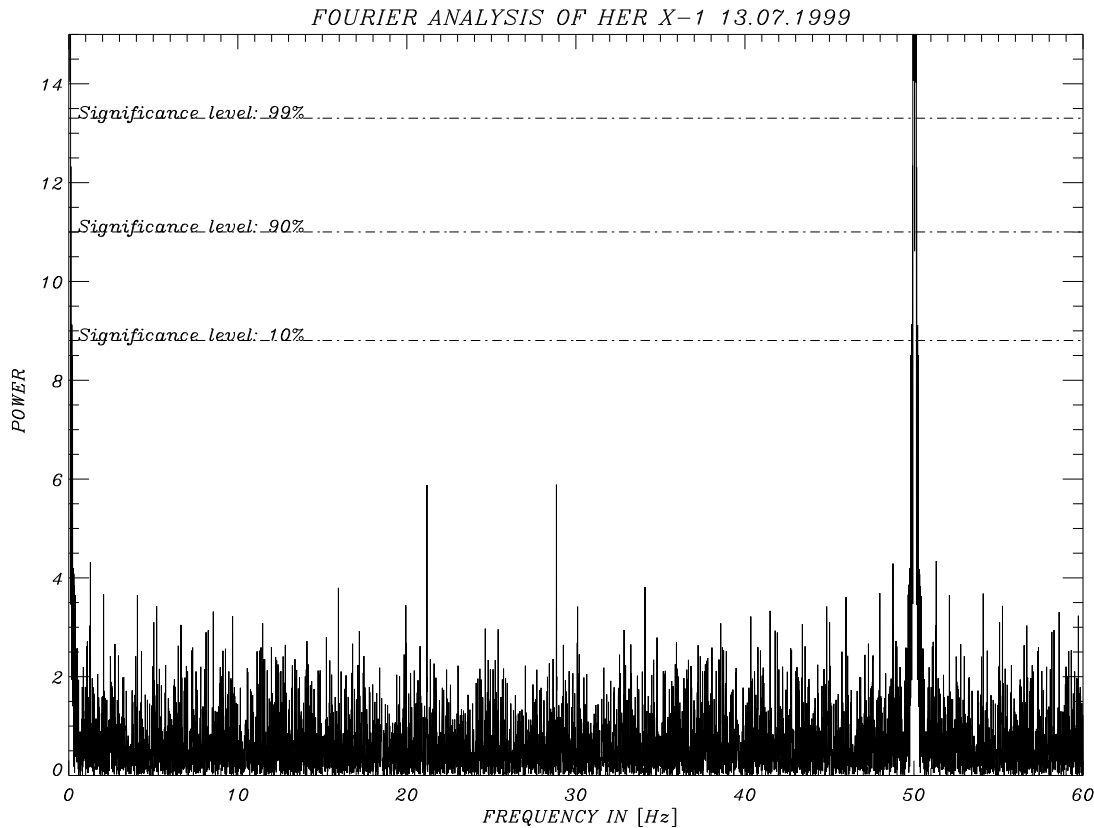


Abb. 5.7. Aufgetragen ist die Leistung gegen die Frequenz in [Hz]. Abgebildet ist eine typische Analyse der Nacht vom 13/14.07.1999. Die Frequenz von 50 Hz spiegelt die Aufnahmezeit von 20ms wider.

UBVRI weder in den Daten der Beobertungskampagne 1998 noch in den Daten von 1999 QPOs nachgewiesen werden. Auch konnten die von Boroson *et al.* (1999) gefundenen QPOs im ultravioletten Wellenlängenbereich von 8 mHz und 50 mHz nicht nachgewiesen werden.

6. Diskussion

Der massearme Röntgenstern Sco X-1, eine Z-Quelle, besteht aus einem Neutronenstern, der seine Röntgenstrahlung im 2-Farbendiagramm bei der Bewegung des HZ über den NZ zum AZ emittiert. Auf dem AZ emittiert der Neutronenstern hochvariable Röntgenstrahlung, deren Ausbruchamplitude bis zu einem Faktor 3 über der Amplitude des HZ liegt. Solche starken Schwankungen der Röntgenstrahlung sollten, wenn sie reprozessiert werden, in den optischen Filtern UBVRi nachgewiesen werden können. Dabei spielt es fast keine Rolle, zu welcher Phase das System beobachtet wird, da die Inklination i unter 60° liegt. Wie die Analyse der optischen und Röntgenlichtkurven gezeigt hat, konnte keine reprozessierte Strahlung nachgewiesen werden. Dies kann mehrere Ursachen haben, die im Folgenden betrachtet werden sollen: Die Formel, welche die reprozessierte Strahlung beschreibt, lautet nach Pederson *et al.* (1982)

$$\sigma T_e^4 = f L_x \frac{\cos \gamma}{4\pi r^2} + \sigma T_q^4 \quad (6.1)$$

Hierbei bezeichnet f die Albedo, T_e die effektive Temperatur des Oberflächenelements bei einer eingestrahelten Röntgenleuchtkraft L_x im Abstand r ; γ ist der von der Oberflächennormalen und der Richtung der einfallenden Röntgenstrahlen eingeschlossene Winkel, und letztendlich ist T_q die Temperatur, die der Stern ohne Aufheizung durch Röntgenstrahlung hätte. Der Fluß, der bei einem Beobachter auf der Erde in einer Entfernung d ankommt, errechnet sich zu

$$F_\nu = \frac{1}{d^2} \int_{\text{Oberfläche}} B_\nu(T_e) \cos \xi \, dA \quad (6.2)$$

B_ν ist die Planckfunktion, ξ ist der Winkel zwischen der Normalen zur Oberfläche und der Beobachtungsrichtung. Da die Albedo f nicht bekannt ist, wird meist ein Wert von $f = 0.5$ verwendet (z.B. Pederson *et al.* 1982), der beliebig falsch sein kann. Aus den Abb. 4.16, 4.15 und 4.14 geht hervor, daß der Wert mindestens größer als $f = 0.005$ sein sollte, um reprozessierte Strahlung nachweisen zu können. Falls es zu einer Streuung der Röntgenphotonen kommt, beispielsweise durch eine gasförmige Korona (was allerdings eher unwahrscheinlich ist), könnte es zu einer Abschattung der Röntgenstrahlung kommen. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, daß der Mechanismus der Aufheizung noch nicht vollständig verstanden wurde: es wurde angenommen, daß sich das Plasma im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, was nicht der Fall sein muß. Dadurch kann der Aufheiz- und Abkühlvorgang ganz anders vonstatten gehen, und die reprozessierte Strahlung kann trotzdem nicht beobachtet werden. Da der Vorgang zur Erzeugung der optischen Strahlung derart komplex sein kann, ist es sehr schwierig, ihn genau und exakt zu beschreiben. Damit könnten relativ einfache Formeln, wie in den vorherigen Kapiteln beschrieben, nicht mehr angewendet werden, da sie die Strahlungsreprozession zu ungenau beschreiben.

Eine weitere Möglichkeit ist, daß die gemessene optische Strahlung gar nicht vom Begleitstern stammt: durchaus vorstellbar ist die Annahme, daß die Korona im Optischen strahlt, und/oder daß die Akkretionsscheibe die beobachtete optische Strahlung abgibt. Dies wird nach der Analyse der Temperaturabhängigkeit der Helligkeit und

gemäß des Modells zur Erzeugung der Röntgenstrahlung nahezu erwartet. In diesem Fall würde die optische Strahlung von der Masseakkretion abhängen, d.h. auch deren Helligkeit hinge von der Masseakkretion ab. Da Sco X-1 eine Z-Quelle ist, sollte dieser Zusammenhang relativ einfach sichtbar gemacht werden können: Sco X-1 bewegte sich während der Beobachtungskampagne vom HZ zum AZ und sollte somit in seiner relativen Helligkeit im Lauf der Zeit ansteigen. Dies wird durch die Lichtkurve in Abb. 6.1 wiedergegeben; hier ist ganz klar sichtbar, die durchschnittliche relative

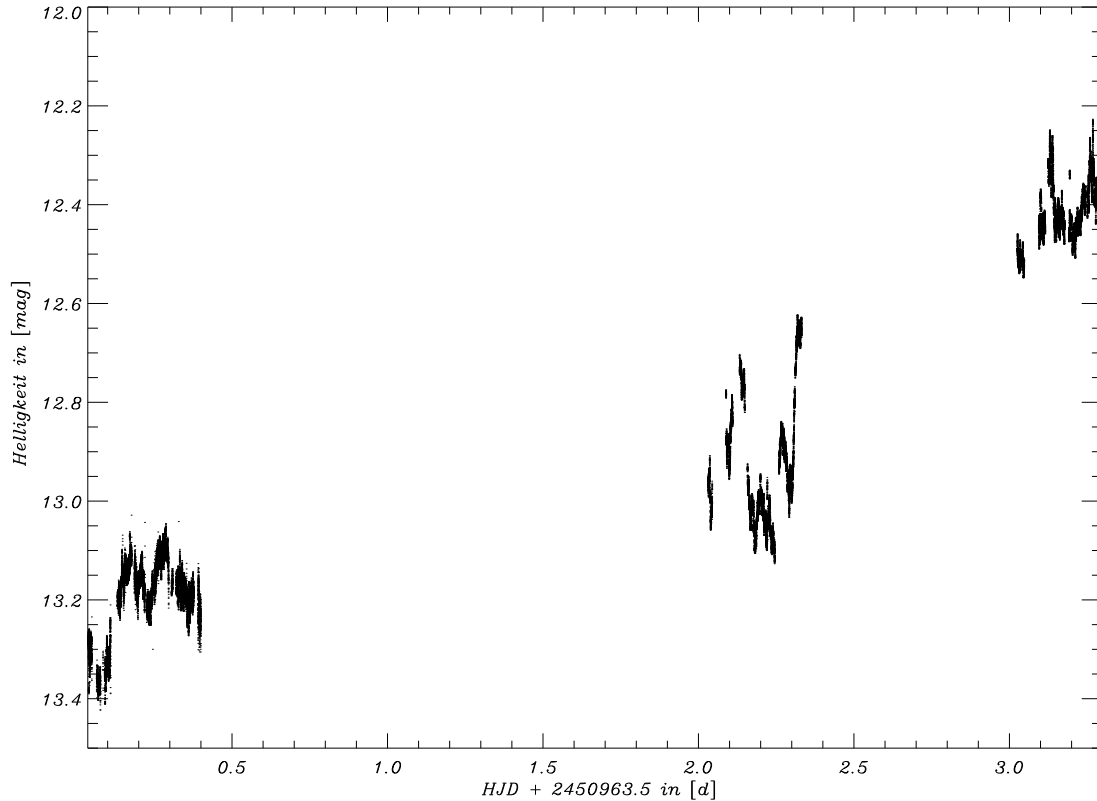


Abb. 6.1. Aufgetragen ist die Helligkeit in [mag] der Farbe B gegen die Zeit in [d]. Deutlich sichtbar der Gesamtanstieg in der letzten Nacht, in welcher Sco X-1 sich auf dem AZ befand.

Helligkeit von Sco X-1 steigt im Laufe der Beobachtung an: Sco X-1 befand sich in der letzten Nacht auf dem AZ.

Ein weiterer Grund, der gegen eine reprozessierte Strahlung im Optischen spricht, ist die Tatsache, daß Helligkeiten bzw. Flüsse der optischen Lichtkurven nicht stark mit der Periode des Systems korreliert sind. Bei einer Aufheizung durch Röntgenstrahlung sollte eine deutliche Helligkeitsänderung aufgrund der Phasenwechsel sichtbar sein.

Dies bedeutet jedoch nicht, daß grundsätzlich das Modell und die Annahmen der reprozessierten Strahlung gänzlich falsch oder nicht anwendbar sind. So ist beispielsweise der AM Her Stern V2301 Oph ein magnetischer kataklysmischer Veränderlicher, dessen Primärstern weiche Röntgenstrahlung emittiert und deren Aufheizung des Begleitsterns beobachtet werden kann. Die gemessenen Radialgeschwindigkeiten des Begleitsterns hängen signifikant von der Röntgenstrahlung ab – das Photozentrum des Begleitsterns wird bei höherer Röntgeneinstrahlung durch größere Aufheizung zum

inneren Lagrange punkt verschoben. Für Echotomographie eignet sich dieses System allerdings nicht, da die Röntgenstrahlung keine schnellen Änderungen aufweist.

Ein weiterer Grund für das Fehlen reprozesierter Strahlung könnte eine Abschattung des Begleitsterns durch die Akkretionsscheibe sein, sodaß nahezu keine Röntgenstrahlung auf diesen auftrifft. Dann kann auch keine reprozesierte Strahlung gemessen werden – bei einigen massearmen Röntgendoppelsternen geht eine stark aufgebogene Scheibe in das zur Berechnung verwendete Modell ein, wie beispielsweise bei Her X–1. Ist die Scheibe stark aufgebogen, wird jedoch reprozesierte Strahlung von der Akkretionsscheibe erwartet.

Bei Her X–1 ist eine klare Aufheizung des Begleitsterns sichtbar, die mit der orbitalen Periode des Systems korreliert ist. Auch konnte gezeigt werden, daß die optische Strahlung stark mit der Temperatur einer Schwarzkörperstrahlung korreliert ist. Die Röntgenstrahlung wird nahe am Neutronenstern erzeugt, die Rotationsfrequenz von 1.24s des Primärsterns wurde in den Daten nachgewiesen. Daher würde sich Her X–1 hervorragend für Echotomographie eignen; jedoch konnten hier keine scharfen Anstiege oder Abfälle der Röntgenstrahlung registriert werden, die zu einer abrupten Änderung des optischen Flusses hätten beitragen können.

Somit werden also Sternsysteme gesucht, die eine Kombination aus Her X–1 und Sco X–1 bilden: Mit streng lokalisierter hochvariabler Röntgenstrahlung, die vom Begleitstern reprozesiert wird und im Optischen gemessen werden kann. Dann lassen sich mit den in Kapitel 2 und 3 beschriebenen Methoden Sternparameter ableiten, und Strukturen in der Akkretionsscheibe und/oder auf dem Begleitstern auflösen.

7. Abkürzungen

Folgende Abkürzungen werden in dieser Arbeit verwendet:

a	Abstand vom Primärstern zum Begleitstern
AZ	Ausbruchszweig
B	Magnetfeldstärke
B(t)	Hintergrundstrahlung
B_ν	Planckfunktion
BB	Schwarzkörperstrahlung
c	Lichtgeschwindigkeit
c_s	Schallgeschwindigkeit
CO	Comptonisierung
d	Abstand vom Beobachter zum Sternsystem
E	Extinktion
EUVE	Extreme Ultraviolet Explorer
f	Albedo
f_m	Registrierte Intensität
$F(\lambda)$	Filterkurve
g	Schwerebeschleunigung
G	Gravitationskonstante
GP	Gebrochenes Potenzgesetz
H	Scheibendicke
Her X-1	Hellste Röntgenquelle (X-1) im Sternbild Hercules
HST	Hubble Space Telescope
HZ	Horizontaler Zweig
i	Inklination
I_H	Intensität von Hintergrundlichtquellen
IS	Insel
L	Leuchtkraft
L(t)	Strukturlichtkurve
L_1	Innerer Lagrangepunkt
L_{Edd}	Eddingtonleuchtkraft
L_{max}	Maximale Leuchtkraft
L_x	Röntgenleuchtkraft
\dot{M}	Masseakkretionsrate
m_0	Extraterrestrische Helligkeit
M_1	Masse des Primärsterns
M_2	Masse des Begleitsterns
M_z	Luftmasse
MCCP	Multichannel Multicolour Photometer
MEKASPEK	Mehrkanal Spektralphotometer
NZ	Normaler Zweig
OB	Obere Banane
P_O	Orbitale Periode
P_r	Eigenrotation des Neutronensterns

P_S	Superperiode der Akkretionsscheibe von Her X-1
q	Masseverhältnis von M_1 zu M_2
QPOs	Quasiperiodische Oszillationen
$R(t)$	Reprozessierte Lichtkurve
R_{Disk}	Akkretionsscheibenradius
R_{Grenz}	Innere Grenzscheibe der Akkretionsscheibe
RXTE	Rossi X-Ray Timing Explorer
s_A	Atmosphärischer Absorptionskoeffizient
$S(\lambda)$	Skalierungsfaktor
Sco X-1	Hellste Röntgenquelle (X-1) im Sternbild Scorpius
t	Zeit
T	Temperatur
$T(t)$	Extinktionsfunktion
$T(\lambda, t)$	Transmission der Erdatmosphäre
T_e	Effektive Temperatur eines Oberflächenelements
T_q	Sterntemperatur ohne Aufheizung
UB	Untere Banane
v_ϕ	Rotationsgeschwindigkeit im Potential Φ
VLBA	Very Long Baseline Array
(x, y, z)	Koordinaten im mitrotierenden Rochesystem
$X(t)$	Röntgenlichtkurve
Z	Zählrate
$z(t)$	Zenitdistanz zum Objekt
α	Parameter zur Beschreibung von Akkretionsscheiben
Δt_{abs}	Zeitdauer der Absorption
Θ	Zeitverzögerungsfunktion
ϑ	Azimuth
κ	Absorptionskoeffizient
λ	Wellenlänge
ν_b	Schwebungsfrequenz zwischen ν_k und ν_s
ν_k	Rotationsfrequenz eines Materieklumpens
ν_s	Rotationsfrequenz des Neutronensterns
ξ	Winkel zwischen der Normalen zur Oberfläche und der Beobachtungsrichtung
ρ	Gasdichte
σ	Streuopazität
Σ	Oberflächendichte
τ	Zeitverzögerung
$\tau_{abs-rep}$	Zeitdauer zwischen Absorption und anschließender Reprozeption
ϕ	Phase des Sternsystems
Φ	Potential im mitrotierenden Rochesystem
Φ_R	Roche-Potential
ω	Winkelgeschwindigkeit

Literaturverzeichnis

- ALPAR, M.A., SHAHAN, J.1985, *Nature* 316, 239
- BARWIG H., SCHOEMBS R., BUCKENMAYER C., 1987, *Astr. Astrophys.* **175**, 327.
- BOROSON, B., KALLMAN, T., VRTILEK, S.D.,1999, *American Astronomical Society Meeting*, **195**, # 39.07
- BRADSHAW, C.F, FOMALONT, E.B., GELDZAHLER, B.J.,1997, *Astrophys. J.* **484**, 55
- BRADSHAW, C.F, FOMALONT, E.B., GELDZAHLER, B.J.,1999, *Astrophys. J.* **512**, 121
- CHEN, W.,1996, *private Mitteilung*
- COX, A.N., STEWART, J.N., 1970, *Astrophys. J. Suppl.* **19**, 243
- CRAMPTON, D., COWLEY, A.P., HUTCHINGS, J.B., KAAAT, C., 1976, *Astrophys. J.* **207**, 907
- DAL FIUME, D., ORLANDINI, M., CUSUMANO, G., DEL SORDO, S., FEROCI, M., FRONTERRA, F., OOSTERBROEK, T., PALAZZI, E., PARMAR, A.N., SANTANGELO, A., SEGRETO, A.,1998, *Astr. Astrophys.* **329**, 41
- DEETER, J.E., BOYNTON, P.E., MIYAMOTO, S., KITAMOTO, S., NAGASE, F., KAWAI, N.,1991, *Astrophys. J.* **383**, 324
- DELGADO, A.J., SCHMIDT, H.U., THOMAS, H.C., *Astr. Astrophys.* **127**, 15
- FABIAN, A.C., GUILBERT, P.W., ROSS, R.R., 1982, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **199**, 1045
- FELTEN, J.E., HUMPHREYS, R.M., 1973, *Astrophys. J.* **181**, 543
- FORTNER, B., LAMB, F.K., MILLER, G.S., 1989, *Nature* 342, 775
- FRANK, J., KING, A.R., RAINE, D.J., 1985, *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge University Press
- GHOSH, P., LAMB, F.K., 1992, *X-ray Binaries and Recycled Pulsars*, E.P.J. van den Heuvel und S. Rappaport, Kluwer, Dordrecht (NATOASI Series C377)
- GOTTLIEB, E.W., WRIGHT, E.L., LILLER, W., 1975 *Astrophys. J.Letters* **195**, 33
- HASINGER, G.,1987,*Astr. Astrophys.* **186**, 153
- HASINGER, G., VAN DER KLIS, M., 1989, *Astr. Astrophys.* **225**, 79
- HELLIER, C., MANSON, K.O., 1989, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **239**, 715

- HOPP, U., 1999, *private Mitteilung*
- JOHNSON, W.N., KURFESS, J.D., MAURER, G.S., STRICKMAN, M.S., 1980, *Astrophys. J.* **238**, 982
- KALLMAN, T., WHITE, N.E., 1989, *Astrophys. J.* **341**, 955
- KNUDE, J., 1987, *Astr. Astrophys.* **171**, 289
- KOPAL, Z., 1959, *Close Binary Systems*, Chapman & Hall, London
- LAMB, P., SANFORD, P.W., 1979, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **188**, 555
- LAMB, F.K., SHIBAZAKI, N., ALPAR, M.A., SHABON, J., 1985, *Nature* **317**, 681
- LAMB, F.K., 1989 in *Proc 23rd ESLAB Symp. on Two Topics in X-ray Astronomy*, Bologna, Italien
- LEWIN, W.H.G, VAN PARADIJS, J., VAN DEN HEUVEL, E., 1995, *X-ray Binaries*, Cambridge University Press
- LONDON, R., MCCRAY, R., AUER, L, 1981, *Astrophys. J.* **243**, 970
- MAISACK, M., KENDZIORRA, E., PAN, H., SKINNER, G., ENGLHAUSER, J., REPIN, C., EFREMOV, V., SUNYAEV, R., 1994, *Astrophys. J. Suppl.* **92**, 473
- MANTEL, K.H., 1993, *Dissertation an der Ludwig-Maximilians-Universität München*
- MASON, K.O., CHARLES, P.A., WHITE, N.E., CULHANE, J.L., SANFORD, P.W., STRONG, K.T., 1976, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **177**, 513
- MELIA, F., ZYLSTRA, G.J., FRYXELL, B., 1991 *Astrophys. J. Letters* **377**, 101
- MIDDLEDITCH, J., PRIEDHORSKY, W.C., *Astrophys. J.* **306**, 230
- MIHARA, T., MAKISHIMA, K., OHASHI, T., SAKAO, T., TASHIRO, M., 1990, *Nature* **346**, 250
- MITSUDA, K., 1984, *Publications of the Astronomical Society of Japan* **36**, 741
- MOOK, D.E., MESSINA, R.J., PEL, J., HILTNER, W.A., *Astrophys. J.* **191**, 493
- O'BRIAN, K., 1996, *private Mitteilung*
- O'BRIAN, K., 1997, *private Mitteilung*
- O'BRIAN, K., 1998, *private Mitteilung*
- PARMAR, A.N., 1985, *Nature* **313**, 119
- PEDERSON, H., LUB, J., INOUE, H., KOYAMA, K., MAKISHIMA, K., MATSUOKA, M., MITSUDA, K, MURAKAMI, T., ODA, M., OGAWARA, Y., OHASHI, T., SHIBAZAKI, N., TANAKA, Y., HAYAKAWA, S., KUNIEDA, H., MAKINO, F., MASAI, K., NAGASE, F., TAWARA, Y., MIYAMOTU, S., TSUNEMI, H., YAMASHITA, K., KONDO, I., JERNIGAN, J.G., VAN PARADIJS, J., BEARDSLEY, A., COMINSKY, L., DOTY, J., LEWIN, H.G, 1982, *Astrophys. J.* **263**, 325

- PETRO, L.D., BRADT, H.V., KELLEY, R.L., HORNE, K., GOMER, R., 1981, *Astrophys. J.* **251**, 7
- PETTERSON, J.A., 1977, *Astrophys. J.* **218**, 783
- PRESS, W.H., TEUKOLSKY, S.A., VETTERLING, W.T., FLANNERY, B.P., 1992, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press
- PRIEDHORSKY, W., HASINGER, G., LEWIN, W.H.G., MIDDLEDITCH, J., PARMAR, A., STELLA, L., WHITE, N., *Astrophys. J. Letters* , **306**,91
- PRINGLE, J., 1996, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **281**, 357
- RAMATY, R., CHENG, C.C., TSURUTA, A., 1974, *Astrophys. J.*, **187**, 61
- SCHLEGEL, 1998, *Astrophys. J.* **500**, 525
- SCOTT, D.M., LEAHY, D.A.,1999,*Astrophys. J.* **510**, 974
- SHAKURA, N.I., SUNYAEV, R.A., 1973, *Astr. Astrophys.* **24**, 337
- SKILLING, J., BRYAN, R.K.,1984, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **211**, 111
- STILL, M.D., O'BRIAN, K., HORNE, K., HUDSON, D., ENGLE, K., BOROSON, B., VRTILEK, S.D., QUAINIRELL, H., FIEDLER, H., 2000a, *Astrophys. J.* submitted to *Astr. Astrophys.*
- STILL, M., 2000b, *private Mitteilung*
- SUNYAEV, R., TITARCHUK, L.G., 1980, *Astr. Astrophys.* **86**, 121
- TANANBAUM, H.,1984,*Astrophys. J. Letters* **174**, 143
- TRÜMPER, J., PEITSCH, W., REPPIN, C., VOGES, W., STAUBERT, R., KENDZIORRA, 1978, *Astrophys. J. Letter* **219**, 105
- VAN ALTENA, W.F., 1972, *Astrophys. J.* **178**, 127
- VAN DER KLIS, M., STELLA, L., WHITE, N., JANSEN, F., PARMAR, A.N.1987,*Astrophys. J.* **316**, 411
- VAN DER KLIS, M., WIJNANDS, R.A.D., HORNE, K., CHEN, W., 1997,*Astrophys. J. Letters* **418** , 97
- VRTILEK, S.D., PENNINX, W., RAYMOND, J.C., VERBUNT, F., HERTZ, P., WOOD, K., LEWIN, W.H.G., MITSUDA, K.,1991,*Astrophys. J.* **376**, 278
- VRTILEK, S.D., SOKER, N., RAYMOND, J.,C., 1993, *Astrophys. J.* **404**, 696
- VRTILEK, S.D., BOROSON, B., STILL, M. FIEDLER, H., QUAINIRELL, H., O'BRIAN, K.,1999, *Bulletin of the American Astronomical Society* **31**, no. 3, 905
- WHITE,N.E., 1981,*Astrophys. J.* **247**, 994

WHITE, N.E., NAGASE, F., PARMAR, A.N., *Kapitel 1 aus X-ray Binaries*, 1995,
Cambridge University Press

WIJERS, R., PRINGLE, J., 2000, *Mon. Not. R. astr. Soc.* im Druck

WU, C.C., 1979, *Astrophys. J.* **227**, 291

Abkürzungen:

<i>Astr. Astrophys.</i>	Astronomy & Astrophysics
<i>Astrophys. J.</i>	The Astrophysical Journal
<i>Astrophys. J. Suppl.</i>	The Astrophysical Journal Supplement Series
<i>Mon. Not. R. astr. Soc.</i>	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society

Name	Sven Hauke Fiedler
Geburtsdatum	23.08.1967
Geburtsort	München
Eltern	Gisela Agnes Leni Fiedler, geb. Stolzenburg Rainer Arno Fiedler
Familienstand	ledig

Ausbildung

1986	Abitur
1986–88	Zivildienst
1988–94	Studium allgemeine Physik an der LMU München
1995–96	Angestellter am Institut für Astronomie und Astrophysik der LMU
1996-2000	Promotion im Fachbereich Astronomie

wissenschaftliche Tätigkeiten

	1) F-II Praktikum: Aufbau, Test und Verbesserung eines Pulverdiffraktometers an der Universität Coimbra, Portugal
	2) Führungen am Wendelstein Observatorium
	3) Betreuung der Anfängerpraktika für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München von 1996–1999 für Studenten der Medizin, Pharmazie, Biologie und Geologie
Sternbeobachtungen	1) Observatorium Wendelstein 2) DSAZ Calar Alto, Spanien 3) ESO La Silla, Chile
Forschungsaufenthalte	Universität St. Andrews, Schottland Den Haag, Niederlande Tenerife, Spanien Venedig, Italien

Danksagung

Als ich vor einigen Jahren an der Unisternwarte München nach einer Diplomarbeit gefragt habe, bin ich Dr. Heinz Barwig begegnet. Die unheimliche Begeisterung, die er für die Astronomie und Astrophysik ausstrahlte, sprang sehr schnell auf mich über. Selten habe ich in meinem Leben einen Menschen gesehen, der mehr von seiner Tätigkeit überzeugt war, dem sie so viel Spaß bereitet, und dennoch immer ein offenes Ohr für Fragen und Anregungen hat. Für seine Betreuung nicht nur fachlicher Seite möchte ich ihm von Herzen danken.

Das bringt mich direkt zu Prof. Dr. Harry Lesch, der nicht nur die „offizielle“ Betreuung übernahm, sondern stets mit Rat und Tat zur Seite stand. Auch er hatte geduldiges Verständnis für meine Fragen.

Bei Prof. Dr. Thomas Gehren und dem ehemaligen Institutsleiter Prof. Dr. Rolf-Peter Kudritzki möchte ich mich bedanken für die Unterstützung der „Randgruppe“ der kataklysmischen Veränderungen.

Dies führt mich weiter zu Prof. Dr. Keith Horne, der die Idee zu dieser Doktorarbeit hatte, der der eigentliche Grund für die häufigen und gehaltvollen Besuche in St. Andrews war, der mit seiner unkonventionellen Art zu denken und immer mindestens einen Schritt voraus eine Quelle neuer Gedanken war.

Damit komme ich auch schon zu den „ehemaligen“ der CV-Mafia, Dr. Andreas Bobinger: Seine vorsichtige und dennoch profunde Einführung in die Geheimnisse der Maximalen Entropie habe ich genauso geschätzt wie seine Freundschaft, nicht nur um die Annapurnas, sondern auch in St. Andrews, in Biergärten, etc. Aber wir waren meist zu dritt in Schottland, Dr. Sebastian Wolf, der mit unermüdlicher Zielstrebigkeit bei der Fehlerbeseitigung und herzlichen Art ein steter Anlaufpunkt war. Womit ich schon beim vierten des Kleeblatts, Damir Simic, angelangt bin: Seine damalige freundschaftliche Hilfe hat wesentlich zu dieser Arbeit beigetragen. Damit aber ist noch kein Ende in Sicht, und viele Probleme programmiertechnischer Art wären wohl immer noch nicht gelöst, wäre da nicht unser guter Alex Fiedler: Seine (G)Astronomischen-, IDL-, Fortran- und C-Kenntnisse sind nahezu unerquicklich – wie seine unvergesslichen Janskischnitten oder Kuppeltorten! Womit ich schon bei Dr. Karl-Heinz Mantel angelangt bin, der mir nicht nur zeigte, wie man mit dem MEKASPEK beobachtet, sondern – viel wichtiger – auch hinterher die Daten reduziert. Auch bei Niv Drory möchte ich mich nicht nur für die Beobachtung bedanken, seine Hinweise und Ratschläge waren immer sehr hilfreich.

Auch bei meinen Institutskollegen, die ich nicht alle namentlich nenne, möchte ich mich für die schöne Zeit und das angenehme Arbeitsklima bedanken.

Ein großer Dank geht an Claudia, die mir im letzten Jahr eine große Stütze war und ist.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mir dieses Studium ermöglicht haben und mir jegliche Unterstützung gewährten. Ihnen ist diese Arbeit gewidmet.

*Diese Arbeit wurde durch die DFG gefördert
[Kennzeichen: Ba 867/7-1 und Ba 867/7-2]*