Temporale und spektrale Untersuchungen des Röntgendoppelsternsystems Her X-1/HZ Herculis

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
der Fakultät für Mathematik und Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Marc Patrick Risse

aus Stuttgart

2003

Für
Dorothea und Julian

Temporale und spektrale Untersuchungen des Röntgendoppelsternsystems Her X-1/HZ Herculis

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
der Fakultät für Mathematik und Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Marc Patrick Risse

aus Stuttgart

2003

Selbstverlegt von:

Marc Patrick Risse
Am Baiersbach 10
72631 Aichtal

Tag der mündlichen Prüfung: 1. August 2003
Dekan: Prof. Dr. H. Müther
1. Berichterstatter: Prof. Dr. R. Staubert
2. Berichterstatter: Prof. Dr. K. Werner

Zusammenfassung

Marc Patrick Risse

Temporale und spektrale Untersuchungen des Röntgendoppelsternsystems Her X-1/HZ Herculis

30 Jahre sind seit der Entdeckung des Röntgendoppelsternsystems Her X-1/HZ Herculis durch den Satelliten *UHURU* vergangen. Mittlerweile gehört dieses Objekt neben Cyg X-1 zu den best untersuchten Objekten der Röntgenastronomie. Doch auch nach so vielen Jahren der Erforschung dieser Objekte gibt es immer noch zahlreiche Phänomene, die der Erklärung bedürfen.

Zunächst werden in dieser Arbeit die Grundlagen der Astronomie im Allgemeinen und der Röntgendoppelsternsysteme im Speziellen erläutert (Kapitel 1). Anschließend wende ich mich der Beschreibung des Röntgendoppelsternsystems Her X-1/HZ Her zu und fasse zusammen, was unser derzeitiger Stand des Wissens über dieses Objekt ist (Kapitel 2).
In dieser Arbeit werden sowohl Beobachtungen von Röntgensatelliten als auch erdgebundene optische Beobachtungsdaten ausgewertet. Die aus dem Röntgenbereich analysierten Daten stammen von dem amerikanischen Röntgensatelliten RXTE (*Rossi-X-Ray-Timing-Experiment*). Die optischen Beobachtungsdaten wurden von unterschiedlichsten Arbeitsgruppen auf der ganzen Welt im Verlauf der letzten 27 Jahre gemacht. Diese enorme Datenbasis von fast 17000 Datenpunkten verteilt über vier Spektralbänder werden unter verschiedenen Gesichtspunkten in dieser Arbeit analysiert.
Mittels der Röntgendaten wurden Untersuchungen über die Form des Pulses von Her X-1 vorgenommen. Dabei stellte ich eine Abweichung der Pulsform von der ansonsten bekannten fest. Nähere Untersuchungen ergaben, dass das Auftreten dieser Pulsform mit einer verminderten Akkretionsrate erklärt werden kann (Kapitel 3).
Des Weiteren wurde die Lage der Zyklotronresonanzlinie phasenaufgelöst untersucht. Aufgrund einer Änderung der Zyklotronlinienenergie zwischen 1991 und 1993 um 23%, von 34 auf 41 keV (Gruber et al., 2001) konnten die Daten nur relativ und nicht absolut mit alten Beobachtungen verglichen werden. Die von Voges et al. (1982) und Soong et al. (1990) gefundenen Ergebnisse konnten jedoch tendenziell bestätigt werden (Kapitel 4).
Aus den optischen Daten von HZ Her, dem Begleiter von Her X-1, wurde die Variation des optischen Profils näher untersucht. Aufgrund des großen Datensatzes konnten

die bereits von Gerend & Boynton (1976) gefunden Variationen noch deutlicher herausgearbeitet werden. Es ist außerdem gelungen, ein Modell zu entwickeln, das die Möglichkeit bietet Turn-Ons aufgrund aktueller Beobachtungen vorauszusagen (Kapitel 5).
Als Abschluss wurde ein existierender Programmcode für Doppelsterne um eine Akkretionsscheibe erweitert. Dabei lag das Hauptaugenmerk auf den Eigenschaften des Röntgendoppelsternsystems Her X-1/HZ Her und seinen Eigenheiten. Mittels der Simulation war es möglich, die wesentlichen Eigenschaften der Lichtkurve von HZ Her zu reproduzieren. Es wurde ausserdem möglich die Bewegung der Hot Spots auf der Oberfläche des optischen Begleiters zu beschreiben. (Kapitel 6).

Abstract

Marc Patrick Risse

A Study of Temporal and Spectral Behavior of the X-ray Binary System Her X-1/HZ Herculis

30 years passed since the discovery of the X-Ray-Binary Her X-1/HZ Herculis by the satellite *UHURU*. Meanwhile this object belongs beside Cyg X-1 to the best examined objects of the X-Ray astronomy. But also after so many years of studying these objects there are still numerous questions open, which need to be explained.

The bases of the astronomy are considered first in this work in generally and the X-ray binaries in special (chapter 1). Thereafter I turn to the description of the x-ray binary Her X-1/HZ Her and summarise our present knowledge about this object (chapter 2). In this work both observations of X-ray satellites and ground-based optical observation data are evaluated. The analysed X-ray data was gathered from the American X-ray satellite RXTE (*Rossi X-ray Timing experiment*). The optical observation data were made by most different working groups in the whole world in the process of the last 27 years. This huge database from nearly 17000 data points distributed over four spectral bands are analysed under different criteria in this work.
Investigations analysed the pulse shape of Her X-1 using the x-ray data. I determined a deviation of the pulse shape from the well-known mean shape. Detailed investigations showed that the occurrence of this pulse shape is connected with a decrease in the accretion rate (chapter 3).
Furthermore the position of the cyclotron line was tested phase resolved. According to a shift in the cyclotron line energy between 1991 and 1993 by 23% from 34 to 41 keV (Gruber et al., 2001), the results could not be compared directly to the older observations. The results derived by Voges et al. (1982) and Soong et al. (1990) could be reproduced (chapter 4).
Using the optical data from HZ Her, the optical companion of Her X-1 the variation of the optical profile was investigated more intense. According to the huge amount of data points the results found by Gerend & Boynton (1976) were improved. In addition I succeeded to develop a model that offers the possibility to forecast Turn-Ons on the basis of current observations (chapter 5).
In the end an existing program source code simulating binary stars was extended by an accretion disc option. The main focus was on the x-ray binary Her X-1/HZ Her and its peculiarities. With this simulation it became possible to describe the main

characteristics of the shape of the light curve. It became also possible to describe the movement of the Hot Spots on the surface of the optical counterpart (chapter 6).

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung **5**

Abstract **7**

Inhaltsverzeichnis **9**

I Theorie **13**

1 Röntgendoppelsterne **15**
1.1 Einleitung 15
1.2 Sternentwicklungsmodelle 17
1.2.1 Zeitskalen der Sternentwicklung 17
1.2.2 Das Vorhauptreihenstadium 18
1.2.3 Das Hauptreihenstadium 19
1.2.4 Das Riesenstadium 20
1.2.5 Endstadien der Sternentwicklung 21
1.3 Röntgendoppelsternsysteme 24
1.4 Typen von Röntgendoppelsternen 25
1.4.1 HMXB 25
1.4.2 LMXB 26
1.5 Akkretionsmechanismen 27
1.5.1 Roche lobe overflow 28
1.5.2 Windakkretion 29
1.6 Scheibenakkretion 30
1.6.1 Die Näherung für dünne Akkretionsscheiben 31
1.7 Röntgenpulsare 32
1.8 Pulsperioden 34
1.8.1 Periodenveränderungen 34
1.9 Pulsarspektren 35
1.10 Das Magnetfeld des Neutronensterns 37

2 Das Röntgendoppelsternsystem Her X-1/HZ Her **38**
2.1 Die Systemeigenschaften . . . 38
2.2 Die Röntgenlichtkurve . . . 40
2.2.1 1^s.24-Periode . . . 40
2.2.2 1^d.7-Periode . . . 41
2.2.3 35^d-Periode . . . 42
2.2.4 Dips . . . 44
2.2.5 Der Anomalous Low State . . . 44
2.3 Das Röntgenspektrum . . . 46
2.3.1 Phasengemitteltes Röntgenspektrum . . . 46
2.4 Optische Beobachtungen . . . 46
2.4.1 Charakteristika der optischen Lichtkurve . . . 48

II Datenanalyse **51**

3 Pulsprofil und Pulsperiodenentwicklung **53**
3.1 Das Main-On-Pulsprofil . . . 53
3.2 Pulsperiodenentwicklung . . . 54
3.3 Die Form des Pulsprofils . . . 57
3.4 Diskussion . . . 60

4 Pulsphasenspektroskopie **61**
4.1 Diskussion . . . 65

5 Untersuchung optischer Beobachtungen von Her X-1 **70**
5.1 Die Datenbasis . . . 70
5.1.1 Die Korrektur der Daten . . . 70
5.2 Das Profil der optischen Lichtkurve . . . 72
5.3 Die 35^d-Phase . . . 75
5.3.1 Die Verteilung der Daten im 35^d-Zyklus . . . 75
5.3.2 Das O–C-Diagramm . . . 76
5.4 Der Turn-On . . . 79
5.4.1 Berechnung nicht beobachteter Turn-Ons . . . 79
5.4.2 Variation des optischen Profils im Verlauf der 35^d-Phase . . . 81
5.5 Abweichung der Lichtkurve vom mittleren Profil . . . 85
5.5.1 Vergleich der Ergebnisse mit älteren Beobachtungen . . . 86
5.5.2 Prognose der Turn-On-Zeitpunkte . . . 88
5.6 Diskussion . . . 91

III Simulation **93**

6 Modellierung der optischen Lichtkurve **95**
6.1 Erweiterung des vorhandenen Programmcodes durch eine Akkretionsscheibe . . . 95
6.1.1 Grundprinzip der Synthese einer Lichtkurve . . . 95
6.1.2 Aufbau der Akkretionsscheibe . . . 96
6.2 Berechnung der Lichtkurve . . . 98
6.2.1 Bedeckungsbestimmung . . . 99
6.2.2 Temperaturverteilung und Hot Spots . . . 101
6.3 Die Lichtkurven . . . 102
6.3.1 Parameter und Werte für Her X-1 . . . 102
6.3.2 Lichtkurven . . . 104
6.4 Diskussion . . . 104

7 Schlussbemerkung und Ausblick **112**

IV Anhang **115**

A Absorption & Opazität **117**

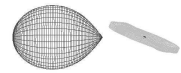
B B-Band-Datenpunkte **119**

C Tabellen **129**
C.1 Daten der beobachteten Turn-Ons . . . 129
C.2 Beobachtung P60018 . . . 134

Literaturverzeichnis **135**

Danksagung **139**

Curriculum vitae **143**



Teil I

Theorie

KAPITEL 1

Röntgendoppelsterne

Professor Röntgen sprach gestern abend in der Physikalischen Gesellschaft vor Professoren und Generälen über seine X-Strahlen unter stürmischen Ovationen. . . Zahlreiche Demonstrationen gelangen vorzüglich, die Strahlen durchdrangen Papier, Blech, Holz, Blei und endlich Röntgens und Professor Köllickers Hand ... Köllicker schlägt vor, die neue Entdeckung 'Röntgen-Strahlen' zu nennen. (Stürmischer Beifall.) Röntgen dankte tief gerührt. Köllicker brachte ein Hoch auf Röntgen aus. Seit 48 Jahren hat keine so epochemachende Sitzung der Gesellschaft stattgefunden.

Fränkisches Volksblatt vom 24. Januar 1896

1.1 Einleitung

Der Spektralbereich, in dem die Röntgenastronomie angesiedelt ist, überdeckt den Wellenlängenbereich von 12.4 nm bis 2.48 pm, was Photonenenergien von 0.1 bis 500 keV entspricht. Da die aus dem Weltraum kommende Strahlung mit solchen Energien bereits an den oberen Luftschichten der Atmosphäre absorbiert wird, beginnt die Ära der Röntgenastronomie erst, als man geeignete Detektoren, die an Ballons befestigt oder auf Raketen montiert waren, in die oberen Schichten der Erdatmosphäre aufsteigen ließ.
Bei einem Raketenflug zeigte ein Geigerzähler, der sich an Bord befand, dass von unserer Sonne Röntgenstrahlung ausgeht (Friedmann et al., 1951). Nach dieser Entdeckung hatten die ersten Röntgenmessungen hauptsächlich die Sonne zum Ziel. Hier wurde im Besonderen die Röntgenstrahlung der Sonnenkorona gemessen. Auf Grund etlicher Fehleinschätzungen und Fehlschläge vergingen mehrere Jahre bis die Röntgenastronomie einen weiteren Erfolg verbuchen konnte. Eine dieser Fehlannahmen beruhte auf der Meinung, dass nur 'normale' Sterne als Röntgenemitter in Betracht

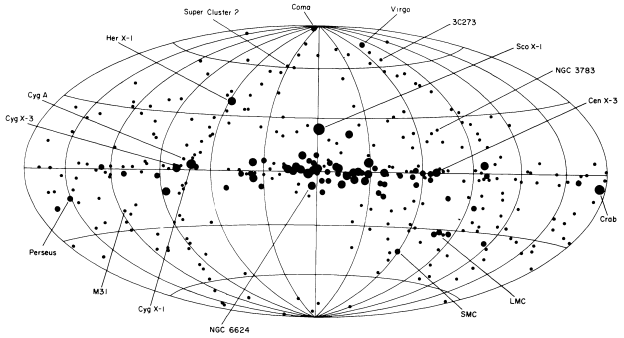


Abbildung 1.1: Röntgenquelle des vierten *UHURU*-Kataloges in galaktischen Koordinaten. Die Größe der Punkte ist proportional zum Logarithmus der Quellintensität (Forman et al., 1978).

kämen. Bedingt durch die großen Entfernungen wurde es deshalb als unwahrscheinlich erachtet, dass jemals Röntgenphotonen von anderen Objekten als der Sonne signifikant nachgewiesen werden könnten. Die erste galaktische Röntgenquelle wurde dann eher zufällig bei dem Versuch, die Röntgenemission des Mondes zu messen, im Sternbild Skorpion entdeckt. Sie bekam den Namen Sco X-1 (Giacconi et al., 1962). Damit begann ein neues Kapitel in der modernen Astrophysik. Die Anzahl der neuentdeckten Röntgenquellen nahm nun rapide zu – 1967 waren bereits mehr als 30 Quellen bekannt. Jedoch unterlagen die jetzt regelmäßig und in steigender Zahl durchgeführten Beobachtungen einer Beschränkung. Es war nicht möglich, längerfristige Untersuchungen vorzunehmen, da ein Raketenflug nur wenige Minuten und ein Ballonflug nur wenige Stunden dauerte. Dieses Problem wurde schließlich durch den Start des ersten Röntgensatelliten behoben.

Am 12. Dezember 1970 startete die NASA von der Küste Kenias aus den Röntgensatelliten *UHURU* (Kisuaheli für Freiheit). Im Zuge der mittels *UHURU* durchgeführten Himmelsdurchmusterung wurden 339 Röntgenquellen entdeckt (Abb. 1.1). Unter ihnen befand sich unter anderem die Quelle 2U 1705+34 (Tananbaum et al., 1972), auch bekannt unter dem Namen Her X-1. Nach dieser Mission folgten weitere Satelliten (Tab. 1.1), die ebenfalls mit Röntgendetektoren bestückt waren und eine große Zahl neuer Quellen sowie neuer Phänomene entdeckten.

Das ursprüngliche Ziel, die Röntgenemission des Mondes zu messen, geriet bei der Vielzahl der neu entdeckten Phänomene in Vergessenheit und wurde erst 28 Jahre nach dem fehlgeschlagenen Versuch bei einer ROSAT-Beobachtung wiederholt, um so die reflektierte solare Röntgenstrahlung nachzuweisen (Freyberg et al., 1992).

Tabelle 1.1: Die wichtigsten Röntgenmissionen

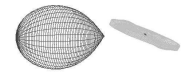
Mission	Zeitraum	Mission	Zeitraum
UHURU	1970 – 1973	Astron	1983 – 1988
OSO-7	1971 – 1973	Tenma	1983 – 1984
Copernicus	1972 – 1981	EXOSAT	1983 – 1986
ANS	1974 – 1976	Ginga	1987 – 1991
Salyut-4	1974 – 1975	Kvant/Mir	1987 – 2001
Ariel-5	1974 – 1980	Granat	1989 – 1998
Apollo-Soyuz	1975 – 1975	ROSAT	1990 – 1999
SAS-3	1975 – 1979	ASCA	1993 – 2001
OSO-8	1975 – 1978	SAX	1996 – 2002
HEAO-1	1977 – 1979	XTE	1996 –
Einstein	1978 – 1981	Chandra	1999 –
Ariel-6	1979 – 1981	XMM	1999 –
Hakucho	1979 – 1984		

1.2 Sternentwicklungsmodelle

Röntgendoppelsternsysteme stellen eine späte Phase in der Entwicklung eines Doppelsternsystems dar, da sich mindestens eine der beiden Komponenten schon in einem möglichen Endstadium der Sternentwicklung (Weißer Zwerg, Neutronenstern oder Schwarzes Loch) befindet.
Bei der Entwicklung von Doppelsternsystemen kann man sich zunächst an der Entwicklung von Einzelsternen orientieren, muss aber zusätzlich den Massenübertrag zwischen den beiden Sternen berücksichtigen.
Bevor ich auf den Ablauf der Sternentwicklung eingehe, will ich an dieser Stelle eine kurze Einführung geben, mit welchen Zeitintervallen wir es bei der Sternentwicklung zu tun haben, da in der weiteren Beschreibung der Sternentwicklung diese Begriffe Verwendung finden. Die folgenden Ausführungen stützen sich im Wesentlichen auf Karttunen et al. (1990), Kapitel 12.

1.2.1 Zeitskalen der Sternentwicklung

Die Entwicklung von Sternen erfolgt auf sehr unterschiedlichen Zeitskalen: der *nuklearen Zeitskala* t_n, der *thermischen Zeitskala* t_t und der *dynamischen Zeitskala* t_d. Als nukleare Zeitskala wird die Zeitspanne bezeichnet, in der ein Stern die gesamte Energie abstrahlt, die durch Kernreaktion freigesetzt werden kann. Eine Abschätzung dieser Zeitspanne kann erhalten werden, indem man die Zeit berechnet, die benötigt wird, um den Wasserstoffvorrat in Helium umzusetzen. Aus Entwicklungsrechnun-



gen ist bekannt, dass nur wenig mehr als 10% der Gesamtmasse des Wasserstoffs im Stern verbraucht werden kann. Es werden nur 0,7% des Masseanteils des Wasserstoffs in Energie umgewandelt, deshalb ergibt sich für einen Stern der Masse M und der Leuchtkraft L die nukleare Zeitskala zu:

$$t_{\mathrm{n}} \approx \frac{0.007 \cdot 0.1 Mc^2}{L} \tag{1.1}$$

Für unsere Sonne (mit $\mathrm{M}_\odot = 2 \cdot 10^{33}\,\mathrm{g}$ und $\mathrm{L}_\odot = 4 \cdot 10^{33}\,\mathrm{erg/s}$) erhält man eine nukleare Zeitskala von 10^{10} Jahren und somit

$$t_{\mathrm{n}} \approx \frac{M/\mathrm{M}_\odot}{L/\mathrm{L}_\odot} \cdot 10^{10}\,\mathrm{Jahre} \tag{1.2}$$

Die thermische Zeitskala ist die Zeit, in der ein Stern seine gesamte thermische Energie abstrahlen würde, wenn die Erzeugung der Kernenergie plötzlich abgeschaltet werden würde. Dies ist gleichbedeutend mit der Zeitspanne, die die Strahlung aus dem Zentrum benötigt, um zur Oberfläche zu gelangen. Die thermische Zeitskala kann wie folgt abgeschätzt werden:

$$t_{\mathrm{t}} \approx \frac{0,5GM^2/R}{L} \approx \frac{(M/\mathrm{M}_\odot)^2}{(R/\mathrm{R}_\odot)(L/\mathrm{L}_\odot)} \cdot 2 \cdot 10^7\,\mathrm{Jahre} \tag{1.3}$$

G ist die Gravitationskonstante und R der Sternenradius.
Die dynamische Zeitskala ist die kürzeste. Sie bezeichnet die Zeit, die ein Stern benötigt, um zu kollabieren, wenn der gegen die Schwerkraft wirkende Druck plötzlich verschwände.

$$t_{\mathrm{d}} = \frac{2\pi}{2}\sqrt{\frac{(R/2)^3}{GM}} \approx \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \tag{1.4}$$

Für unsere Sonne liegt diese Zeitskala etwa bei einer halben Stunde.

1.2.2 Das Vorhauptreihenstadium

Aus einer Wasserstoffwolke, die sich unter ihrer Gravitationsanziehung zusammenballt, wird Gravitationsenergie freigesetzt und in thermische Energie des Gases sowie in Strahlung umgewandelt. Am Anfang sind Dichte und Opazität[1] der Materie gering und die Strahlung kann sich frei ausbreiten. Der größte Teil der Energie wird abgestrahlt; es kommt deshalb zu keiner nennenswerten Erwärmung. Erst wenn der Druck und die Dichte in der Nähe des Zentrums wachsen, und somit auch die Opazität, wird der Anteil der freigesetzten Energie in Wärme umgewandelt und die Temperatur beginnt zu steigen. Die Kontraktion dauert so lange, bis das Gas vollständig ionisiert

[1] Opazität: (lat. opacitas Schatten, Dunkel) Effektivität, mit der ein Medium die Strahlung schwächt (Anhang A).

ist und sich die zum Protostern gewordene Wolke im hydrostatischen Gleichgewicht befindet. Die weitere Entwicklung des Protosterns findet auf der thermischen Zeitskala (Gleichung 1.3) statt. Die Kontraktion erfolgt nun viel langsamer. Ist die Masse des Sterns groß genug ($0.08\,M_\odot < M$), so reicht die Erwärmung aus, um das Wasserstoffbrennen im Inneren zu zünden. Der Stern hat nun sein Hauptreihenstadium erreicht.

1.2.3 Das Hauptreihenstadium

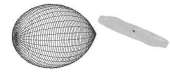
Im Hauptreihenstadium ist das Wasserstoffbrennen die einzige Energiequelle des Sterns. Der Stern befindet sich in einem stabilen Gleichgewicht und sein Aufbau ändert sich nur infolge der allmählichen Änderung seiner chemische Zusammensetzung durch die Kernreaktion. Die Entwicklung findet nun auf nuklearen Zeitskalen statt. Damit ist die Hauptreihenphase die längste im Leben eines Sterns. Die Sterne, die sich auf der oberen Hauptreihe befinden, sind so massereich und ihre Zentraltemperatur ist so hoch, dass der CNO-Zyklus wirksam wird.

$$\begin{aligned} {}^{12}\mathrm{C} + {}^{1}\mathrm{H} &\rightarrow {}^{13}\mathrm{N} + \gamma \\ {}^{13}\mathrm{N} &\rightarrow {}^{13}\mathrm{C} + e^{+} + \nu_e \\ {}^{13}\mathrm{C} + {}^{1}\mathrm{H} &\rightarrow {}^{14}\mathrm{N} + \gamma \\ {}^{14}\mathrm{N} + {}^{1}\mathrm{H} &\rightarrow {}^{15}\mathrm{O} + \gamma \\ {}^{14}\mathrm{O} &\rightarrow {}^{15}\mathrm{N} + e^{+} + \nu_e \\ {}^{15}\mathrm{N} + {}^{1}\mathrm{H} &\rightarrow {}^{12}\mathrm{C} + {}^{4}\mathrm{He} \end{aligned} \tag{1.5}$$

Im Gegensatz dazu wird bei den Sternen, die sich im unteren Bereich der Hauptreihe befinden, die Energie durch die pp-Kette erzeugt.

$$\begin{aligned} {}^{1}\mathrm{H} + {}^{1}\mathrm{H} &\rightarrow \mathrm{D} + e^{+} + \nu_e \\ {}^{2}\mathrm{H} + {}^{1}\mathrm{H} &\rightarrow {}^{3}\mathrm{He} + \gamma \\ {}^{3}\mathrm{H} + {}^{3}\mathrm{H} &\rightarrow {}^{4}\mathrm{He} + 2\,{}^{1}\mathrm{H} \end{aligned} \tag{1.6}$$

Bei einer Temperatur von $1.8 \cdot 10^7$ Grad, entsprechend der Zentraltemperatur eines $1.5\,M_\odot$-Sterns, sind die pp-Kette und der CNO-Zyklus gleich effektiv. Diese Masse stellt auch in etwa die Grenze zwischen unterer und oberer Hauptreihe dar.
Sterne der oberen Hauptreihe besitzen einen konvektiven Kern, d. h. Energie wird durch Materiebewegung transportiert. Dadurch wird eine gute Durchmischung der Materie erreicht, was dazu führt, dass der Wasserstoffanteil in der Kernregion gleichförmig abnimmt. Während der Wasserstoff verbraucht wird, verringert sich die Masse



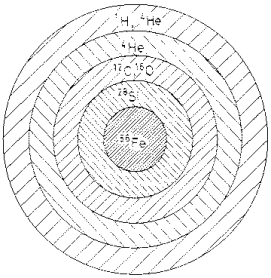


Abbildung 1.2: Schalenaufbau eines massereichen Sterns ($30\,M_\odot$) in einem späten Entwicklungsstadium. Der Stern besteht aus Schichten unterschiedlichster Zusammensetzung, die im Laufe seines Lebens aus Wasserstoff fusioniert wurden (Karttunen et al., 1990).

des konvektiven Kerns. Ist der Wasserstoffvorrat im Kerninneren erschöpft, so beginnt der Stern rapide zu schrumpfen. Die Kerntemperatur nimmt dabei zu und die Temperatur in den Wasserstoffschalen um den Kern steigt ebenfalls, bis sie hoch genug ist, damit das Wasserstoffbrennen erneut einsetzen kann.
Die Sterne der unteren Hauptreihe besitzen aufgrund der niedrigen Temperatur eine hohe Opazität. Der Kern dieser Sterne ist deshalb radiativ, während ihre Hülle konvektiv ist. Es gibt im Kern keine Vermischung der Materie und als Folge wird der Wasserstoffvorrat im Kern schneller verbraucht. Ist der Wasserstoff in der Kernregion verbraucht, so brennt er um den Kern in einer dicken Schale weiter.

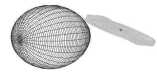
1.2.4 Das Riesenstadium

Das Hauptreihenstadium endet, wenn der Wasserstoff im Zentrum verbraucht ist. Die Masse des Heliumkerns wird durch das Wasserstoffbrennen in der Schale vergrößert. Dies führt zu einer Expansion der Hülle des Sterns. Der Stern wird zum Roten Riesen. Bei Sternen mit niedriger Masse nimmt die Masse des Kerns weiter zu, bis er schließlich entartet ist. Die Zentraltemperatur steigt, wobei der Kern wegen der hohen Leitfähigkeit eine gleichmäßige Temperatur hat. Ist die Masse des Sterns größer als $0.26\,M_\odot$, so wird die Zentraltemperatur hoch genug, um das Helium mittels des Triple-Alpha-Prozesses zu Kohlenstoff zu verbrennen. Im gesamten Zentralgebiet setzt dann das Heliumbrennen ein, das wenige Sekunden nach der Zündung in den Helium-Blitz mündet. Bei Sternen hoher Masse ist die Zentraltemperatur höher und die Zentraldichte geringer. Der Kern ist nicht entartet. Dadurch kann kein Heliumbrennen bei der Kernkontraktion explosionsartig einsetzen. Ist der zentrale Heliumvorrat verbraucht, brennt das Helium in einer Schale weiter. Er kontrahiert zunehmend und wird heißer. Zuerst wird das Kohlenstoffbrennen und nachfolgend das Sauerstoff- und Siliziumbrennen gezündet. Am Ende besteht der Stern aus einer Reihe von Schichten unter-

schiedlicher Zusammensetzung (Abb. 1.2), bei massereichen Sternen ($M > 15\,M_\odot$) enthält er alle Elemente bis Eisen.
Die dem Heliumbrennen folgende Entwicklung hängt stark von der Sternmasse ab. Die Masse bestimmt, wie hoch die Zentraltemperatur werden kann. Sterne mit $M < 3\,M_\odot$ werden nicht heiß genug, um im Kern das Kohlenstoffbrennen zu zünden. Am Ende des Riesenstadiums wird ihre äußere Hülle abgestoßen, welche einen planetarischen Nebel bildet. Übrig bleibt der heiße Kern in Form eines Weißen Zwerges.
In Sternen mit $3\,M_\odot < M < 15\,M_\odot$ wird entweder Kohlenstoff oder Sauerstoff explosiv gezündet. Es gibt dann einen Kohlenstoff- oder Sauerstoff-Blitz. Dieser ist wesentlich stärker als der Helium-Blitz und verursacht eine Explosion des Sterns in Form einer Supernova. Sterne mit $M > 15\,M_\odot$ durchlaufen alle Fusionsstadien bis zum Eisen ^{56}Fe. Danach sind alle nuklearen Energiequellen vollständig erschöpft. Das Ende der nuklearen Reaktion im Kern hat einen Druckabfall im Zentrum und den Kollaps des Kerns zur Folge. Die äußeren Gebiete kollabieren ebenfalls, allerdings viel langsamer. In der Folge erhöht sich die Temperatur in den Schichten, die noch unverbrauchten Kernbrennstoff enthalten. Letztere verbrennen explosionsartig und setzen in wenigen Sekunden gewaltige Energiemengen frei. Im Endergebnis explodieren die äußeren Schichten in Form einer Supernova. Im Zentralkern rekombinieren die Protonen und Elektronen zu Neutronen. Der Kern besteht letztlich fast vollständig aus Neutronen, die aufgrund der hohen Dichte entarten. Bei Kernen kleiner Masse stoppt der Entartungsdruck der Neutronen den Kollaps. Ist die Masse des Kerns jedoch groß genug, so wird ein Schwarzes Loch daraus.

1.2.5 Endstadien der Sternentwicklung

Der Schlusspunkt der Sternentwicklung hängt von der Masse ab, die am Ende der Entwicklung übrig bleibt. Abb 1.3 zeigt die Beziehung zwischen Masse und Zentraldichte für einen Körper, nachdem er abgekühlt ist und sein Gleichgewicht erreicht hat. Die Kurve besitzt zwei Maxima. Die dem linken Maximum entsprechende Masse nennt man *Chandrasekhar-Masse*, $M_{\rm Ch} = (1.2 - 1.4)\,M_\odot$. Die dem rechten Maximum entsprechende Masse wird als *Oppenheimer-Volkov-Masse*, $M_{\rm OV} = (1.5 - 3.23)\,M_\odot$ (Mendez, 2002), bezeichnet. Daraus ergibt sich, dass das Diagramm in drei Bereiche eingeteilt werden kann. Nehmen wir zunächst eine Masse $M < M_{\rm Ch}$. Ein Stern dieser Masse ergibt als Endprodukt einen Weißen Zwerg. Weiße Zwerge (WZ) sind Sterne mit einer Masse von etwa 0.4 bis zu 1.2 $M_\odot$ und typischen Radien von $\simeq 5000$ km. Das bedeutet, dass sie im Inneren eine beträchtliche Dichte aufweisen ($\simeq 10^6 {\rm g \cdot cm^{-3}}$). Sie unterhalten kein nukleares Brennen mehr und kühlen nur noch aus, indem sie ihr Wärmereservoir abstrahlen.
Der bekannteste WZ ist der Begleitstern von Sirius, Sirius B. Aus dem dritten keplerschen Gesetz hat man schon früh seine Masse zu $0.75 - 0.95\,M_\odot$ abgeschätzt. Aus der Distanz und der Helligkeit konnte man auf die Leuchtkraft schließen. Zusammen



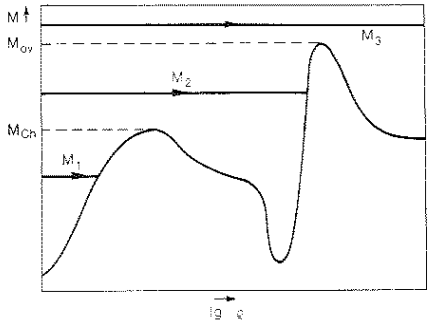


Abbildung 1.3: Endpunkte der Entwicklung für Sterne unterschiedlicher Masse in Abhängigkeit von der Zentraldichte. Die Kurve zeigt das Verhalten der Zentraldichte vollständig entarteter Körper ($T = 0\,\mathrm{K}$). Die Chandrasekhar-Masse und die Oppenheimer-Volkov-Masse entsprechen den Maxima dieser Kurve (Karttunen et al., 1990).

mit der Effektivtemperatur hat man den Radius zu 18800 km bestimmt. Die mittlere Dichte war damit 2000 mal höher als die von Platin. Man konnte sich deshalb den inneren Zustand des Sternes nicht erklären.
Dies änderte sich 1926 mit der Entdeckung der Fermi-Dirac-Statistik für Elektronen. Das Rätsel der Weißen Zwerge wurde damit gelöst: es ist der Entartungsdruck der Elektronen, der den WZ im hydrostatischen Gleichgewicht hält. Echte Modelle wurden 1930/31 zum ersten Mal von Chandrasekhar berechnet. Er fand heraus, dass dieses hydrostatische Gleichgewicht nur bis zu einer Massengrenze $M \simeq 1.4\,\mathrm{M}_\odot$ gilt. Kurz nach der Entdeckung des Neutrons durch Chadwick haben Landau, Baade und Zwicky 1932 die Möglichkeit diskutiert, dass es auch Sterne geben könnte, die in Analogie zu den Weißen Zwergen ihren Druck aus Neutronen statt aus Elektronen aufbauen könnten (Abb. 1.4). Normalerweise sind Neutronen instabil und zerfallen in 10.8 Minuten in ein Proton und ein Elektron unter Aussendung eines Antineutrinos. Deshalb kann Neutronenmaterie nur im Gleichgewicht mit Protonen und Elektronen existieren. Dabei muss die Elektronendichte so hoch ausfallen, dass die Fermienergie des entarteten Elektronengases von derselben Ordnung wie die Zerfallsenergie der Neutronen ist (d. h. etwa 780 keV). Dies ist nur bei Dichten über $10^8\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{cm}^{-3}$, also oberhalb der Dichte in Weißen Zwergen möglich. Wie der Druck des entarteten Elektronengases in Weißen Zwergen, so hält der Druck des entarteten Neutronengases der Gravitation das Gleichgewicht. Im Unterschied zu Weißen Zwergen werden jedoch die Radien so gering, dass allgemein relativistische Effekte der Gravitation eine Rolle spielen. Oppenheimer und Volkoff haben 1939 zum ersten Mal die Grundgleichungen aufgestellt. Wie bei den Weißen Zwergen gibt es auch hier eine obere

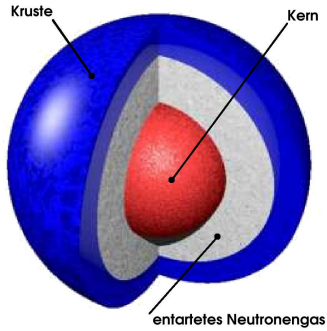
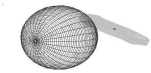


Abbildung 1.4: Aufbau eines Neutronensterns. Ein Neutronenstern besteht aus mehreren Schichten: die Außenhaut besteht aus einer äußeren Kruste (Fe-Kerne), einer inneren Kruste von schweren Kernen und einem entarteten Elektronengas. An diese schließt sich das entartete Neutronengas an. Der zentrale Kern besteht wahrscheinlich aus Quarkmaterie.

Massengrenze $\simeq 2.0\,\mathrm{M}_\odot$, jenseits der Neutronensterne nicht mehr stabil sind. Die genaue Grenze lässt sich nicht bestimmen, da die starke Wechselwirkung der Kernkräfte noch nicht exakt bekannt ist. Die Zentraldichten in Neutronensternen übersteigen um ein Vielfaches die Dichte in Atomkernen von $2.4 \cdot 10^{14}\,\mathrm{g \cdot cm^{-3}}$.
Überschreitet ein Objekt die Oppenheimer-Volkoff-Masse, so muss es kollabieren. Es bildet sich ein Schwarzes Loch mit Radius r_{BH} in Form eines Horizonts, hinter dem jede Form von Materie verschwindet. Die Gravitation ist in diesem Bereich so stark, dass selbst Photonen nicht entweichen können. Schwarze Löcher sind durch die Masse M_{BH} und ihren Drehimpuls J_{BH} gekennzeichnet. Für ein nicht rotierendes Schwarzes Loch ist der Horizontradius durch den Schwarzschild-Radius R_{S} gegeben.

$$r_{\mathrm{BH}} = R_{\mathrm{S}} = 2\frac{GM_{\mathrm{BH}}}{c^2} = 3\,\mathrm{km}\frac{M}{\mathrm{M}_\odot} \tag{1.7}$$

Neutronensterne von $1.4\,\mathrm{M}_\odot$ haben einen Radius von $2.5\,R_{\mathrm{S}}$, sind also bereits sehr kompakt. Besitzt die kollabierende Materie einen Drehimpuls, so erhält auch das Schwarze Loch einen Drehimpuls und rotiert (sog. Kerr-BH). Der Nachweis der Schwarzen Löcher ist schwierig, da die Oberfläche dieser Objekte nach Definition nicht strahlen kann. Es wird deshalb nach Doppelsternsystemen mit kompakten Partnern gesucht, deren Masse die Obergrenze für Neutronensterne übersteigt. Diese Systeme zeigen i. a. schnell veränderliche Röntgenstrahlung (im Bereich von ms). Die besten Kandidaten sind heute Cygnus X-1, GX 339−4 und LMC X-1. Es handelt sich jeweils um *spektroskopische Doppelsterne*. Die optische Quelle zeigt eine



Dopplerampliude in der Radialgeschwindigkeit von $v = v_0 \sin i$, wo i die Inklination zwischen der Sichtlinie und der Normalen zur Bahnebene darstellt. Häufig kann die M_1 des optischen Begleiters aus seinem Spektraltyp abgeleitet werden und sin i aus der Bedeckung abgeschätzt werden. Damit erhält man dann eine Untergrenze für die Masse M_2 des kompakten Begleiters. Im Falle von Cyg X-1 ergibt sich $M_2 \simeq (10-15)\,M_\odot$. In den letzten Jahren sind im Röntgen- und Radiobereich neue Kandidaten für stellare Schwarze Löcher entdeckt worden (1E 1740.7−2942, GRS 1915+105, GRO J1655−40), die sich teilweise im Bereich des galaktischen Zentrums befinden. Die letzten beiden werden als Mikro-Quasare bezeichnet, da sie relativistische Jets aufweisen, die eine Geschwindigkeit von 0.92 c zeigen (Mirabel, 2000). Es ist interessant, dass auch die stellaren Schwarz-Loch-Kandidaten relativistische Jets haben, in Analogie zu den supermassereichen Schwarzen Löchern in Aktiven Galaxien.

Endprodukte der Sternentwicklung			
Ausgangsmasse	He-Kern-Masse	Einzelstern	Doppelstern Mitglied
$<3\,M_\odot$	$<0.45\,M_\odot$	CO Weißer Zwerg	He Weißer Zwerg
3-8 $M_\odot$	0.5-0.9 $M_\odot$	CO Weißer Zwerg	CO Weißer Zwerg
8-11 $M_\odot$	1.9-2.9 $M_\odot$	Neutronenstern	O-Ne-Mg Weißer Zwerg oder Neutronenstern
11-40 $M_\odot$	2.9-17.5 $M_\odot$	Neutronenstern	Neutronenstern
$>40\,M_\odot$	$>17.5\,M_\odot$	Schwarzes Loch	Schwarzes Loch

1.3 Röntgendoppelsternsysteme

Röntgendoppelsternsysteme (engl. *X-ray binaries*, XRB) gehören zu den leuchtstärksten galaktischen Objekten. Die dafür notwendige Energie wird durch Masseübertrag vom Begleitstern auf den Neutronenstern erreicht. Bis zu 15% der Ruheenergie der akkretierten Masse wird dabei in Strahlungsenergie umgewandelt. Diese Strahlungsenergie wird vorwiegend in Form von Röntgenstrahlung beobachtet. Am Beginn der Ära der Röntgenastronomie waren Röntgendoppelsterne (XRB) aufgrund ihrer Helligkeit die einzigen Objekte, die untersucht werden konnten.
1962 wurde Sco X-1 als erste extrasolare Röntgenquelle, die nachträglich von Gursky et al. (1966) als Röntgendoppelstern eingestuft wurde, entdeckt. Erst 1966 wurde dann von Zeldovich & Guseynov (1966) das Standardmodell der Röntgendoppelsterne entwickelt, so dass zum Zeitpunkt der Entdeckung von Sco X-1 noch keine theoretischen Modelle für die physikalischen Prozesse vorlagen, die Leuchtkräfte von der beobachteten Größenordung erklären konnten. Bei Überlegungen, mittels welcher Mechanismen eine derartige Leuchtkraft erzeugt werden kann, konnten thermonu-

kleare Fusionsprozesse ausgeschlossen werden.
Die Röntgenleuchtkraft beträgt für XRB ca. das 10^5-fache der gesamten Leuchtkraft unserer Sonne. Diese Energie beziehen die XRBs aus dem Masseübertrag von dem normalen Stern auf das kompakte Objekt. Aufgrund der herrschenden extremen Bedingungen, u.a. starke Magnetfelder, heiße Plasmen, Nichtgleichgewichtsprozesse und Zustandsgleichungen der Kernmaterie, werden Röntgendoppelsterne oft als 'kosmische Laboratorien' bezeichnet.
Nimmt man typische Größen für die Masse des Sterns, dessen Radius und die auf ihn akkretierte Masse an, so kann man folgende Abschätzung machen:

$$E_{\mathrm{G}} = G \cdot \frac{m \cdot M}{R} \qquad ; \text{wobei } \mathrm{R} = 10\,\mathrm{km},\ \mathrm{M} = 1\,\mathrm{M}_{\odot} \tag{1.8}$$

Ein typischer Wert für die akkretierte Masse pro Jahr ist, $10^{-9}\,\mathrm{M}_{\odot}$. Daraus folgt für die Leuchtkraft ein Wert von $L = 10^{37}\mathrm{erg/s}$.

1.4 Typen von Röntgendoppelsternen

Es existieren drei Mechanismen, die einen Masseübertrag in dieser Größenordnung gewährleisten können – Massenakkretion aus dem Sternwind, Massenakkretion aus dem äquatorialen Massenabstrom und *Roche lobe overflow*.
Diese drei Übertragungsmechanismen sind in den folgenden drei Kategorien von Röntgendoppelsternsystemen realisiert (Tabelle 1.2). Die Einteilung der Röntgendoppelsterne erfolgt gemäß der Natur des Begleiters.

1.4.1 HMXB

Massereiche Röntgendoppelsterne (*High Mass X-Ray Binaries*, HMXB) haben einen Begleiter vom Spektraltyp O oder B und der Leuchtkraftklasse I–III. Allgemein weisen diese massiven heißen Sterne einen starken Massenverlust der Größenordnung $10^{-6}\,\mathrm{M}_{\odot}/\mathrm{yr}$ auf. Ein Teil dieses Sternwinds kann im Gravitationsfeld des Neutronensterns gebunden und akkretiert werden. Die meisten Mitglieder dieser Klasse besitzen neben einer periodischen Röntgenpulsationen eine periodische Variation der Röntgenintensität auf Zeitskalen von Tagen. Für die Röntgenpulsare in dieser Untergruppe ergibt sich aufgrund der Analyse der Pulsankunftzeitenverzögerung ein nahezu kreisförmiger Orbit ($\varepsilon < 0.1$). Die räumliche Verteilung der HMXB ist stark zur galaktischen Ebene konzentriert und weist, wie bereits die Masse des optischen Begleiters, auf eine junge Sternpopulation von Typ II hin. Ihr Alter wird mit $\tau < 2 \cdot 10^7$ Jahren geschätzt. Das Energiespektrum der HMXB hat eine typische Temperatur $kT > 15\,\mathrm{keV}$.
Eine Untergruppe der HMXB sind die Be-Röntgendoppelsterne (Be-XRB, *Be X-Ray Binaries*). Dabei ist der Begleiter ein Be-Stern, d. h. der Stern ist vom Spektraltyp B

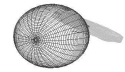


Tabelle 1.2: Klassifikation von Röntgendoppelsternen

	HMXB		LMXB	Her X-1
Begleiter	O-,B-Stern	Be-Stern	später als A-Stern	HZ Her
Akkretions-mechanismen	Sternwind	äquatorialer Ring	Akkretions-scheibe	Akkretions-scheibe
Röntgenpulse	ja	ja	nein	ja: $P_{\mathrm{Puls}} = 1.23\mathrm{s}$
Bahnperiode	$\leq 10\,\mathrm{d}$	$\geq 20\,\mathrm{d}$		$1.70016\,\mathrm{d}$
Bahn-exzentrizität	$\varepsilon = 0.0$	$\varepsilon > 0.0$	$\varepsilon = 0.0$	$\varepsilon = 0.0$
galaktische Verteilung	in galaktischer Scheibe		im galaktischen Halo	$b^{II} = 37.^{\circ}5$

mit starken Wasserstoffemissionslinien, die aufgrund schneller Rotation einen äquatorialen Massenabstrom aufweisen und zum Teil Ausbrüche auf Zeitskalen von Tagen bis Wochen zeigen (Slettebak & Snow, 1987). Einige Be-Röntgendoppelsternsysteme sind Röntgenpulsare. Aus der Analyse der Pulsankunftszeiten ergeben sich exzentrische, weite Orbits (Bahnperiode $\geq$ 20 Tage). Die Kennzeichnung der Lichtkurve durch plötzliche Röntgenausbrüche (*transient*) wird dadurch erklärt, dass zum einen der äquatoriale Massenverlust des Be-Sterns auf allen Zeitskalen variieren kann und zum anderen der Neutronenstern insbesondere bei Annäherung an das Perihel die dort vorhandene Materie akkretiert.
Ein typisches Beispiel für diese Klasse der Röntgenpulsare ist A0535+26, der im Abstand von etwa 110 Tagen Röntgenausbrüche variabler Intensität zeigt (Kretschmar, 1996).

1.4.2 LMXB

Bei den Begleitsternen der Neutronensterne in *Low Mass X-Ray Binaries* (LMXB) handelt es sich um Sterne vom Spektraltyp F oder später mit einer Masse $\mathrm{M} < 1.2\,\mathrm{M}_{\odot}$. Ihr Sternwind reicht nicht aus, um die Produktion von Röntgenstrahlen aufrechtzuerhalten. Daher muss es noch einen anderen Mechanismus des Massetransfers geben, der die beobachteten Leuchtkräfte erzeugen kann. Ein solcher Prozess ist der *Roche*

lobe overflow (Abschnitt 1.5.1).
Das optische Spektrum des LMXB weist ein flaches Kontinuum, einen hohen UV-Anteil sowie Emissionslinien angeregter Atome, z.B. Hα und HeII, auf und wird durch eine heiße Akkretionsscheibe dominiert, die den Neutronenstern umgibt und durch *Roche lobe overflow* entstanden ist. LMXB sind im galaktischen Halo verteilt, weiterhin sind 10% der LMXBs Mitglieder von Kugelsternhaufen. Ihr Alter wird auf $\tau > 5 \cdot 10^9$ Jahre geschätzt. Das Energiespektrum kann durch eine Temperatur kT$<$10 keV beschrieben werden.
Ein wichtiges Merkmal vieler LMXBs, die keine Pulsationen zeigen, sind Röntgen-*bursts*, plötzliche Intensitätsausbrüche von nur wenigen Sekunden Dauer. Die Ursache dieser *bursts* liegt in Instabilitäten der Kernfusion an der Neutronensternoberfläche. Durch die Akkretion bildet sich auf dem Neutronenstern zunächst eine Wasserstoffschicht. Durch Kernfusion wird Helium erzeugt, welches wiederum bei Erreichen einer kritischen Temperatur und Dichte schlagartig zu Brennen beginnt. Dieser Helium-*flash* wir als Röntgen-*burst* beobachtet.

1.5 Akkretionsmechanismen

Die erste Anregung, dass XRB ihre Energie aus Akkretion beziehen, stammt von Shklovsky (1967), fünf Jahre nach der Entdeckung von Sco X-1 und drei Jahre nach der Äußerung Salpeters über die Wichtigkeit des Akkretionsprozesses für die Astrophysik (Salpeter, 1964). Heute wissen wir, dass sowohl die Wind- als auch die Scheibenakkretion in der Natur häufig realisierte Prozesse sind. Die entscheidende Größe, die die Röntgenleuchtkraft steuert, ist hierbei, neben der Masse M_x und dem Radius R_x des akkretierenden Objekts, die Massenakkretionsrate $\dot{M}_\mathrm{acc}$ des Begleiters bzw. der Anteil, der letztendlich auf der Oberfläche des Neutronensterns akkretiert wird.
1920 berechnete Eddington die kritische Leuchtkraft (Eddington-Limit), bei der das Gleichgewicht zwischen Strahlungsdruck der nach außen dringenden Strahlung und Druck des einströmenden Gases nicht mehr gegeben ist. Das Eddington-Limit gilt für sphärisch symmetrische Akkretion und ist definiert als die Leuchtkraft, bei der der Strahlungsdruck auf das ionisierte Wasserstoffplasma gleich der Kraft der Gravitation ist, die durch den Stern ausgeübt wird:

$$L_\mathrm{edd} = \frac{4\pi G M_\mathrm{x} m_\mathrm{p} c}{\sigma_\mathrm{T}} \simeq 1.3 \cdot 10^{38} \frac{M}{\mathrm{M}_\odot} \mathrm{erg/s} \tag{1.9}$$

Das Eddington-Limit begrenzt auch die Massenakkretionsrate $\dot{M}_\mathrm{acc}$, da bei Umwandlung der akkretierten Materie in Strahlung die Leuchtkraft mit der Gravitationsenergie

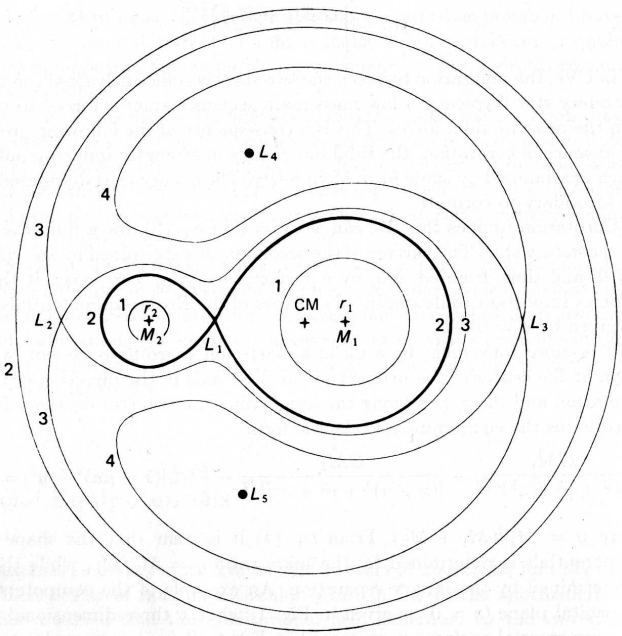


Abbildung 1.5: Äquipotentialflächen des Roche-Potentials für ein Doppelsternsystem mit einem Massenverhältnis von $q = M_1/M_2 = 0.2$, aus Frank et al. (1985).

verknüpft ist (Frank et al., 1985):

$$L_{\mathrm{x}} = \frac{GM_{\mathrm{x}}\dot{M}_{\mathrm{acc}}}{R_{\mathrm{x}}} \tag{1.10}$$

1.5.1 Roche lobe overflow

Während der Entwicklung eines Doppelsternsystems kann es dazu kommen, dass ein Mitglied so stark expandiert, dass es sein Roche-Volumen ausfüllt (Abb. 1.5). Dann kann Masse vom Begleiter am Verbindungspunkt L_1 (innerer Lagrange-Punkt) auf das kompakte Objekt überströmen. Diesen Vorgang kann man sich visualisieren, indem man die Bewegung eines Testpartikels $m_3 \to 0$ im Gravitationspotential zweier Punktmassen M_1, M_2 mit festem Abstand $r_{12} = a = \text{const}$ betrachtet. Vernachlässigt man dann noch die Corioliskräfte, kann man die Bewegung des Testpartikels durch

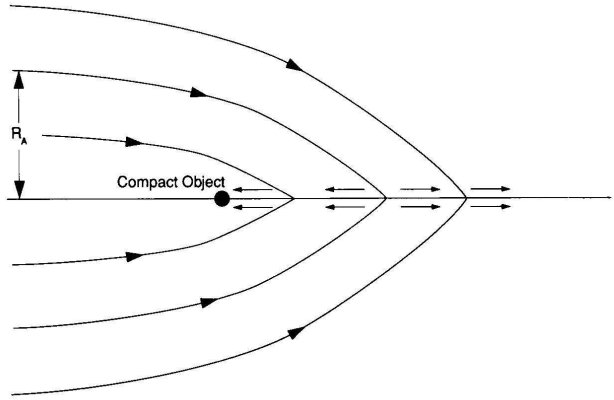


Abbildung 1.6: Modell der Bondi-Hoyle-Akkretion auf ein kompaktes Objekt (Livio, 1992)

folgende Potentialdarstellung beschreiben:

$$V = -G \cdot \left(\frac{M_1}{|\vec{r} - \vec{r_1}|} + \frac{M_2}{|\vec{r} - \vec{r_2}|} \right) - \frac{1}{2} (\Omega \times r)^2 \tag{1.11}$$

Dies ist das sogenannte Roche-Potential, wobei r_1 und r_2 die Ortsvektoren der beiden Sternmittelpunkte und Ω den Winkelgeschwindigkeitsvektor des Doppelsternsystems bezeichnen.

1.5.2 Windakkretion

Die Windakkretion ist eine weitere Möglichkeit für Sterne, in einem Doppelsternsystem Masse zu akkretieren. Dieser Prozess ist insbesondere wichtig bei massereichen XRBs, in welchen ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch Masse aus dem Wind des OB-Überriesen oder eines Be-Stern-Begleiters anzieht (Rappaport & Joss, 1983; Heinrichs, 1983). In dem von Hoyle & Lyttleton (1939) vorgestellten Szenario wird angenommen, dass die Teilchen freien Kepler-Bahnen folgen, die weit von dem akkretierenden Objekt entfernt sind. Die beiden Ströme treffen sich auf einer gedachten horizontalen Linie hinter dem Objekt (Abb 1.6). Der inelastische Stoß führt dazu, dass die transversal zu den Akkretionslinien liegende Geschwindigkeitskomponente völlig verschwindet und nur noch die Parallele übrig bleibt. Dieses führt uns zu einem maximalen Abstandsparameter R_A, innerhalb dessen das Material akkretiert wird. Aufgrund von energetischen Überlegungen kann ein Ausdruck für den Akkre-

tionsradius abgeleitet werden:

$$R_{\mathrm{A}} = \frac{2GM}{V^2} \tag{1.12}$$

wobei M die Masse des kompakten Objekts und V die Geschwindigkeit in großer Entfernung ist. Das bedeutet, dass die gesamte Materie, die in einen Zylinder strömt, mit einem Radius, der gleich dem Akkretionsradius R_A ist, akkretiert werden sollte. Daraus folgt eine Akkretionsrate von:

$$\dot{M}_{\mathrm{BH}} = \pi R_{\mathrm{A}}^2 \rho_\infty V = \frac{4\pi (GM)^2 \rho_\infty}{V^3} \tag{1.13}$$

wobei ρ_∞ die Dichte des Gases in großer Entfernung ist. Bondi & Hoyle (1944) veränderten die singuläre Akkretionslinie des Hoyle-Lyttleton-Modells durch einen mehr physikalischen, da endlichen Akkretions-Kegel. Sie fanden für einen geschwindigkeitsdominierten Fluss eine Akkretionsrate von

$$\dot{M}_{\mathrm{BH}} = \frac{4\pi \alpha (GM)^2 \rho_\infty}{V^3} \tag{1.14}$$

wobei $1/2 \leq \alpha \leq 1$ ein von der Theorie nicht bestimmter Parameter ist, der von den Randbedingungen abhängt. Bondi (1952) betrachtete den Fall der sphärischen Akkretion von einem anfänglich statischen Medium und kam auf eine Akkretionsrate von

$$\dot{M}_{\mathrm{B}} = 4\pi \lambda R_B^2 \rho_\infty C_\infty = \frac{4\pi \lambda(\gamma) (GM)^2 \rho_\infty}{C_\infty^3} \tag{1.15}$$

wobei C_∞ die Schallgeschwindigkeit im Unendlichen darstellt und $\lambda(\gamma)$ der Isotropenkoeffizient ist, der sich im Bereich von 0.25 – 1.12 bewegt. Bondi schlug ebenfalls eine Interpolation zwischen den beiden Formeln vor, welche wie folgt geschrieben werden kann:

$$\dot{M}_B = \frac{4\pi (GM)^2 \rho_\infty}{V^3} \frac{\mu^3}{(1+\mu^2)^{3/2}} \tag{1.16}$$

wobei μ die Mach-Zahl im Unendlichen ist. Als klar wurde, dass das Problem der Akkretion aus einem unendlichen Medium sehr wichtig für die Akkretion kompakter Objekte aus dem stellaren Wind ist, wuchs das Interesse an dem Bondi-Hoyle-Akkretion wieder. Die zweidimensionalen flüssigkeitsdynamischen Berechnungen von Shima et al. (1985) ergaben für die Akkretionsrate eine sehr gute Übereinstimmung mit der von Bondi-Hoyle erstellten Theorie.

1.6 Scheibenakkretion

In einem System, bei dem eine der beiden Komponenten den Roche-Radius R_L erreicht hat, setzt Massenübertrag in den *Roche lobe* des Begleiters über den inneren

Lagrange-Punkt L_1 ein. Die akkretierende Materie bildet eine Scheibe, wenn der Drehimpuls J zu groß ist, um das akkretierende Objekt (Masse M_1) direkt zu treffen. Dies verlangt typischerweise, dass der Zirkulationsradius

$$R_{\text{circ}} = \frac{J^2}{GM_1} \tag{1.17}$$

größer ist als der Durchmesser des akkretierenden Objekts. In Röntgendoppelsternen ist das akkretierende Objekt ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch. Die Bedingung trifft immer zu, wenn die Akkretion über *Roche lobe overflow* stattfindet. Die Entstehung ist weniger klar, wenn die Akkretion durch Wind erzeugt wird, da J sehr viel kleiner ist als im Falle des *Roche lobe overflow*. Beträchtliche Fortschritte im Verständnis der Scheibenakkretion bei relativistischen Sternen wurden von Lynden-Bell (1969), Shakura (1972), Pringle & Rees (1972) und Shakura & Sunyaev (1973) gemacht. Die Hauptschwierigkeit bei der Erstellung eines Modells für die Scheibenakkretion liegt darin, dass wir wenig über Turbulenzen in Scheiben wissen und daher die Koeffizienten der dynamischen Viskosität nicht kennen. Dies änderte sich mit der Veröffentlichung von Shakuras Arbeit 1972, in welcher der einzige unbekannte Faktor der Viskosität der dimensionslose Parameter α ist. Die endgültige Form dieses *α-Modells* wurde von Shakura und Syunyaev (1973) aufgestellt.

1.6.1 Die Näherung für dünne Akkretionsscheiben

Die Theorie für dünne Akkretionsscheiben brachte den größten Fortschritt durch die Annahme, dass die Kühlung immer im Stande ist, die lokale Keplergeschwindigkeit $v_{\text{K}} = (GM_1/R)^{1/2}$ bei Überschallgeschwindigkeit zu halten. Durch die Kühlung ist eine adiabatische Zustandsänderung gewährleistet. Deshalb wiederum ist die Schallgeschwindigkeit

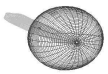
$$c \sim \sqrt{T}\,, \text{T : Absolute Temperatur} \tag{1.18}$$

Diese Annahme nennt man die *thin disc approximation*.
Die Scheibe liegt im Wesentlichen in der Orbitalebene. Sie besitzt nur eine kleine Ausdehnung senkrecht dazu.

$$H \simeq \frac{c_{\text{S}}}{v_{\text{K}}} R \ll R \tag{1.19}$$

wobei c_S die lokale Schallgeschwindigkeit ist. Mit der Näherung für die dünne Scheibe kann man die radialen und vertikalen Strukturen entkoppeln und so die Scheibe größtenteils durch die Oberflächendichte Σ beschreiben. Dies führt auf eine nichtlineare Diffusionsgleichung der Form:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(R^{1/2}\frac{\partial}{\partial R}\left[\nu \Sigma R^{1/2}\right]\right) \tag{1.20}$$



Für den stationären Fall bedeutet das:

$$\nu\Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi}\left[1-\beta\left(\frac{R_{\rm in}}{R}\right)^{1/2}\right] \tag{1.21}$$

wobei $\dot{M}$ die Akkretionsrate ist. Die dimensionslose Größe hängt von den Randbedingungen am inneren Scheibenrand $R_{\rm in}$ ab. Für eine Scheibe um einen nicht rotierenden Stern bedeutet dies, $\beta = 1$ und $R_{\rm in}$ = Radius des Sterns. Die Oberflächenabstrahlung der Scheibe ist ebenfalls fest, unabhängig von der Viskosität in einem stationären Fall. Dies führt auf eine lokale effektive Temperaturverteilung der Form

$$T_{\rm eff} = \left(\frac{3GM_1\dot{M}}{8\pi\sigma R^3}\right)^{1/4}\left[1-\beta\left(\frac{R_{in}}{R}\right)^{1/2}\right]^{1/4}. \tag{1.22}$$

Die *thin disc approximation* regte die gebräuchlichste Parametrisierung der unbekannten Scheibenviskosität an:

$$\nu = \alpha c_{\rm s} H \tag{1.23}$$

1.7 Röntgenpulsare

Röntgenpulsare sind Neutronensterne in Doppelsternsystemen, die gepulste Röntgenstrahlung aussenden. Das starke Dipolmagnetfeld μ des Neutronensterns führt zu einer nichtsphärischen Akkretion, indem das Plasma zu den Magnetpolen gelenkt wird. Somit sind auch die Emissionsregionen (*Hot Spots*) auf einen Teil ($A_{\rm Cap} \simeq 1\,{\rm km}^2$, Lamb et al. (1973)) der Neutronensternoberfläche beschränkt. Nimmt die Dipolachse einen endlichen Winkel mit der Rotationsachse des Neutronensterns ein, so wird die Röntgenemission in Abhängigkeit von der Blickrichtung periodisch moduliert ('Leuchtturmeffekt', Abb. 1.7). Die gemessene Pulsationsperiode ist demnach identisch mit der Rotationsperiode des Neutronensterns.
Der Geometrie und den physikalischen Bedingungen in der Akkretionssäule kommt eine zentrale Bedeutung bei der Entstehung der energieabhängigen Pulsationen zu. Deshalb wird umgekehrt die Pulsphasenspektroskopie (Kapitel 4) dazu verwendet, um Aufschluss über die Emissionsregionen auf der Neutronensternoberfläche zu erhalten. Es wurden verschiedene Versuche unternommen, aus der Geometrie und Struktur der Akkretionssäule das beobachtete Spektrum sowie die Emissionsgeometrie der Strahlung zu erklären.
Ein im Wesentlichen noch heute gültiger Ansatz wurde von Basko & Sunyaev (1976) aufgestellt. Darin ist die Annäherung an die Neutronensternoberfläche im Bereich der Akkretionssäule von der beobachteten Leuchtkraft abhängig. Für geringe Akkretionsraten fällt das Gas im freien Fall bis zur Oberfläche und gibt seine kinetische Energie

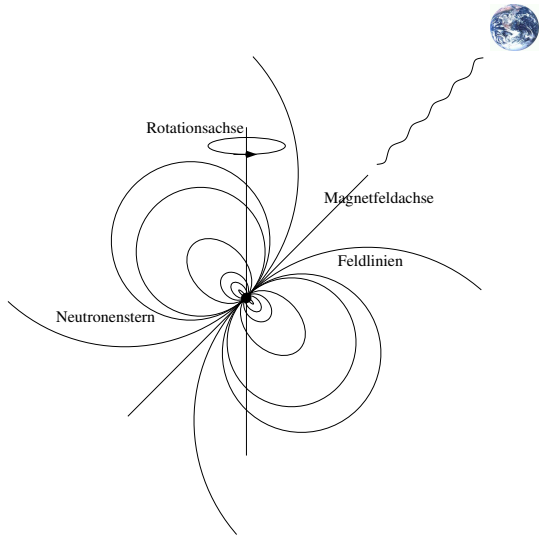


Abbildung 1.7: Schematische Darstellung der Entstehung des Leuchtturmeffekts

durch Wechselwirkung mit der Atmosphäre des Neutronensterns ab. Oberhalb einer kritischen Leuchtkraft von ungefähr $L \sim 10^{36}\mathrm{erg/s}$ bildet sich ein Schock aus, dessen Höhe über der Polkappe mit der Akkretionsrate steigt. Die kinetische Energie des Gases wird an die Photonen übertragen, so dass die akkretierende Materie allmählich abgebremst wird und unterhalb der Schockfront langsam absinkt, während die Strahlung seitwärts austritt (Abb. 1.8).
Es besteht allerdings Unklarheit darüber, welche Geometrie der Akkretionsstrom in der Säule einnimmt. Während Basko & Sunyaev (1976) in ihrem Modell annehmen, dass die Materie an den Wänden eines Zylinders entlang nach unten fällt, nehmen Burnard et al. (1991) an, dass der Akkretionsstrom gleichmäßig über die Säule verteilt ist. Das Emissionsgebiet unterhalb des Schocks nimmt dann die Gestalt eines Hügels an.
Je nach angenommener Emissionsrichtung der Strahlung unterscheidet man zwei unterschiedliche Emissionsmodelle. Wird die Strahlung hauptsächlich entlang der Magnetfeldachse abgestrahlt, so spricht man von *pencil beam*. Dieser kann dadurch zustandekommen, dass die Strahlung in Magnetfeldrichtung weniger gestreut wird als in andere Richtungen (Harding et al., 1984). Verlässt jedoch die Strahlung die Polkappengegend seitwärts, so sprechen wir von einem *fan beam*.

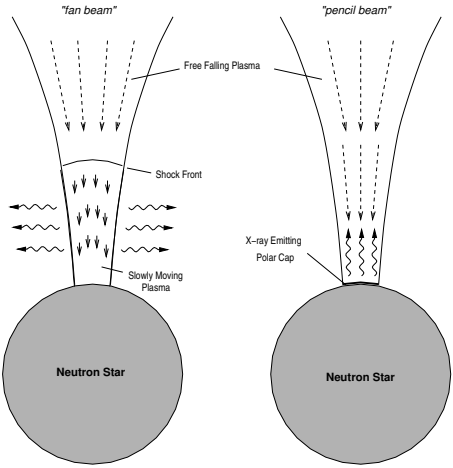


Abbildung 1.8: Emissionsgeometrie (Kretschmar, 1996)

1.8 Pulsperioden

2002 sind 33 *persistent*- und 43 *transient* Röntgenpulsare bekannt (Coburn, 2002). Ihre Pulsperioden liegen zwischen 0.069s und 835s. Dabei gibt es kein Anzeichen, dass sich die Pulsperioden bei einem bestimmten Wert häufen (White et al., 1995).

1.8.1 Periodenveränderungen

Durch Langzeitbeobachtungen der Pulsperioden von Röntgenpulsaren konnte man unterschiedliches Verhalten der Pulsperiode feststellen:

1. Die Pulsperiode zeigt einen linearen Abfall über der Zeit (*Spin-Up*) mit zufälligen Variationen um den Trend
2. Es ist kein Langzeittrend zu erkennen, nur ein random walk um die Periode
3. Ein Anstieg der Pulsperiode im Verlaufe der Zeit (*Spin-Down*) ist zu beobachten

Das Drehmoment, das ein Neutronenstern aus dem auf ihn fallenden Akkretionsstrom gewinnt, führt zu einer Abnahme der Periode (Pringle & Rees, 1972). Das Drehmoment, das der Neutronenstern aufnehmen kann, hängt vom Magnetosphärenradius[2] r_m ab, bei dem der Akkretionsstrom auf die Magnetfeldlinien auftrifft.

[2] Als Magnetosphärenradius wird der Abstand vom Stern definiert, bei dem der magnetische Druck gleich dem ihm entgegenwirkenden Druck des Plasmas ist.

Ein Gleichgewicht wird erreicht, wenn der Magnetosphären-Radius mit der inneren Kante der Akkretionsscheibe korotiert, d. h. wenn r_m gleich dem Korotationsradius r_c ist. Elsner & Lamb (1976) unterteilen die Pulsare in zwei Typen: die langsamen Rotatoren, bei denen $r_c > r_m$ gilt, und die schnellen Rotatoren, bei denen $r_c \simeq r_m$ gilt. Die Grenzschicht zwischen der ungestörten Scheibe und der Magnetosphäre ist komplex. Es gibt hier ein Übergangsgebiet, in dem sich das magnetische Feld in die Scheibe 'einfädelt'. Wenn der Neutronenstern den Korotationsradius erreicht, nimmt das Spin-Up-Drehmoment ab. Elsner & Lamb (1977) führten einen dimensionslosen *fastness parameter* ein, welcher das Verhältnis zwischen der Winkelgeschwindigkeit des Neutronensterns und der Keplergeschwindigkeit am Magnetosphärenradius wiedergibt. Wenn dieser Parameter nahe der Korotation ungefähr eins wird, dann beginnt die Winkelgeschwindigkeit des Akkretionsstroms langsamer zu werden als die der Magnetfeldlinien. Dies führt dazu, dass ein negatives Drehmoment auf den Neutronenstern ausgeübt wird. Der Neutronenstern wird abgebremst, auch wenn die Akkretion weitergeht.
In den Röntgendoppelsternsystemen mit geringerer Leuchtkraft ($< 10^{37}$ erg/s) ist kein Trend in dem Verhalten der Pulsperiode zu beobachten. Sowohl in den wind- als auch in den scheibenakkretierenden Systemen können große Fluktuationen in der Pulsperiode auftreten. Die Variationen können zeitweise nur bis zu ein paar Tagen betragen. Aus Beobachtungen von Vela X-1 schließt man, dass es sich bei diesen Fluktuationen um Inhomogenitäten im Akkretionsfluss handelt.

1.9 Pulsarspektren

Das Kontinuum-Spektrum von Röntgenpulsaren kann in den meisten Fällen durch ein flaches Potenzgesetz der Form

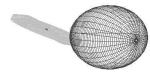
$$f(E) = N_a E^{-\alpha} \tag{1.24}$$

beschrieben werden. Dem Potenzgesetz wird für Energien E > 10...20 keV ein Hochenergie-cutoff überlagert. Der cutoff beschreibt das beobachtete steile Abfallen des Spektrums für höhere Energien und wird üblicherweise durch eine Funktion mit der folgenden Gestalt dargestellt:

$$f(E) = N_a E^{-\alpha} \cdot \begin{cases} 1 & \text{für } E < E_{\text{cut}} \\ e^{-\frac{E-E_{\text{cut}}}{E_{\text{fold}}}} & \text{für } E \geq E_{\text{cut}} \end{cases} \tag{1.25}$$

Eine andere gebräuchliche Modellierung dieses Energiebereichs ist der Fermi-Dirac-cutoff.

$$f(E) = N_a E^{-\alpha} \cdot \frac{1}{e^{\frac{E-E_{cut}}{E_f}} + 1} \tag{1.26}$$



Er hat sich bei der Modellierung des Spektrums von Vela X-1 bewährt. Der Vorteil des Fermi-Dirac-cutoffs ist das allmähliche Einsetzen des cutoffs. Dadurch entsteht kein Knick im Spektrum wie bei Gleichung 1.25.
Bei manchen Pulsaren wird für E $<$ 1 keV ein *soft excess*, d. h. ein Intensitätsüberschuss bei niedrigen Energien, beobachtet, der als thermische Emission von heißem Material in der Magnetosphäre gedeutet wird (McCray, 1982).
Neben der Kontinuumsstrahlung ist eine Emissionslinie bei ca. 6.7 keV erkennbar, die der Fluoreszenz von hochionisiertem Eisen zugeschrieben wird. Es handelt sich dabei um K-Schalen-Emission. Die Linien werden im Allgemeinen durch Gaußkurven beschrieben und zeigen typische Äquvivalentbreiten von 50 ... 500 eV.
Im Energiebereich oberhalb von 10 keV findet sich zwischen 11.8 keV (4U 0115+63) und 55 keV bzw. 110 keV (A0535+26) bei ungefähr einem dutzend Pulsaren eine Delle im Spektrum. Dies wird als Zyklotron-Resonanz-Phänomen (engl. CRSF=Cyclotron Resonance Scattering Feature) interpretiert. Auf die Entstehung der Linie und die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse wird ausführlich in Kapitel 4 eingegangen.
Diese Linien im Röntgenspektrum werden durch Gauß- oder Lorentzkurven beschrieben. Je nach Vorzeichen liegt eine Absorptions- oder eine Emissionslinie vor. Die Gaußkurve sieht folgendermaßen aus:

$$L(E) = N_l \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot e^{-\frac{1}{2}(\frac{E-E_l}{\sigma})^2} \tag{1.27}$$

E_l, σ und N_l sind Lage, Breite und Intensität der Linie. Die Lage und die Breite wird in keV gemessen, die Einheit der Normierung N_l ist Photonen $\cdot\mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{s}^{-1}$
Als Erster schlug Tanaka (1986) die Beschreibung der Zyklotronabsorptionslinie mit Hilfe einer Lorenzkurve vor.

$$L(E) = exp\left(-D_1 \cdot \frac{\left(\frac{W_1 E}{E_l}\right)^2}{(E-E_l)^2 + W_1^2}\right) * exp\left(-D_2 \cdot \frac{\left(\frac{W_2 E}{2E_l}\right)^2}{(E-2E_l)^2 + W_2^2}\right) \tag{1.28}$$

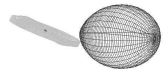
E_l und $2E_\mathrm{l}$ sind die Resonanzenergien in keV . Die optischen Tiefen D_1 und D_2 bei den Resonanzenergien werden ebenfalls in keV angegeben, ebenso wie die Lorenzbreiten W_1 und W_2. In der hier gezeigten Gestalt ist bereits die zweite Harmonische berücksichtigt, d. h. bei Modellen, die nur die Grundresonanz enthalten, wird die Tiefe D_2 auf Null gesetzt.

1.10 Das Magnetfeld des Neutronensterns

Die Annahme, dass beim Kollaps eines Sterns zum Neutronenstern der magnetische Fluss aufgrund der Flusserhaltung konserviert wird (Abschnitt Sternentwicklung), ist eine weit verbreitete Vorstellung von der Entstehung des Magnetfeldes bei Neutronensternen. Die Erhaltung des magnetischen Flusses $\frac{B}{r^2}$ hat bei der Verkleinerung des Radius um mehrere Größenordungen, wie er bei der Entstehung eines Neutronensterns aus einem gewöhnlichen Stern stattfindet, eine enorme Verstärkung des Magnetfeldes zur Folge.
Eine andere Rechnung legt die Vermutung nahe, dass das Magnetfeld nicht während des Hauptreihenstadiums, sondern im anschließenden Kernkollaps durch einen Dynamoprozess erzeugt wird (Ruderman et al., 1989). Bei Temperaturen von $T < 10^{10} K$ im Inneren des Neutronensterns bilden die vorhandenen Protonen mit den Neutronen Cooper-Paare. Bei diesem Ansatz wird das Magnetfeld mit der Theorie aus der Supraleitung beschrieben.
Um die Magnetfelder bei Neutronensternen zu messen, gibt es mehrere Möglichkeiten.
Sollte der Neutronenstern sich im Gleichgewicht befinden, d. h. nach Bahattachary (1995), dass seine Rotationsfrequenz gleich der Keplerfrequenz am Magnetosphärenradius ist ($\dot{P}_{\mathrm{Puls}} \simeq 0$, siehe Abschnitt 1.8.1), so ist es möglich, über die Bestimmung der Pulsfrequenz und der Leuchtkraft auf die Stärke des Feldes zu schließen.
In den allermeisten Fällen befindet sich der Neutronenstern noch in seiner Spin-Up-Phase ($\dot{P}_{\mathrm{Puls}} < 0$). Zu diesem Zeitpunkt bestimmt man das Magnetfeld am besten über das magnetische Moment μ, welches mit der Änderung der Rotationsperiode verknüpft ist über:

$$-\dot{P}_{Puls} \sim \mu^{2/7} \cdot P_{Puls}^2 \cdot L_x^{6/7} \tag{1.29}$$

Die allerbeste Methode das Magnetfeld zu bestimmen, ist die Bestimmung der Lage der Zyklotronabsorptionslinie im Röntgenspektrum. Hierbei handelt es sich um eine direkte Methode das Magnetfeld zu messen (Kapitel 4). Unsicherheiten, wie z.B. die Größe der Proportionalitätskonstanten in Gleichung 1.29, entfallen. Außerdem erhält man aus der Bestimmung der Linienlage die Gesamtstärke des Feldes direkt, während man bei Gleichung 1.29 eine dipolförmige Verteilung des Magnetfeldes annehmen muss.



KAPITEL 2

Das Röntgendoppelsternsystem Her X-1/HZ Her

„We have discovered an new pulsating X-ray source with a 1.24 sec period in the constellation Hercules.“

Tananbaum et al. 1972

2.1 Die Systemeigenschaften

Wie in Kapitel 1 erwähnt, wurde der Röntgenpulsar Her X-1 1971 mit dem in Kenia gestarteten Röntgensatelliten UHURU entdeckt (Tananbaum et al., 1972). Bei der Auswertung der Röntgenpulse wurde eine signifikante Variation der Pulsperiode mit der Orbitalphase festgestellt. Diese über den Dopplereffekt hervorgerufene Variation ermöglichte die dynamische Bestimmung der Orbitalparameter $P_{\rm orb}$[1], $\dot{P}_{\rm orb}$[2], $a_{\rm x} \sin i$[3], ε[4], $\tau_{\pi/2}$[5] (Deeter et al., 1981) und siehe auch Tabelle 2.1. Demzufolge bewegt sich Her X-1 auf einer kreisförmigen Bahn mit einem projizierten Radius von $a_{\rm x} \sin i$=13.1831 Lichtsekunden. Schon bei den ersten Beobachtungen wurde ein Abfall der Röntgenlichtkurve in periodischen Abständen von ≈ 1.7 Tagen gefunden. Es stellte sich heraus, dass, bedingt durch die hohe Inklination, unter der wir das System sehen, der optische Begleiter den Neutronenstern pro Umlauf einmal bedeckt. Aufgrund dieser Beobachtung konnte schon bald die Existenz eines Begleiters (HZ Her) festgestellt werden (Bahcall & Bahcall, 1972; Liller, 1973). Her X-1/HZ Her gehört zu den wenigen Ausnahmen unter den LMXBs, die gleichzeitig Röntgenpulsare sind. Deshalb können wir einen Röntgenfluss messen, der etwa mit einer Pulsperiode von $P_{\rm p} \approx 1^{\rm s}.24$ moduliert ist. Die vom Neutronenstern emittierte Röntgenstrahlung überstreicht bei jeder Umdrehung die Oberfläche des optischen Begleiters (HZ Her) und

[1] Orbitalperiode
[2] Änderung der Orbitalperiode
[3] Projektion des Bahndurchmessers auf die Sichtlinie
[4] Exzentrizität
[5] Bahnepoche

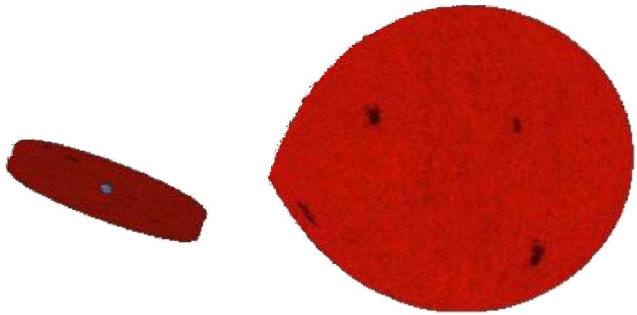
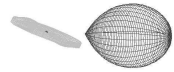


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Systems Her X-1/HZ Her. Der Betrachter schaut mit einem Winkel von 83° auf das System (Nightfall).

führt zu einer Aufheizung der dem Neutronenstern zugewandten Seite von HZ Her. Die Intensität der Röntgenpulse variiert über einen Zeitraum von etwa 35 Tagen, wobei schon bei den ersten UHURU-Beobachtungen festgestellt wurde, dass die Röntgenquelle etwa 11 Tage einen hohen Röntgenfluss (Main-On) zeigte, gefolgt dann von etwa 24 Tagen mit geringem Fluss (Low-State). Nachfolgende Beobachtungen (Jones & Forman, 1976) zeigten jedoch, dass die 24 Tage, in denen die Quelle nur geringen Fluss aufweist, nochmals während einer Dauer von etwa fünf Tagen einen etwas höheren Fluss zeigt (Short-On), der jedoch deutlich niedriger ist als der im Main-On gemessene. Der Begleiter HZ Her füllt seinen *Roche lobe* aus, so dass Materie über den inneren Lagrange-Punkt auf den Neutronenstern überströmen kann. Durch den Materieüberstrom bildet sich eine Akkretionsscheibe um den kompakten Stern aus. Der Übertrag von Materie auf den Neutronenstern führt zu einer Röntgenleuchtkraft von $L_{\mathrm{x}} = 3 \cdot 10^{37}$ erg/s (Forman et al., 1972; Bahcall & Bahcall, 1972). Der Materieüberstrom ist auch dafür verantwortlich, dass ein Drehmoment auf den Neutronenstern ausgeübt wird, welches zu einem mittleren säkularen Spin-Up von $-3\,\mu$s/yr führt (Abb. 3.2).
Schwierigkeiten bei der Interpretation der Entwicklungsgeschichte des Doppelsternsystems Her X-1/HZ Her bietet u.a. seine ungewöhnlich hohe galaktische Breite ($l = 58°, b = 37.5°$). Röntgendoppelsterne mit ähnlichen Systemeigenschaften liegen meist nahe der galaktischen Ebene, Her X-1/HZ Her aber bei einer Breite von 37.5°. Diese ungewöhnliche Position erklären Sutantyo et al. (1986) mit einer asymmetrischen Supernova-Explosion, die dem System Her X-1 die notwendige Geschwindigkeit zum Verlassen der galaktischen Ebene gegeben haben soll.



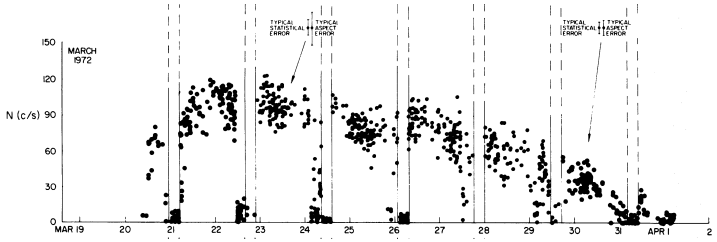


Abbildung 2.2: Verlauf der Röntgenlichtkurve über den Main-On. Es sind deutlich die Bedeckungen durch den optischen Begleiter im Abstand von $1^{\mathrm{d}}.7$ zu sehen, die den Hinweis auf den Doppelsterncharakter von Her X-1 gaben (Giacconi et al., 1973).

2.2 Die Röntgenlichtkurve

2.2.1 $1^{s}.24$-Periode

Die auffälligste Periode im Röntgenbereich ist sicherlich die $1^{\mathrm{s}}.24$-Periode. Mit dieser Pulsperiode ist Her X-1 einer der schnelleren Röntgenpulsare. Der Röntgenbeam, der vom Beobachter als Pulsation wahrgenommen wird, entsteht durch die Materie, die entlang der Feldlinien auf die Pole des Neutronensterns gelenkt wird. Da die Rotationsachse von Her X-1 und die Magnetfeldachse nicht zusammenfallen, sondern einen endlichen Winkel α bilden, überstreicht der Röntgenbeam den Beobachter einmal pro Umdrehung des Neutronensterns. Für den Beobachter erscheinen diese Lichtpulse wie das Leuchtfeuer eines Leuchtturms. Deshalb spricht man auch vom ‘Leuchtturmeffekt’.

Seit 1971 wurde mit einer Vielzahl von Instrumenten die Pulsperiode immer wieder bestimmt. Dabei wurde festgestellt, wie eingangs erwähnt, dass die Pulsperiode einer jährlichen Abnahme von $\dot{P}_{\mathrm{p}} = -3\,\mu\mathrm{s/yr}$ (Kunz, 1996) unterliegt. Diese Periodenabnahme (Spin-Up) wurde in der Zeit von 1971 bis 2002 von mehreren Phasen unterbrochen, in denen die Periodendauer wieder länger wird (Spin-Down) (Abb. 3.2 auf Seite 45). Wie weit der Spin-Up sich für ein bestimmtes System fortsetzen kann, hängt von verschiedenen Faktoren ab: dem Magnetfeld des Neutronensterns, der Akkretionsrate und der Dauer der Akkretion. Die Form des Pulsprofils variiert in Abhängigkeit des Energiebereichs, den man betrachtet. Im hochenergetischen Bereich hat es zwei Maxima unterschiedlicher Höhe, die als Haupt- und Nebenpuls bezeichnet werden. Bei Energien unterhalb von 0.8 keV ändert sich die Gestalt des Pulsprofils. Der Doppelpuls verschwindet und an seine Stelle tritt eine sinusförmige Intensitätsvariation. Zudem findet eine Phasenverschiebung statt, so dass sich an der Stelle des Hochenergie-Hauptpulses jetzt ein Minimum befindet (Deeter et al., 1998).

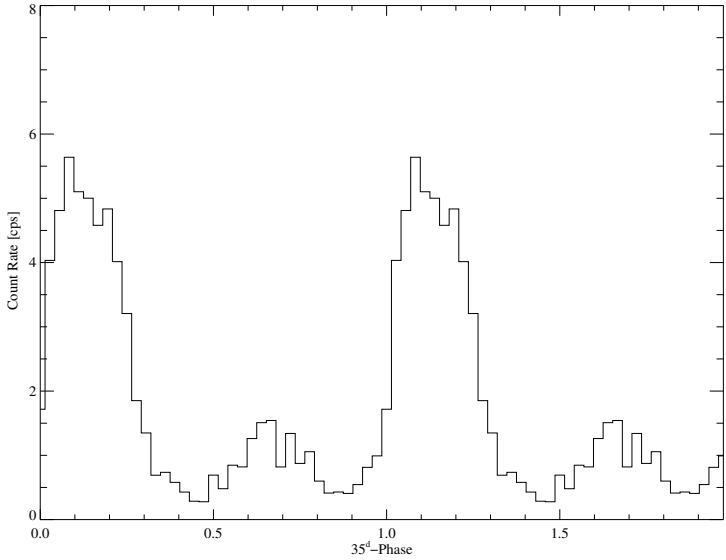
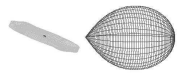


Abbildung 2.3: Variation der Röntgenintensität im Verlauf von 35^{d}. Das Profil wurde aus ASM-Daten erstellt.

2.2.2 $1^d.7$-Periode

Der Nachweis einer Intensitätsvariation im Röntgenlicht mit einer Periode von $1^d.70017$ (Giacconi et al., 1973) erfolgte kurz nach der Entdeckung von Her X-1. Diese Beobachtung wies auf den Doppelsterncharakter des Systems hin, (vgl. Abb. 2.2) Giacconi et al. (1973). Aufgrund der hohen Inklination von ca. 83° (Middleditch & Nelson, 1976; Dennerl, 1991) wird Her X-1 einmal pro Umlauf durch seinen Begleiter verdeckt. Die Bedeckungsdauer erstreckt sich im Mittel über 5.5 Stunden, entsprechend einem eclipse half angle $\theta_{\mathrm{e}} = 24.5(2)^\circ$ (Nagase, 1989). Aus der bekannten Inklination der Bahnebene und der großen Halbachse ergibt sich der mittlere Radius des optischen Begleiters zu $R_{\mathrm{opt}} = 4 \cdot \mathrm{R}_\odot$.
Während der Bedeckung der Röntgenquelle durch den Begleiter sinkt die Intensität im harten Röntgenbereich $E > 20\,\mathrm{keV}$ auf unter 1% ab (Soong, 1988), wobei im Energiebereich $E \approx 0.1 \ldots 1.0\,\mathrm{keV}$ ein signifikanter Restfluss von 0.3% gemessen wird (Dennerl, 1991). Choi et al. (1994) führen dies auf eine Streuung der primären Röntgenstrahlung an der Akkretionsscheibenkorona und auf einen ionisierten Wind in der Umgebung des Röntgendoppelsternsystems zurück. Die Asymmetrie der Röntgenlichtkurve wird durch die Absorption der Strahlung im Akkretionsstroms erklärt.



2.2.3 35^d-Periode

Die Interpretation der 35^d-Periode war lange Zeit umstritten. Nach ersten Modellen, die auf freier Präzession des Neutronensterns (Trümper et al., 1986) oder Oszillationen des optischen Begleiters (Wolff & Kondo, 1978) basierten, hat sich heute die Vorstellung durchgesetzt, dass die Ursache für die 35^d-Periode in einer präzedierenden Akkretionsscheibe zu suchen ist. Diese muss jedoch von der Struktur der klassischen α-Scheibe abweichen, damit durch sie sowohl die Form der optischen Lichtkurve als auch die der Röntgenlichtkurve beschrieben werden kann. Es wird vermutet, dass die Scheibe gegen die Bahnebene geneigt ist und in $\approx 35^d$ gegensinnig zur Bahnbewegung präzediert. Zusätzlich ist sie noch verbogen, um das Zustandekommen der wechselnden High-Low-States zu erklären. Die favorisierten Modelle, die diese Eigenschaften und die dazu benötigte Scheibenform hinreichend erklären können, sind von Schandl & Meyer (1994), Pringle (1996) und Shakura et al. (1999) entwickelt worden.

Der Beginn des 35^d-Zyklus wird durch den rapiden Anstieg des Röntgenflusses definiert. Dieses Ansteigen des Flusses wird auch als *Turn-On* bezeichnet. Dies ist der Zeitpunkt, an dem der äußere Rand der Akkretionsscheibe den Blick auf die zentrale Röntgenquelle freigibt. Während des Turn-Ons steigt die Zählrate innerhalb von zwei Tagen deutlich an. Danach folgt der *Main-On*. Dieser dauert etwa 11 Tage, am Ende des Main-On fällt die Zählrate deutlich ab. Es folgt ein Low-State, der nochmals vom sogenannten *Short-On* unterbrochen wird. Während dieser Phase erreicht die Zählrate nochmal etwa 20% der Zählrate des Main-Ons. Die Dauer des Short-On beträgt etwa fünf Tage. Danach folgt bis zum erneuten Turn-On ein Low-State mit einer Dauer von etwa sieben Tagen (Abb. 2.3).

Dieses Verhalten wurde von Petterson (1977) mit dem Modell einer gekippten, verwundenen, präzedierenden, optisch dicken Akkretionsscheibe erklärt. In Abb. 2.4 ist das Profil der Akkretionsscheibe abgebildet, wie es sich für einen Betrachter auf dem Neutronenstern darstellen würde. Die gestrichelte Linie zeigt die Position der Erde im Bezug auf die Orbitalebene des Systems im Verlauf des 35^d-Zyklus. Die Höhe der Erde über der Orbitalebene wurde dabei so gewählt, dass Petterson (1977) die beste Anpassung der Beobachtungen an sein Modell erhielt. Die Linie mit den kleinen senkrechten Strichen, stellt den äußeren Rand der Scheibe dar. Dabei sollen die Striche andeuten, dass bereits Absorption auftreten kann, wenn die Verbindungslinie Neutronenstern–Erde in die Nähe dieser Region kommt. Bei Betrachtung von Abbildung 2.4 kann man folgende Punkte erkennen:

1. Der *X-ray Turn-On* (Buchstabe A) erfolgt, nachdem der äußere Rand der Scheibe den Blick freigibt.

2. Der *X-ray Turn-Off* (Buchstabe B) tritt ein, wenn der innere Rand der Scheibe die Sichtlinie durchkreuzt.

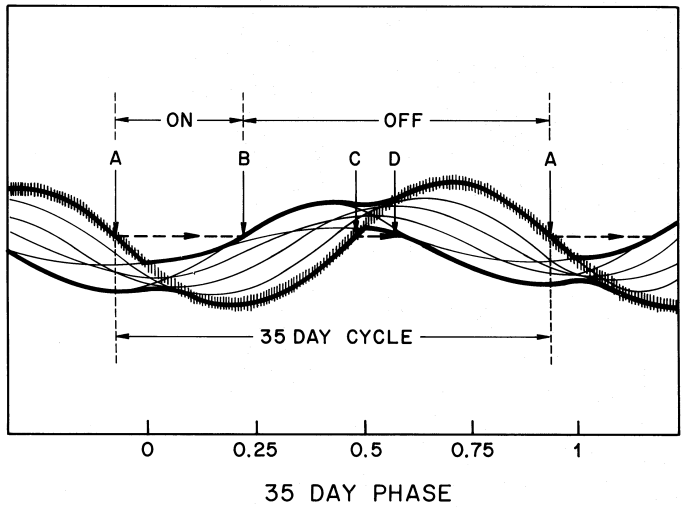


Abbildung 2.4: Panoramaansicht der Akkretionsscheibe für einen Beobachter, der auf dem Neutronenstern steht und Richtung Erde schaut. Die gestrichelte Linie stellt dabei die Position der Erde im Verlauf des 35^{d}-Zyklus dar. Die Einheiten der Y-Achse sind beliebig. Die Höhe des Winkels, die sich die Erde über der Orbitalebene befindet, entspricht $0.25\,\beta_0$, wobei β_0 die Inklination des äußersten Rings beliebig gewählt werden kann. Durch die Grafik lässt sich die Entstehung des 35^{d}-Zyklus erklären. Nähere Erläuterungen siehe Text (Petterson, 1977).

3. Der *On-State* ist entschieden kürzer als der *Off-State*, obwohl das Modell die Dauer der einzelnen Abschnitte nicht völlig korrekt wiedergibt. Dies könnte jedoch durch die veränderte Wahl einzelner Parameter verbessert werden.

4. Der *Short-On* (Buchstabe C – D) ist eine kurze Phase innerhalb des *Off-States*. Die Intensität ist geringer als im *On-State*.

Die 35^{d}-Phase weist keine strenge Periodizität auf. Vielmehr kann der Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Turn-On-Epochen um ca. einen Tag von der mittleren 35^{d}-Periode abweichen. Der Turn-On $\Psi = 0$ der 35^{d}-Phase wird vorzugsweise bei den Orbitalphasen $\Phi = 0.2$ und $\Phi = 0.7$ beobachtet (Abb. 5.6) und legt eine Kopplung zwischen Orbitalphase und Turn-On nahe (Levine & Jernigan, 1982; Staubert et al., 1983). Levine & Jernigan (1982) können die beobachtete Häufung der Turn-Ons bei den Orbitalphasen 0.2 und 0.7 durch die Annahme einer wackelnden Scheibe erklären. Bei diesem Modell ist es nicht erforderlich, zirkulierende Strukturen in der Scheibe einzuführen, wie dies Crosa & Boynton (1980) taten, um die Phasenabhängigkeit der Turn-Ons zu erklären.

Bei dem von Staubert et al. (1983) beschriebenen phänomenologischen Modell stand das Interesse im Vordergrund eine Formel zu erhalten, mit der der nächste Turn-On vorhergesagt werden kann, um so die Beobachtungen zeitlich richtig legen zu können. Dies wird mittels eines Random-Walk-Prozesses, bei dem die Periodendauer der 35^{d}-Phase mit einer mittleren Länge von P_{35}=20.5 P_{orb} angenommen wird, erreicht. Auf dieses Modells wird in Kapitel 5 noch näher eingegangen werden.

2.2.4 Dips

Neben den schon beschriebenen periodischen Variationen wurden in der Röntgenlichtkurve plötzliche Einbrüche in der Röntgenhelligkeit beobachtet, die als Absorptions-*Dips* bezeichnet werden. Diese Dips dauern etwa sieben Stunden (Giacconi et al., 1973; Voges et al., 1985; Vrtilek & Halpern, 1994). Bei *Dips* handelt es sich um Intensitätseinbrüche in der Lichtkurve, die ihre Ursache in der Absorption durch kalte Materie haben. Es gibt dabei zwei unterschiedliche Arten von Dips.
Wie in Abbildung 2.2 zu sehen ist, finden die einen Dips kurz vor einer Eklipse statt (*pre-eclipse dips*, Stelzer et al. (1999)). Diese Dips folgen in einem Abstand von $\Delta t_{\mathrm{d}} = 1.62$ aufeinander. In guter Näherung ist

$$\frac{1}{\Delta t_{\mathrm{d}}} = \frac{1}{P_{\mathrm{orb}}} + \frac{1}{P_{35}} \tag{2.1}$$

Im Modell der präzedierenden Akkretionsscheibe entspricht das Intervall Δt_{d} einer definierten Winkelkonfiguration von Neutronenstern, Begleiter und einem Punkt auf der Akkretionsscheibe (Gerend & Boynton, 1976). Neben den *Pre-Eclipse Dips* gibt es noch in unregelmäßigen Abständen bei etwa $\Phi \sim$ 0.3-0.6 auftretende *Anomalous Dips*.

2.2.5 Der Anomalous Low State

Seit seiner Entdeckung wurden bei Her X-1 drei sogenannte *Anomalous Low States* (ALS) beobachtet. Als ALS wurde von Vrtilek & Cheng (1996) ein unerwarteter und erheblicher Abfall im Röntgenfluss definiert, der mehr als zwei 35^{d}-Zyklen anhält und keine wesentliche Änderung in der absorbierenden Säulendichte, wenig oder keine Änderung im UV sowie im optischen Fluss und eine steigende Pulsperiode zeigt. Dies geschah im Juni 1983 (Parmar et al., 1985), im August 1993 (Vrtilek et al., 1994; Vrtilek & Cheng, 1996) und im April 1999 (Parmar et al., 1999; Coburn et al., 2000). Der ALS von 1999 dauerte 1.5 Jahre, bis zum Oktober 2000. Damit war er der längste, der jemals beobachtet wurde. Der ALS von 1999 wurde entdeckt, weil der Turn-On der Quelle zum vorausberechneten Zeitpunkt ausblieb. Ähnlich dem ALS von 1993, bei dem jedoch während des Main-On der Röntgenfluss der Quelle plötzlich abnahm. Optische Beobachtungen, die während des ALS von 1983 gemacht wurden (Delgado

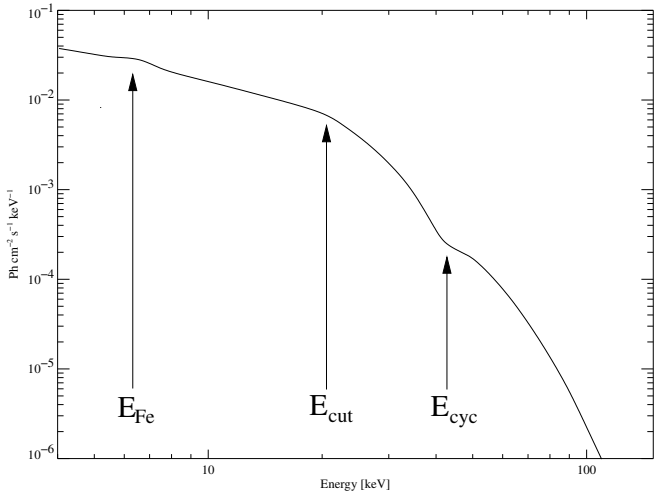


Abbildung 2.5: Das phasengemittelte Photonenspektrum im Main-On. Dargestellt ist ein Energiebereich von 4 – 100 keV . Der thermische soft excess setzt unterhalb des dargestellten Bereichs ein und wird von den RXTE-Instrumenten nicht erfasst.

et al., 1983; Mironov et al., tron) zeigten, dass HZ Her immer noch von Röntgenstrahlen geheizt wurde. Dies impliziert, dass die Akkretion auf den Neutronenstern immer noch stattfand. UBV Photometrie von HZ Her beim ALS 1999 zeigten eine Lichtkurve, die ähnlich der von 1983 war (Lyutyi & Goranskii, 2000). Die spektralen Untersuchungen von Coburn et al. (2000) zeigten, dass die von Vrtilek & Cheng (1996) gemachte Definition des ALS unter Betrachtung der letzten Daten modifiziert werden muss. So fanden sie in den Daten ein Spektrum, das dieselbe Form wie im Main-On zeigte, jedoch entgegen der Vorstellung von Vrtilek & Cheng (1996) durch starke Absorption und Streuung verändert wurde.
Es wurde gezeigt, dass etwa 70 % der beobachteten Emission durch einen kalten Absorber ($N_{\mathrm{H}} = 5.0 \cdot 10^{23}\mathrm{cm}^{-2}$) durchtreten. An das Spektrum konnte ein Fit mit einer partiellen Absorption angepasst werden, der dieselben Ergebnisse lieferte wie beim normalen Low-State. Die Beobachtungen des ALS könnten als Abnahme in der Inklination der Akkretionsscheibe interpretiert werden. Dabei wird die zentrale Quelle den gesamten 35^{d}-Zyklus verdeckt.

2.3 Das Röntgenspektrum

2.3.1 Phasengemitteltes Röntgenspektrum

Das Röntgenspektrum von Her X-1 entspricht in den Grundzügen einem typischen Pulsarspektrum (Abb. 2.5). Im niederenergetischen Bereich wird neben einem Potenzgesetz mit $\alpha \sim 0.9$ (McCray, 1982) eine Schwarzkörperkomponente von $kT = 0.12(1)$ keV entsprechend einer Temperatur von 10^6 K beobachtet (Vrtilek & Halpern, 1994). Bei einer Energie $E > 20$ keV ist das Kontinuum durch einen steileren Verlauf gekennzeichnet, der in der Literatur mit Exponential-Funktionen verschiedenster Gestalt angepasst wurde. Die häufigste verwendete Anpassung ist der *High Energy Cutoff* (Gleichung 1.25). Dabei ergeben sich die Parameter zu: E_{cut}=21.5 keV und E_{fold}=12.0 keV .
Bei einer Energie von 6.3 keV wurde von Pravdo et al. (1977) eine Emissionslinie entdeckt, die als Eisen-Fluoreszenz in optisch dickem, kühlem Material in der Gegend der Alfvénfläche interpretiert wurde. Die Intensität dieser Linie beträgt im Main-On etwa $I_{\mathrm{G}} = 7(1) \cdot 10^{-3}$ Photonen $\cdot\, \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{s}$, damit trägt sie 10 % der Leuchtkraft im weichen Röntgenbereich bei (Kahabka, 1987). Durch den Ionisationszustand des Eisens ($Fe^{21} - Fe^{25}$) kann die Temperatur des heißen Plasmas, das durch die primäre Röntgenstrahlung aufgeheizt wird, zu $T \approx 2 \cdot 10^7$ K abgeschätzt werden.
Im Hochenergiespektrum wurde 1976 bei einem Ballonexperiment eine Zyklotronlinie entdeckt (Trümper et al., 1978). Sie stellt die erste Entdeckung dieser Art dar. Die Linienstruktur wurde zunächst als Emission bei $\sim$ 58 keV gedeutet und durch eine Gaußkurve beschrieben. In den darauffolgenden Untersuchungen zeigte sich jedoch, dass es sich hierbei um ein Absorptionsphänomen bei einer Energie von $\sim$ 35 keV handelt (Voges et al., 1982; Soong et al., 1990). Diese Vermutung konnte von Kunz (1996) bestätigt werden. Zur Anpassung der Absorptionslinie wurde in der Vergangenheit meist das Modell von Tanaka (1986) oder ein Gaußprofil verwendet (Gleichung 1.28 und 1.27). Eine ausführlichere Darstellung der Zyklotronlinie wird in Kapitel 4 vorgenommen.

2.4 Optische Beobachtungen

Bereits kurz nach der Entdeckung von Her X-1 wurde unabhängig voneinander durch Bahcall & Bahcall (1972) sowie Forman et al. (1972) aufgrund des Lichtwechsels mit der Orbitalperiode von $1^{\mathrm{d}}.7$ HZ Her als optischer Begleiter identifiziert.
Es stellte sich heraus, dass HZ Her bereits 1936 von Hoffmeister, dem Gründer der Sternwarte Sonneberg, erstmals beobachtet und als irregulärer Variabler klassifiziert wurde. Seine Helligkeit variiert zwischen $13^{\mathrm{m}}.0$ und $14^{\mathrm{m}}.5$, seine Spektralklasse zwischen F0 und B8 (Hoffmeister, 1936). Die dem Neutronenstern abgewandte Seite

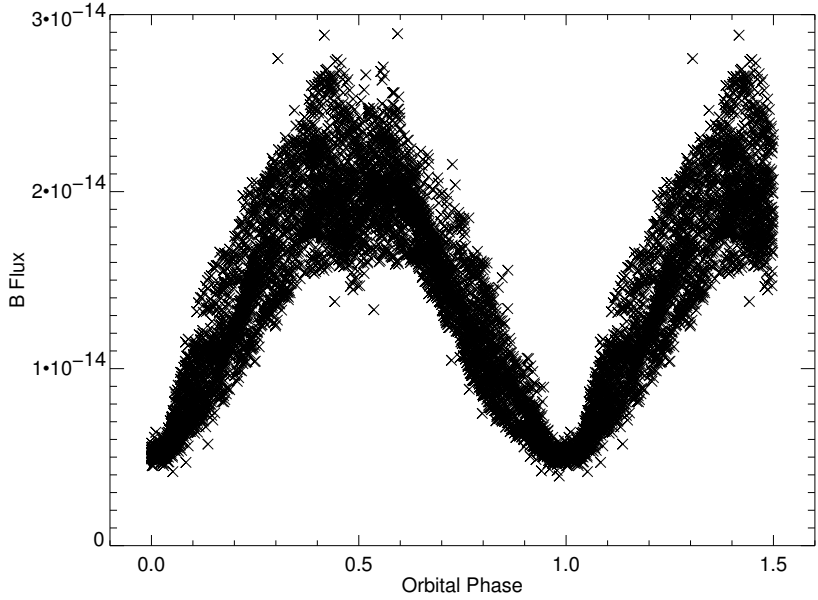
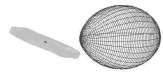


Abbildung 2.6: Faltung der optischen Lichtkurven von HZ Her im B-Band. Die Daten sind hier modulo der $1^{\mathrm{d}}.7$-Periode dargestellt. Es wurden 1.5 Orbits geplottet, damit das Verhalten bei der Eklipse besser ersichtlich ist. Nähere Informationen über den Datensatz siehe Kapitel 5.

des Begleiters weist nach Beobachtungen von Crampton (1974) und Howarth & Wilson (1983) eine Oberflächentemperatur von 8100 K auf. Da eine Eigenrotation nicht sphärisch symmetrischer Begleiter durch Gezeitenreibung abgebremst wird, kann eine Korotation mit der Orbitalbewegung angenommen werden (Middleditch & Nelson, 1976).
Davidsen et al. (1972) konnte als Erster Pulse im optischen Spektralband von HZ Her feststellen und so die Zusammengehörigkeit von HZ Her und Her X-1 zweifelsfrei nachweisen. Der gepulste Anteil im Optischen liegt unterhalb von 0.1%. Die Pulsation in atomaren Linien wie HeII und NIII, die vor allem durch dielektrische Rekombination entsteht, weist auf die Reprozessierung des primären Röntgenpulses in einem heißen Plasma hin (Middleditch & Nelson, 1976). Daraus bestimmten sie die Masse des Neutronensterns, da die reprozessierten Pulse in der Akkretionsscheibe und der Photosphäre des Begleiters aufgrund der Orbitalbewegung mit K_{opt}=20 km/s laufzeitmoduliert werden. Die Masse des Neutronensterns ergibt sich zu $M_{\mathrm{x}} \approx 1.5(3)\,\mathrm{M}_{\odot}$ und die des optischen Begleiters unter der Verwendung der Massenfunktion $q_{\mathrm{x}} = 0.6$



zu $M_{opt} \approx 2.3(2)\,M_{\odot}$. Aus diesem Wert konnte die Klassifizierung von Her X-1 als *Low Mass X-Ray Binary* erfolgen.

2.4.1 Charakteristika der optischen Lichtkurve

Beobachtet man die optische Lichtkurve von HZ Her über einen längeren Zeitraum, so fällt zunächst einmal auf, dass die Form des Profils in einer sehr systematischen Art und Weise im Verlauf des 35^{d}-Zyklus variiert. Die auffälligste Veränderung tritt bei Orbitalphase 0.5 in Erscheinung. Sie manifestiert sich hier durch ein Auftreten und Verschwinden eines zweiten Minimums in der Lichtkurve. In Abb. 2.6 sind einzelne Punkte der Beobachtung übereinandergeplottet. Man sieht, dass bei Phase 0.5 eine starke Streuung der einzelnen Beobachtungspunkte auftritt, wobei hingegen bei der Phase 0.0 die Punkte sehr eng beieinander liegen. Des Weiteren ist die schmale Eklipse auffällig. Vergleicht man die Breite der optischen Eklipse mit der im Röntgenlicht, so stellt man fest, dass die im Optischen beobachtete schmaler ist (Deeter et al., 1976). Das Problem der schmalen Eklipse wurde von Kippenhahn & Thomas (1979) durch Energietransport von der beleuchteten zu der unbeleuchteten Seite erklärt. Sie widerlegen eine Aussage von Wilson (1973), der behauptet, dass es bei einem Energietransport von der beleuchteten zur unbeleuchteten Seite des Sterns zu einer Abkühlung kommen würde, so dass der dort ankommende Strom die gleiche Temperatur hätte wie die unbeleuchtete Seite selbst. Des Weiteren wurden noch folgende Punkte an der optischen Lichtkurve beobachtet:

- eine große Variation der Helligkeit und der Farbe im Verlauf der $1^{d}.7$-Phase
- eine geringe Veränderung des Flusses bei einer Mittelung über die $1^{d}.7$-Phase

Die Veränderung der Form der Lichtkurve im Verlauf der 35^{d}-Phase wurde von unzähligen Autoren untersucht. Ein sehr vielversprechendes Modell des Systems haben Gerend & Boynton (1976) vorgeschlagen. Sie beschreiben die Variation der optischen Lichtkurve durch ein geometrisches Modell, bei dem die präzedierende Akkretionsscheibe drei Funktionen erfüllt:

1. eine Quelle optischer Strahlung
2. ein abschattender Körper für die Röntgenstrahlung
3. ein abschattender Körper für die reemittierte optische Strahlung.

Ein etwas verfeinertes Modell für die Berechnung von Lichtkurven wird im 6. Kapitel dieser Arbeit vorgestellt.

Tabelle 2.1: Systemparameter von Her X-1/HZ Her

Systemparameter			Referenz
Entfernung	D	5.95(5)kpc	Howarth & Wilson (1983)
Zeitpunkt der oberen Kulmination (Bedeckungsmitte)	$T_{\pi/2}$	43804.519980(14)	Deeter et al. (1981)
Orbitalperiode bei $T_{\pi/2}$	P_{orb}	1.700167720(14) d	Deeter et al. (1981)
Änderung der Orbitalperiode	$\dot{P}_{\mathrm{orb}}$	$-2.25(27)\cdot 10^{-8}$ d/yr	Deeter et al. (1981)
projizierter Radius des NS	$a_{\mathrm{x}} \sin i$	13.1831(3) lt-s	Deeter et al. (1981)
Orbitalgeschwindigkeit des NS	$v_{\mathrm{x}} \sin i$	169.049(4) km/s	Deeter et al. (1981)
Bahnexzentrität	ε	$< 1.3\cdot 10^{-4} (3\sigma)$	Deeter et al. (1981)
Inklination des Doppelsternsystems	i	$83(4)^\circ$	Dennerl (1991)
Bedeckungslänge im Röntgenlicht	Θ_{e}	$24.5(2)^\circ$	Deeter et al. (1981)
Massenfunktion des Begleiters	$f(M_{\mathrm{opt}})$	0.8510(1) $\mathrm{M}_\odot$	Deeter et al. (1981)
Masse des Neutronensterns	M_{x}	1.5(3) $\mathrm{M}_\odot$	van Kerkwijk et al. (1995)
Masse des Begleiters	M_{opt}	2.3(2) $\mathrm{M}_\odot$	van Kerkwijk et al. (1995)
Radius des Begleiters	R_{opt}	4.0(3) $\mathrm{R}_\odot$	van Kerkwijk et al. (1995)
Massenverhältnis $M_{\mathrm{x}}/M_{\mathrm{opt}}$	q_{x}	0.6(1)	van Kerkwijk et al. (1995)
große Halbachse der Bahn	a	22(1) lt-s	
eff. Roche-Radius des Begleiters	$R_{\mathrm{L,opt}}$	$0.43\cdot$ a	
eff. Roche-Radius des NS	$R_{\mathrm{L,opt}}$	$0.34\cdot$ a	
Abstand von L_1 zum NS	d_{L1}	$0.44\cdot$ a	

Tabelle 2.2: Systemparameter von Her X-1/HZ Her Fortsetzung

Röntgenleuchtkraft in 2-35 keV für D=6kpc	L_x	$3 \cdot 10^{37}$erg/s	Choi et al. (1994)
Akkretionsrate	$\dot{m}_{acc}$	$1.6 \cdot 10^{-9}$ $M_\odot$/yr	
Oberflächenfeldstärke	B	$3 \cdot 10^{12}$ Gauss	Kunz (1996)
magnetisches Moment	μ	$3 \cdot 10^{30} G \cdot cm^3$	
Außenradius der Akkretionss.	$r_{disk,a}$	$2 \cdot 10^{11}$ cm	Cheng et al. (1995)
Innenradius der Akkretionss.	$r_{disk,i}$	$1 \cdot 10^{8}$ cm	Horn (1992)
Korotationsradius	r_{co}	$1.5 \cdot 10^{8}$cm	
halber Öffnungswinkel der AS	Θ_{disk}	$4.9(2)^\circ$	Howarth & Wilson (1983)
mittl. Bahninklination der AS	α_{disk}	$28(1)^\circ$	Howarth & Wilson (1983)
mittlere Temperatur der AS	T_{disk}	$1.2 \cdot 10^{4}$K	Howarth & Wilson (1983)

Teil II

Datenanalyse

KAPITEL 3

Pulsprofil und Pulsperiodenentwicklung

Ein Phänomen, das bisher nur bei Her X-1 beobachtet wurde, ist die sich wiederholende und systematische Entwicklung des Pulsprofils während der 35^{d}-Phase (Deeter et al., 1998). Das Pulsprofil verändert seine Form in Abhängigkeit der 35^{d}-Phase und der Energie. Dies erlaubt Rückschlüsse auf die Emissionscharakteristik, insbesondere deren Energie und Zeitabhängigkeit. Es ist auch bereits gelungen, das Pulsprofil als Überlagerung der Emission der beiden Pole darzustellen (Blum & Kraus, 1999). Relevant für diese Untersuchungen sind hier die Anisotropie der Emissionscharakteristik, die Multipolarität des Magnetfeldes und die allgemeinrelativistische Lichtablenkung.

3.1 Das Main-On-Pulsprofil

Das Main-On-Pulsprofil hat im gesamten Energiebereich von $1 \ldots 10^2$ keV eine charakteristische Gestalt (vgl. Abb. 3.1). Der asymmetrische Hauptpuls weist einen Haupt- und einen Nebenpeak auf, deren Breite und relative Intensität von der Energie abhängen. Die Sockelbreite des Hauptpulses nimmt mit zunehmender Energie von $\approx$60 % auf $\approx$40 % der Pulsperiode ab (Kunz, 1996). Der gepulste Anteil (pulsed fraction, PF) geht mit zunehmender Energie von $\approx$60 % auf 100 %. Durch die steilen Pulsflanken wird die Annahme bestätigt, dass das Emissionsgebiet kleiner als $c \cdot \Delta t < 0.1$ lt-s ist, d. h. die Kontinuumsemission bei $E > 1$ keV ist nicht reprozessiert, sondern zeigt die anisotrope Emissionscharakteristik des *Hot Spots* direkt (Choi et al., 1994).
Im Main-On besitzt das Pulsprofil alle in Abb. 3.1 dargestellten Eigenschaften. Bei der folgenden Entwicklung im Verlauf der 35^{d}-Phase verschwinden dann die Eigenschaften des Pulsprofils wieder. Das prominenteste Feature im Pulsprofil nahe dem maximalen Fluss ist eine breite (FWHM $\approx 150^\circ$) und relativ weiche Komponente mit zwei Peaks, die um 90° in der Phase versetzt sind. *Ginga*-, HEAO 1- und *UHURU*-Beobachtungen haben gezeigt, dass die typische Form des Pulsprofils und die gleiche Amplitude bei fast jedem Turn-On wiederkehrt und von da an im Verlauf von 35 Tagen immer dieselben systematischen Änderungen durchmacht. Es ist offensichtlich, dass diese Pulsprofilentwicklung streng mit der 35^{d}-Phase verbunden ist.

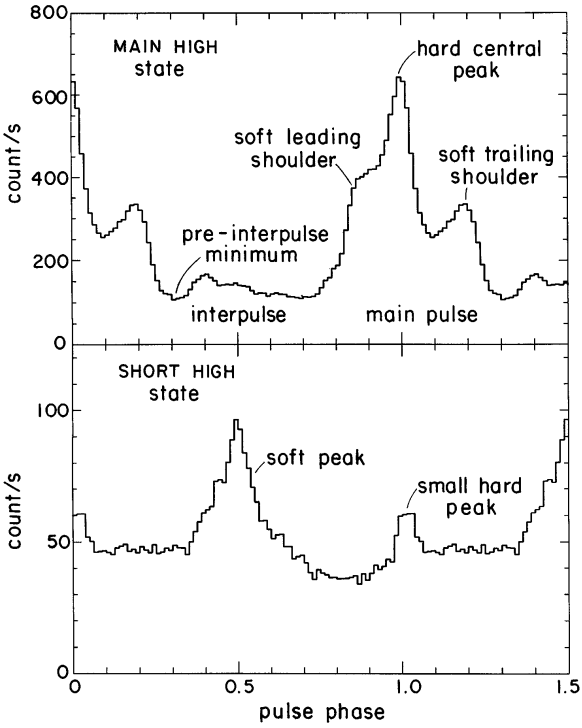


Abbildung 3.1: Form des Pulsprofils im Main-On und im Short-On. Die Pulse wurden aus *Ginga* Beobachtungen im Bereich von 9.4 keV –14 keV erzeugt (Deeter et al., 1998).

3.2 Pulsperiodenentwicklung

In Abb. 3.2 ist die Entwicklung der Pulsperiode für Her X-1 innerhalb der letzten 30 Jahre dargestellt. Auf langen Zeitskalen ist ein Spin-Up (Abnahme der Pulsperiode) zu erkennen, der durch den Massenübertrag des optischen Begleiters auf den Neutronenstern begründet ist (Pringle & Rees, 1972; Davidson & Ostriker, 1973; Lamb et al., 1973). Dieser Spin-Up wird durch Phasen leichten Spin-Downs unterbrochen. Im zeitlichen Mittel zeigt Her X-1 eine säkulare Abnahme der Pulsperiode von $P_{\mathrm{Puls}} = -3\,\mu$s/yr.
Das Drehmoment, das vom Neutronenstern aufgenommen wird, wird durch den Ma-

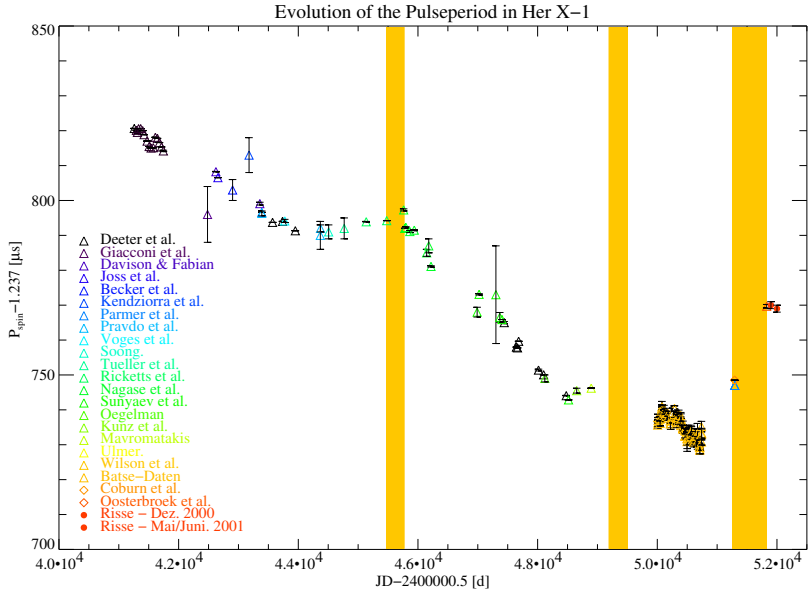


Abbildung 3.2: Pulsperiodenentwicklung der letzten 30 Jahre. Die grau unterlegten Bereiche markieren die Zeiten, in denen ein ALS beobachtet wurde.

gnetosphärenradius r_m bestimmt, bei dem sich der Akkretionsstrom in die magnetischen Feldlinien einfädelt. Die einfachste Methode den Magnetosphärenradius zu bestimmen, ist, den Staudruck eines sphärisch symmetrischen Zustroms gleich dem magnetischen Druck zu setzen.

$$r_m = 3 \cdot 10^8 \mu_{30}^{4/7} M_x^{1/7} R_6^{-2/7} L_{37}^{-2/7} cm \tag{3.1}$$

$\mu_{30} = \mu / 10^{30}$ stellt das magnetische Moment des Neutronensterns in G cm^3 dar, M_x ist die Masse des Neutronensterns in solaren Einheiten, R_6 der Radius des Neutronensterns in 10^6 cm und L_{37} die Röntgenleuchtkraft in Einheiten von 10^{37} erg/s. Für eine bestimmte Spin-Periode bekommt man eine empirische Beziehung zwischen der Periodenänderung $\dot{P}_{\text{Puls}}$ und der beobachteten Leuchtkraft. Daraus ergibt sich eine Beziehung der Form:

$$\dot{P}_{\text{Puls}} \propto \left(P_{\text{Puls}} L^{3/7} \right)^2 \tag{3.2}$$

Die meisten Pulsare befinden sich in einer guten Übereinstimmung mit dieser einfa-

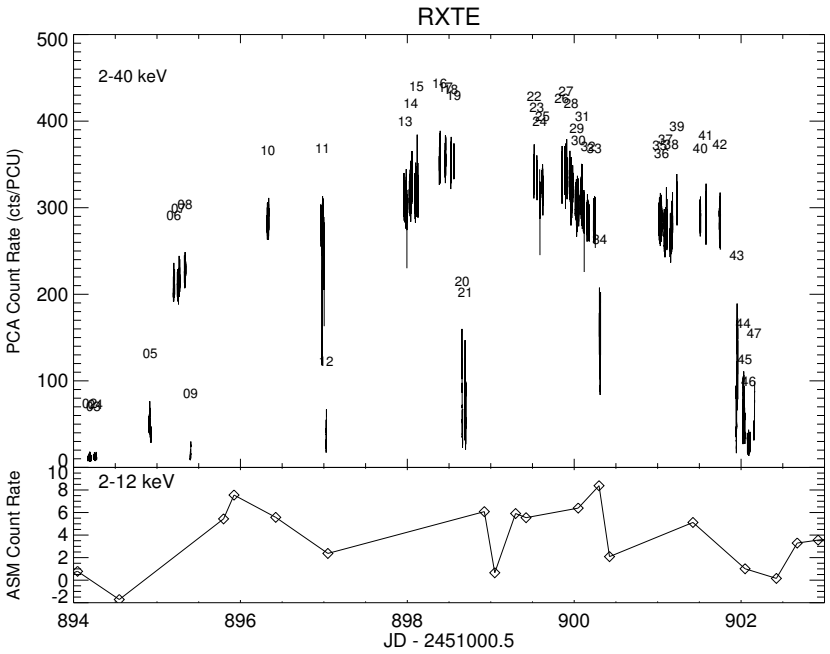


Abbildung 3.3: RXTE Beobachtung P60018. Im oberen Teil der Abbildung ist die komplette Beobachtung mit allen 48 Einzelorbits dargestellt. Im unteren Teil ist die ASM Zählrate im Verlauf der kompletten Beobachtung aufgetragen.

chen Theorie.
Allerdings ergibt sich aus Gleichung 3.2 für Her X-1 ein magnetisches Moment, das nicht vereinbar mit der Größe des aus der Zyklotronresonanz bestimmten Magnetfeldes ist (Kapitel 4).
Die Phasen des Spin-Downs traten jeweils zu Zeiten auf, bei denen ein *Anomalous Low State* (ALS) beobachtet wurde (Abb. 3.2). Während des letzten Spin-Downs (April 1999 – Oktober 2000) von Her X-1, der der stärkste gemessene überhaupt war, befand sich die Quelle wieder in einem *Anomalous Low State* (Parmar et al., 1999; Coburn et al., 2000). Während dieser Zeit war die Pulsation (PF) im Röntgenbereich, wie auch schon bei vorhergehenden ALS beobachtet wurde, stark reduziert. Nach dem erneuten 'Angehen' der Quelle wurde dann die Pulsperiode bestimmt (Abb. 3.2) und es ergab sich eine um $\approx 40\,\mu$s langsamere Periode ($P_{\mathrm{Puls}} = 1^{\mathrm{d}}.237770(1)$) als die, die man erwartet hätte, wenn Her X-1 seinen Spin-Up Trend beibehalten hät-

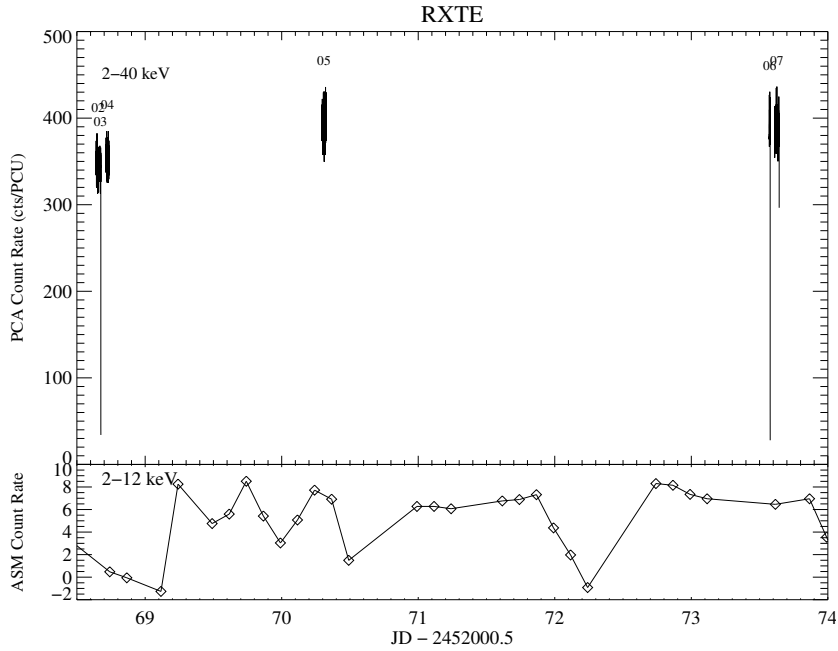
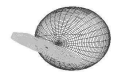


Abbildung 3.4: RXTE Beobachtung P40015. Im oberen Teil der Abbildung ist die komplette Beobachtung mit allen Einzelorbits dargestellt. Im unteren Teil ist die ASM Count Rate im Verlauf der kompletten Beobachtung aufgetragen.

te (Bildsten et al., 1997). Hierbei handelt es sich auch um die größte Abweichung vom generellen Spin-Up, die je nach einem ALS beobachtet wurde. Zum Vergleich: Beim ALS von 1983 (Parmar et al., 1985) betrug die Abweichung $\approx 20\,\mu$s, beim ALS 1993 (Vrtilek et al., 1994) nur $\approx 12\,\mu$s. Im Juli 2001 stand noch ein weiterer Datensatz (P40015) zur Verfügung um erneut die Periode zu bestimmen. Sie ergab sich zu P_{Puls}=1.237769(1), was innerhalb der Fehlergrenzen noch als selbes Ergebnis zu werten ist.

3.3 Die Form des Pulsprofils

Im Dezember 2000 wurde mit RXTE ein Turn-On und der sich daran anschließende Main-On von Her X-1 beobachtet. Die komplette Beobachtung (P60018) setzt sich aus 48 Einzelbeobachtungen zusammen, die über einen Zeitraum von acht Tagen



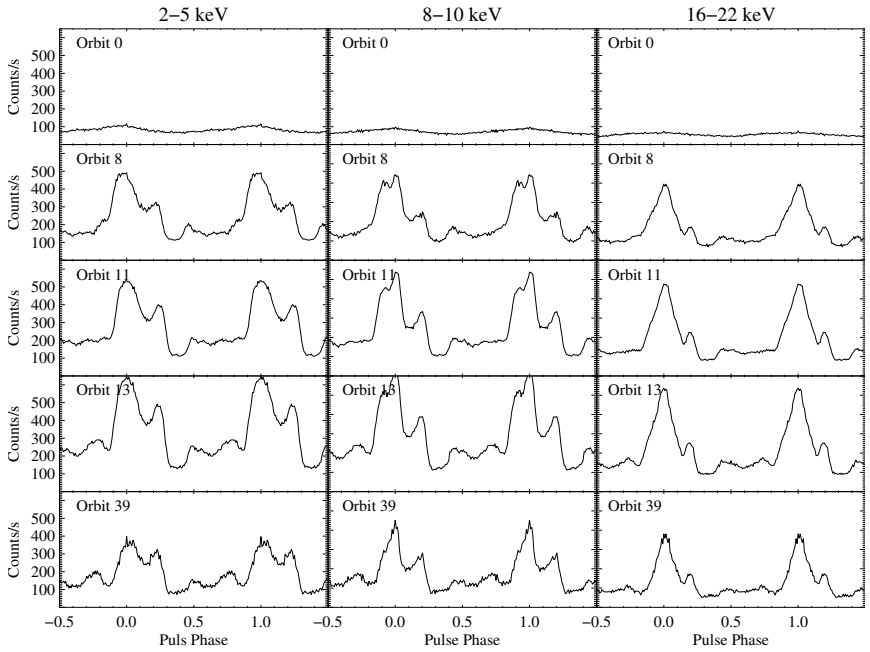


Abbildung 3.5: Pulsprofile für unterschiedliche Orbits der Beobachtung P60018 und unterschiedliche Energiebereiche. Die Doppelhöckerstruktur des Zwischenpulses ist für alle Energiebereiche ab Orbit 11 deutlich zu sehen.

verteilt sind. Die Dauer einer Einzelbeobachtung lag zwischen 300 s und 3 ks (Anhang C und Abb. 3.3). An diesen Daten wurden nun die Pulsprofile im Verlauf des Turn-Ons und eines Teils des Main-Ons energieaufgelöst untersucht. Die Faltung der Lichtkurve, mit der zuvor aus den Daten bestimmten Periode von $1^{s}.237770$, ergab ein Pulsprofil, das nicht mit der bisher bekannten Form (Abb. 3.1) übereinstimmte (Risse et al., 2001). Es gab nun zwei Zwischenpulse statt wie bisher einen (Abb. 3.5). Betrachtet man die Pulsprofile in ihrer zeitlichen Abfolge innerhalb des 35^{d}-Zyklus, so ist der zweite Zwischenpuls erst ab Orbit 11 (siehe Nummerierung in Abb. 3.3) sichtbar. Die Beobachtung zieht sich durch den gesamten Energiebereich durch von $\approx$2 keV bis 20 keV .

Diese Form des Pulsprofils wurde inzwischen unabhängig davon mit Beobachtungen von XMM–*Newton* bestätigt (Shakura, 2002; Ramsay et al., 2002), die ebenfalls nach dem Ende des ALS aufgenommen wurden.

In der Literatur finden sich Hinweise auf ähnliche untypische Pulsprofile. So fand

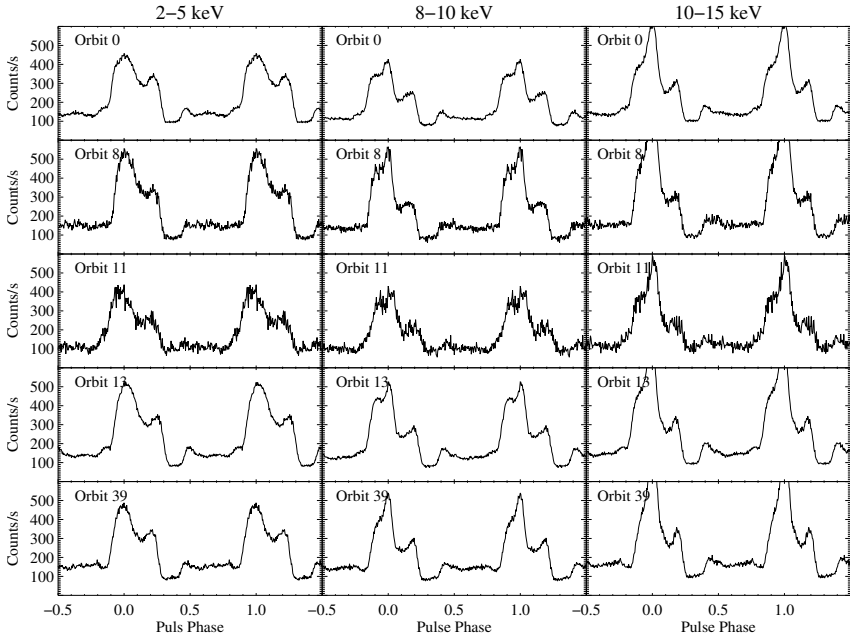


Abbildung 3.6: Pulsprofile für unterschiedliche Orbits der Beobachtung P40015 und unterschiedliche Energiebereiche. Bei diesen Pulsprofilen ist keine Doppelhöckerstruktur des Zwischenpulses zu erkennen. Dargestellt sind hier die Pulsprofile für unterschiedliche Orbits in unterschiedlichen Energiebändern.

Sunyaev et al. (1988) mit *Kvant*-Daten ebenfalls ein derartiges Profil. Sie äußerten jedoch damals keine Vermutung über die Entstehung einer solchen Pulsform.
Auch Deeter et al. (1998) beobachteten bei der Auswertung von *Ginga*-Daten ein gleich geformtes Pulsprofil in den Main-On-Daten. Sie stellten außerdem fest, dass der Gesamtfluss in diesem High-state nur 70 % des typischen Main-On-Flusses beträgt. Sie deuteten die Veränderung der Pulsform als mögliche Konsequenz der reduzierten Akkretionsrate. Als Gemeinsamkeit zwischen meinen Beobachtungen und den vorhergehenden fällt auf, dass diese veränderte Pulsform erst im Main-On-State sichtbar wird. In Abb. 3.6 ist zu beobachten, dass die veränderte Pulsform erst ab Orbit 11 gefunden werden kann. Betrachtet man die Position des Orbits im Übersichtsplot (3.5), so ist es möglich mit Bestimmtheit zu behaupten, dass diese Pulsform eine besondere Eigenschaft des Main-Ons ist.
Bei der Untersuchung von Beobachtungen, die im Mai/Juni 2001 gemacht wurden (P40015), ergab sich eine etwas geringere Periode für die Spinperiode von Her X-1

($P_{\mathrm{Puls}} = 1^{\mathrm{s}}.237769(1)$). Ich untersuchte ebenfalls nochmal die Form des Pulsprofils, konnte jedoch in diesen die untypische Pulsform nicht wiederfinden. So scheint es sich auch hier wieder, wie schon früher beobachtet, um eine Eigenschaft zu handeln, die nur eine kurze Zeit zu sehen ist. Wie schon von Deeter gedeutet, könnte das Zustandekommen dieser Pulsform auf eine verminderte Akkretionsrate zurückzuführen sein.

3.4 Diskussion

In diesem Kapitel wurden die Analysen der Pulsprofile von zwei XTE-Beobachtungen untersucht, die nach dem Ende des ALS gemacht wurden.
Die Analyse der Pulsperiode der Daten vom Dezember 2000 erbrachte, dass Her X-1 nach dem Ende des ALS eine Pulsperiode zeigte, die um $\simeq 40\,\mu s$ länger war als noch zuvor von Parmar et al. (1999) und Coburn et al. (2000) gemessen, nämlich $P_{\mathrm{Puls}} = 1^{\mathrm{s}}.237770(1)$. Diese Pulsperiode ist mit der von Oosterbroek et al. (2001) aus *BeppoSAX*-Daten bestimmten Periode ($P_{\mathrm{Puls}} = 1^{\mathrm{s}}.2377697(3)$) verträglich. Der zweite analysierte Datensatz einer Beobachtung vom Mai/Juni 2001 zeigt keinen signifikanten Spin-Up. Die Periode ergab sich zu: $P_{\mathrm{Puls}} = 1^{\mathrm{s}}.237769(1)$. Aufgrund der Unsicherheit in der Periodenbestimmung von $\pm 1\,\mu s$ lässt sich aus der Änderung der Pulsperiode zwischen diesen beiden Beobachtungen noch nicht mit Bestimmtheit sagen, dass der Spin-Up wieder mit der bekannten Stärke von $\dot{P}_{\mathrm{Puls}} = -3\,\mu$s/yr eingesetzt hat. Die Periodenänderung, die aufgrund der uns bekannten säkularen Änderung von $\dot{P}_{\mathrm{Puls}} = -3\,\mu s/yr$ in einem Zeitraum von sieben Monaten möglich wäre, würde noch in der Unsicherheit der von uns bestimmten Perioden verschwinden.
Des Weiteren wurde in diesem Kapitel die Form des Pulsprofils bei den beiden Datensätzen analysiert.
Aufgefallen war bei der Analyse der Daten vom Dezember 2000, dass das Pulsprofil von seiner üblichen Form abwich. Eine Überprüfung der Pulsform in den Daten vom Mai/Juni 2001 zeigte jedoch diese Eigenschaft nicht. Das in der Analyse vom Dezember gefundene Profil wies einen zweiten Zwischenpuls auf. Eine Recherche erbrachte, dass eine derartige Pulsform schon zu zwei vorangegangenen Zeitpunkten beobachtet wurde. Zum ersten Mal wurde dies von Sunyaev et al. (1988) anhand von *Kvant*-Daten entdeckt. Zum zweiten Mal wurde sie von Deeter et al. (1998) beobachtet. Er stellte außerdem einen um 30 % reduzierten Fluss im Main-On-State fest. Auch in unserer Analyse ist zu sehen, dass die Zählrate des Main-Ons im Dezember um etwa 15 % niedriger lag als bei der darauffolgenden Analyse im Mai/Juni. Die von Deeter geäußerte Vermutung, dass diese veränderte Pulsform ihre Ursache in einer reduzierten Akkretionsrate hat, können wir durch unsere Analysen bestätigen (vgl. Zählrate Abb. 3.3 und Abb. 3.4).

KAPITEL 4

Pulsphasenspektroskopie

Das Röntgenspektrum von Her X-1 lässt sich im Bereich bis zu 20 keV durch ein Potenzgesetz mit einem Photonenindex $\Gamma \approx 1.0$ beschreiben. Der Energiebereich oberhalb von 20 keV wird in der Regel durch einen *high energy cutoff* (z. B. Coburn et al. (2000)) beschrieben. Das Spektrum zeigt des Weiteren bei etwa 40 keV eine Delle, welche in der Regel als eine Zyklotronabsorptionslinie interpretiert wird. Diese entsteht als Folge der Streuung von Photonen an Elektronen, die sich parallel zum Magnetfeld uneingeschränkt bewegen können, deren Bewegung senkrecht dazu jedoch gequantelt ist. Die absorbierte Energie entspricht dabei der Differenz zweier Landau-Niveaus in einem Tera Gauss starken Magnetfeld. Diese Eigenschaft, die normalerweise als Zyklotronlinie bezeichnet wird, wurde 1977 entdeckt (Trümper et al., 1978). Sie wurde zunächst phänomenologisch als eine Emissionscharakteristik bei etwas höheren Energien interpretiert. Seit der Entdeckung wurde diese Absorptionslinie wiederholt untersucht (z. B. Gruber et al. (1980), Voges (1984), Tueller (1984), Soong et al. (1990), Mihara (1995), Kunz (1996), Dal Fiume et al. (1998)). Zyklotronlinien wurden auch bei anderen akkretierenden Röntgenpulsaren festgestellt. Sie bieten eine Möglichkeit, Plasma unter extremen Bedingungen zu untersuchen, und gibt so die Gelegenheit, etwas über die Struktur der Magnetosphäre und des Massenflusses zu erfahren.
Auch ist mittels der Zyklotronlinie eine direkte Messung des Magnetfelds des Neutronensterns möglich. Photonen, die eine Energie besitzen, die nahe der Zyklotronenergie bei diesem *B*-Feld liegt, werden von Elektronen in der Emissionsregion resonant gestreut (Abb. 4.1). Dieses RSF entsteht in einem Spektrum mit dem Schwerpunkt bei:

$$E_{\mathrm{cyc}} = \frac{11.6 B_{12}}{10^{12} G}\,\mathrm{keV} \tag{4.1}$$

Die beobachtete Energie ist rot-verschoben

$$B_{12} = (1+z)\frac{E_{\mathrm{obs}}}{11.6 B\,\mathrm{keV}} \tag{4.2}$$

abhängig von der Stärke des B-Feldes ($E \propto B$). Die Linie liegt bei Her X-1 bei einer

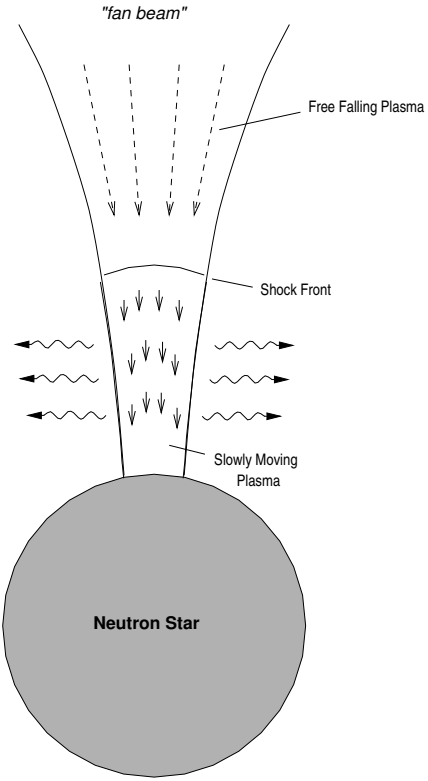


Abbildung 4.1: Die Emissionsgeometrie erklärt das Zustandekommen der Zyklotronlinie. Das Bild ist nur schematisch zu verstehen (Kretschmar, 1996).

Energie von $E_{\mathrm{cyc}} = 40\,\mathrm{keV}$. Dies ergibt eine B-Feld Stärke von $3.5 \cdot 10^{12}\,\mathrm{G}$.
Die Entstehung der Variation der Zyklotronlinie ist auf die Rotation des Neutronensterns zurückzuführen. Während einer Umdrehung des Sterns blickt der Beobachter unter verschiedenen Winkeln auf das Emissionsgebiet. Dadurch verändert sich für den Beobachter die Geometrie und die Orientierung des Gebiets. Da die Orientierung der Emissionsregion und ihre Geometrie die beiden bestimmenden Faktoren beim Zustandekommen des phasenabhängigen Spektrums sind, können wir eine Variation des Spektrums über die Pulsphase beobachten.
Es wurde für die unterschiedlichsten Quellen gezeigt, dass die Linienparameter phasenabhängig sind. Diese Abhängigkeit erlaubt es Aussagen bezüglich der Emissionsgeometrie zu machen (Voges, 1984; Soong et al., 1990; Kunz, 1996; Coburn,

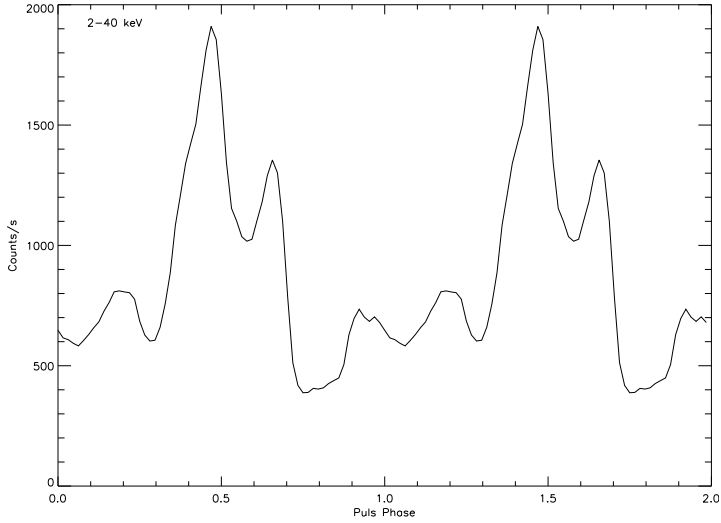
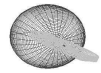


Abbildung 4.2: Phasengemitteltes Pulsprofil der XTE-Beobachtung P60018. Die ungewöhnliche Pulsform mit dem zweiten Zwischenpuls ist in dieser Abbildung sichtbar.

2002). Zwischen 1991 und 1993 hat sich die Energie der Zyklotronlinie bei Her X-1 von 34 keV auf 41 keV erhöht. Ebenso hat sich die Cutoffenergie von 16 keV auf 20 keV verschoben (Gruber et al., 2001).
Pulsphasenaufgelöste Spektroskopie wurde bei Her X-1 bereits von Voges (1984) mit Daten eines Ballonfluges und Soong et al. (1990) mit HEAO-1 Daten gemacht. Soong et al. fanden bei ihren Untersuchungen heraus, dass die Zyklotronenergie E_{cyc} um etwa 10% im Verlauf des Pulses variiert.
Im Dezember 2000, kurz nach dem Ende des *Anomalous Low State* (ALS) (Parmar et al., 1999; Coburn et al., 2000), wurde Her X-1 von uns mit dem Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) über einen kompletten Turn-On-Zyklus, der sich aus 48 einzelnen Beobachtungen zusammensetzt, beobachtet (Abb: 3.3).
Für alle Beobachtungen wurden die HEXTE-Daten unter Zuhilfenahme der Standard HEASOFT Package (Version 5.0) extrahiert. Bei der folgenden Analyse werde ich mich auf die Beobachtungen im Main-On-Zustand des 35-Tage-Zyklus (Orbit-Nummern: 13–19, 22–33, 35–42 in Abb. 3.3, die ausgelassenen Orbits beinhalten Eklipsen) konzentrieren. Ich unterteilte die Pulsprofile in 16 Phasenbins und extrahierte das Spektrum für jedes Bin getrennt. Ich erhielt 16 Einzelspektren mit einer gesamten lifetime von etwa 1.8 ks pro Spektrum.



Die Daten wurden durch ein Potenzgesetz mit einem high energy cutoff (HIGHECUT) der Form:

$$f(E) = E^{-\alpha} \cdot \begin{cases} 1 & \text{für } E < E_{\text{cut}} \\ e^{-\frac{E-E_{\text{cut}}}{E_{\text{fold}}}} & \text{für } E \geq E_{\text{cut}} \end{cases} \tag{4.3}$$

plus einer Zyklotronlinie in Absorption mit einem gaussschen Tiefenprofil der Breite E_{W} modelliert. Aufgrund des Datenmodus, der bei der Beobachtung gewählt wurde, stehen nur die HEXTE-Daten für die Analyse zur Verfügung. Deshalb fehlen Informationen im Energiebereich unterhalb von 17 keV , die normalerweise durch den PCA abgedeckt werden. Die Kontinuumsparameter konnten aus diesem Grund nicht bestimmt werden, weshalb es notwendig war, für die Parameter E_{cut}, E_{fold} und Γ Standartwerte (Kuster et al., 2002) anzunehmen (siehe auch Tabelle 4.1). Der χ^2_{red} Wert ist für alle Fits sehr hoch wegen einer systematischen Abweichung im Energiebereich zwischen 50 keV und 100 keV (Abb. 4.3).
In Abbildung 4.4 ist das Pulsprofil (oberste Abbildung) zusammen mit den entsprechenden Fitparametern für die 16 Phasenbins eines Neutronensternumlaufes zu sehen. Das Zyklotron-Resonanzstreuungsfeature ZRSF kann nur während des Hauptpulses (Phasenbin 9–12) gefunden werden. Aufgrund der geringen Anzahl an Ereignissen war es nicht möglich ein ZRSF während der Phasenbins 0–8 und 13–15 zu finden. Alle Fitparameter sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Die Untersuchungen ergaben, dass die Zyklotronlinienenergie sich über den Hauptpuls zwischen 39 keV und 44 keV bewegt, wobei sie ihren höchsten Wert an der aufsteigenden Flanke des Pulses erreicht. Die Tiefe der Linie ist im Pulsmaximum am größten.
E_{cycl} nimmt im Verlauf des Hauptpulses von 44 keV auf 39 keV ab. Dieses Ergebnis stimmt mit dem von Voges (1984) und Soong et al. (1990) gefundenen überein. Sie fanden ebenfalls heraus, dass E_{cyc} ihr Maximum an der aufsteigenden Flanke des Hauptpulses erreicht. Die optische Tiefe der Zyklotronlinie erreicht ihr Maximum in der Mitte des Pulses. Die Breite der Linie nimmt ebenfalls im Verlauf des Pulses ab (vgl. Abb. 4.4 & 4.5).
Ein Vergleich der absoluten Ergebnisse von Voges und Soong mit diesen von mir gemachten Untersuchungen ist nicht möglich, da sich die Lage der Zyklotronline zwischen 1991 und 1993 signifikant verändert hat. Die Beobachtungen von Voges und Soong wurden jedoch vor 1993 gemacht.
Es lassen sich jedoch die relativen Angaben der Variation der einzelnen Parameter vergleichen. Soong misst eine Variation von 5.06 keV über den Hauptpuls. Bei meinen Ergebnissen konnte ich eine Variation von 4.7 keV über den Puls feststellen. Dies ist prozentual ausgedrückt eine Variation von 15% bei Soong und 11% bei meinen Ergebnissen. Unter Berücksichtigung der Unsicherheiten, sind die Ergebnisse miteinander verträglich.

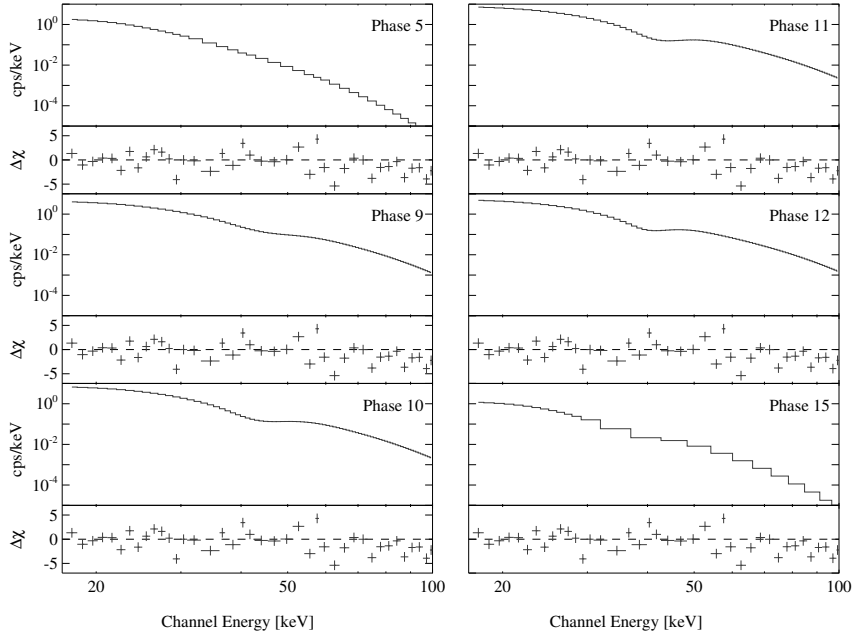


Abbildung 4.3: 6 Spektren zu verschiedenen Zeiten der Pulsphase. Die in jedem Plot angegebene Nummer bezieht sich auf die Nummerierung der Phasenbins in Abb. 4.4.

4.1 Diskussion

Mit den RXTE-Beobachtungen vom Dezember 2000 konnte ich frühere Untersuchungen bestätigen, die zeigen, dass die Zyklotronlinien-Parameter, Linienenergie (E_{cyc}), Linienbreite (E_{w}) und Linientiefe (σ) mit der Pulsphase variieren.
Da die Daten keine Information des Niederenergiedetektor (PCA) enthalten, mussten für die Analyse der Spektren Standardwerte aus vorhergegangenen Untersuchungen herangezogen werden (Kuster et al., 2002). Die Ergebnisse der Analyse zeigten eine deutliche Variation der Zyklotronabsorptionslinie im Verlauf der Pulsphase. Sie nimmt im Verlauf des Hauptpulses von 44 keV auf 39 keV ab. Dieses Ergebnis stimmt mit dem von Voges (1984) und Soong et al. (1990) gefundenen im Verhalten überein. Sie fanden ebenfalls heraus, dass E_{cyc} ihr Maximum an der aufsteigenden Flanke des Hauptpulses erreicht.
Da jedoch die Ergebnisse aufgrund einer Verschiebung der Lage der Zyklotronlinie von 34 keV auf 41 keV mit vorhergehenden Beobachtungen nicht absolut verglichen

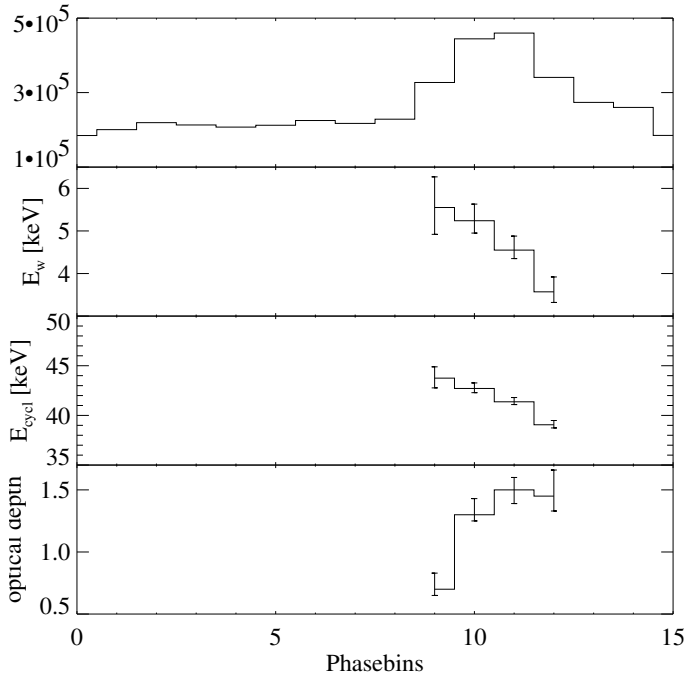


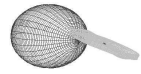
Abbildung 4.4: Grafische Darstellung der Fitergebnisse

werden konnten, wurde dies relativ gemacht.
Die Variation der Lage der Zyklotronlinie über die Pulsphase beträgt bei Soong $5.06 \pm 1.21\,\mathrm{keV}$ im Verlauf des Hauptpulses. Bei den in dieser Arbeit gefunden Ergebnissen wurde eine Variation von $4.7 \pm 1.4\,\mathrm{keV}$ im Verlaufe des Hauptpulses festgestellt. Betrachtet man nun die relative Variation bezüglich der Energie der Linie, so ergibt sich für Soongs Ergebnisse eine Variation von 15%±3.5% und 11%±3.3% bei den Ergebnissen dieser Arbeit.
Des Weiteren lässt sich die Variation der Linienbreite im Verlauf des Pulses vergleichen. Bei Soong variiert die Linie um $4.84 \pm 0.91\,\mathrm{keV}$, während sie bei meiner Analyse nur um $2 \pm 1.0\,\mathrm{keV}$ variiert. Diese Größen wieder in Relation zu den absoluten Werten gesetzt, ergibt für Soong eine Variation von $74.5\% \pm 14\%$ und für die in dieser Arbeit gemachte Analyse einen Wert von $44\% \pm 22\%$. Auch diese beiden Werte sind mit ihrer relativen Schwankung betrachtet miteinander verträglich.

Tabelle 4.1: Fit-Ergebnisse

Phase bin	σ	E_{cyc}	E_{w}	E_{cut}	E_{fold}	Γ	χ^2_{red}	dof
		keV	keV	keV	keV			
9	$0.7^{+0.1}_{-0.05}$	$43.8^{+1.1}_{-1.0}$	$5.6^{+0.7}_{-0.6}$	21.5	12.0	1.0	4.9	78
10	$1.3^{+0.1}_{-0.05}$	$42.7^{+0.6}_{-0.4}$	$5.2^{+0.4}_{-0.3}$	21.5	12.0	1.0	7.3	78
11	$1.5^{+0.1}_{-0.1}$	$41.4^{+0.4}_{-0.3}$	$4.6^{+0.3}_{-0.2}$	21.5	12.0	1.0	4.7	78
12	$1.4^{+0.2}_{-0.1}$	$39.1^{+0.4}_{-0.3}$	$3.6^{+0.4}_{-0.3}$	21.5	12.0	1.0	6.7	78

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Ergebnisse dieser Arbeit sich problemlos in die Analysen der vorangegangenen Untersuchungen einpassen.



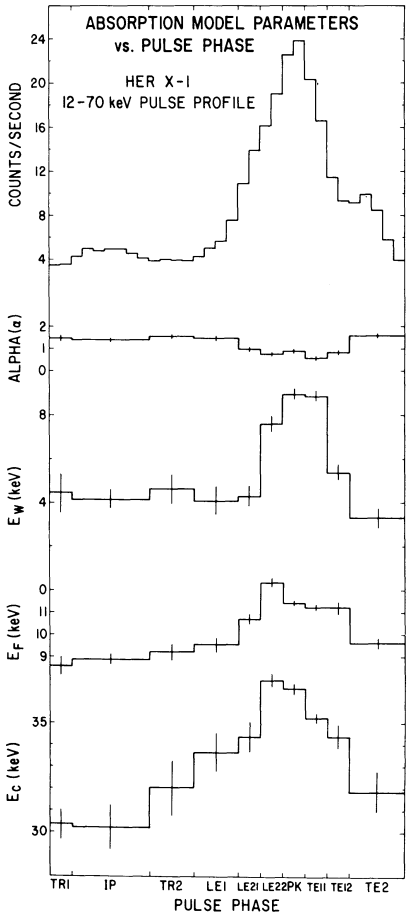
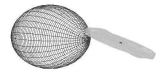


Abbildung 4.5: Variation der Parameter bei einem angenommenen Absorptionsmodell für die Zyklotronlinie (Soong et al., 1990)

Tabelle 4.2: Modell Parameter für ein Absorptionslinien-Modell der Zyklotronlinie (Soong et al., 1990)

Data Set	I_0	α	E_F (keV)	E_w (keV)	E_c (keV)
S–OS	8.43±0.03	1.13±0.03	10.50±0.11	5.78±0.22	34.75±0.22
P–OS	11.80±0.04	0.99±0.03	11.00±0.10	6.65±0.18	35.36±0.16
OP–OS	4.31±0.04	1.44±0.08	8.87±0.22	3.73±0.40	30.43±0.77
P–OP	7.65±0.04	0.63±0.05	12.04±0.15	8.10±0.26	36.28±0.21
PK	24.24±0.14	0.89±0.04	11.42±0.14	8.92±0.25	36.57±0.18
TE11	19.21±0.13	0.58±0.05	11.24±0.14	8.85±0.25	35.23±0.20
TE12	9.86±0.10	0.82±0.98	11.22±0.24	5.36±0.43	34.38±0.54
TE2	7.25±0.07	1.58±0.07	9.61±0.22	3.31±0.45	31.86±0.94
TR1	3.50±0.10	1.47±0.14	8.60±0.41	4.45±0.84	30.39±1.65
IP	4.66±0.06	1.39±0.09	8.86±0.27	4.14±0.49	30.26±1.02
TR2	3.98±0.07	1.54±0.11	9.23±0.36	4.51±0.70	32.05±1.20
LE1	5.31±0.06	1.47±0.08	9.57±0.31	4.08±0.66	33.66±0.93
LE21	11.71±0.11	0.97±0.08	10.72±0.23	4.29±0.48	34.28±0.67
LE22	17.00±0.12	1.76±0.06	12.35±0.18	7.60±0.32	36.92±0.27



KAPITEL 5

Untersuchung optischer Beobachtungen von Her X-1

5.1 Die Datenbasis

Der in diesem Kapitel besprochene Datensatz besteht aus 3976 U-Band-, 5936 B-Band-, 5511 V-Band- und 1486 R-Band-Daten. Die Beobachtungspunkte decken einen Zeitraum von ca. 26 Jahren ab (Abb. 5.1). Die Daten der verschiedensten Beobachter wurden von der Arbeitsgruppe Shakura am Sternberg-Institut in Moskau zusammengetragen und mir zur Verfügung gestellt. Die Zeitangaben der Daten sind in Heliozentrischem Julianischem Datum (HJD). Deshalb mussten alle anderen Zeiten in dieses Format umgerechnet werden. Der Unterschied zwischen JD und HJD beträgt für Her X-1 pro Jahr maximal $\pm 5\,\mathrm{min}$.
Eine Darstellung des kompletten Datensatzes befindet sich im Anhang B. Hier sind alle Daten chronologisch über der Umlaufperiode des optischen Begleiters aufgetragen. Ein Umlauf erstreckt sich über eine Dauer von $1^{\mathrm{d}}.7$. Den ganzen Datenpunkten ist auch noch das mittlere Profil der optischen Beobachtungen überlagert (siehe spätere Erläuterungen).
Die Helligkeit der Daten ist in Magnitudines angegeben. Für die weitere Verwendung werden diese in Fluss umgerechnet. Ich bediente mich dabei einer IDL-Routine, die auf einer Veröffentlichung von Code et al. (1976) basiert. Der Nullpunkt ($\mathrm{zero_{pt}}$) liegt bei 21.1 mag. Die Konvertierung geschieht mit folgender Formel:

$$f\,[\mathrm{erg}\cdot\mathrm{s}^{-1}\cdot\mathrm{cm}^{-2}] = 10^{-0.4\cdot(\mathrm{mag}+\mathrm{zero_{pt}})} \tag{5.1}$$

Abbildung 5.2 & 5.3 zeigen die gefalteten Profile für die $1^{\mathrm{d}}.7$ Bahnbewegung des optischen Begleiters.

5.1.1 Die Korrektur der Daten

Da die Daten von den unterschiedlichsten Beobachtern gesammelt wurden, müssen diese auf ein einheitliches Bezugssystem normiert werden. Aufgabe der Korrektur

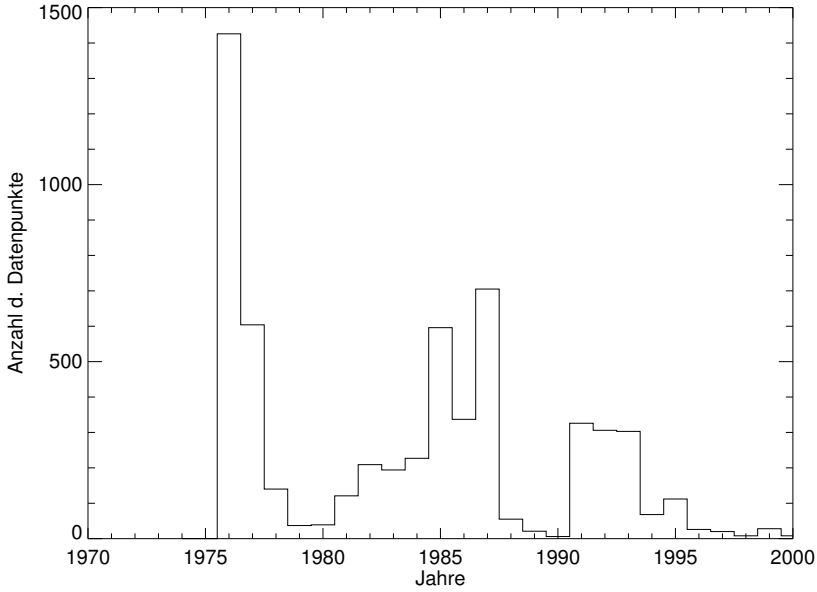


Abbildung 5.1: Verteilung der optischen Datenpunkte zwischen 1975 und 2000

ist es, die systematischen Unterschiede zwischen den einzelnen Beobachungen, die für unterschiedliche Ergebnisse sorgen, auf ein Referenzsystem zu korrigieren. Diese Korrektur wurde von Nikolai Ketsaris durchgeführt (Ketsaris, 2001). Als systematische Unterschiede gehen hierbei z.B. unterschiedliche Teleskope, verschiedene Filter oder andere Methoden, U, B, V zu bestimmen, ein. Als Erstes wurde ein bestimmter Beobachter als 'Referenz' definiert. In unserem Fall waren das die Daten von Boynton et al. (1973). Danach wurden alle anderen Beobachtungsdaten durch Linearisierung der Abhängigkeiten von U, V und B an dieses System angepasst. Bedingt durch die endliche Breite der Filterfunktion kommt es zu einer Überlappung der einzelnen Spektralbereiche, so dass für eine Anpassung der Helligkeit im U-Band auch die Nachbarbänder V und R mit berücksichtigt werden müssen.

$$\begin{aligned}\Delta U =& x_{00} + x_{11}(U_1 - U_2) + x_{12}(V_1 - V_2) + x_{13}(R_1 - R_2) \\ &+ x_{21}(U_1 - U_2)^2 + x_{22}(V_1 - V_2)^2 + x_{23}(R_1 - R_2) + \ldots\end{aligned} \tag{5.2}$$

Aus den Daten der beiden Beobachtungen versucht man nun die Koeffizienten der Gleichung ($x_{00}, x_{11} - x_{13}$ und $x_{21} - x_{23}$) zu bestimmen. Das Hauptproblem hier be-

steht darin, dass es fast keine zeitgleichen Beobachtungen von unterschiedlichen Beobachtern gibt. Es wurden daher drei verschiedene Methoden verwendet um die Daten anzupassen.

1. Die Daten aus der Eklipse werden für zwei verschiedene Beobachter verglichen. Viele Beobachtungen haben gezeigt, dass die Helligkeit von HZ Her in der Eklipse nur minimal variiert. Dies bedeutet, falls zwei Beobachtungen von der Eklipse des Systems unterschiedliche Helligkeiten liefern, dass dann der Unterschied auf beobachtungstechnische Ursachen zurückgeführt werden kann.

   Für den Vergleich der Helligkeiten wird das 'center of eclipse' $\Delta\Phi = \pm 0.01705/0.03411$ genommen. In diesem Bereich werden die Helligkeiten für jeden Beobachter und jedes Beobachtungsband gemittelt. Die so ermittelte Helligkeit wird in Bezug zum Referenz-Beobachter angepasst. Zur Kontrolle, dass der für die Anpassung gewählte Beobachter auch sinnvoll ist, wurde von allen unkorrigierten Daten der Mittelwert aller Beobachtungen je Filter gebildet. Der so erhaltene Wert liegt nahe an dem Mittelwert, der aus den Boynten-Daten berechnet wurde.

2. Benutzen beide Beobachter bei ihrer Beobachtung dieselben Vergleichssterne und hat man Zugang zu deren Werten, so liefert der Vergleich der Eichmessung uns auf einfachste Weise die Koeffizienten der Gleichung 5.2.

3. Liegen Beobachtungen vor, bei denen sich einzelne Teile der Lichtkurve überlappen, d.h. bei derselben Phase aufgenommen wurden, so kann man auch diese Messungen zur Anpassung heranziehen. Der Abstand zwischen zwei Vergleichsbeobachtungen sollte nicht länger als eine Nacht auseinanderliegen (Abb. 5.4).

Die Approximation wird mittels eines Polynoms und χ^2 Minimierung vorgenommen. Weicht ein Punkt um mehr als 3 σ vom Fit ab, so wird er nicht berücksichtigt. Zusätzlich werden Gewichtungsfaktoren für die Koeffizienten in Gleichung 5.2 eingefügt. Die Optimierung erfolgt dann mittels eines Simplex-Algorithmus.

5.2 Das Profil der optischen Lichtkurve

Die auffälligste Eigenschaft des über die $1^{\mathrm{d}}.7-$Phase gemittelten Profils ist der große Helligkeitsunterschied zwischen Eklipse und maximaler Helligkeit, welcher bei fast 3 mag im U-Band liegt. Der Begriff Eklipse wird hier in einem weiten Sinne verwendet, um die Variationen in der Lichtkurve einzuschließen, die hier von einem Stern erzeugt wird, dessen Helligkeit auf der Seite größer ist, die zur Röntgenquelle hin

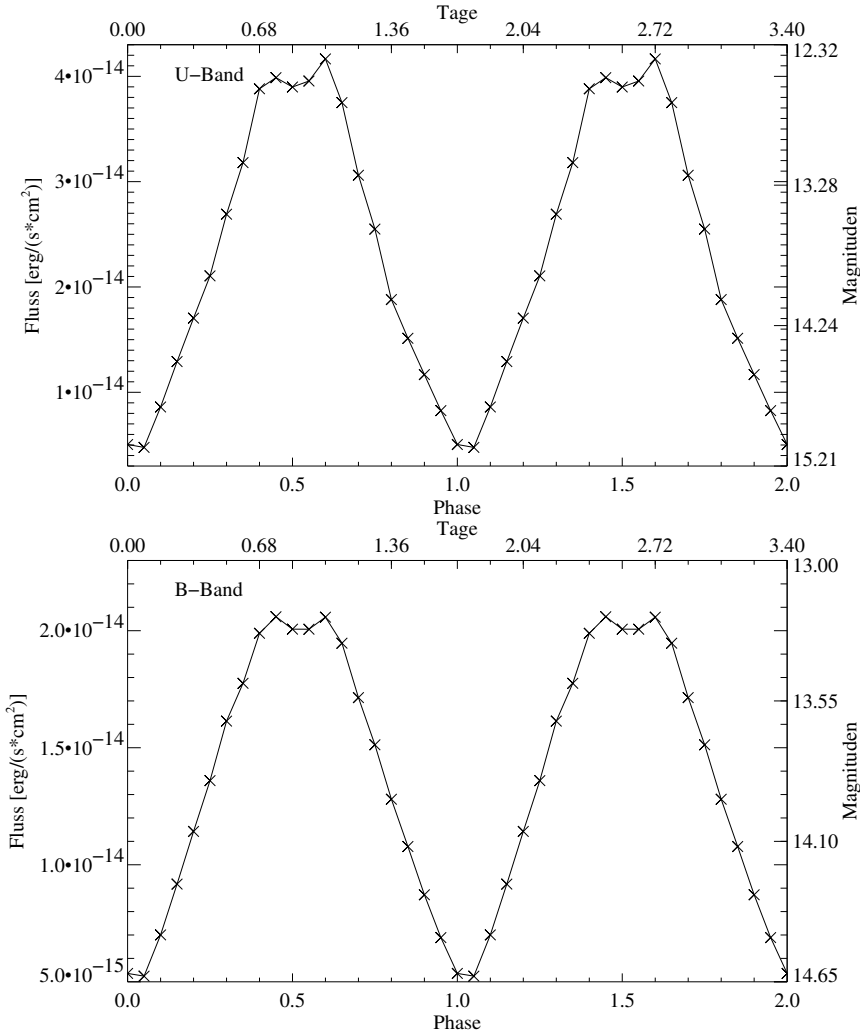


Abbildung 5.2: Mittlere optische Lichtkurve des U- & B-Bands

zeigt (Forman et al., 1972; Bahcall & Bahcall, 1972). Ebenso ist die Streuung der Helligkeit im B-Band etwa 0.5 mag in der Nähe der maximalen Helligkeit ($\Phi \approx 0.5$). Im Vergleich dazu ist der Bereich der Eklipse sehr stabil. Die Farben U–B = 0.13, B–V=0.20 und V–R =0.18, die von (Boynton et al., 1973) beobachtet wurden, sind

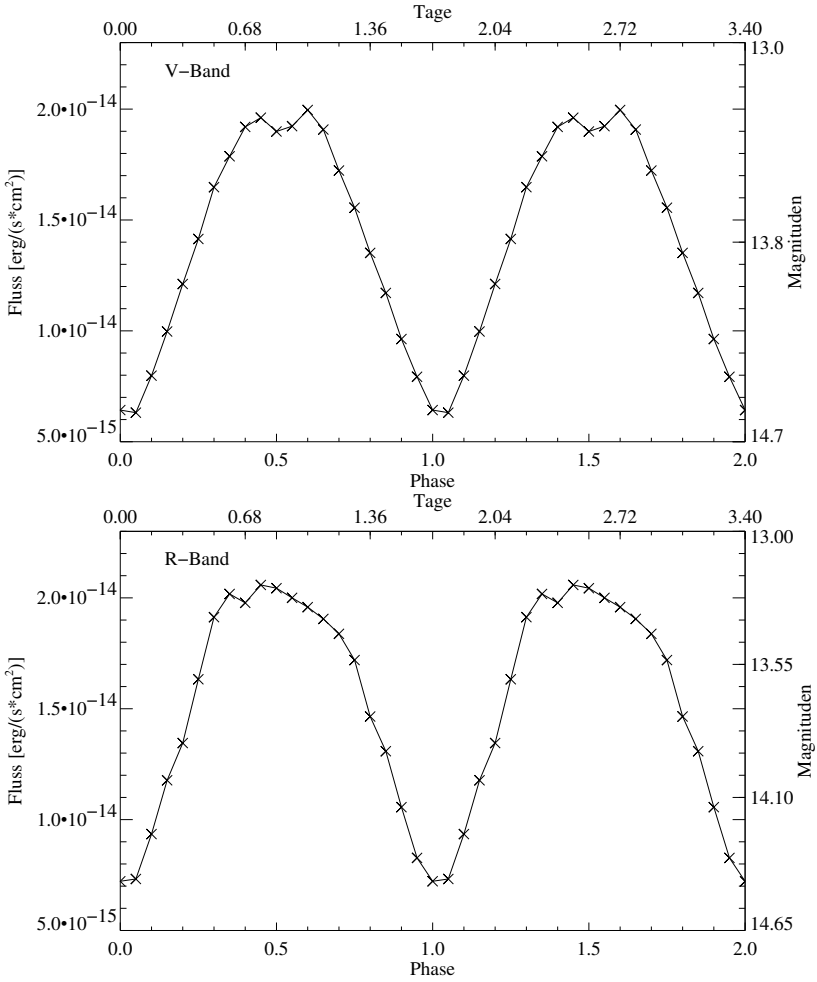


Abbildung 5.3: Mittlere optische Lichtkurve des V- & R-Bands

mit den spektroskopischen Daten bei $\Phi \approx 0$ von (Crampton & Hutching, 1972) verträglich, welche zeigen, dass es sich bei dem optischen Begleiter von Her X-1, HZ Her, um einen späten A-Stern handelt. Dass das Minimum der optischen Beobachtungen nicht exakt bei Phase 0.0 ± 0.04 liegt, lässt sich durch den Energietransport in der Sternoberfläche erklären (Kippenhahn & Thomas, 1979). Die Variation der Form des Profils im Bereich von $\Phi = 0.5$ während eines 35^{d}-Zyklus kommt durch die Be-

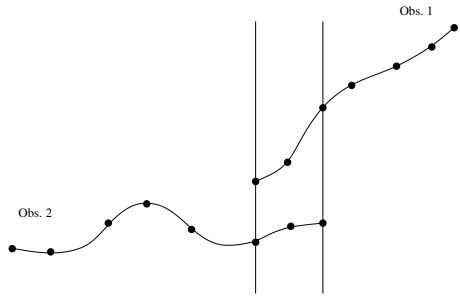


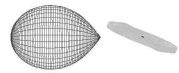
Abbildung 5.4: Beispiel für die Anpassung der Daten nach dem Prinzip der *nearest nights*. Die Koeffizienten müssen so gewählt werden, dass beide Kurven zur Deckung gebracht werden.

deckung des optischen Begleiters durch die Akkretionsscheibe zustande. Der optische Begleiter wird vom Röntgenbeam des Neutronensterns aufgeheizt. Je nach Stellung der Akkretionsscheibe wird dieser *Hot Spot* für den Beobachter ganz oder teilweise verdeckt. Dies führt dazu, dass es während bestimmter Phasen des 35^d-Zyklus zu einem zweite Minimum in der optischen Lichtkurve kommt. Die Form der optischen Lichtkurve unterscheidet sich für die unterschiedlichen Spektralbereiche (s. Abb. 5.2 & 5.3) nur geringfügig.

5.3 Die 35^d-Phase

5.3.1 Die Verteilung der Daten im 35^d-Zyklus

Der Hauptteil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Variation des optischen Profils in Abhängigkeit von der 35^d-Phase. Um Effekte in der Datenauswertung zu vermeiden, die aufgrund einer nicht gleichmäßigen Abdeckung der 35^d-Phase herrühren, habe ich mir zunächst Gedanken über die Verteilung der Daten gemacht. In Abbildung 5.5 ist die Verteilung der Datenpunkte auf die 35^d-Phase im B-Band zu sehen. Die Abdeckung in der 35^d-Phase durch die anderen Spektralbänder ist, bedingt durch eine geringere Anzahl von Datenpunkten, deutlich schlechter. Das ist auch der Grund, warum sich diese Arbeit größtenteils mit den Ergebnissen aus dem B-Band beschäftigt, da für eine Modellierung des Profils eine möglichst hohe Anzahl von Bins per 1^d.7-Phase gewählt werden sollte.
Für die Analyse der Profile im Verlauf von 35^d war es notwendig, die Daten in 210 Einzelbins aufzuspalten. In Abbildung 5.5 ist die Verteilung der Anzahl der Datenpunkte je Bin dargestellt. Die Abbildung zeigt deutlich, dass für jedes der gewählten Bins innerhalb des 35^d-Zyklus mindestens eine Beobachtung vorliegt. Eine feinere



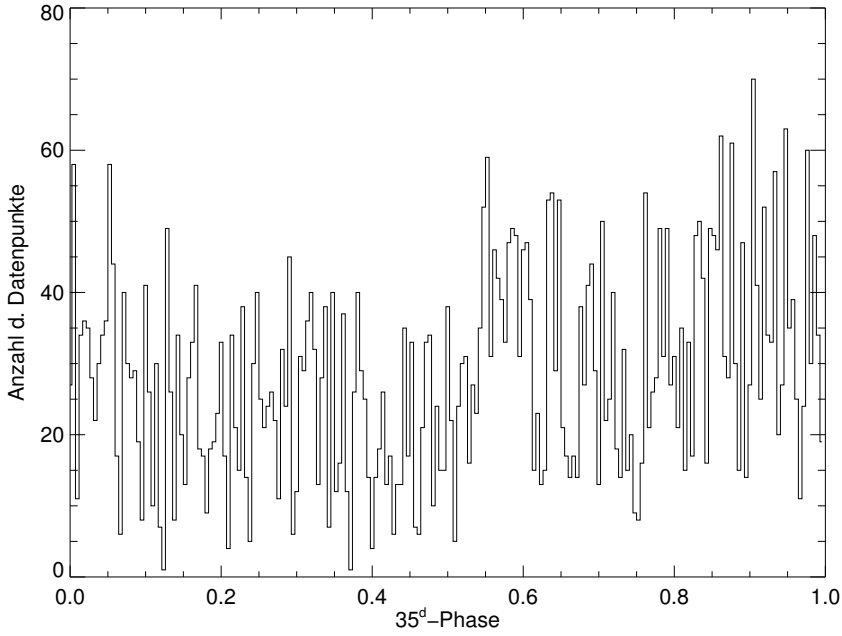


Abbildung 5.5: Anzahl der Datenpunkte pro Bin in der 35^d-Phase

Aufteilung in der 35^d-Phase als hier gezeigt ist aufgrund der Anzahl der Datenpunkte nicht möglich, da sonst leere Bins entstehen würden.

5.3.2 Das O–C-Diagramm

Schon bei den ersten Beobachtungen der Turn-Ons der 35^d-Periode mit UHURU stellte man fest, dass die Turn-Ons nur um die Orbitalphasen 0.2 und 0.7 zu beobachten sind (Giacconi et al., 1973). Dies legt die Vermutung nahe, dass die 35^d-Periode mit der Orbitalperiode P_{orb} stark gekoppelt sein muss (siehe Abb. 5.6). Eine mögliche Erklärung gaben Levine & Jernigan (1982): Nach ihrer Meinung wird die Phasensynchronisation mit der Orbitalperiode durch periodische Störungen der Bahnbewegung hervorgerufen, die ihre Ursache in der Existenz einer präzedierenden Akkretionsscheibe hat.
1983 stellten Staubert, Bezler und Kendziorra das *Random Walk Noise Model* vor, mit dem sich das Verhalten der 35^d-Turn-On Zeit beschreiben lässt. Die Periodendauer der 35^d-Phase ist hierbei ein ganzzahliges Vielfaches der halben Orbitalperiode

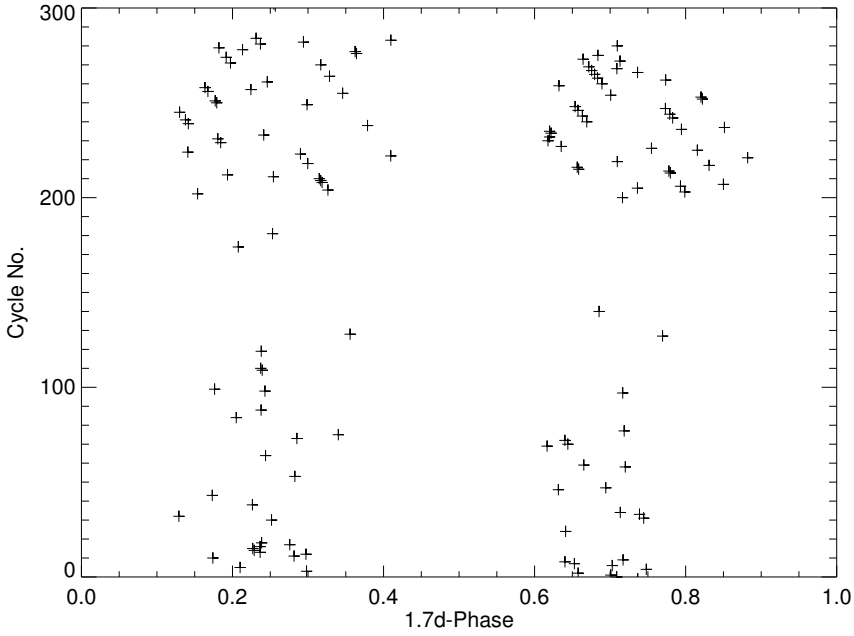


Abbildung 5.6: Verteilung der Turn-On-Zeitpunkte über der $1^{\mathrm{d}}.7 - \textit{Phase}$. Die Kopplung zwischen Turn-On-Zeitpunkt und $1^{\mathrm{d}}.7 - \textit{Phase}$ ist deutlich zu sehen.

$P_{\mathrm{orb}} = 1^{\mathrm{d}}.70016779$. Es wurde empirisch gefunden, dass dabei 20.0, 20.5 und 21.0 mal die P_{orb} auftreten. Geht man davon aus, dass die Periode im Mittel $20.5 \cdot P_{\mathrm{orb}} = 34^{\mathrm{d}}.85344$ lang ist, so kann man damit den mittleren Turn-On Zeitpunkt berechnen. Die Abweichung des tatsächlich beobachteten Turn-Ons vom errechneten kann nun in einer Grafik (O–C-Diagramm, Abb: 5.7) dargestellt werden. Der Turn-On-Zeitpunkt wird nach folgender Formel berechnet:

$$T = T_0 + (N - 31) \cdot 20.5 \cdot P_{\mathrm{orb}} \tag{5.3}$$

Dabei ist N die Zyklusnummer, T_0=JD 2442410.349, der Turn-On-Zeitpunkt von Zyklus 31. In Abb. 5.7 sind die beobachteten Turn-Ons der letzten 30 Jahre dargestellt. Durch die Datenpunkte im Diagramm wird nun das Verhalten der Zykluslänge im Laufe der Zeit veranschaulicht. Dabei bedeutet, wenn zwei aufeinanderfolgende Kreuze sich in einer horizontalen Linie befinden, dass der letzte Zyklus genau $20.5 \cdot P_{\mathrm{orb}} = 34.85^{\mathrm{d}}$ lang war. Wird das O–C bei zwei aufeinanderfolgenden Turn-

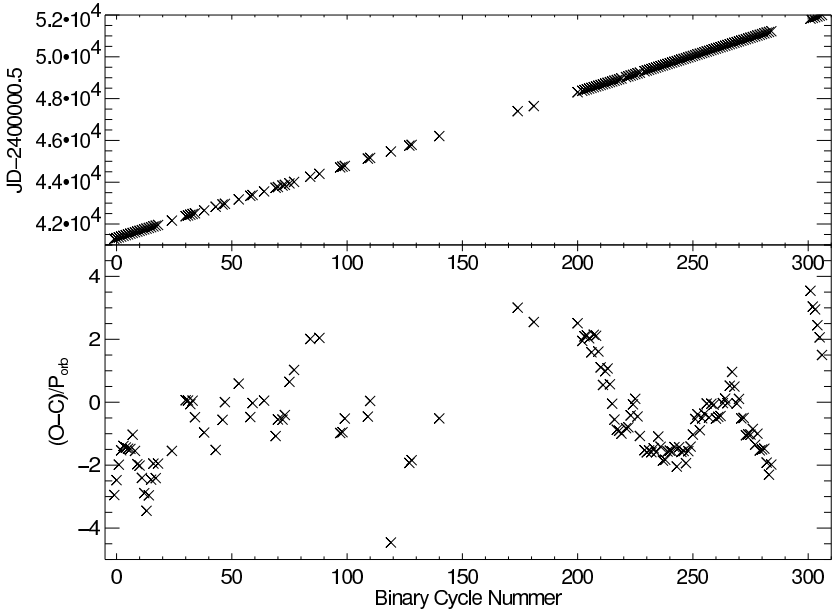


Abbildung 5.7: Die Turn-On-Epochen des 35^{d}-Zyklus sind als Funktion der Zyklusnummer dargestellt. In der Abbildung ist der Zeitpunkt des Turn-Ons in JD (oben) sowie die Residuen (O–C/P_{orb}) (unten) dargestellt. Die Nummerierung der Zyklen folgt der von Staubert et al. (1983) gewählten. Die Daten sind im Anhang C tabelliert.

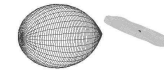
Ons größer, so entspricht dieser Zyklus einer Länge von $21.0 \cdot P_{\mathrm{orb}} = 35^{\mathrm{d}}.70$; ist er kürzer, so entspricht dieser Zyklus einer Länge von $20.0 \cdot P_{\mathrm{orb}} = 34^{\mathrm{d}}.00$.
Nachdem alle Daten der bisher gemessenen Turn-Ons in dieses Diagramm eingetragen sind, erkennt man, dass die Messpunkte immer auf den horizontalen Linien (siehe vergrößerte Darstellung in Abb. 5.8) im Diagramm liegen, welche sich im Abstand von $0.5P_{\mathrm{orb}}$ befinden. Mit den Beobachtungen, die in der Veröffentlichung von Staubert, Betzler und Kendziorra (1983) verwendet wurden, ergab ein linearer Fit an die Daten, dass die mittlere Periodenlänge bei $34^{\mathrm{d}}.85346 \pm 0^{\mathrm{d}}.00085$ liegt. Eine Wiederholung des Fits mit der heute zur Verfügung stehenden größeren Datenmenge ergaben als linearen Fit: $34^{\mathrm{d}}.86055 \pm 0^{\mathrm{d}}.008322$.

5.4 Der Turn-On

Der Turn-On ist der Zeitpunkt, an dem der äußere Rand der Akkretionsscheibe den Blick auf den Neutronenstern frei gibt. Dieser Zeitpunkt wird als Nullpunkt für die Präzessionsphase (35^d-Phase) der Akkretionsscheibe genommen.
Der Turn-On wird durch das Ansteigen des Flusses im Röntgenbereich definiert.

5.4.1 Berechnung nicht beobachteter Turn-Ons

Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung der Variation des optischen Profils während der 35^d-Phase. Hierfür ist es wichtig zunächst herauszufinden, welche Effekte in der Veränderung des optischen Profils von dem System selbst stammen und welche datentechnischer Natur sind. Ein großes Problem dieser Untersuchung ist, dass nur 46 % aller Turn-Ons während der letzten 26 Jahre tatsächlich beobachtet wurden. Da aber die Turn-On-Zeitpunkte von entscheidender Bedeutung für die Bestimmung der 35^d-Phase sind (siehe Def. 35^d-Phase in Abschnitt 5.4), würde ich über die Hälfte der Beobachtungsdaten verlieren, da es nicht möglich wäre, diese Daten exakt einer Präzessionsphase der Akkretionsscheibe zuzuordnen.
So stellt sich zuerst die Frage, ob die fehlenden Turn-On-Zeitpunkte nicht rekonstruiert werden können. Unter Zuhilfenahme des empirischen Modells von Staubert et al. (1983) ist es möglich, wie oben bereits beschrieben, bei Kenntnis des vorhergehenden Turn-Ons, den nachfolgenden auf drei mögliche Zeitpunkte zu beschränken. Dadurch bin ich in der Lage, eine Lücke mit nicht beobachteten Turn-Ons mittels des *Random-Walk-Modells* aufzufüllen. Je größer die Lücke ist, desto mehr Möglichkeiten gibt es für die Verteilung fehlender Turn-Ons zwischen den Eckpunkten (beobachteten Turn-Ons), die den Beginn und das Ende der Lücke markieren.
Zunächst musste eine Basis geschaffen werden, aufgrund welcher entschieden werden kann, ob eine mit verschiedenen Turn-On-Zeitpunkten aufgefüllte Lücke eine ‘Verschlechterung’ oder ‘Verbesserung’ des Profils bewirkt. Um dies zu beurteilen, wurden aus den optischen Daten, die zu Turn-Ons gehören, 10 Profile über den Verlauf des 35^d-Zyklus erstellt (Abb. 5.9, dreieckige Symbole). Diese Profile wurden als *Template* verwendet. Plottet man nun die beobachteten Turn-Ons im O–C-Diagramm über der Nummer des 35^d-Zyklus (Abb. 5.8, schwarze Dreiecke) so enthält der Plot einige Lücken. Diese Lücken sind die Turn-Ons, die nicht beobachtet wurden. Diese zu füllen, soll das Ziel des nächsten Abschnitts sein.
Das Random-Walk-Noise-Modell gibt uns einen Anhaltspunkt über die mögliche Verteilung von nicht beobachteten Turn-Ons. Wir wissen aufgrund von Beobachtungen, dass zwischen zwei aufeinanderfolgenden Turn-Ons nie eine größere Differenz zu dem mittleren Abstand von $20.5 \cdot P_{\mathrm{orb}}$ besteht als $\pm 0.5 \cdot P_{\mathrm{orb}}$. Aus diesem Grund können wir die existierenden Lücken dieser Regel folgend ausfüllen. Für dieses Vorgehen habe ich eine Monte-Carlo-Simulation entwickelt, die eine große Anzahl verschiede-



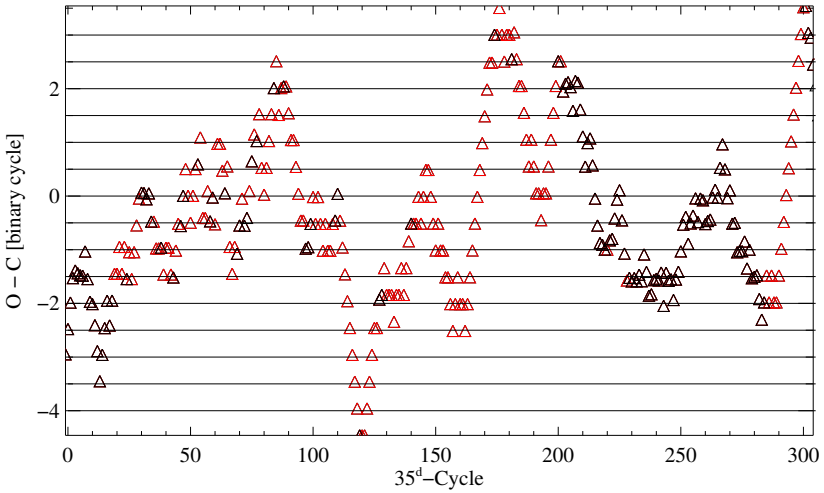


Abbildung 5.8: Beispiel für eine mögliche Verteilung der Turn-Ons im O–C-Diagramm. Die schwarzen Dreiecke repräsentieren die beobachteten Turn-Ons, während die roten Dreiecke die von der Simulation eingefügten darstellen.

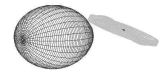
ner Verteilungen der nicht beobachteten Turn-Ons in den Lücken auswürfeln soll. Nachdem für alle unbeobachteten Turn-Ons eine mögliche Verteilung bestimmt war (Abb. 5.8, rote Dreiecke), wurde die 35^{d}-Phase der Beobachtungsdaten neu berechnet und 10 neue Profile erstellt. Diese verglich ich dann mit den anfangs erzeugten 'Templates'. Für jedes Profil wurde die χ^2 Abweichung berechnet. Zusätzlich wird für jedes Phasenbin der Max/Min-Wert, den dieses Bin während der gesamten Simulation annimmt, gespeichert. Daraus ist nachher die Variation des Bins ersichtlich und eine Aussage über die Auswirkung der Turn-On-Variation (Abb. 5.9, senkrechte rote Balken) möglich. Gleichzeitig überlagerte ich jedem Phasenbin noch einen Fehlerbalken (Abb. 5.9, senkrechter schwarzer Balken). Als Fehler für jedes Bin wurde die Standardabweichung gewählt. Für die weitere Analyse der Daten wurde die Turn-On-Verteilung ausgesucht, welche die geringste χ^2 Abweichung von den Templates aufwies. Damit erhielt ich die beste mögliche Anpassung an die bekannten Daten. Die Turn-On-Verteilung des Modells mit dem niedrigsten χ^2 dient bei der weiteren Analyse der Daten als Grundlage für die Bestimmung der 35^{d}-Phase eines jeden Datenpunktes.

Wie aus den folgenden Abbildungen (Abb. 5.9) zu erkennen ist, ist die Variation der Phasenbins durch die Veränderung der nicht beobachteten Turn-Ons (senkrechte ro-

te Striche) in den meisten Fällen geringer als die Standardabweichung (senkrechte schwarze Striche) innerhalb desselben Phasenbins.
Dies führt mich zu der Behauptung, dass eine Anpassung der Turn-On-Zeitpunkte keinen signifikanten Einfluss auf das Aussehen der optischen Profile hat.

5.4.2 Variation des optischen Profils im Verlauf der 35^d-Phase

Nachdem im vorangehenden Abschnitt festgestellt wurde, dass der Einfluss der Variation der unbeobachteten Turn-Ons nur von geringer Bedeutung ist, können alle Datenpunkte, auch jene, zu denen der zugehörige Turn-On nicht beobachtet wurde, verwendet werden. Um dennoch nicht völlig willkürlich vorzugehen, wird für die Anpassung der Turn-On-Zeitpunkte das Modell verwendet, welches das geringste χ^2 besitzt. Um die Variation der Profile nun während der kompletten 35^d-Phase zu studieren, werden aus den Daten statt der bisher 10 Profile nun 20 gefaltet. Dies entspricht einer Mittelung der Daten in der 35^d-Phase von 0.05.
Diese 20 Profile, nacheinander angeordnet, ergeben nun die Variation der optischen Lichtkurve im Verlauf der Präzessionsphase der Akkretionsscheibe (Abb. 5.10-5.12).



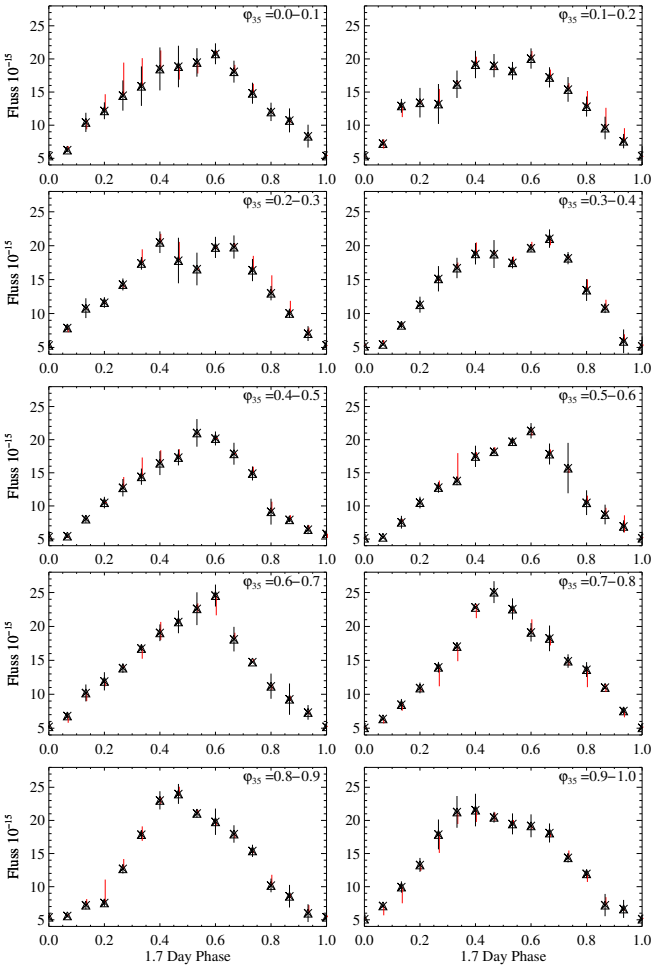


Abbildung 5.9: Dargestellt sind hier die mittleren Profile für 10 verschiedene 35^{d}-Phasen (Dreiecke). Die Kurven wurden nur aus Daten erstellt, von denen der Turn-On-Zeitpunkt bekannt ist. Die schwarzen senkrechten Linien stellen die Standardabweichung jedes einzelnen Phasenbins dar. Die roten senkrechten Linien zeigen den Einfluss der restlichen Daten, wenn deren Turn-On-Zeitpunkte variiert wird. Die hier abgebildeten Profile wurden im weiteren Verlauf der Arbeit als Templates verwendet. Sie dienen auch als Vergleich für die simulierten Lichtkurven (Kapitel 6).

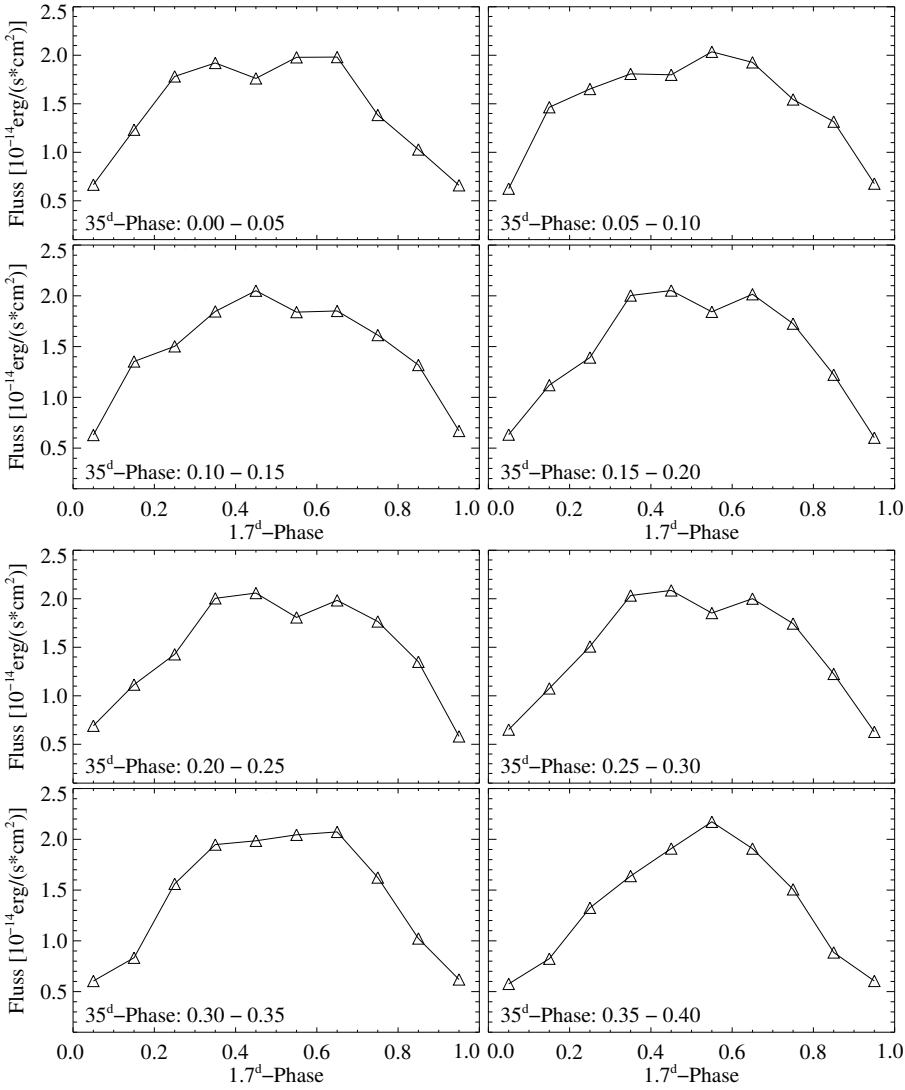
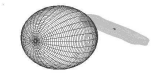


Abbildung 5.10: Darstellung der Variation des optischen Profils im Verlauf der 35^d-Präzessionsphase der Akkretionsscheibe



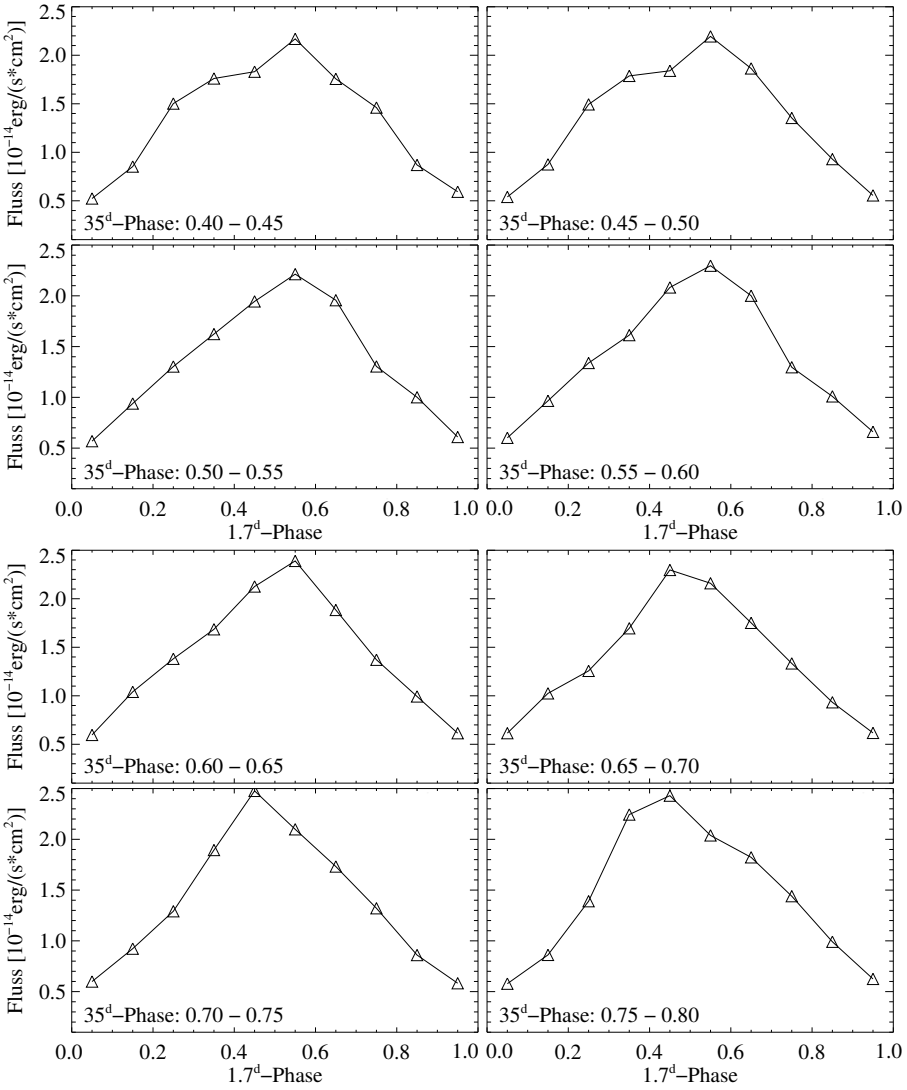


Abbildung 5.11: Darstellung der Variation des optischen Profils im Verlauf der 35^d-Präzessionsphase der Akkretionsscheibe

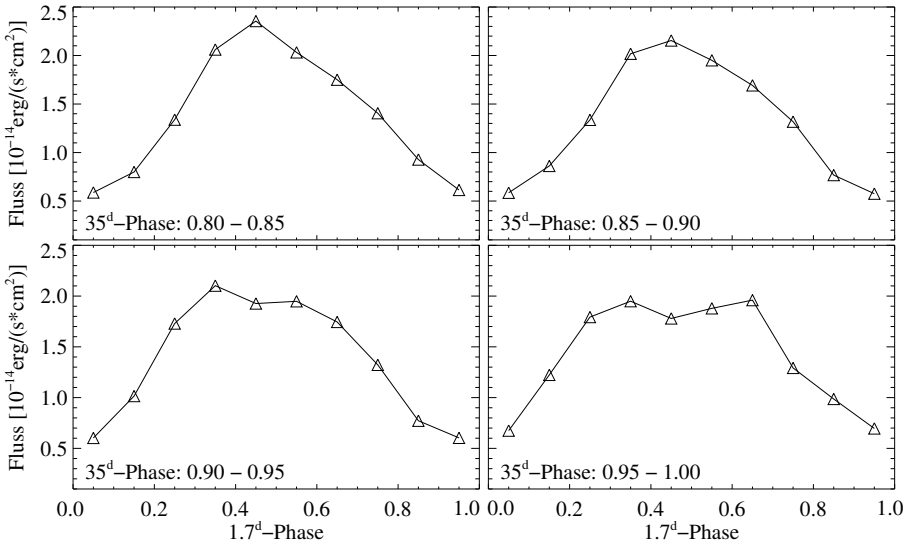
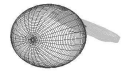


Abbildung 5.12: Darstellung der Variation des optischen Profils im Verlauf der 35^d-Präzessionsphase der Akkretionsscheibe

5.5 *Abweichung der Lichtkurve vom mittleren Profil*

Um die Strukturen in der Änderung der Lichtkurve während des 35^d-Zyklus noch deutlicher sichtbar zu machen, als das in den Abb. 5.13 der Fall ist, wurde eine andere Herangehensweise gewählt. Nach der Anpassung der Daten an die Turn-On-Zeitpunkte wurde von jedem der 5936 Datenpunkte des B-Bands der seiner $1^d.7$-Phase entsprechende mittlere optische Fluss (Abb. 5.2) subtrahiert. Dabei wurde für jede $1^d.7$-Phase der exakte mittlere Fluss durch Interpolation zwischen den einzelnen Stützstellen berechnet. Anschließend wurden die Datenpunkte nach ihrer $1^d.7$-Phase sortiert (Binbreite $\Delta\Phi = 0.05$). Innerhalb dieser Gruppen wurden die Daten dann aufsteigend nach der 35^d-Phase ebenfalls in 20 Bins einsortiert. Von jedem dieser Bins wurde der Mittelwert gebildet, so dass am Ende 20 Plots über die $1^d.7$-Phase verteilt mit je 20 Punkten für die 35^d-Phase herauskamen (Abb 5.14).
Die Plots zeigen uns nun die Abweichung des Profils gegenüber dem Mittelwert in Abhängigkeit der 35^d-Phase. Die Variation des Profils zu bestimmten $1^d.7$-Phasen ist hier deutlich zu erkennen. Es ist auch klar ersichtlich, dass die Fluktuation bei $\Phi_{1.7} = 0.05$ minimal ist, was sich mit den bisherigen Beobachtungen deckt.
Um die Bedeutung der einzelnen Graphen noch etwas zu verdeutlichen, wurden diese dreidimensional dargestellt. Dabei ergibt sich eine Oberfläche mit diagonal laufenden



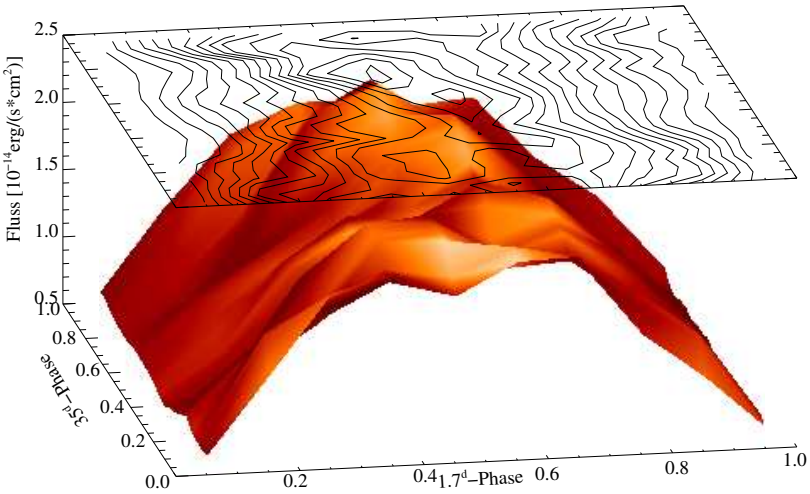


Abbildung 5.13: Dreidimensionale Darstellung der Variation des optischen Profils

Strukturen (Abb. 5.15). Diese zeigen eindeutig die existierende Korrelation zwischen der $1^{\mathrm{d}}.7$-Phase und der 35^{d}-Phase.

5.5.1 Vergleich der Ergebnisse mit älteren Beobachtungen

Eine derartige Korrelation wurde bereits von Gerend & Boynton (1976) mit einem kleineren Datensatz verifiziert.
Gerend & Boynton verwendeten bei ihrer Analyse insgesamt 946 Datenpunkte, die eine Mittelung der kombinierten Datenpunkte von Davidsen et al. (1972); Petro & Hiltner (1973); Grandi et al. (1974); Lyutiy et al. (1973); Chevalier & Ilovaisky (1974) und Deeter et al. (1976) waren. Diese Datenpunkte sind in unserem Datensatz ebenfalls enthalten. Sie machen 15.9 % der Gesamtdaten aus. Es war nun von Interesse, die Ergebnisse dieses B-Band-Datensatzes mit dem von Gerend & Boynton erhaltenen Ergebnissen zu vergleichen. Gerend & Boynton haben zur Aufbereitung ihres Datensatzes von dem optischen Profil in Abhänigkeit von der Phase Φ einen Wert abgezogen, der folgender Formel folgt:

$$1.5 \cdot (1 - \cos 2\pi\Phi) \tag{5.4}$$

Da bei ihren Daten die Helligkeit in Magnituden gemessen wurde, ich jedoch bei meinen Analysen den Fluss verwende, musste ich die Amplitude verändern, so dass bei meinen Daten nun $1.5 \cdot 10^{-15} \cdot (1 - \cos 2\pi\Phi)$ subtrahiert wurde. Des Weiteren legten Gerend & Boynton ihre Plots so, dass der Turn-On in ihrer Betrachtung bei der

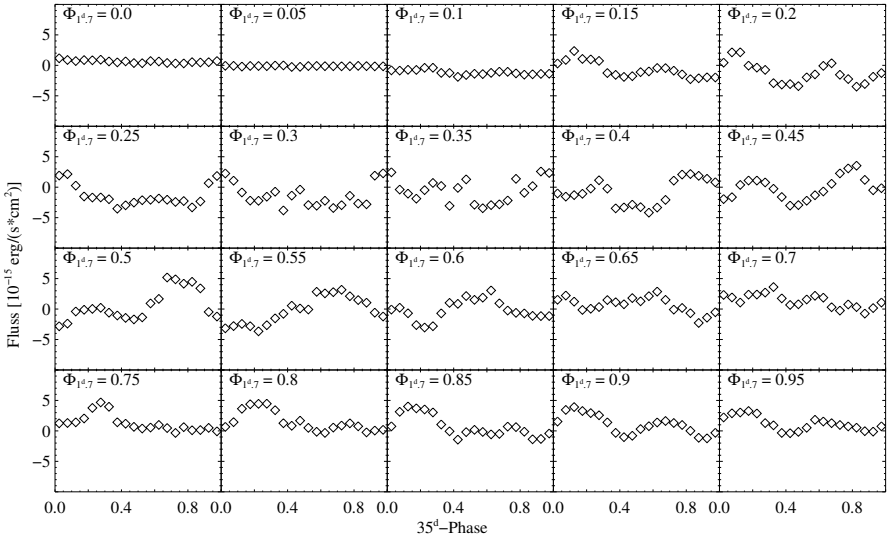


Abbildung 5.14: Abweichung der Profile bei bestimmten 35^d-Phasen vom mittleren Profil

35^d-Phase -0.15 statt findet. Deshalb wurden meine Ergebnise in Abb. 5.16 um diesen Betrag in der Phase geschoben, damit ein Vergleich möglich wurde. Im Anschluss an diese Datenmanipulation wurden die beiden erhaltenen Plots (Contour-Plot und Graustufenplot) auf die gleiche Größe skaliert und mittels eines Graphikprogramms übereinandergelegt. Das Ergebnis ist in Abb. 5.16 dargestellt.
Es ist deutlich zu erkennen, dass die Hauptstrukturen der Konturlinien auch von der Helligkeitsverteilung der von mir ausgewerteten Daten reflektiert wird. Es fällt jedoch auch an einigen Stellen auf, dass es Abweichungen gibt.
Diese lassen sich aber durch Variationen in der Lichtkurve von Her X-1 im Verlaufe der letzten 25 Jahre erklären. Es zeigt jedoch auch, dass die Hauptstrukturen der Lichtkurve während des 35^d-Zyklus unverändert geblieben sind und nur kleine Detailänderungen eine Streuung zeigen. Dieses Ergebnis ist in diesem Sinne sehr ermutigend, da es so die Möglichkeit gibt, mit Hilfe der mittleren Profile zukünftige optische Beobachtungen in ihrer 35^d-Phase besser einzuordnen. Wie eine mögliche Anpassung aussehen kann, wird im nächsten Abschnitt erklärt.
Was bedeutet nun aber die Grafik im Einzelnen? Als Erstes fallen dem Betrachter viele kleine Grafiken auf, die sich um das Bild gruppieren. Entlang der X-Achse ist die Stellung des optischen Begleiters in Bezug auf den Neutronenstern (schwarzer Punkt) dargestellt. Man schaut bei dieser Betrachtungsweise senkrecht auf die Bahn-

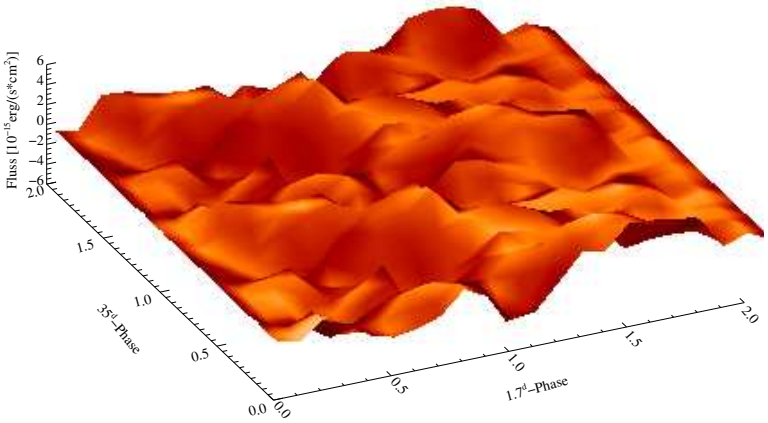


Abbildung 5.15: Dreidimensionale Ansicht der Abweichung der einzelnen Profile vom mittleren Profil

ebene des Doppelsternsystems. Eine ähnliche Darstellung zeigt sich an der rechten und linken Y-Achse. Dabei ist die Stellung der Akkretionsscheibe allein (linke unter Y-Achse) oder Stellung der Akkretionsscheibe plus optischem Begleiter dargestellt. Beim optischen Begleiter stellt die graue Schraffur die kühleren Bereiche der Oberfläche dar, während die weißen Flächen die geheizten Bereiche symbolisieren.
In der Grafik sind nun die rechte Seite des Diagramms mit der linken Seite durch diagonal laufende Linien verbunden. Auf diesen Linien besitzt die Akkretionsscheibe in Bezug auf den Stern immer dieselbe Orientierung. Es ist zu erkennen, dass die Grafik auf der linken Seite die gleiche Stern-Scheiben-Konstellation zeigt wie die Grafik auf der rechten Seite, nur aus einem anderen Blickwinkel des Betrachters. Die *Beat*-Periode aus der 35^{d}-Phase und der $1^{\mathrm{d}}.7$ beträgt $1^{\mathrm{d}}.62$. Dies ist genau die Periode, die einer wiederkehrenden Stern-Scheibe-Konstellation entspricht und deshalb durch die Diagonale in dieser Grafik repräsentiert wird.

5.5.2 Prognose der Turn-On-Zeitpunkte

Die vorausgegangene Analyse der Daten führt uns nun zum abschließenden Modell, mit dem es möglich ist, die Turn-On-Zeitpunkte für den nächsten Zyklus wieder auf $\pm 0^{\mathrm{d}}.85$ einzugrenzen.
Dies sieht zunächst nicht wie eine Verbesserung des Modells von Staubert et al. (1983) aus. Betrachten wir jedoch noch einmal, wie sich die Zahl der möglichen Turn-On-Zeitpunkte in Abhängigkeit von der Anzahl der Zyklen entwickelt, die wir

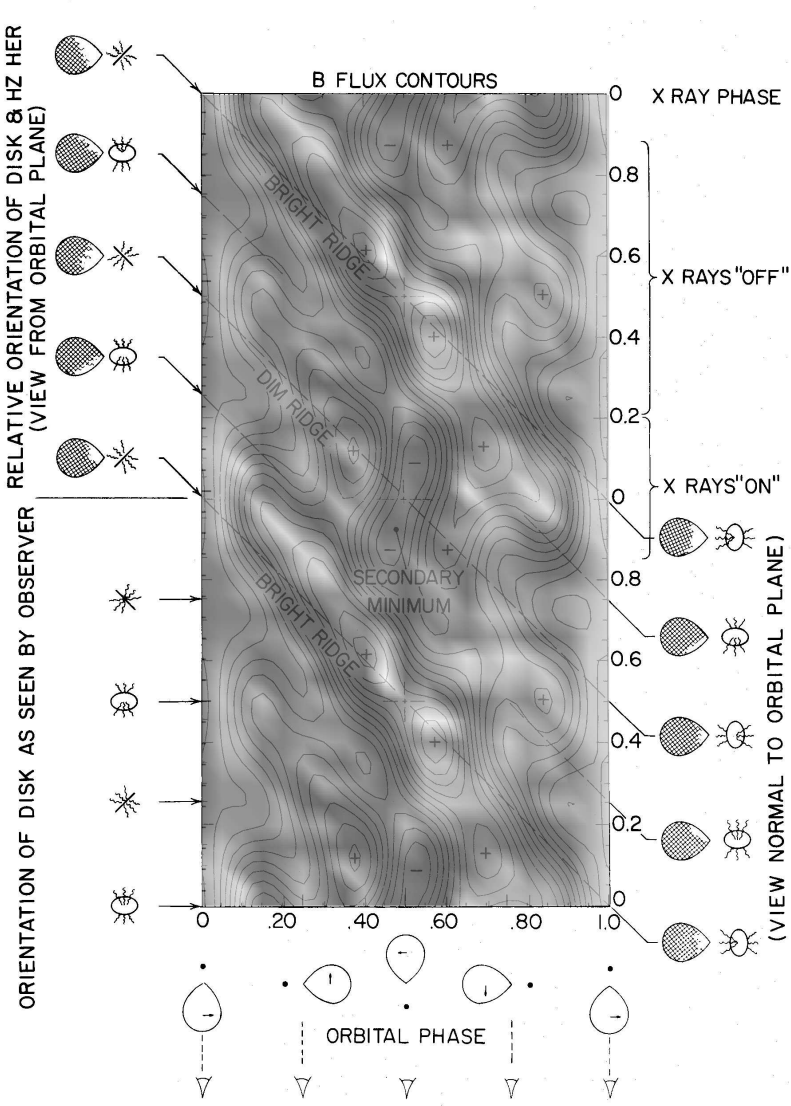


Abbildung 5.16: Kombination des Plots von Gerend & Boynton (1976) (Contourplot) mit meinen Ergebnissen (Graustufenplot) der ausgewerteten optischen Daten. In dem Contourplot sind die hellen Regionen durch ein + und die dunklen durch ein - markiert. In dem Graustufenplot sind helle Regionen weiß und dunkle Regionen schwarz dargestellt. Der Graustufenplot ist wegen der Wahl verschiedener Nullpunkte (Turn-On-Zeitpunkte) in der 35^d-Phase um -0.15 verschoben.

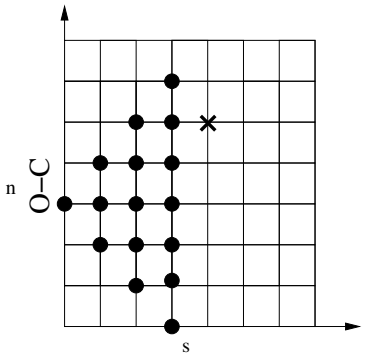


Abbildung 5.17: Vervielfältigung der Turn-On-Zeitpunkte in Abhängigkeit der Größe der Lücke

uns vom letzten beobachteten Turn-On entfernt befinden (Abb. 5.17).
Bezeichnen wir die Anzahl der 35^{d}-Zyklen mit s und die Differenz im O–C mit n, so gibt es für die Überwindung der Lücke zwischen zwei beobachteten Turn-Ons nach dem Random-Walk-Modell $(2 \cdot s) + 1 - n$ mögliche Wege. Ist uns jedoch der mit einem Kreuz markierte Punkt in Abbildung 5.17 nicht bekannt, was in den meisten Fällen der Fall ist, da wir ja den nächsten, kommenden Turn-On vorhersagen wollen, so erhöht sich die Anzahl der möglichen Turn-On-Zeitpunkte auf $(2 \cdot s) + 1$. In der obigen Abbildung hätten wir für eine Turn-On-Vorhersage in der Spalte, die mit dem Kreuz markiert ist, neun Möglichkeiten. Um aus diesen möglichen Turn-On-Zeitpunkten nun die drei wahrscheinlichsten herauszubekommen, benötigen wir optische Beobachtungen der Helligkeitsvariation von HZ Her aus dem aktuellen 35^{d}-Zyklus. Am besten ist es, wenn die Beobachtungen bei einer Orbitalphase von $\Phi \simeq 0.5$ liegen, da wir hier die größte Variation im Verlauf der 35^{d}-Phase beobachten. Mit diesen können wir dann folgende Anpassung vornehmen.
Von unseren aktuellen optischen Beobachtungen wird nun auch der mittlere Helligkeitswert subtrahiert. Nun wird aufgrund obiger Formel berechnet, wieviel theoretisch mögliche Turn-On-Zeitpunkte existieren. Für jeden dieser möglichen Turn-On-Zeitpunkte wird dann die 35^{d}-Phase der beobachteten Daten neu berechnet. Diese einzelnen Datenpunkte werden dann an die vorhandenen Templates aus Abbildung 5.14 angepasst und das χ^2 der Abweichung der neuen Beobachtung von den mittleren Werten berechnet (Abb. 5.18). Das χ^2 mit dem geringsten Wert wird dann als bester Turn-On-Zeitpunkt ausgewählt. Da es sich hierbei aber um den letzten Turn-On handelt, müssen wir, um den nächsten Turn-On vorherzusagen, die Idee des Random-

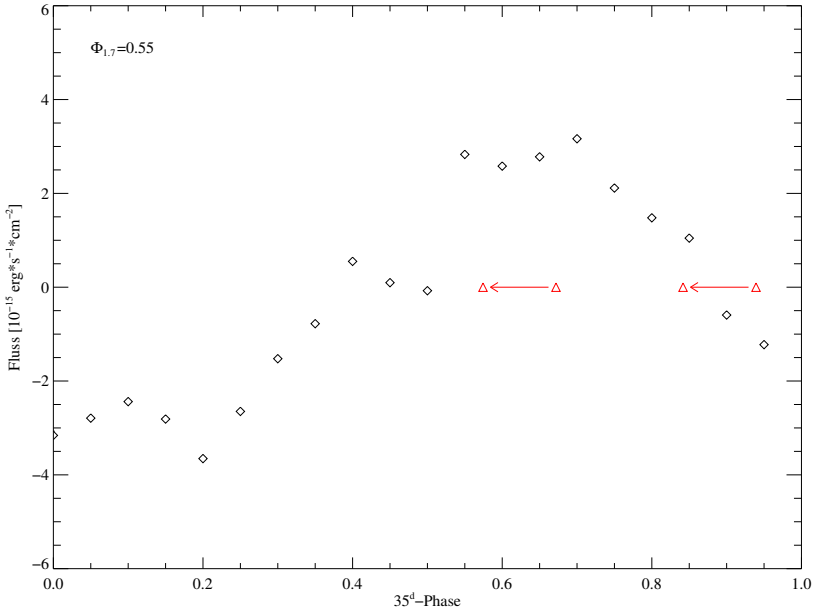


Abbildung 5.18: Anpassung einer optischen Beobachtung an das mittlere Profil. Durch eine χ^2-Minimierung lässt sich der nächste Turn-On-Zeitpunkt vorhersagen.

Walk-Modells verwenden. So erhalten wir wieder drei mögliche Turn-On-Zeitpunkte mit einer Genauigkeit von $\pm 0^d.85$.
In Abb. 5.18 ist für eine Kurve die Anpassung durchgeführt worden. Aufgrund der Lücke von zwei Schritten ergaben sich fünf theoretische Turn-On-Zeiten. Eine Berechnung der 35^d-Phase für jede dieser Möglichkeiten ergab eine Variation der Punkte, wie sie in dieser Abbildung gezeigt ist. Die χ^2-Minimierung zeigte, dass der Turn-On-Zeitpunkt, der die Datenpunkte liefert, die am linken Ende des Pfeils dargestellt sind, die beste Anpassung ergab. Die Länge des Pfeils zeigt den Variationsbereich, den der Datenpunkt bei Annahme von fünf unterschiedlichen Turn-On-Zeitpunkten durchläuft.

5.6 Diskussion

In diesem Kapitel wurden die optischen Beobachtungen der letzten 26 Jahre von HZ Her untersucht.

Der größte Teil dieses Kapitels beschäftigte sich mit der Analyse der Variation des optischen Profils im Verlauf der Präzessionsphase der Akkretionsscheibe. Zunächst wurde der Datensatz aufbereitet, um alle Beobachtungspunkte für die Analyse verwenden zu können. Dafür war es notwendig, die unbeobachteten Turn-On-Zeitpunkte mittels einer Monte-Carlo-Simulation und Anpassung an die Template-Kurven zu bestimmen, damit für jeden Punkt der Lichtkurve die exakte 35^{d}-Phase bestimmt werden konnte.
Mit dieser Information war es dann möglich, 20 $1^{\mathrm{d}}.7$-Profile zu erstellen, die sich über den kompletten 35^{d}-Zyklus verteilen. Eine derartig feine Abdeckung der Variation des 35^{d}-Profils konnte in dieser Arbeit aufgrund des großen Datensatzes zum ersten Mal präsentiert werden. Die Auflösung in der Präzesionsphase Ψ der Akkretionsscheibe beträgt für jeden Graphen $\Delta\Psi = 0.05$. Um die Variation der Profile noch deutlicher herauszuarbeiten, wurde von jedem Profil die mittlere Variation abgezogen. Dadurch lassen sich die Variationen in den optischen Profilen noch viel deutlicher darstellen.
Die Variationskurven wurden nun mit den Ergebnissen von Gerend & Boynton (1976) verglichen. Ihre Resultate konnten bestätig werden. In den vorliegenden optischen Beobachtungen gibt es Punkte in der Lichtkurve, die von den vorausberechneten mittleren Profilen sehr stark abweichen (Abb: B.9, Umlauf Nr. 262, 285). Diese Abweichungen, die keine Periodizitäten aufweisen, beeinflussen jedoch das Gesamtergebnis in so geringem Maße, dass die Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen von Gerend & Boynton (1976) immer noch gegeben ist. Eine physikalische Änderung der Systembedingungen, wie verschiedentlich vermutet, lässt sich durch diese Abweichungen nicht begründen.
Ganz anders kann man als Folgerung aus den periodischen Abweichungen der gemittelten Profile ein Modell beschreiben, durch welches es möglich ist, mit einer hohen Genauigkeit den nächsten Turn-On vorherzusagen. Aus Mangel an neuen optischen Beobachtungen konnte lediglich ein Versuch unternommen werden, ältere Daten an die Profilvariationen anzupassen.

Teil III

Simulation

KAPITEL 6

Modellierung der optischen Lichtkurve

6.1 Erweiterung des vorhandenen Programmcodes durch eine Akkretionsscheibe

Ziel dieses Kapitels ist es, die im Vorangegangenen dargestellten Lichtkurven mittels einer Computersimulation zu reproduzieren und dadurch Aufschluss über die Systemgeometrie und die Form der vorhandenen Akkretionsscheibe zu erhalten. Die Motivation für die Entwicklung eines solchen Tools war jedoch nicht nur die Möglichkeit, die Lichtkurve von Her X-1 zu simulieren, sondern auch die vielfältigen Anwendungszwecke bei anderen Doppelsternsystemen. Die Ausführungen dieses Kapitels stützen sich im Wesentlichen auf die Arbeit von Djurašević (1992).
Das von Rainer Wichmann erstellte Programm wurde von mir um die Möglichkeit erweitert, zusätzlich dem einen der beiden Doppelsterne eine Akkretionsscheibe zuzuordnen.

6.1.1 Grundprinzip der Synthese einer Lichtkurve

Um eine Lichtkurve für einen Orbit (Umlauf des Röntgendoppelsternsystems um den gemeinsamen Schwerpunkt) zu berechnen, wird jede Komponente (Primärstern, Sekundärstern, Scheibe) in einzelne Flächenelemente aufgeteilt. Bei jedem Umlaufschritt wird nun die Anzahl der für den Beobachter sichtbaren Elemente gezählt. Aus dem Winkel, den sie mit dem Beobachter einschließen wird ihre projizierte Fläche sowie das *limb darkening* (Mitte-Rand-Verdunklung), berechnet. Zusätzlich wird die Temperatur für jedes Flächenelement berücksichtigt. So erhält man für jedes Element einen Energiefluss. Dieser wird für alle sichtbaren Elemente aufsummiert.

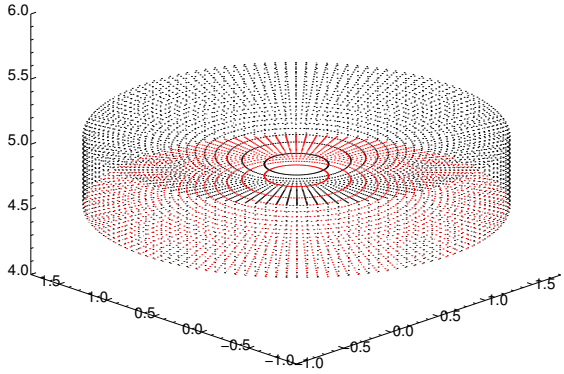


Abbildung 6.1: Grundaufbau der Akkretionsscheibe in der Simulation. Dabei markiert jeder Punkt den Mittelpunkt einer Elementarzelle.

6.1.2 Aufbau der Akkretionsscheibe

Die Scheibe mit der Dicke (d) befindet sich in der Kreisebene, welche den Primärsterns[1], dessen Radius mit R_e angegeben ist, umgibt. Es ist möglich die Geometrie der Scheibe so zu wählen, dass sie zum Rand hin dicker wird. In Abbildung 6.1 wird das Modell einer solchen Akkretionsscheibe dargestellt. Der Radius der Scheibe wird in Einheiten des Radius des *Roche lobes* angegeben. Er ist durch folgende Formel bestimmt:

$$S_d = R_d / R_{yk},\ S_d \leq 1 \tag{6.1}$$

S_d ist das Verhältnis zwischen Scheibenradius und Radius des *Roche lobes* des Primary. R_{yk} ist dabei der Radius in Richtung der Y-Achse (Abb. 6.2) in der Orbitalebene. Der Radius des Roche Ovals (R_{yk}) wird aus der Gleichung

$$C = \frac{1}{r_1} + q\left[\frac{1}{\sqrt{1+r_1^2-2r_1\lambda}} - r_1\lambda\right] + \frac{q+1}{2} r_1^2 (1-\nu^2) f_1^2 \tag{6.2}$$

[1]Hier wird die übliche Definition für Primärstern (kompaktes Objekt) und Sekundärstern (optischer Begleiter) gewählt. Es ist jedoch zu beachten, dass diese Bezeichnungen bei der Simulation *Nightfall* genau umgekehrt verwendet werden.

bestimmt. Wenn, $\lambda = \nu = 0; f = 1$ so ergibt sich:

$$C_{L_1} = \frac{1}{R_{yk}} + \frac{q}{\sqrt{1+R_{yk}^2}} + \frac{q+1}{2} R_{yk}^2 \tag{6.3}$$

wobei C_L das kritische Rochepotential ist.
Die Oberfläche der Akkretionsscheibe wird in einzelne Flächenelemente aufgeteilt. Verwendet man einen einheitlichen Winkelschritt, so ist die Scheibe zunächst in einzelne Segmente aufgeteilt, deren Breite $\delta\psi$ (Abb. 6.2) ist. Entlang des Radius wird die Scheibe in konzentrische Ringe geteilt. Nach dieser Aufteilung der Scheibe erhält man eine Oberfläche, die in einzelne Kreissegmente eingeteilt ist. Eine typische Anzahl von Elementen um die Akkretionsscheibe zu beschreiben sind etwa 1000 – 3000.
Aus praktischen Gründen (Rechenvereinfachung) und aus der Notwendigkeit heraus, die Fehler, die bei der Berechnung der sichtbaren Fläche auftreten, so klein wie möglich zu halten, wird es angestrebt, die einzelnen Flächen möglichst gleich groß zu machen. Damit ergibt sich als Fläche für eine Elementarzelle dS_1^d auf der Ober-/Unterseite der Akkretionsscheibe:

$$dS_1^d = \frac{1}{N_r} \frac{\pi}{N_\psi} (R_d^2 - R_e^2) \tag{6.4}$$

wobei N_r die Anzahl der Ringe ist, in die die Oberfläche aufgeteilt wird. N_ψ ist die Anzahl der Segmente, die pro Ring entstehen, wenn man 360° durch den Winkel $\delta\psi$ teilt.
Für die Fläche der Elemente an der senkrechten Seite erhält man folgenden Ausdruck:

$$dS_2^d = \frac{2\pi dR_d}{N_\psi} \tag{6.5}$$

Damit die Flächengleichheit der einzelnen Elemente an der Ober-/Unterseite der Akkretionsscheibe gewährleistet ist, muss der Abstand der Ringe, in die die Oberfläche eingeteilt wird, von innen nach außen abnehmen. Die Radien (vom Mittelpunkt der Scheibe aus gemessen) der Zentren der einzelnen Flächenelemente dS_1^d erhält man, wenn man Flächengleichheit voraussetzt, aus folgender Gleichung:

$$P = [r^2(i+1) - r^2(i)] = (R_d^2 - R_e^2)/N_r = const. \tag{6.6}$$

Durch Einführen der folgenden Substitution

$$P_0 = (R_d^2 - R_e^2)/N_r \tag{6.7}$$

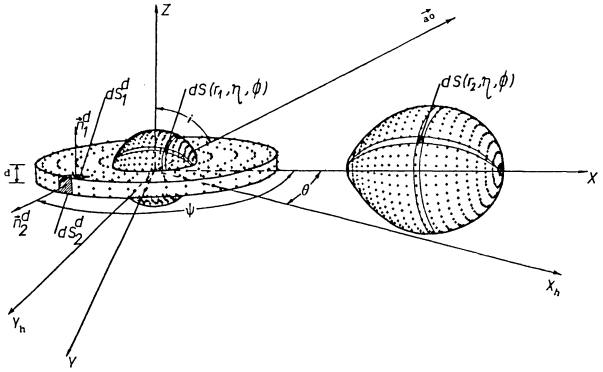


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung des Doppelsternsystems mit Akkretionsscheibe. In dieser Grafik sind alle für die Berechnung relevanten Parameter eingetragen.

erhält man aus Gleichung für den äußeren Radius des (i+1)ten Kreisrings

$$r(i+1) = \sqrt{r^2(i) + P_0},\ i = 0, \ldots, N_\mathrm{r} - 1 \tag{6.8}$$

Daraus folgt der Radius des Zentrums des j-ten Kreisrings ($j = 1, ..., N_\mathrm{r}$)

$$r(j) = [r(i+1) - r(i)]/2 \tag{6.9}$$

6.2 Berechnung der Lichtkurve

Der gesamte Energiefluss, der von dem Binary-System emittiert wird und der den Beobachter erreicht, wird als Summe aller 'sichtbaren' Elemente gefunden, die in Richtung des Beobachters abstrahlen. In der Simulation wird für die Elemente eine planksche Strahlungscharakteristik angenommen.
Um beurteilen zu können, welches der Flächenelemente vom Beobachter 'gesehen' wird, ist es notwendig, ein Inertial-Koordinatensystem einzuführen ($X_\mathrm{H}, Y_\mathrm{H}, Z_\mathrm{H}$, Abb. 6.2). Der Ursprung dieses Koordinatensystems ist im Mittelpunk des Primärsterns, welcher von der Akkretionsscheibe umgeben ist. Die X_H und Y_H Achsen sind in der Orbit-Ebene. Der Winkel zwischen der Z_H Achse der Blickrichtung des Beobachters ist die Inklination des Systems i (Abb. 6.2). Die Orbitalphase Θ ist so definiert, dass der Sekundärstern den Primärstern bei $\Theta = 0$ bedeckt. Der Sehstrahl in Richtung des Beobachters wird durch den Vektor $\vec{a}_0 = (l_0, m_0, n_0)$ beschrieben. In Abb. 6.2 sind

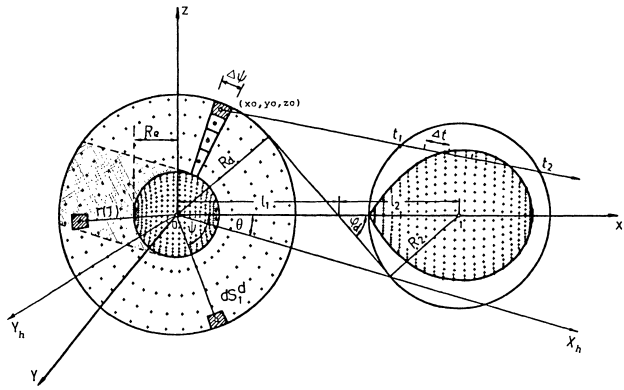


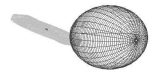
Abbildung 6.3: Grafische Erläuterung der Bedeckungsbedingungen für unterschiedliche Elemente

nochmals alle beiden Koordinatensysteme, das Mitbewegte, in welchem die Lichtkurvenberechnung durchgeführt wird, und das Inertialsystem abgebildet. Θ ist der Winkel zwischen den Achsen OX und OX_{H} zu einer bestimmten Zeit.
Um die Berechnung der Lichtkurve zu beschleunigen, ist es möglich über Winkelbedingungen zu entscheiden, ob ein Element sichtbar ist oder nicht. Die Bedingungen $\cos\gamma_1^{\mathrm{d}} < 0$ und $\cos\gamma_2^{\mathrm{d}} < 0$ sind notwendig für die 'Sichtbarkeit' des Elements, jedoch nicht hinreichend, da diese Elemente immer noch durch den Primärstern, Sekundärstern oder die Scheibe selbst verdeckt werden können.

6.2.1 Bedeckungsbestimmung

Bei einem Doppelsternsystem mit einer Akkretionsscheibe gibt es deutlich mehr Bedeckungsbedingungen zu überprüfen, da durch die Scheibe ein dritter Körper in das Modell eingebracht wird, welcher zusätzlich die Möglichkeit bietet, sich selbst zu bedecken (z.B. im Fall $H/R > 0$).
Im Einzelnen sind für ein derartiges Modell folgende Bedeckungsbedingungen zu überprüfen:

1. Primärstern bedeckt Sekundärstern
2. Primärstern bedeckt Scheibe
3. Sekundärstern bedeckt Primärstern
4. Sekundärstern bedeckt Scheibe



5. Scheibe bedeckt Primärstern
6. Scheibe bedeckt Sekundärstern
7. Scheibe bedeckt sich selbst

Die Bedeckungsbestimmung wird zuerst für die Elemente, dS_1^{d}, vorgenommen, die sich auf der Oberseite der Akkretionsscheibe befinden, parallel zu der Orbitalebene. Aus Abbildung 6.3 ist leicht zu ersehen, dass der Sekundärstern, welcher von der Akkretionsscheibe umgeben ist, eine Elementarzelle dS_1^{d} solange nicht verdecken kann, solange die Orbitalphase Θ folgende Bedingungen erfüllt:

$$\cos(\Theta - \psi) > 0 \tag{6.10}$$

und

$$r(j)\sin(\Theta - \psi) > 0 \tag{6.11}$$

wobei r(j) der Radius des Zentrums des j-ten Kreisrings ist, zudem das Flächenelement gehört. Die Flächenelemente, die diese Bedingungen nicht erfüllen, liegen demzufolge in der schraffierten Fläche. In diesem Fall besteht die Möglichkeit, dass dieses Element bedeckt wird.
Für diesen Zweck zeichnen wir eine gerade Linie parallel zum Vektor $\vec{a}_0 = (l_0, m_0, n_0)$ (Abb. 6.2) vom Zentrum der Elementarzelle dS_1^{d} mit den Koordinaten (x_0, y_0, z_0) zum Beobachter. die Parameterform dieser Gleichung sieht folgendermaßen aus:

$$\begin{aligned} x &= x_0 + l_0 t\,, & l_0 &= \sin i \cos\Theta \\ y &= y_0 + m_0 t\,, & m_0 &= \sin i \sin\Theta \\ z &= z_0 + n_0 t\,, & n_0 &= \cos i \end{aligned} \tag{6.12}$$

Es wird nun untersucht, ob diese Linie einen Schnittpunkt mit der Oberfläche des Primärsterns hat. Da diese Bestimmung sehr rechenaufwändig ist, wird, um das Programm etwas zu beschleunigen, zunächst überprüft, ob ein Schnittpunkt zwischen der Linie und einer Kugelschale mit Radiuus $R_1 = x_{\mathrm{p}_1}$, die den Stern umgibt, existiert. Hier muss man eine quadratische Gleichung lösen. Wenn die Bedingung $Q^2 - 4L > 0$ erfüllt ist, so existiert ein Schnittpunkt der Sphäre mit der Sichtlinie an den Stellen t_1 und t_2. Jetzt muss noch überprüft werden, ob die Sichtlinie einen Schnittpunkt mit der Äquipotentialfläche C(x,y,z) =C_1 hat. Diese Berechnung wird mittels folgender Methode ausgeführt.
Im mitbewegten Referenzsystem (X,Y,Z), das im Zentrum des Primärsterns zentriert ist,erhält man das Potential C_2 an der Oberfläche des Sekundärsterns erhält man durch den Polarradius R des anderen Sterns (x=1, y=0, z=R)

$$C_2 = \frac{1}{\sqrt{1+R^2}} + q\left(\frac{1}{R} - 1\right) + \frac{q+1}{2},\ q = m_2/m_1 \tag{6.13}$$

Das Potential

$$C(x,y,z) = \frac{1}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}} + q\left[\frac{1}{\sqrt{(x-1)^2+y^2+z^2}} - x\right] + \frac{q+1}{2}(x^2+y^2)f^2 \tag{6.14}$$

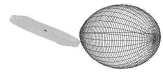
wobei x, y und z durch Gleichung 6.12 gegeben sind und $f = f_2$, wird für einzelne Werte von $t \in (t_1,t_2)$ berechnet. D. h. die Berechnung geschieht entlang des geraden Sichtstrahls mit einer Schrittweite von Δt, wobei die Eklipsbedingung $C(x,y,z) > C_2$ bei jedem Schritt verglichen wird. Die Praxis zeigt, dass eine Schrittweite von $\Delta t = (t_2 - t_1)/6$ ausreichend ist. Liefern die ersten drei Schritte keinen Schnittpunkt, so ist es einleuchtend, dass es auch keiner existiert.
Auf diese Weise wurde das Problem der Bedeckungsverifikation so einfach wie möglich gehalten. Es wurde auf die Berechnung einer quadratischen Gleichung oder im schlechtesten Fall auf die Berechnung von drei Potentialen entlang einer geraden Linie innerhalb des Intervalls $(t_1 + \Delta t, t_1 + 3\Delta t)$ reduziert.
Einfacher verhält es sich bei den Flächenelementen dS_2^{d} an der senkrechten Seite der Scheibe, da diese nicht vom Primärstern verdeckt werden können. Die Strahlung, die von diesen Flächenelementen ausgeht, erreicht den Beobachter, wenn die Bedingung aus Gleichung 6.10 erfüllt ist und das Element nicht vom Sekundärstern verdeckt wird.

6.2.2 Temperaturverteilung und Hot Spots

Standardmäßig wird jedem Stern vor Programmstart eine Temperatur T_{Star} zugewiesen. Durch sogenannte *Hot Spots* ist es möglich, einzelne Bereiche auf der Sternoberfläche mit einer anderen Temperatur zu versehen. Die Position des *Hot Spots* wird durch den Winkel ψ_{p}, seine Größe mittels des Winkels Θ_{p} angegeben, unter welchem der Spot für einem am Sternmittelpunkt befindlichen Beobachter zu sehen wäre. Das bedeutet, die geometrische Form der *Hot Spots* wird immer durch eine Kreisfläche dargestellt.
Nimmt man die effektive Temperatur des Sterns zu T_{Star}, so steht die Temperatur des *Hot Spots* durch den Parameter A_{d} über

$$T_{\mathrm{Spot}}^{\mathrm{d}} = A_{\mathrm{d}} T_{\mathrm{Star}}, A_{\mathrm{d}} \leq 1 \tag{6.15}$$

mit dieser in Verbindung.
Anders stellt es sich mit der Temperaturverteilung auf der Akkretionsscheibe dar. Durch die Aufteilung der Scheibe in Kreisringe/-Segmente kann für diese eine Temperaturschichtung einzelner Kreisringe angenommen werden. So ist es möglich, die Temperaturverteilung entlang des Radius der Scheibe zu variieren. Auf diese Weise wird das Akkretionsscheibenmodell durch isotherme konzentrische Kreisringe mit



konstanter Fläche angenähert. Jedes Flächenelement dS_1^{d} besitzt denselben Energiefluss, den es senkrecht zur Scheibenoberfläche abstrahlt. Für den partiellen Energiefluss ergibt sich:

$$dF_{\mathrm{n}_1^{\mathrm{d}}}(j) = dS_1^{\mathrm{dB}}[\lambda', T_{\mathrm{Disk}}(j)] \tag{6.16}$$

wobei $\lambda' = \lambda_{\mathrm{eff}}$ die effektive Wellenlänge für einen bestimmten Filter bedeutet. $T_{\mathrm{Disk}}(j)$ ist die Temperatur des j-ten Kreisrings.
Sollte sich auf der Akkretionsscheibe zusätzlich ein *Hot Spot* befinden, so muss zusätzlich festgestellt werden, ob das Flächenelement in diese Region fällt. Da die Spot-Position durch den Winkel Ψ_{p} und die Größe durch den Winkel Θ_{p} festgelegt ist, kann man auf Grundlage von Abbildung 6.10 zeigen, dass das Flächenelement zu der *Hot Spot*-Zone gehört, wenn folgende Bedingung erfüllt ist.

$$\cos(\Psi - \Psi_{\mathrm{p}}) > \cos\Theta_{\mathrm{p}} \tag{6.17}$$

Bei diesem Flächenelement muss dann die Temperatur korrigiert werden. Hierbei ist die Temperaturverteilung auf der Oberseite der Scheibe gegeben durch

$$T(R_{\mathrm{d}}, \Psi) = \left\{ \begin{array}{ll} T^{\mathrm{d}}, & \cos(\Psi - \Psi_{\mathrm{p}}) \leq \cos\Theta_{\mathrm{p}} \\ T_{\mathrm{d}}^{\mathrm{dA}}, & \cos(\Psi - \Psi_{\mathrm{p}}) > \cos\Theta_{\mathrm{p}} \end{array} \right\} \tag{6.18}$$

Dieses Modell gibt uns nun die Möglichkeit, den Fluss der einzelnen Flächenelmente der Einzelkomponenten zu erhalten. Dies ist der Beginn der Lichtkurvensynthese.
Nachdem nun der Gesamtfluss $F(\Theta)$ für den Beobachter, bei den uns interessierenden Orbitalphasen berechnet wurde, erhalten wir die synthetisierte Lichtkurve des Modells, indem wir den Fluss zum Gesamtfluss bei einer bestimmten Orbitalphase ins Verhältnis setzen. In unserem Fall bei Orbitalphase -0.25 bzw. $\Theta = 90^{\circ}$.

$$m(\Theta) = -2.5\log[F(\Theta)/F(90^{\circ})] \tag{6.19}$$

6.3 Die Lichtkurven

6.3.1 Parameter und Werte für Her X-1

Für die Simulation der Lichtkurve wurden im Programmcode die Parameter, die in Tabelle 6.1 aufgelistet sind, angenommen.
Des Weiteren stütze ich mich hier auf das von Gerend & Boynton (1976) vorgeschlagene Modell, das auch ihrer Datenanalyse zugrunde liegt, die ich als Vergleich für meine Ergebnisse in Kapitel 5 herangezogen habe. Wie schon in Kapitel 2 erwähnt, dient in diesem Modell die Akkretionsscheibe u. a. als abschattender Körper für die Röntgenstrahlung und die optische Strahlung. Diese Abschattung liefert den Hauptbeitrag bei der Entstehung der Strukturen der Lichtkurve.

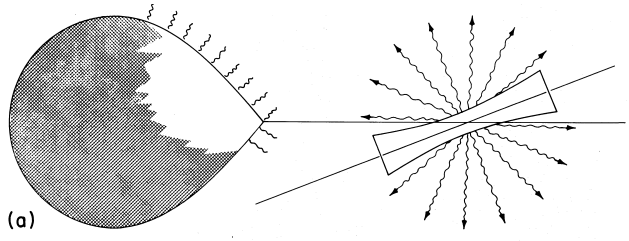


Abbildung 6.4: Entstehung der Hot Spots nach Gerend & Boynton (1976)

Der Röntgenstrahl des Neutronensterns überstreicht bei jeder Umdrehung die Oberfläche des optischen Begleiters. Dabei heizt sich dessen Oberfläche in diesem Bereich deutlich auf. Würde die Akkretionsscheibe nicht existieren, so wäre der Hauptteil der Oberfläche des Begleiters die dem Neutronenstern zugewandt ist, aufgeheizt. Dies führt dazu, dass bei jedem $1^{\mathrm{d}}.7$-Umlauf des Systems eine starke Helligkeitsänderung aufgrund der unterschiedlichen Temperaturen auf der dem Neutronenstern abgewandten/zugewandten Seite beobachtet wird. Die Form der Lichtkurve würde jedoch bei jedem Umlauf gleich aussehen.
Jetzt fügen wir die Akkretionsscheibe hinzu. Diese steht zur Orbitalebene geneigt und präzediert (Abb. 6.4). Es ist nun einfach ersichtlich, dass je nach Stellung der Akkretionsscheibe der Röntgenstrahl, der sowohl vom Südpol als auch vom Nordpol des Neutronensterns kommt, abgeschattet wird. In der in Abb. 6.4 dargestellten Scheibenstellung wird der vom Südpol des Neutronensterns kommende Röntgenstrahl abgeschattet, so dass nur ein geheizter Bereich (*Hot Spot*) auf der nördlichen Hemisphäre des Begleiters entsteht. Im Laufe der Präzession der Akkretionsscheibe wird sich nun dieses Gebiet in Größe und Position ändern. Im Gegenzug wird auf der südlichen Hemisphäre langsam ein zweiter *Hot Spot* entstehen. Hat die Akkretionsscheibe sich 180° weitergedreht, so ist der *Hot Spot* auf der südlichen Halbkugel maximal und auf der nördlichen dagegen sehr schwach.
Diese Annahmen lasse ich nun in die Simulation einfließen und versuche die Variation der optischen Profile mithilfe von zwei auf der Sternoberfläche lokalisierten *Hot Spots* zu reproduzieren. Einer der Spots befindet sich auf der nördlichen Hemisphäre des Sterns, während der andere sich auf der südlichen Hälfte befindet.

Tabelle 6.1: Parameter von Her X-1/HZ Her, die in der Simulation berücksichtigt wurden

Parameter	Literaturwert	Modellwert
Inkination:	83°	83°
Massenverhältnis:	0.6594	0.6594
Temp. Neutronenstern:	100000 K	100000 K
Temp. optischer Begleiter:	8100 K	8100 K
Temp. Akkretionsscheibe:	12000 K	12000 K
Akkretionsscheibe R_{innen}:	10^8 cm	$0.05 \cdot R_{\text{yk}}$
Akkretionsscheibe $R_{\text{außen}}$:	$2 \cdot 10^{11}$ cm	$0.9 \cdot R_{\text{yk}}$
Akkretionsscheibe Inklination:	28°	28°

6.3.2 Lichtkurven

Die Lichtkurve wird in Magnituden ausgegeben. Dabei ist, wie in der Astronomie üblich, die Größe folgendermaßen definiert:

$$m_1 - m_2 = 2.5 \cdot \log \frac{\text{Fluss}_1}{\text{Fluss}_2} \tag{6.20}$$

Die Helligkeit bei Phase -0.25 (Startpunkt der Simulation) wird als Referenzfluss für die simulierte Lichtkurve definiert (Gleichung 6.20). Um die so erhaltene Lichtkurve mit einer beobachteten Lichtkurve von Her X-1 zu vergleichen, wird nun folgendermaßen vorgegangen:
Für die Anpassung der Simulation an die Daten wurden zunächst alle bekannten Parameter des Systems Her X-1/HZ Her in das Modell übernommen. Lediglich die Größe, Position und die Temperatur der *Hot Spots* auf der Oberfläche des Sekundärsterns waren freie Parameter.
Als Vergleich für die Qualität der Simulation wurden die 10 Profile aus Abbildung 5.9 im vorherigen Kapitel herangezogen. Im ersten Schritt wurden die Simulationsparameter so gewählt, dass die modellierte Kurve mit dem beobachteten Profil bei der Präzessionsphase $\Psi_{35} = 0.95$ die geringste Abweichung besaß. An die folgenden neun Kurven wurde die Simulation nur durch Variation der Präzessionsphase der Scheibe, Position und Temperatur der *Hot Spot*-Regionen mittels eines χ^2-Fits angepasst (Abb. 6.6).

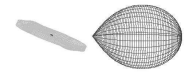
6.4 Diskussion

Die Fitergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Dabei stellt der *Dimfactor* das Verhältnis zwischen Temperatur des *Hot Spots* und Temperatur der unge-

Tabelle 6.2: Fitparameter der für die Anpassung der simulierten Lichtkurven an die beobachteten.

	Hot Spot 1			Hot Spot 2		
Phase Ψ_{35}	Longitude	Radius	Dimfactor	Longitude	Radius	Dimfactor
0.0 – 0.1	-45.3	25.0	0.95	45.0	25.0	1.25
0.1 – 0.2	-55.0	25.0	1.25	55.0	30.0	1.1
0.2 – 0.3	-70.0	25.0	1.7	70.0	25.0	1.7
0.3 – 0.4	-40.0	25.0	1.4	55.0	25.0	1.77
0.4 – 0.5	0.0	30.0	1.5	30.0	27.0	1.60
0.5 – 0.6	10.0	30.0	1.5	25.0	27.0	1.60
0.6 – 0.7	15.0	30.0	2.0	25.0	27.0	2.0
0.7 – 0.8	-3.0	25.0	1.85	8.0	27.0	1.95
0.8 – 0.9	-5.0	30.0	1.75	0.0	27.0	1.95
0.9 – 1.0	-25.0	25	1.5	27.3	20.0	1.0

heizten Sternoberfläche dar. Die Longitude gibt die Position des Zentrums des *Spots* ausgehend vom inneren Lagrange-Punkt in Grad an. Dabei geht die Zählweise von 0 – -180° gegen den Uhrzeigersinn und von 0 – +180° im Uhrzeigersinn. Der Durchmesser des entsprechenden *Hot Spots* wird ebenfalls in Grad angegeben. Eine grafische Aufarbeitung der Tabelleneinträge findet sich in Abb. 6.5.
Wenden wir uns zunächst den simulierten Lichtkurven zu. In Abbildung 6.6 sind für 10 verschieden 35^d-Phasen die beobachteten Profile (durchgezogene Linie) und die simulierten Profile (Punkte) dargestellt. Zunächst fällt auf, dass die simulierten Profile einige beobachtete Charakteristika gut wiedergeben. Da sind zum einen das Erscheinen eines 2. Minimums (Ψ_{35}=0.2–0.3), dann das Hin- und Herwandern der Lage des Maximums im Bereich 0.3 – 0.6 der 1^d.7-Phase sowie die Ausbildung eines spitzen Maximums (Ψ_{35}=0.6–0.7). Daneben existieren auch Präzessionsphasen, bei denen es deutliche Abweichungen zwischen Simulation und Beobachtung gibt. Diese Abweichung haben im Wesentlichen zwei Ursachen, die in programmtechnischen Vereinfachungen und Einschränkungen begründet sind.
Als Erstes ist, wie im Abschnitt 6.2.2 beschrieben, die Form der *Hot Spots*, die wir auf der Oberfläche des Sekundärsterns vermuten, eine andere als die in der Simulation implementierte Kreisform. Da bei jeder Umdrehung der Röntgenbeam die dem Neutronenstern zugewandte Oberfläche des optischen Begleiters überstreicht, ist die Geometrie eines Bandes für die *Hot Spots* leicht ersichtlich. Je nach Stellung der Akkretionsscheibe (Präzessionsphase) ist der Röntgenbeam in gewissen Bereichen abgeschattet und die Form sowie Position der *Hot Spots* auf der Oberfläche variiert. Diese unterschiedliche Heizung kann in der Simulation nur durch die Variation der



Helligkeit und Position der Spots nachempfunden werden.
Dass die Form der *Hot Spots* einen wesentlichen Einfluss auf die Genauigkeit der Übereinstimmung der Simulation mit dem beobachteten Profil hat, kann man an den Präzessionsphasen erkennen, bei denen das zweite Minimum nicht vorhanden ist. In diesen Phasen stimmt die Simulation deutlich besser mit der Beobachtung überein. Dies kommt daher, dass die beiden Spots sehr dicht nebeneinander gesetzt werden konnten (Tab. 6.2), so dass die annähernde Form eines Bandes auf der Sternoberfläche entsteht.
Der zweite Punkt, der eine Ungenauigkeit in der Simulation verursacht, ist die Tatsache, dass sich die Temperatur in den *Hot Spot*-Regionen aus programmtechnischen Gründen z. Zt. nur um einen Faktor zwei gegenüber der Oberflächentemperatur des Sterns erhöhen lässt. Dies führte dazu, dass ein spitzes Maximum, wie bei Präzessionsphase $\Psi_{35} = 0.6 - 0.7$ und $\Psi_{35} = 0.7 - 0.8$ nicht richtig modelliert werden kann, da eine derartig starke Helligkeitsvariation nicht allein durch eine weitere Erhöhung der Temperatur des *Hot Spots*, sondern zusätzlich durch eine Vergrößerung der Fläche beschrieben werden muss. Die größere Fläche des *Hot Spots* führt zwangsläufig zu einer Ausweitung des Maximums.
Trotz dieser 'Schwächen' im Programmcode kann eine Lösung für die Variation der Position der *Hot Spots* gegeben werden (Abb. 6.5a). Hier ist eine periodische Bewegung der *Hot Spots* über die Sternoberfläche im Verlauf der 35^{d}-Phase zu erkennen. Die Positionsänderung repräsentiert aufgrund der im Modell verwendeten Geometrie die Verlagerung des *Hot Spots* wie sie sich in der Natur darstellen sollte. Durch Abschattungseffekte der Akkretionsscheibe wird der geheizte Streifen auf der Oberfläche von HZ Her vom einen oder anderen Rand verkürzt, was zu einer Verschiebung seines Schwerpunktes führt. Diese Verschiebung wird hier im Modell durch eine Variation in der Longitude dargestellt. In Abb. 6.5 ist zwischen den beiden Plots noch einmal die korrespondierende Stellung der Akkretionsscheibe dargestellt, wie sie sich für einen Beobachter bei Orbitphase $\Phi_{1^{\mathrm{d}}.7}$=0.5 darstellt. Die Scheibenstellungen sind aus Abbildung 5.16 entnommen. Es ist beim Vergleich dieser beiden Abbildungen zu beachten, dass Gerend & Boynton ihre Turn-On-Phase gegenüber meiner Definition um Ψ_{35}=-0.15 verschoben haben.
Es ist jedoch deutlich zu erkennen, dass wir kurz vor Ende der 35^{d}-Phase (Ψ_{35}=0.95) *Edge On* auf die Scheibe schauen. Kurz darauf wird dann der Scheibenrand sich neigen und den Blick auf den Neutronenstern freigeben. Zur Verdeutlichung ist die Präzession der Scheibe nochmals in Abbildung 6.7 & 6.8 dargestellt.
Unter den im Modell gemachten Annahmen liefert dieses als Ergebnis die Variation der *Hot Spots* sowie deren Temperatur. Vergleichen wir diese Resultate nun mit den Vorhersagen von Gerend & Boynton (1976), so stimmt die Position der Hot Spots nicht in allen Phasen mit denen von ihnen vorausgesagten überein (vgl. Abb. 5.16 & Abb. 6.7 – 6.8). Ob es sich hierbei um einen Effekt der ungenügenden Modellie-

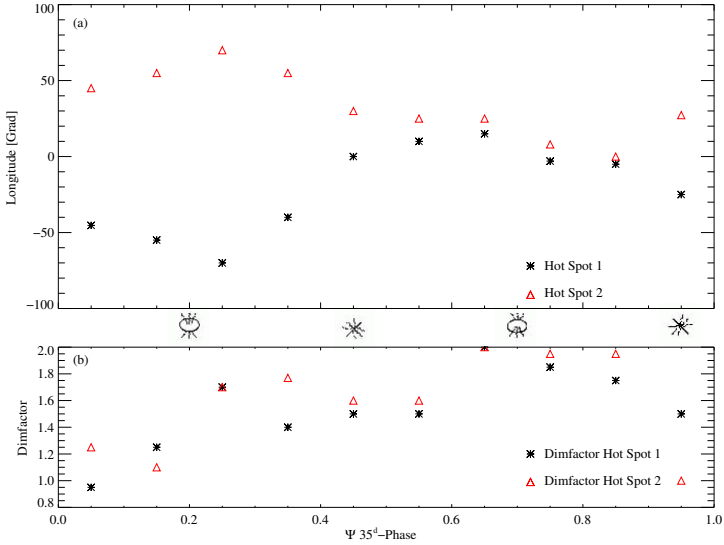


Abbildung 6.5: (a) Position (Longitude) der beiden *Hot Spots* auf der Oberfläche des optischen Begleiters während eines 35^{d}-Zyklus. (b) Variation der Temperatur der *Hot Spots* während des 35^{d}-Zyklus. Der Wert auf der Y-Achse (*Dimfactor*) gibt das Verhältnis zwischen Temperatur des *Hot Spots* und Temperatur auf der ungeheizten Sternoberfläche an. Die kleinen Abbildungen zwischen den beiden Plots stellen die Präzessionsphase der Akkretionsscheibe zu den entsprechenden Phasen dar. Sie wurden der Abbildung 5.16 entnommen.

rung der *Hot Spots* in der Simulation handelt, wird sich nach einer Vebesserung der Simulation zeigen.
Unbefriedigend ist auch die Veränderung der Temperaturen der *Hot Spots*, die in Abb. 6.5b dargestellt ist. Physikalisch würde man zwei sinusförmige Kurven erwarten, die um 180° in der Phase gegeneinander verschoben sind. Nach dem zugrunde gelegten Modell wird der Röntgenbeam, der die südliche und nördliche Hemisphäre heizt, abwechselnd von der Akkretionsscheibe abgeschattet, so dass die Temperatur der einzelnen *Hot Spots* abwechselnd an- und abschwellen sollte.
Dieses Problem der Simulation sollte jedoch mit der Änderung der *Hot Spot*-Geometrie behoben sein, da die Fläche der geheizten Gebiete direkt mit der Temperatur in Verbindung steht. Auch kann man noch über eine Variation der Temperatur innerhalb der *Hot Spot*-Gebiete nachdenken, da mit Sicherheit das Zentrum des Gebiets eine höhere Temperatur aufweist als z. B. die Ränder des *Hot Spots*.
Zusammenfassend kann man feststellen, dass es durch die Simulation möglich wurde, komplexe Überlagerungen von verschiedenen Perioden innerhalb des Röntgen-

doppelsternsystems zu visualisieren. Mittels bekannter Systemparameter konnten die Lichtkurven für verschiedene Präzessionsphasen modelliert werden. Dabei erhielten wir eine Lösung für die Position und die Temperatur der geheizten Gebiete auf der Oberfläche des Sekundärsterns in Abhängigkeit der 35^{d}-Phase.
Eine Verbesserung der Simulation dahingehend, dass es möglich wird die Geometrie der *Hot Spots* freier zu wählen, sowie eine größere Temperaturvariation derselben könnten nochmals eine deutlich bessere Anpassung der Lichtkurven an die optischen Beobachtungen von HZ Her ermöglichen.
Weitere sinnvolle Schritte in der Entwicklung des Programms wären die Möglichkeit den Röntgenbeam zu simulieren und so die Reprozessierung der Strahlung an der Oberfläche nachzubilden. Dann würde der Effekt der Veränderung der Geometrie des *Hot Spots* automatisch durch die Abschattung des Röntgenbeams durch die Akkretionsscheibe erzielt werden und müsste nicht mittels manueller Variation der *Hot Spot*-Geometrie und Position erreicht werden.

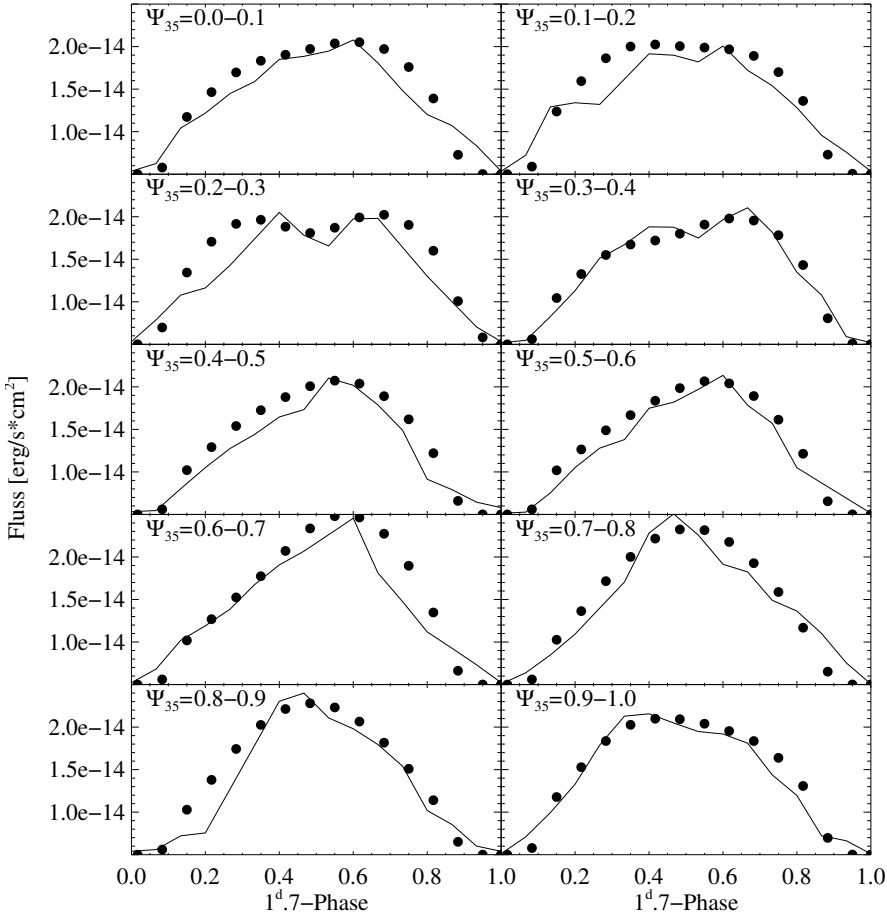
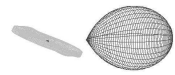


Abbildung 6.6: Simulation der Lichtkurve von HZ Her. Die durchgezogene Linie stellt dabei das beobachtete Profil dar (vgl. Kapitel 5, Abb. 5.9), während die Punkte das mit Nightfall simulierte Profil repräsentieren.



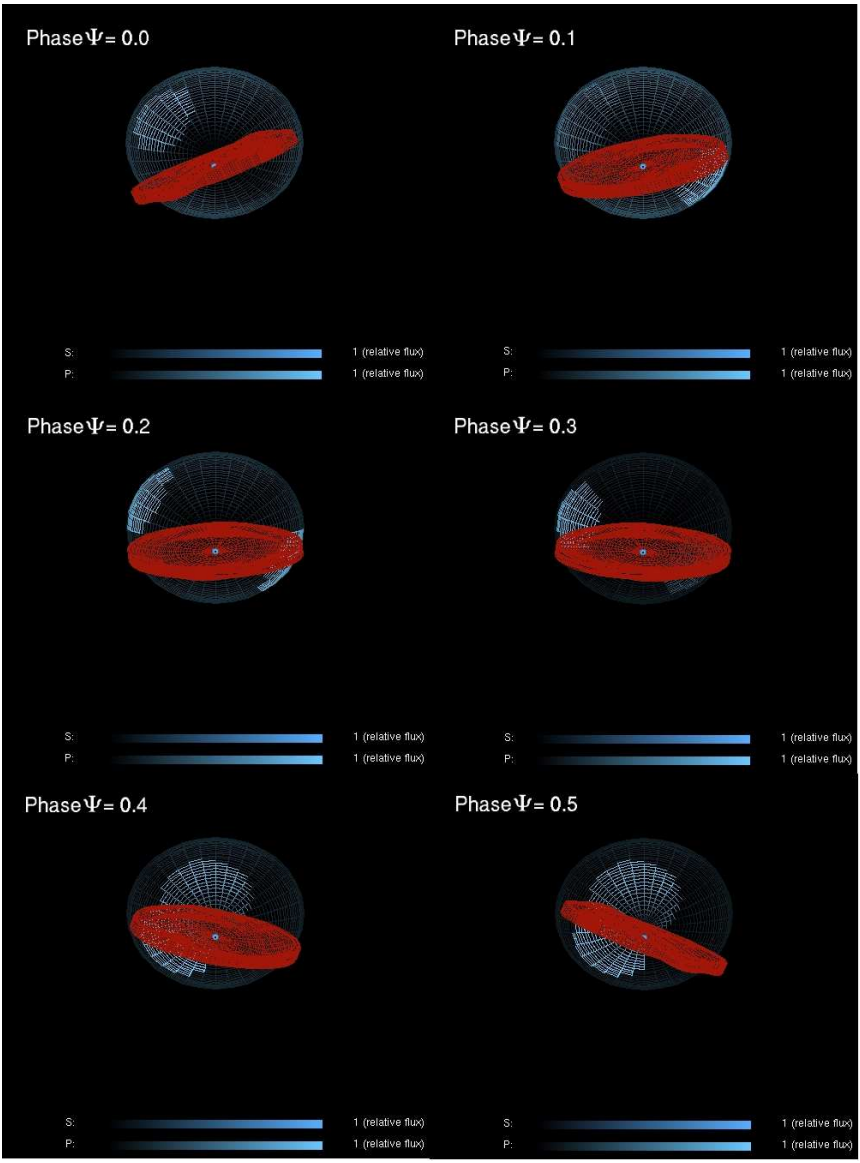


Abbildung 6.7: Dreidimensionale Visualisierung der Variation der *Spots* im Verlauf der 35^{d}-Phase, wie sie als Ergebnis der Simulation zustande kommt. Für die einzelnen 35^{d}-Phasen ist die Stellung der Akkretionsscheibe entsprechend ihrer Präzession dargestellt. Aufgetragen ist hier der relative Fluss des Systems. Helle Stellen auf der Sternoberfläche liefern einen höheren Flussbeitrag als dunklere.

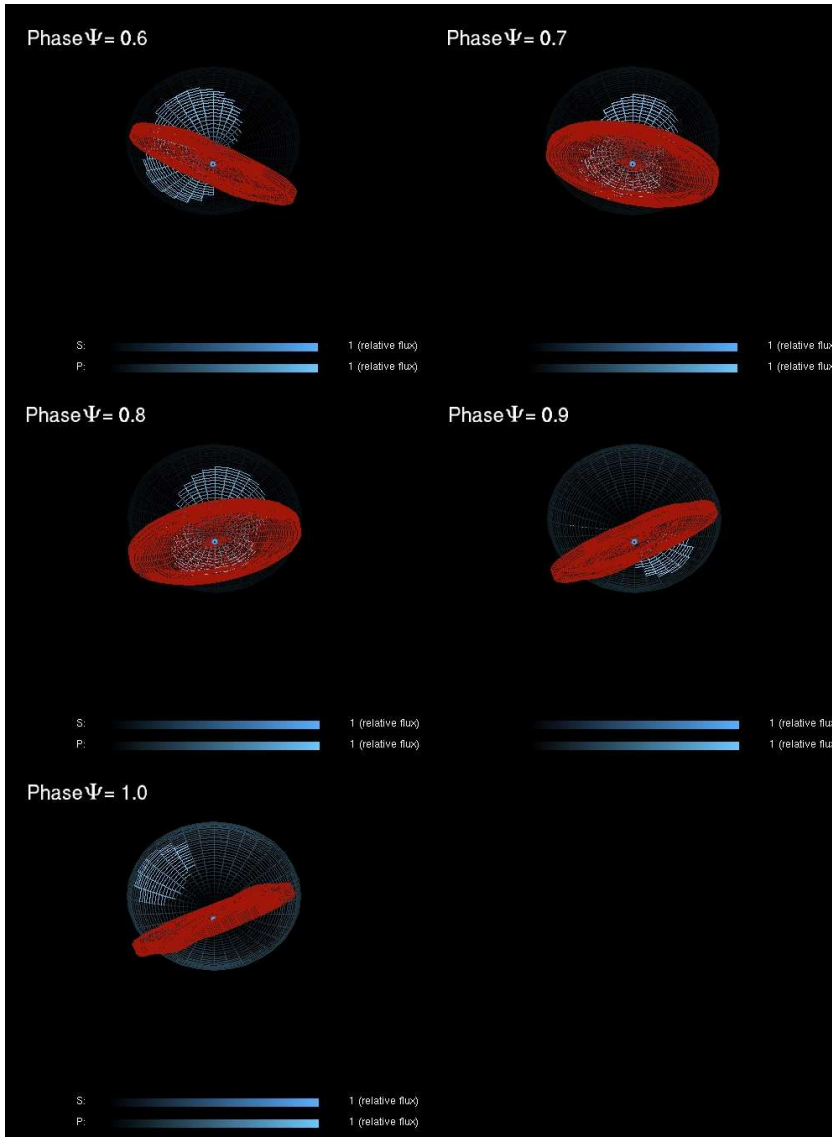
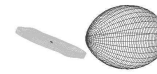


Abbildung 6.8: Dreidimensionale Visualisierung der Variation der *Spots* im Verlauf der 35^{d}-Phase, wie sie als Ergebnis der Simulation zustande kommt. Für die einzelnen 35^{d}-Phasen ist die Stellung der Akkretionsscheibe entsprechend ihrer Präzession dargestellt. Aufgetragen ist hier der relative Fluss des Systems. Helle Stellen auf der Sternoberfläche liefern einen höheren Flussbeitrag als dunklere.



KAPITEL 7

Schlussbemerkung und Ausblick

Gegenstand dieser Arbeit war die Auswertung von Beobachtungen, die sowohl im Röntgenbereich als auch im optischen Bereich bei dem Röntgendoppelsternsystem Her X-1/HZ Her vorgenommen wurden.

Pulsperiodenentwicklung
Für zwei Beobachtungen (Dezember 2000, Mai und Juni 2001) wurden die Pulsperioden von Her X-1 bestimmt. Die Ergebnisse bestätigen die von anderen Gruppen bestimmte Periode und den damit verbundenen rapiden Spin-Down des Pulsars, der durch einen *Anomalous Low State* ausgelöst wurde.
Des Weiteren wurde eine untypische Form des Pulsprofils in der Beobachtung vom Dezember 2000 gefunden. Eine derartige Pulsform wurde nur in zwei früheren Artikeln erwähnt. Eine Analyse der Daten vom Mai/Juni 2001 zeigte die Variation des Pulsprofils jedoch nicht mehr. Das Auftreten eines Profils mit dieser Pulsform hängt Vermutungen zufolge mit einer verminderten Akkretionsrate des Systems zusammen. Auch diese Aussage kann mit meinen Ergebnissen untermauert werden, da bei diesen Beobachtungen eine um 15 % verminderte Zählrate im PCU-Detektor auf RXTE gemessen wurde.
Mit den RXTE-Beobachtungen vom Dezember 2000 konnten frühere Untersuchungen bestätigt werden, die zeigen, dass die Zyklotronlinien-Parameter Linienenergie (E_{cyc}), Linienbreite (E_{w}) und Linientiefe (σ) durch die Pulsphase moduliert sind.
Aufgrund einer Veränderung der Zyklotronlinienenergie konnten die hier gefundenen Ergebnisse nur mit ihren relativen Beträgen verglichen werden.
Das Verhalten der einzelnen Parameter deckt sich jedoch vollständig mit den von anderen Gruppen zu früheren Zeitpunkten erhaltenen Ergebnisse.

Optische Beobachtungen
In diesem Abschnitt wurde ein großer Datensatz im optischen Bereich analysiert. Dabei lag der Schwerpunkt auf der Variation der Form der Lichtkurve im Verlauf der 35^{d}-Phase. Daraus resultierte einerseits die Bestätigung von älteren Beobachtungen

(Gerend & Boynton, 1976) und andererseits die Entwicklung eines Modells um den Turn-On-Zeitpunkt vorauszusagen. Auch wurde mit der ausgiebigen Analyse der Daten die Basis für einen Vergleich der beobachteten Lichtkurven mit den simulierten gelegt.

Modellierung der optischen Lichtkurve

Da die Vorstellung der geometrischen Anordnung und der Ursache der Effekte, die zur Entstehung der optischen Lichtkurve beitragen, sehr schwierig ist, lag es nahe hierfür eine Simulation zu entwickeln.

Basierend auf dem bereits von Rainer Wichmann für ein Doppelsternsystem entwickelten Code (*Nightfall*), wurde dieses Programm um eine zusätzliche Komponente, die Akkretionsscheibe, erweitert.

Nach Fertigstellung der dafür benötigten Subroutinen und Softwareänderungen wurde die Simulation dazu verwendet, die im vorhergehenden Kapitel analysierten Variationen der optischen Lichtkurve zu reproduzieren. Dies gelang erstaunlich gut. Die noch existierenden Abweichungen zwischen Simulation und Beobachtung lassen sich anhand der Einschränkungen der die Software unterliegt, erklären.

Des Weiteren ist es gelungen die von der Präzessionsphase abhängige Variation der Position der durch die Heizung des Röntgenbeams entstehenden *Hot Spots* auf der Oberfläche des Sekundärsterns zu berechnen. Hierbei gibt es jedoch noch einige Unstimmigkeiten zwischen existierenden Modellen und den Simulationsergebnisen. Es ist zu erwarten, dass in einer überarbeiteten Version diese Simulation die 'Schwächen' des Programmcodes behoben werden können und dadurch eine noch exaktere Anpassung des Modells an die Beobachtung möglich sein wird.

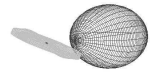
Ausblick

Die in dieser Arbeit vorgenommenen Untersuchungen beleuchten unterschiedliche Fragestellungen in Bezug auf das Röntgendoppelsternsystem Her X-1/HZ Her.

Dabei konnte zum einen eine Bestätigung der bisherigen Ergebnisse anderer Arbeitsgruppen durch neu hinzugekommene Beobachtungsdaten erreicht werden (Pulsperiode, Pulsphasenspektroskopie), und zum anderen die Entwicklung eines Modells zur Beschreibung des Verhaltens der optischen Lichtkurve von HZ Her vorangetrieben werden.

Die Standardanalysen, die in regelmäßigen Abständen gemacht werden, um die Entwicklung eines astronomischen Objektes verfolgen zu können, zeigen in dieser Arbeit eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen. Es konnte auch ein erneuter Hinweis auf den Zusammenhang der veränderten Pulsform mit einer verminderten Akkretionsrate gefunden werden, wie er nur in zwei Fällen zuvor beobachtet wurde.

Eine ausführliche Analyse der optischen Daten liefert ein detailliertes Bild über die



Variation der Lichtkurve des optischen Begleiters in Abhängigkeit der 35^{d}-Präzessionsphase der Akkretionsscheibe. Diese Ergebnisse konnten wiederum dazu verwendet werden, die Funktion der Simulation zu verifizieren.
Als letzter Punkt eröffnet die Erweiterung der Simulation um eine Akkretionscheibe eine ungeheuer große Zahl an Verwendungsmöglichkeiten für andere Doppelsternsysteme mit Akkretionsscheibe, wie z.B. kataklysmische Variable (CVs).
Damit liefert diese Arbeit einen weiteren Beitrag, der uns dem Verständnis der beobachteten astronomischen Phänomene wieder einen Schritt näher bringt.

Teil IV

Anhang

ANHANG A

Absorption & Opazität

Ist der Raum zwischen Strahlungsquelle und Beobachter nicht vollkommen leer, sondern enthält interstellare Materie der Dichte *n*, so wird ein Teil der Strahlung auf ihrem Weg durch Materie absorbiert oder aus der Sichtlinie hinaus gestreut. Die Summe dieser Strahlungsverluste wird als *Extinktion* bezeichnet.

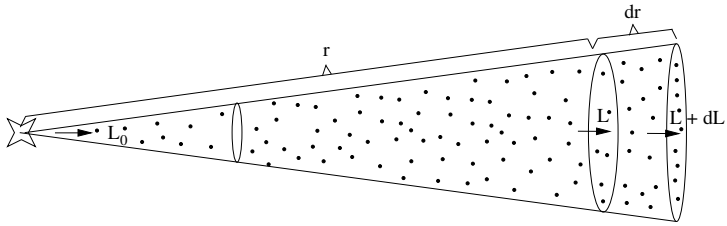


Abbildung A.1: Absorption und Streuung am interstellaren Medium

Die Schwächung der Strahlung lässt sich durch

$$dL = -\underbrace{\sigma \cdot \mathrm{n}}_{\alpha} L dr \tag{A.1}$$

beschreiben. Dabei ist σ der Wirkungsquerschnitt und $\sigma \cdot n$ wird als *Opazität* α bezeichnet. Die Opazität stellt somit die Effektivität der Schwächung der Strahlung dar. Die Dimension von α ist m^{-1}. Im vollkommenen Vakuum ist $\alpha = 0$ und erreicht unendlich, wenn die Substanz total undurchsichtig wird. Daraus lässt sich nun als dimensionslose Größe die *optische Dicke* τ definieren:

$$d\tau = \alpha dr \tag{A.2}$$

Wird dies nun in Gleichung B.1 eingesetzt, ergibt sich

$$dL = -L d\tau. \tag{A.3}$$

Integration von der Quelle (wo L=L_0 und $\tau = 0$ ist) bis zum Beobachter ergibt:

$$\int_0^L \frac{dL}{L} = -\int_0^\tau d\tau. \tag{A.4}$$

Damit erhält man

$$L = L_0 e^{-\tau} \tag{A.5}$$

eine Beziehung für die Abnahme des beobachteten Flusses mit wachsender optischer Dicke.

ANHANG B

B-Band-Datenpunkte

Im Folgenden werden alle B-Band-Datenpunkte in ihrem zeitlichen Verlauf dargestellt. Dabei sind an der X-Achse Binary cycles aufgetragen. Die Datenpunkte werden durch die schwarzen Kreuze markiert. Die rote Kurve im Hintergrund stellt die in Kapitel 5 mittels Monte-Carlo-Simulation gefundene Variation der $1^d.7$-Phase im Verlauf eines 35^d-Zyklus dar.
Die senkrechte Linie am Beginn jedes Plots stellt den Turn-On-Zeitpunkt bei diesem 35^d-Zyklus dar.

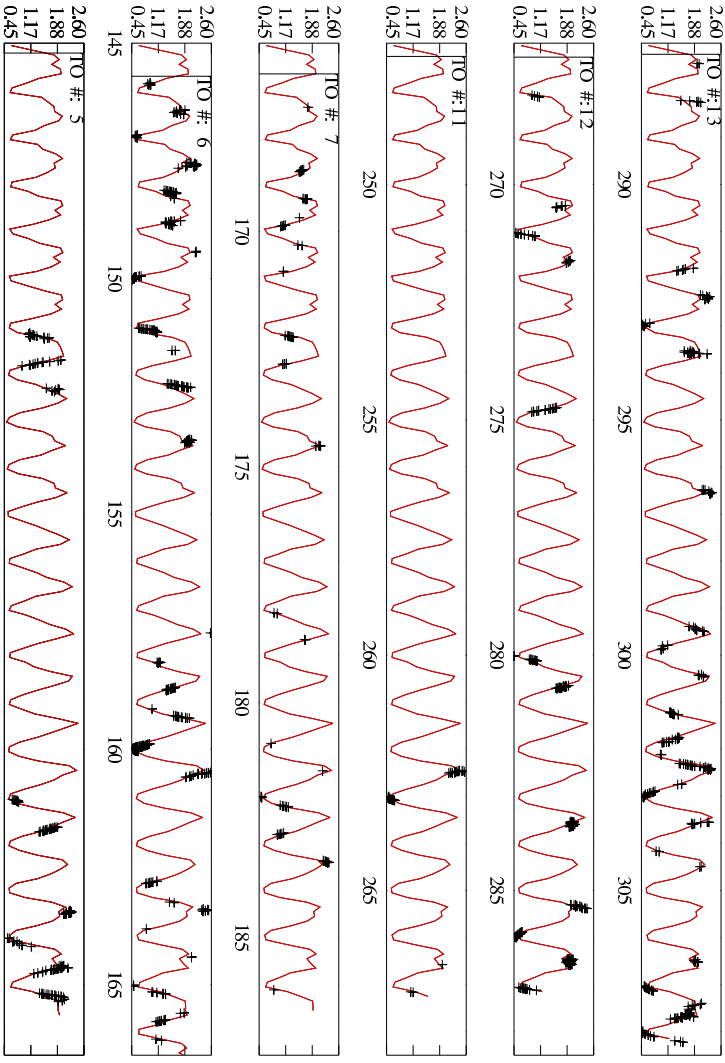


Abbildung B.1: Verteilung der Daten über der Orbitalphase des optischen Begleiters. Die Umläufe des optischen Begleiters werden fortlaufend seit dem ersten beobachteten Turn-On gezählt. Die Zahlenwerte an der Y-Achse sind in Einheiten von $10^{15}\mathrm{erg/s\cdot cm^2}$ angegeben.

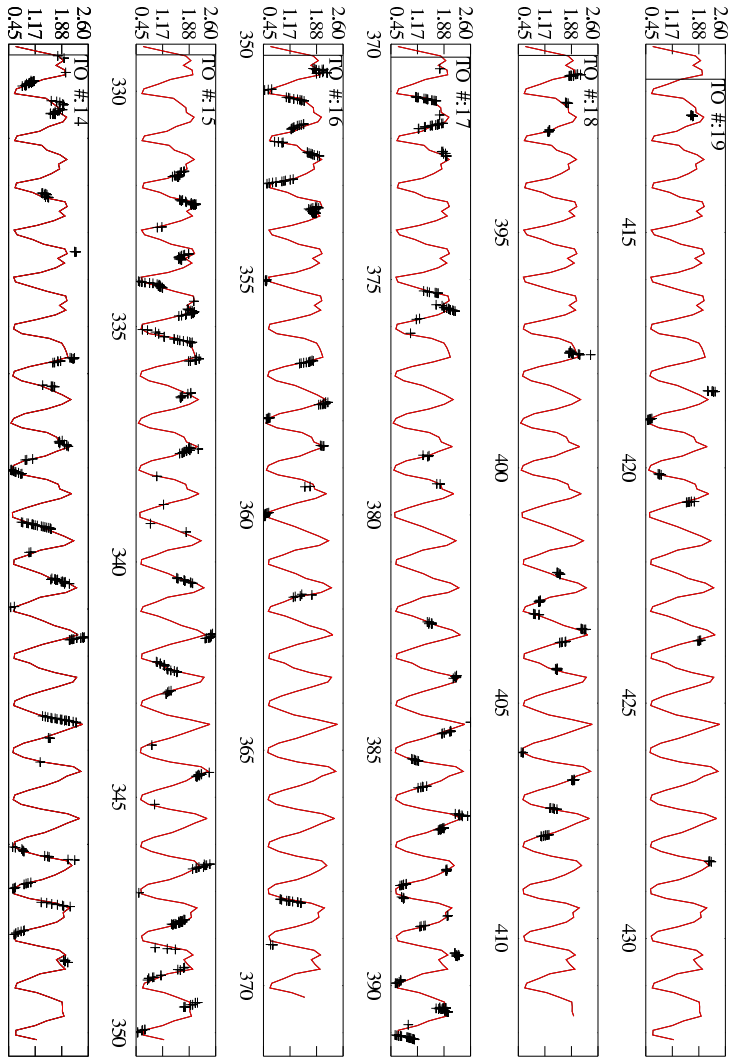


Abbildung B.2: Verteilung der Daten über der Orbitalphase des optischen Begleiters. Die Umläufe des optischen Begleiters wird fortlaufend seit dem ersten beobachteten Turn-On gezählt. Die Zahlenwerte an der Y-Achse sind in Einheiten von $10^{15}\mathrm{erg/s\cdot cm^2}$ angegeben.

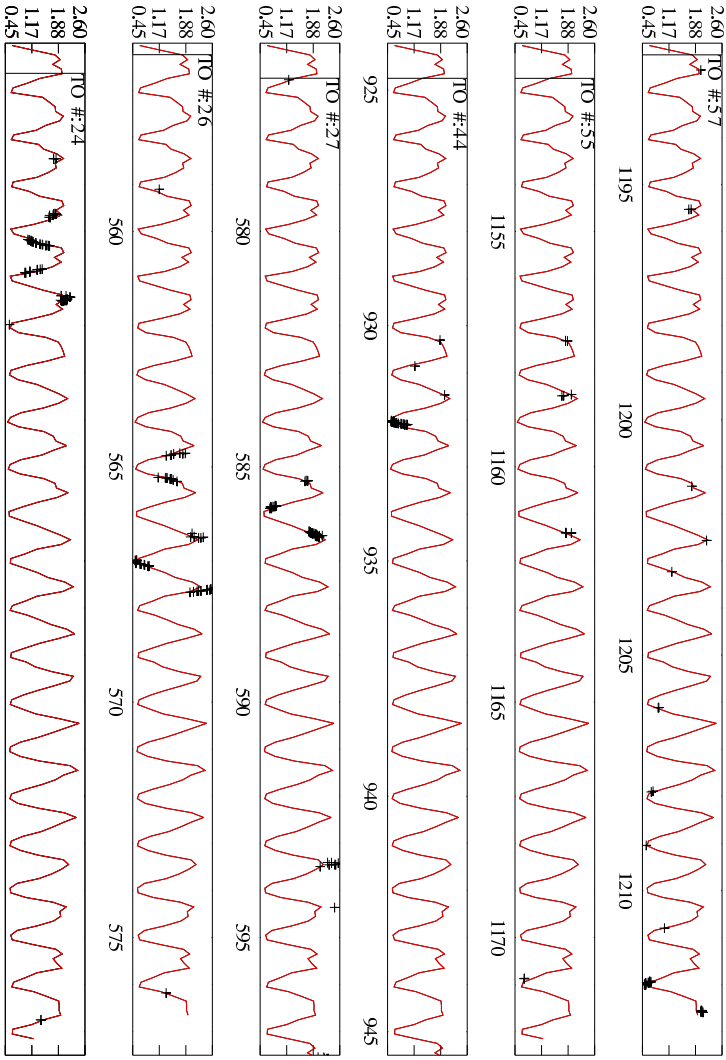


Abbildung B.3: Verteilung der Daten über der Orbitalphase des optischen Begleiters. Die Umläufe des optischen Begleiters werden fortlaufend seit dem ersten beobachteten Turn-On gezählt. Die Zahlenwerte an der Y-Achse sind in Einheiten von $10^{15}\mathrm{erg/s \cdot cm^2}$ angegeben.

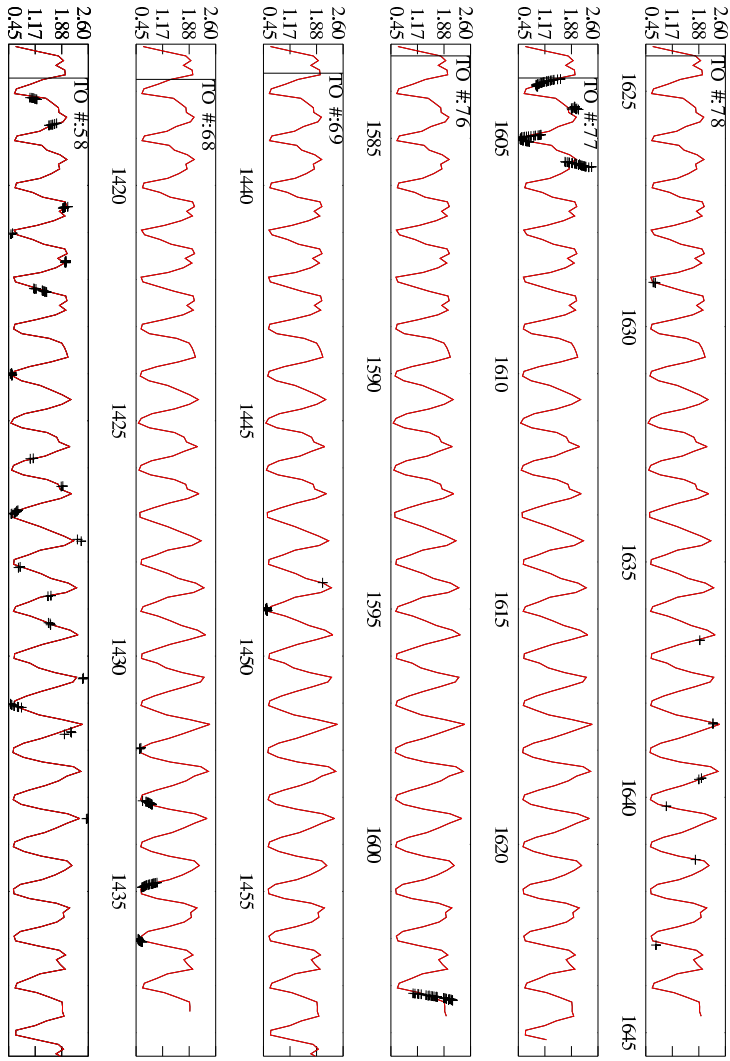


Abbildung B.4: Verteilung der Daten über der Orbitalphase des optischen Begleiters. Die Umläufe des optischen Begleiters werden fortlaufend seit dem ersten beobachteten Turn-On gezählt. Die Zahlenwerte an der Y-Achse sind in Einheiten von $10^{15}\mathrm{erg/s \cdot cm^2}$ angegeben.

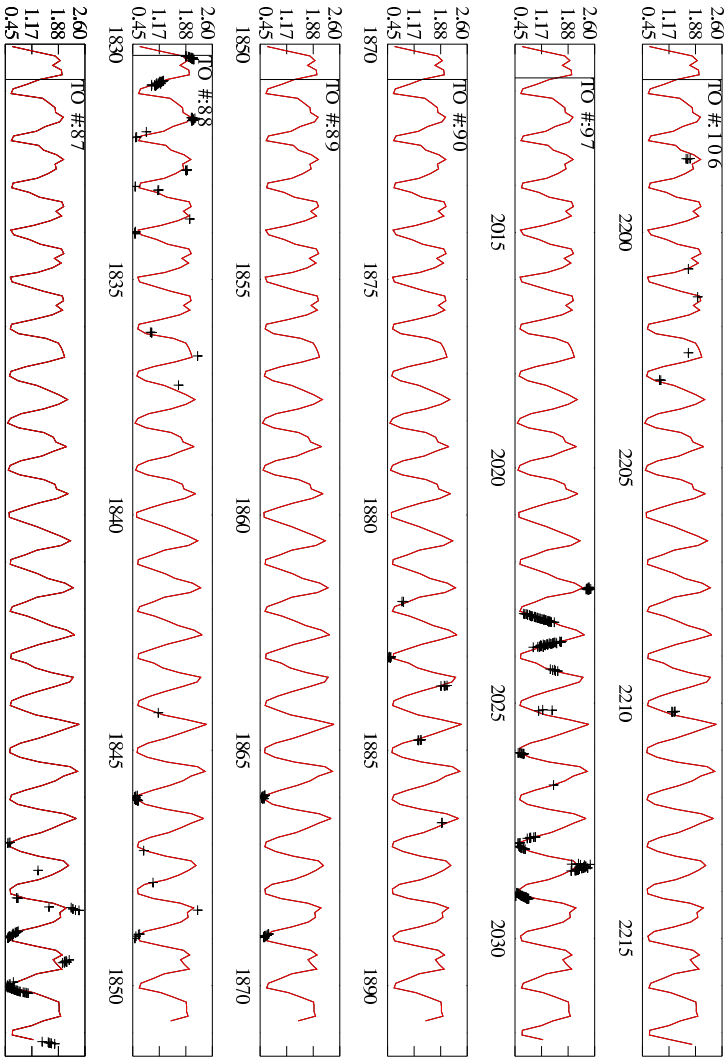


Abbildung B.5: Verteilung der Daten über der Orbitalphase des optischen Begleiters. Die Umläufe des optischen Begleiters werden fortlaufend seit dem ersten beobachteten Turn-On gezählt. Die Zahlenwerte an der Y-Achse sind in Einheiten von $10^{15}\mathrm{erg/s \cdot cm^2}$ angegeben.

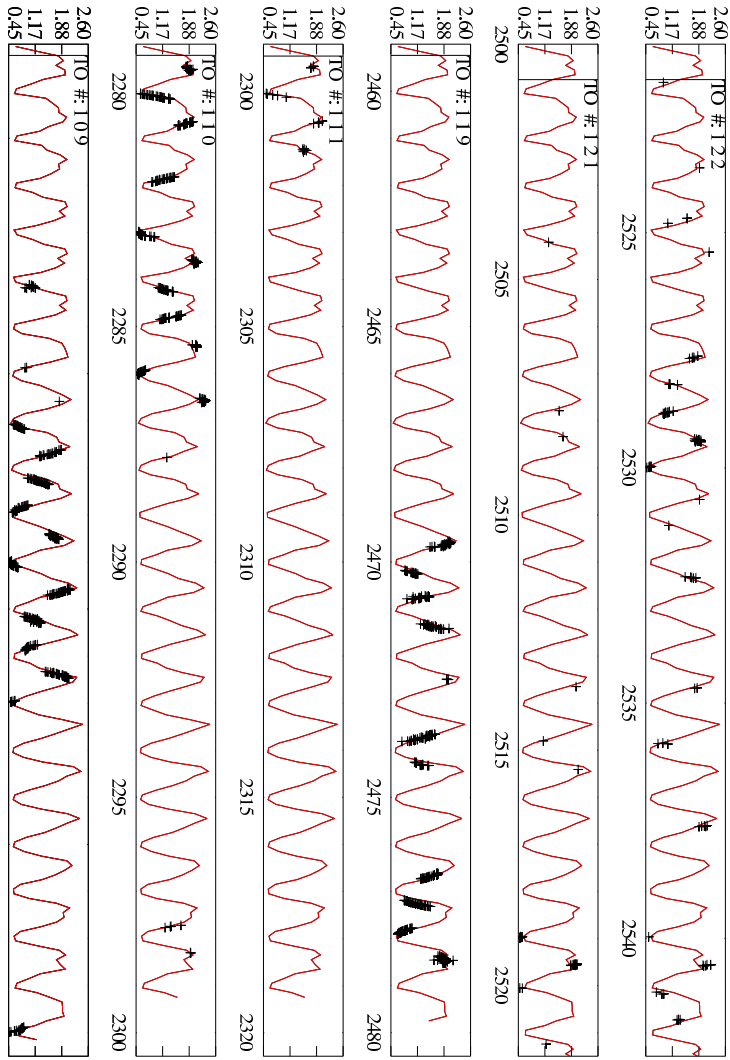


Abbildung B.6: Verteilung der Daten über der Orbitalphase des optischen Begleiters. Die Umläufe des optischen Begleiters werden fortlaufend seit dem ersten beobachteten Turn-On gezählt. Die Zahlenwerte an der Y-Achse sind in Einheiten von $10^{15}\mathrm{erg/s\cdot cm^2}$ angegeben.

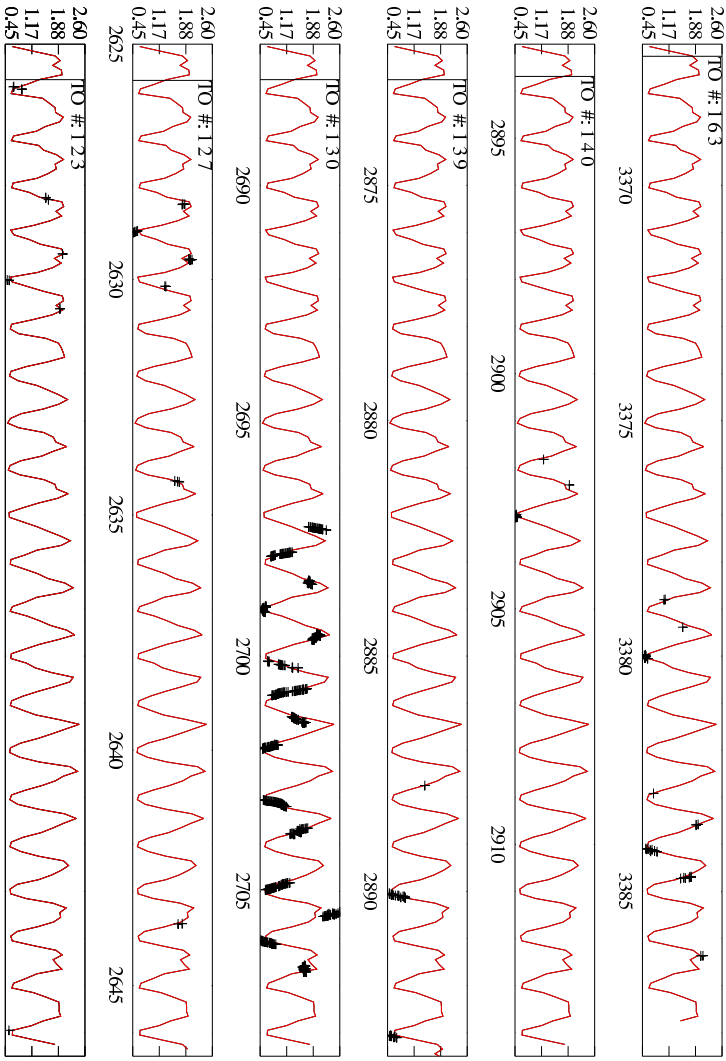


Abbildung B.7: Verteilung der Daten über der Orbitalphase des optischen Begleiters. Die Umläufe des optischen Begleiters werden fortlaufend seit dem ersten beobachteten Turn-On gezählt. Die Zahlenwerte an der Y-Achse sind in Einheiten von $10^{15}\mathrm{erg/s \cdot cm^2}$ angegeben.

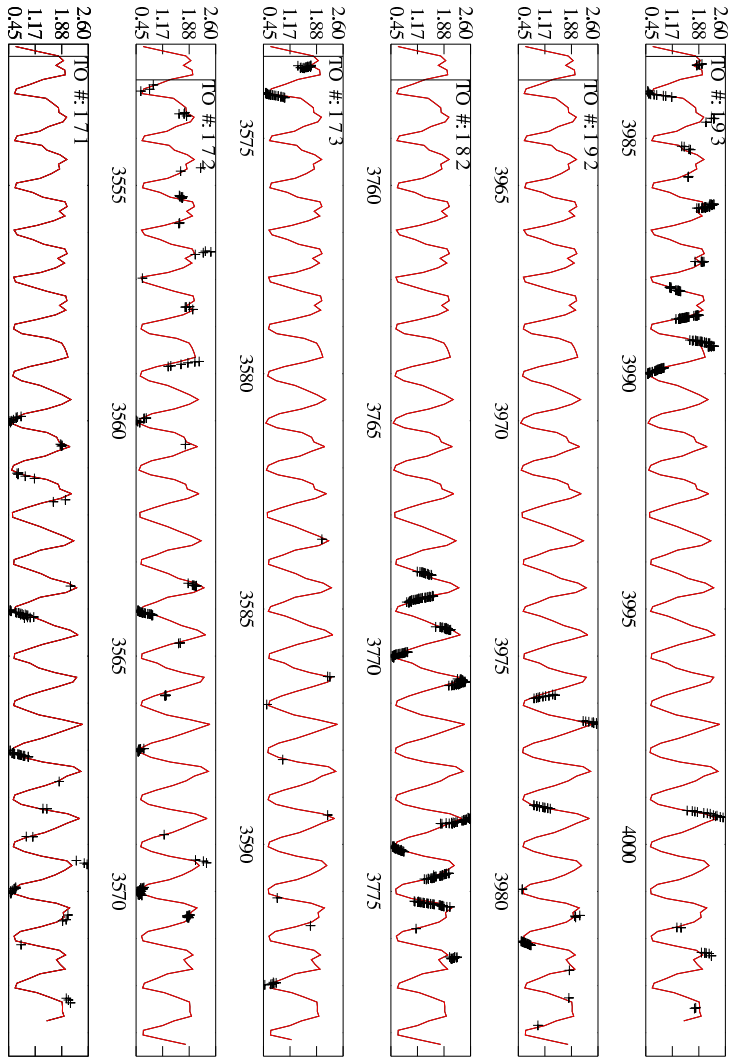


Abbildung B.8: Verteilung der Daten über der Orbitalphase des optischen Begleiters. Die Umläufe des optischen Begleiters werden fortlaufend seit dem ersten beobachteten Turn-On gezählt. Die Zahlenwerte an der Y-Achse sind in Einheiten von $10^{15}\mathrm{erg/s\cdot cm^2}$ angegeben.

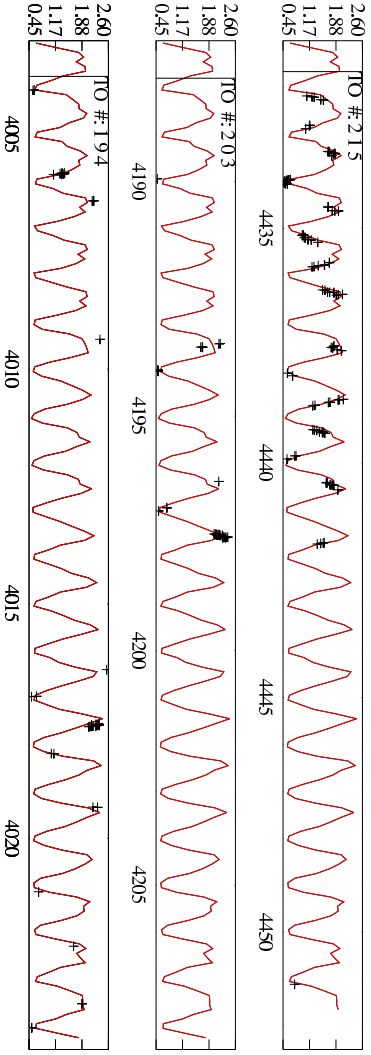


Abbildung B.9: Verteilung der Daten über der Orbitalphase des optischen Begleiters. Die Umläufe des optischen Begleiters werden fortlaufend seit dem ersten beobachteten Turn-On gezählt. Die Zahlenwerte an der Y-Achse sind in Einheiten von $10^{15}\mathrm{erg/s \cdot cm^2}$ angegeben.

ANHANG C

Tabellen

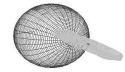
C.1 Daten der beobachteten Turn-Ons

cyc	obs. TJD[1]	± [days]	calc. TJD	O-C [bin cy]	± [bin cy]	binary [bin cy]	width phase
-1	1290.024	0.022	1295.039	-2.950	0.013	0.74	21.0
0	1325.68	0.06	1329.892	-2.478	0.035	21.71	21.0
1	1361.37	0.04	1364.746	-1.986	0.024	42.70	21.0
2	1397	0.04	1399.599	-1.529	0.024	63.66	20.6
3	1432.092	0.07	1434.453	-1.388	0.041	84.30	20.4
4	1466.86	0.05	1469.306	-1.439	0.029	104.75	20.5
5	1501.649	0.038	1504.160	-1.477	0.022	125.21	20.5
6	1536.49	0.04	1539.013	-1.484	0.024	145.70	20.9
7	1572.108	0.023	1573.866	-1.034	0.014	166.65	20.0
8	1606.09	0.04	1608.720	-1.547	0.024	186.64	20.1
9	1640.224	0.033	1643.573	-1.970	0.019	206.72	20.5
10	1675.004	0.03	1678.427	-2.013	0.018	227.17	20.1
11	1709.19	0.07	1713.280	-2.406	0.041	247.28	20.0
12	1743.22	0.04	1748.134	-2.890	0.024	267.30	19.9
13	1777.12	0.05	1782.987	-3.451	0.029	287.24	21.0
14	1812.81	0.05	1817.840	-2.959	0.029	308.23	21.0
15	1848.51	0.05	1852.694	-2.461	0.029	329.23	21.0
16	1884.23	0.05	1887.547	-1.951	0.029	350.23	20.0
17	1918.3	0.41	1922.401	-2.412	0.241	370.27	21.0
18	1953.94	0.05	1957.254	-1.949	0.029	391.24	123.4

[1] TJD = JD - 2440000.0

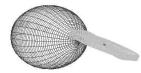
cyc	obs. TJD	± [days]	calc. TJD	O-C [bin cy]	± [bin cy]	binary [bin cy]	width phase
24	2163.744	0.017	2166.375	-1.547	0.010	514.64	124.6
30	2375.602	0.1	2375.496	0.063	0.059	639.25	20.5
31	2410.443	0.1	2410.349	0.055	0.059	659.74	20.4
32	2445.1	1	2445.202	-0.060	0.588	680.13	20.6
33	2480.14	0.07	2480.056	0.049	0.041	700.74	20.0
34	2514.1	0.02	2514.909	-0.476	0.012	720.71	81.5
38	2652.685	0.035	2654.323	-0.963	0.021	802.22	101.9
43	2826.011	0.1	2828.590	-1.517	0.059	904.17	62.5
46	2932.2	0.5	2933.151	-0.559	0.294	966.63	21.1
47	2968.01	0.045	2968.004	0.003	0.026	987.69	123.6
53	3178.13	0.042	3177.125	0.591	0.025	111.28	101.4
58	3350.59	0.05	3351.392	-0.472	0.029	212.71	20.9
59	3386.2	0.1	3386.245	-0.027	0.059	233.66	102.6
64	3560.6	0.1	3560.513	0.051	0.059	336.24	101.4
69	3732.95	0.3	3734.780	-1.076	0.176	437.61	21.0
70	3768.7	0.5	3769.633	-0.549	0.294	458.64	41.0
72	3838.4	0.2	3839.340	-0.553	0.118	499.63	20.6
73	3873.5	0.2	3874.194	-0.408	0.118	520.28	42.1
75	3945	0.5	3943.900	0.647	0.294	562.33	41.4
77	4015.35	0.05	4013.607	1.025	0.029	603.71	144.5
84	4261	0.2	4257.581	2.011	0.118	748.20	82.0
88	4400.469	0.05	4396.995	2.043	0.029	830.23	181.5
97	4709.012	0.05	4710.676	-0.979	0.029	011.71	20.5
98	4743.91	0.05	4745.530	-0.953	0.029	032.23	20.9
99	4779.5	1	4780.383	-0.519	0.588	053.17	205.1
109	5128.14	0.05	5128.917	-0.457	0.029	258.23	21.0
110	5163.84	0.05	5163.771	0.041	0.029	279.23	180.0
119	5469.87	0.05	5477.452	-4.459	0.029	459.23	166.5
127	5753	1	5756.279	-1.929	0.588	625.76	20.6
128	5788	0.5	5791.133	-1.843	0.294	646.34	247.3
140	6208.5	0.5	6209.374	-0.514	0.294	893.67	700.5
174	7399.5	0.3	7394.391	3.005	0.176	594.19	143.0
181	7642.7	0.2	7638.365	2.550	0.118	737.24	389.5
200	8304.85	0.05	8300.581	2.511	0.029	126.70	40.4
202	8373.6	0.4	8370.288	1.948	0.235	167.14	20.6
203	8408.7	0.4	8405.141	2.093	0.235	187.78	20.5
204	8443.6	0.4	8439.994	2.121	0.235	208.31	20.4
205	8478.3	0.4	8474.848	2.030	0.235	228.72	20.1

cyc	obs. TJD	± [days]	calc. TJD	O-C [bin cy]	± [bin cy]	binary [bin cy]	width phase
206	8512.4	0.4	8509.701	1.587	0.235	248.77	21.1
207	8548.2	0.4	8544.555	2.144	0.235	269.83	20.5
208	8583	0.4	8579.408	2.113	0.235	290.30	20.0
209	8617	0.4	8614.262	1.611	0.235	310.30	20.0
210	8651	0.4	8649.115	1.109	0.235	330.30	19.9
211	8684.9	0.4	8683.969	0.548	0.235	350.24	20.9
212	8720.5	0.5	8718.822	0.987	0.294	371.17	20.6
213	8755.5	0.5	8753.675	1.073	0.294	391.76	20.0
214	8789.5	0.4	8788.529	0.571	0.235	411.76	19.9
215	8823.3	0.468	8823.382	-0.048	0.275	431.64	20.0
216	8857.3	0.5	8858.236	-0.550	0.294	451.64	20.2
217	8891.6	0.4	8893.089	-0.876	0.235	471.81	20.5
218	8926.4	0.5	8927.943	-0.907	0.294	492.28	20.4
219	8961.1	0.4	8962.796	-0.998	0.235	512.69	41.2
221	9031.1	0.4	9032.503	-0.825	0.235	553.86	20.5
222	9066	0.4	9067.356	-0.798	0.235	574.39	20.9
223	9101.5	0.4	9102.210	-0.418	0.235	595.27	20.9
224	9136.95	0.4	9137.063	-0.067	0.235	616.12	20.7
225	9172.1	0.4	9171.917	0.108	0.235	636.80	19.9
226	9206	0.4	9206.770	-0.453	0.235	656.73	19.9
227	9239.8	0.4	9241.624	-1.073	0.235	676.61	40.5
229	9308.74	0.4	9311.331	-1.524	0.235	717.16	20.4
230	9343.48	0.5	9346.184	-1.590	0.294	737.60	20.6
231	9378.44	0.4	9381.037	-1.528	0.235	758.16	20.4
232	9413.19	0.4	9415.891	-1.589	0.235	778.60	20.6
233	9448.25	0.4	9450.744	-1.467	0.235	799.22	20.4
234	9482.9	0.4	9485.598	-1.587	0.235	819.60	21.0
235	9518.6	0.4	9520.451	-1.089	0.235	840.60	20.2
236	9552.9	0.4	9555.305	-1.414	0.235	860.77	20.1
237	9587	0.4	9590.158	-1.857	0.235	880.83	20.5
238	9621.9	0.808	9625.011	-1.830	0.475	901.36	20.8
239	9657.2	0.5	9659.865	-1.567	0.294	922.12	20.5
240	9692.1	0.4	9694.718	-1.540	0.235	942.65	20.5
241	9726.9	1.275	9729.572	-1.572	0.750	963.12	20.6
242	9762	0.4	9764.425	-1.426	0.235	983.76	19.9
243	9795.8	0.4	9799.279	-2.046	0.235	003.64	21.1
244	9831.7	0.4	9834.132	-1.431	0.235	024.76	20.4
245	9866.3	0.4	9868.986	-1.580	0.235	045.11	20.5



cyc	obs. TJD	± [days]	calc. TJD	O-C [bin cy]	± [bin cy]	binary [bin cy]	width phase
246	9901.2	0.4	9903.839	-1.552	0.235	065.64	20.1
247	9935.4	0.4	9938.692	-1.937	0.235	085.75	20.9
248	9970.9	0.4	9973.546	-1.556	0.235	106.63	20.6
249	10006	0.4	10008.399	-1.411	0.235	127.28	20.9
250	10041.5	0.5	10043.253	-1.031	0.294	148.16	21.0
251	10077.2	0.4	10078.106	-0.533	0.235	169.15	20.6
252	10112.3	0.4	10112.960	-0.388	0.235	189.80	20.0
253	10146.3	0.3	10147.813	-0.890	0.176	209.80	20.9
254	10181.8	0.2	10182.667	-0.510	0.118	230.68	20.6
255	10216.9	0.2	10217.520	-0.365	0.118	251.32	20.8
256	10252.3	0.3	10252.373	-0.043	0.176	272.14	20.1
257	10286.4	0.05	10287.227	-0.486	0.029	292.20	20.9
258	10322	0.3	10322.080	-0.047	0.176	313.14	20.5
259	10356.8	0.1	10356.934	-0.079	0.059	333.61	20.1
260	10390.9	0.05	10391.787	-0.522	0.029	353.67	20.6
261	10425.85	0.05	10426.641	-0.465	0.029	374.22	20.5
262	10460.75	0.05	10461.494	-0.438	0.029	394.75	20.9
263	10496.3	0.1	10496.348	-0.028	0.059	415.66	20.6
264	10531.4	0.1	10531.201	0.117	0.059	436.30	20.4
265	10566	0.1	10566.054	-0.032	0.059	456.66	21.1
266	10601.8	1.3	10600.908	0.525	0.765	477.71	20.9
267	10637.4	0.2	10635.761	0.964	0.118	498.65	20.0
268	10671.46	0.24	10670.615	0.497	0.141	518.68	20.0
269	10705.4	0.04	10705.468	-0.040	0.024	538.65	20.6
270	10740.5	0.2	10740.322	0.105	0.118	559.29	19.9
271	10774.3	0.3	10775.175	-0.515	0.176	579.17	20.5
272	10809.18	2	10810.029	-0.499	1.176	599.69	20.0
273	10843.1	0.3	10844.882	-1.048	0.176	619.64	20.5
274	10878	0.2	10879.735	-1.021	0.118	640.17	20.5
275	10912.8	4 0.2	10914.589	-1.029	0.118	660.66	20.7
276	10948	0.5	10949.442	-0.848	0.294	681.34	20.0
277	10982	0.2	10984.296	-1.350	0.118	701.34	20.9
278	11017.4	5 0.5	11019.149	-0.999	0.294	722.19	20.0
279	11051.4	0.2	11054.003	-1.531	0.118	742.16	20.5
280	11086.3	0.2	11088.856	-1.503	0.118	762.68	20.5
281	11121.2	0.3	11123.710	-1.476	0.176	783.21	20.8
282	11155.3	0.1	11158.563	-1.919	0.059	803.27	20.1
283	11189.5	0.3	11193.416	-2.304	0.176	823.38	20.8

cyc	obs. TJD	± [days]	calc. TJD	O-C [bin cy]	± [bin cy]	binary [bin cy]	width phase
284	11224.9	0.2	11228.270	-1.982	0.118	844.21	20.8
301	11826.8	0.5	11820.778	3.542	0.294	198.23	20.0
302	11860.8	0.5	11855.632	3.040	0.294	218.23	20.4
303	11895.5	0.5	11890.485	2.950	0.294	238.64	20.0
304	11929.5	0.5	11925.339	2.448	0.294	258.64	20.1
305	11963.7	0.5	11960.192	2.063	0.294	278.75	19.9
306	11997.6	0.5	11995.046	1.502	0.294	298.69	0.0



C.2 Beobachtung P60018

Orbit	Anfangszeit [JD]	Beobachtungs-dauer [sec]	Orbit	Anfangszeit [JD]	Beobachtungs-dauer [sec]
0	2451869.657	2700.	24	2451900.083	315.
1	2451869.727	1329.	25	2451900.112	1046.
2	2451894.670	3592.	26	2451900.347	492.
3	2451894.735	337.	27	2451900.381	3302.
4	2451894.743	2700.	28	2451900.443	3310.
5	2451895.401	2538.	29	2451900.510	3282.
6	2451895.693	1285.	30	2451900.548	337.
7	2451895.741	2595.	31	2451900.576	3584.
8	2451895.825	1350.	32	2451900.650	2610.
9	2451895.896	675.	33	2451900.728	1924.
10	2451896.818	1687.	34	2451900.798	1350.
11	2451897.458	3713.	35	2451901.510	2642.
12	2451897.521	610.	36	2451901.544	337.
13	2451898.454	3293.	37	2451901.575	3038.
14	2451898.521	3375.	38	2451901.646	2700.
15	2451898.587	3375.	39	2451901.724	1013.
16	2451898.880	1012.	40	2451902.005	675.
17	2451898.950	675.	41	2451902.072	675.
18	2451899.017	594.	42	2451902.236	1332.
19	2451899.052	551.	43	2451902.436	1901.
20	2451899.151	880.	44	2451902.514	1910.
21	2451899.186	1230.	45	2451902.540	337.
22	2451900.013	675.	46	2451902.572	3008.
23	2451900.048	337.	47	2451902.650	879.

Literaturverzeichnis

Bahattachary D., 1995, N/A, Ch. ccc, p.495, Lewin and van Paradijs and van den Heuvel 37

Bahcall J.N., Bahcall N.A., 1972, ApJ 178, L1 38, 39, 46, 73

Basko M., Sunyaev R., 1976, Mon. Not. R. Astron. Soc. 175, 395 32, 33

Bildsten L., Chakrabarty D., Chiu J., Finger M., 1997, ApJS 57

Blum S., Kraus U., 1999, ApJ 529, 968 53

Bondi H., 1952, M.N.R.A.S. 114, 195 30

Bondi H., Hoyle F., 1944, M.N.R.A.S. 104, 273 30

Boynton P., Canterna R., Crosa L., et al., 1973, ApJ 186, 617 71, 73

Burnard D., Arons J., Klein R., 1991, ApJ 367, 575 33

Cheng F.H., Vrtilek S.D., Raymond J.C., 1995, ApJ 452, 825 50

Chevalier C., Ilovaisky S., 1974, N/A, priv. comm. 86

Choi C.S., Dotani T., et al. F.N., 1994, /ApJ 427, 400 41, 50, 53

Coburn W., 2002, Ph.D. thesis, University of California San Diego 34, 62

Coburn W., Heindl W.A., Wilms J., et al., 2000, ApJ 543, 351 44, 45, 56, 60, 61, 63

Code A., Bless R., Davis J., Brown R., 1976, ApJ 203, 417 70

Crampton D., 1974, ApJ 187, 345 47

Crampton D., Hutching J., 1972, ApJ 178, L5 74

Crosa L., Boynton P.E., 1980, ApJ 235, 999 43

Dal Fiume D., Arons J., Klein R., 1998, AA 329, L41 61

Davidsen A., Henry J.P., Middleditch J., Smith H.E., 1972, ApJ 177, L97 47, 86

Davidson K., Ostriker J.P., 1973, ApJ 179, 585 54

Deeter J., Crosa L., Gerend D., Boynton P.E., 1976, ApJ 206, 861 48, 86

Deeter J., Scott D., Boynton P., Miyamoto S., 1998, ApJ 502, 802 40, 53, 54, 59, 60

Deeter J.E., Boynton P.E., Miyamoto S., 1981, ApJ 247, 1003 38, 49

Delgado A., Schmidt H., Thomas H.C., 1983, AA 127, L15 44

Dennerl K., 1991, Ph.D. thesis, LMU München 41, 49

Djurašević G., 1992, Astr. S.S. 196, 267 95

Elsner R., Lamb F., 1976, Nature 262, 356 35

Elsner R., Lamb F., 1977, ApJ 215, 897 35

Forman W., Jones C., Cominsky L., Julien P., 1978, ApJ Supplement Series 38, 357 16

Forman W., Jones C.A., Liller W., 1972, ApJ 177 39, 46, 73

Frank J., King A.R., Raine D.J., 1985, Accretion power in astrophysics, Cambridge and New York, Cambridge University Press, 1985, p. 283 28

Freyberg M.J., Schmitt J.H.M., Snowden S.L., 1992, In: Astron. Gesellschaft Abstract Ser., Vol. 7., p.154 16

Friedmann H., Lichtman S.W., Byram E.T., 1951, Physical. Review. 83, 1025 15

Gerend D., Boynton P., 1976, ApJ 209, 562 6, 7, 44, 48, 86, 89, 92, 102, 103, 106, 113

Giacconi R., Gursky H., Kellogg E., et al., 1973, ApJ 184, 227 40, 41, 44, 76

Giacconi R., Gursky H., Kellogg E., et al., 1962, Phys. Rev. Lett 9, 439 16

Grandi S.A., Hintzen P.M.N.O., Jensen E.B., et al., 1974, N/A 190, 365 86

Gruber D., Heindl W., Rothschild R., et al., 2001, ApJ 562, 499 5, 7, 63

Gruber D., Matteson J., Nolan P., 1980, ApJ 240, L127 61

Gursky H., Giacconi R., Gorenstein P., 1966, ApJ 146, 310 24

Harding A., Meszaros P., Kirk J., Galloway D., 1984, ApJ 369 33

Heinrichs H.F., 1983, Accretion Driven Stellar X-ray Sources, Cambridge, Cambridge University Press, 1983, p. 1 29

Hoffmeister C., 1936, Astron. Nachr. 6195, 37 46

Horn S., 1992, Ph.D. thesis, LMU München 50

Howarth I.D., Wilson B., 1983, MNRAS 204, 1091 47, 49, 50

Hoyle F., Lyttleton R., 1939, Proc. Camb. Phil. Soc. 35, 405 29

Jones C., Forman W., 1976, ApJ 209, L131 39

Kahabka P., 1987, Ph.D. thesis, Dissertation TU München 46

Karttunen H., Kröger P., Oja H., Poutanen M., 1990, Astronomie, Springer-Verlag 17, 20, 22

Ketsaris N., 2001, priv. Communication 71

Kippenhahn R., Thomas H.C., 1979, Astronomy and Astrophysic 75, 281 48, 74

Kretschmar P., 1996, Ph.D. thesis, Universität Tübingen 26, 34, 62

Kunz M., 1996, Ph.D. thesis, Eberhard-Karls-Universitaet Tübingen 40, 46, 50, 53, 61, 62

Kuster M., Wilms J., Staubert R., 2002, Astron. Astrophys. 64, 65

Lamb F., Pethick C., Pines D., 1973, ApJ 184, 271 32, 54

Levine A., Jernigan J., 1982, ApJ 262, 294 43, 76

Liller W., 1973, ApJ 184, L37 38

Livio M., 1992, Interacting Binaries, Ch. Topics in the Theory of Cataclysmic Variables and X-Ray Binaries, Springer-Verlag 29

Lynden-Bell D., 1969, Nature 233, 690 31

Lyutiy V., Sunyaev R., Cherepaschuk A., 1973, Astr. Zh 50, 3 86

Lyutyi V.M., Goranskii V., 2000, Astron. Lett. submitted 45

McCray, R.A. amd Shull J., 1982, ApJ 262, 301 36, 46

Mendez I.R., 2002, *Master's thesis*, Universität Tübingen 21

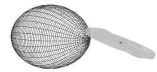
Middleditch J., Nelson J., 1976, ApJ 208, 567 41, 47

Mihara T., 1995, Ph.D. thesis, Univ. Tokyo 61

Mirabel F., 2000, Ann. Rev. Astron. Astrophys 24

Mironov A., Moshkalev V.G., Trunkovskii E.M., Cherepashchuk A., Soviet Astron., 1986 30, 68 45

Nagase F., 1989, PASJ 41, 1 41



Oosterbroek T., Parmar A.N., Orlandini M., et al., 2001, Astronomy and Astrophysic 375, 922 60

Parmar A., Oosterbroek T., dal Fiume D., 1999, Astron. Astrophys. 350, L5 44, 56, 60, 63

Parmar A., Pietsch W., McKechnie S., White N., 1985, Nature 313, 119 44, 57

Petro L., Hiltner W., 1973, ApJ 181, L39 86

Petterson J.A., 1977, ApJ 218, 783 42, 43

Pravdo S., Becker R., Boldt E., 1977, ApJ 215, L61 46

Pringle J., Rees M., 1972, Astron. Astrophys. 21, 1 31, 34, 54

Pringle J.E., 1996, MNRAS 281, 357 42

Ramsay G., Zane S., Jimenez-Garate M., 2002, MNRAS 58

Rappaport S., Joss P.C., 1983, Accretion Driven Stellar X-ray Sources, Cambridge, Cambridge University Press, 1983, p. 393 29

Risse P., Kreykenbohm I., Kuster M., et al., 2001, In: Proc. Symposium – New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra Era. 58

Ruderman R., Shaham J., Tavani M., 1989, ApJ 343, 292 37

Salpeter E.E., 1964, ApJ 140, 796 27

Schandl S., Meyer F., 1994, Astron. Astrophys. 289, 149 42

Shakura N., 1972, Astron. Zh. 49, 921 31

Shakura N., 2002, N/A, priv. communication. 58

Shakura N., Sunyaev R., 1973, Astron. Astrophys. 24, 337 31

Shakura N.I., Prokhorov M.E., Postnov K.A., Ketsaris N.A., 1999, Astronomy and Astrophysic 348, 917 42

Shima E., Matsuda T., Takeda H., Sawada K., 1985, M.N.R.A.S. 217, 367 30

Shklovsky I., 1967, ApJ 148, 1 27

Slettebak A., Snow T., (eds.) 1987, Physics of Be-Stars, Cambridge University Press 26

Soong Y., 1988, Ph.D. thesis, University of California San Diego 41

Soong Y., Gruber D., Peterson L., Rothschild R., 1990, ApJ 348, 641 5, 7, 46, 61, 62, 63, 64, 65, 68, 69

Staubert R., Bezler M., Kendziorra E., 1983, Astronomy and Astrophysic 117, 215 43, 44, 78, 79, 88

Stelzer B., Wilms J., Staubert R., Gruber, D. Rothschild R., 1999, Astronomy and Astrophysic 44

Sunyaev R., Churazov E., Loznikov V., et al., 1988, SvA Letters 14, 416 59, 60

Sutantyo W., van der Linden T., van den Heuvel E., 1986, Astron. Astrophys. 169, 133 39

Tanaka Y., 1986, Radiation Hydrodynamics in Stars and Compact Objects, p. 198, Springer 36, 46

Tananbaum H., Gursky H., Kellogg E.M., et al., 1972, ApJ 174, L143 16, 38

Trümper J., Kahabka P., Ögelman H., et al., 1986, ApJ 300, L63 42

Trümper J., Pietsch W., Reppin C., et al., 1978, ApJ 219, L105 46, 61

Tueller J., 1984, ApJ 279, 177 61

van Kerkwijk M.H., van Paradijs J., Zuiderwijk E.J., 1995, Astronomy and Astrophysic 303, 497 49

Voges W., 1984, Ph.D. thesis, LMU München 61, 62, 63, 64, 65

Voges W., Kahabka P., Ögelman H., et al., 1985, Space Sci. Rev. 40, 339 44

Voges W., Pietsch W., Reppin C., et al., 1982, ApJ 263, 803 5, 7, 46

Vrtilek S., Cheng F., 1996, ApJ 465, 915 44, 45

Vrtilek S., Halpern 1994, ApJ 296, 606 44, 46

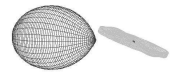
Vrtilek S., Mihara T., F.A. P., et al., 1994, ApJ 436, L9 44, 57

White N., Nagase F., Parmar A., 1995, X-Ray Binaries, Ch. The properties of X-ray binaries, Cambridge University Press 34

Wilson R.E., 1973, ApJ 181, L75 48

Wolff C.L., Kondo Y., 1978, ApJ 219, 605 42

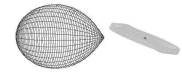
Zeldovich Y., Guseynov O., 1966, ApJ 144, 840 24



Danksagung

Viele Menschen haben zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Ihnen allen danke ich für ihre Geduld und Hilfe. Ganz besonders möchte ich mich bedanken bei:

- Prof. Dr. Rüdiger Staubert für die Vergabe dieser Arbeit, seine engagierte und anregende Betreuung sowie sein stetes Bemühen immer einen ‘Geldtopf’ zu finden, aus dem ich finanziert werden konnte.
- Dr. Eckhardt Kendziorra für die gute Zusammenarbeit bei den Satellitenprojekten *ABRIXAS* und *XMM*, sowie für seine Hilfestellung bei wissenschaftlichen Problemen.
- Prof. Dr. Nikolai Shakura. Denn was wäre meine Arbeit ohne die optischen Daten, die er mir zur Verfügung gestellt hat? Auch für die freundliche und anregende Betreuung in Moskau möchte ich ihm ganz herzlich danken.
- Dr. Jörn Wilms für die Durchsicht meiner Arbeit für die vielen Tipps und anregenden Gespräche.
- Meinem langjährigen Zimmergenossen Markus Kuster, der mir beim Verständnis von Her X-1 und der Programmierung von Nightfall immer mit seinem Rat zur Seite stand.
- Nikolai Ketsaris für die Korrektur der optischen Daten sowie für die fruchtbare und kommunikative Zusammenarbeit sowohl in Moskau als auch in Tübingen.
- Martin Stuhlinger & Eckart Göhler für die gute Zusammenarbeit bei *INTEGRAL* sowie für unzählige Hilfestellungen bei der Programmierung und in astronomischen Fragestellungen.
- Rainer Wichmann für sein Programm *Nightfall* das Ausgangspunkt für meine Arbeit war.
- Der ‘Espressorunde’ für viele anregende Diskussionen, die nicht selten in fruchtbaren Ideen für diese Arbeit mündeten.
- Zu guter Letzt danke ich meiner Familie, die mich all die Jahre mit ihrem Zuspruch und Rat durch Höhen und Tiefen begleitet hat.



Curriculum vitae

Lebenslauf von Marc Patrick Risse

Persönliche Daten

geboren am 27. September 1969 in Stuttgart als Sohn
der Christine Risse, geb. Lohmann, und des René Risse

Schulbildung

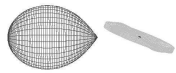
1976–1980	Grundschule Neckarhausen
1980–1985	Hauptschule Neckarhausen
1985–1987	Wirtschaftsschule Nürtingen
1987–1990	Wirtschaftsgymnasium Nürtingen

Hochschulbildung

ab Okt. 1990	Studium der Physik(Diplom), Universität Ulm
Okt. 1992	Wechsel an die Eberhard-Karls-Universität Tübingen
1993	Vordiplom Physik
1995/96	Diplomarbeit am Physikalischen Institut der Eberhard-Karls-Universität Tübingen unter Anleitung von Prof. Dr. R. P. Hübener über das Thema ‘Supraleiter im hochfrequenten Magnetfeld’
Mai 1997	Diplom in Physik
Juli 1997–Mai 2003	Promotion am Astronomischen Institut der Eberhard-Karls-Universität Tübingen unter Anleitung von Prof. Dr. R. Staubert über das Thema ‘Temporale und spektrale Untersuchungen des Röntgendoppelsternsystems Her X-1/HZ Herculis’

Berufliche Tätigkeiten

seit Juli 1997	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Astronomischen Institut der Eberhard-Karls-Universität Tübingen



Meine akademischen Lehrer waren die Professoren und Dozenten Dres.

Angewandte Physik:	K.H. Gaukler, E Plies, H. Lichte, R. Schief
Astronomie und Astrophysik:	M. Bässgen, F. Haug, H. Mauder, R. Staubert, K. Werner, J. Wilms
Experimentalphysik:	M. Baumann, H. Clement, P. Hägele, W. Hartmann, R. P. Hübener, O. Lutz, A. Schwenk, G. Staudt, G. Wagner
Mathematik:	H. Fischer, U. Pittelkow
Theoretische Physik:	W. Dittrich, A. Fäßler, H. Pfister, H. Reinhardt, E. Schmid, H. Stumpf

Diese Dissertation wurde in LaTeXvon M.P. Risse in Adobe Times, Adobe Helvetica, Adobe Symbol, American Mathematical Society Fonts, American Mathematical Society Symbol und Computer Modern Typewriter, unter der Verwendung des LaTeX-Stils für Dissertationen von J. Wilms, gesetzt.