Beobachtungen von Her X–1 mit *RXTE*

Diplomarbeit

vorgelegt von

Beate Stelzer

Eberhard-Karls-Universität Tübingen
Institut für Astronomie und Astrophysik, Abt. Astronomie

November 1997

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Geschichte der Röntgenastronomie

Die Röntgenastronomie ist, wie der übrige Bereich der Hochenergieastronomie (γ-Astronomie), ein sehr junges Forschungsgebiet. Während optische Astronomie schon in der Antike mit bloßem Auge betrieben und ab dem 16. Jahrhundert (nach der Entdeckung des Fernrohres) mit Instrumenten fortgesetzt wurde, war die Existenz kosmischer Röntgenquellen bis vor ca. 50 Jahren noch nicht bekannt. Auch heute noch ist die konventionelle Vorstellung vom Universum durch optische Bilder von Sternen und Galaxien geprägt.

In diesem Kapitel soll die Entwicklung der Röntgenastronomie skizziert werden. Dabei werden auch die wichtigsten bislang gestarteten Röntgensatelliten vorgestellt. Ausführlichere Darstellungen, auf denen die hier zusammengestellte Übersicht basiert, finden sich bei Charles & Seward (1995) und Longair (1981a).

Verantwortlich für die verzögerte Entwicklung der Hochenergieastronomie ist die Erdatmosphäre, die durch Absorption verhindert, daß Röntgenstrahlen zur Erdoberfläche durchdringen und mit dort stationierten Instrumenten detektiert werden. Für Strahlung bei Energien oberhalb des optischen 'Fensters' ($\lambda = 300 - 800\,\mathrm{nm}$) müssen Messungen von großen Höhen aus durchgeführt werden. Entdeckung von Quellen, die im UV-, Röntgen- oder γ-Bereich strahlen, war daher erst möglich, als Techniken zur Verfügung standen, die Instrumente in den Himmel transportieren konnten.

Erste brauchbare Geräte waren in dieser Hinsicht die nach dem Zweiten Weltkrieg von den USA erbeuteten V2-Raketen. Am Naval Research Laboratory (NRL) in Washington, D.C., gelang es mit Hilfe dieser Raketen, Röntgenstrahlen von der Sonne zu empfangen. Da die damals zum Einsatz kommenden Instrumente bei weitem nicht empfindlich genug waren für die Detektion von Röntgenstrahlen anderer Sterne, deren Intensität man aus den solaren Messungen abgeschätzt hatte, konzentrierte man sich in den 50er Jahren hauptsächlich auf die Röntgenemission der Sonne.

Auf der Suche nach Röntgenstrahlung vom Mond, welche infolge der Wechselwirkung zwischen Sonnenwind und Mondoberfläche entsteht, wurde dann 1962 zufällig die erste kosmische Röntgenquelle entdeckt (Giacconi 1962). Diese neue Quelle, Sco X-1, stellte die Forscher anfangs vor ein Rätsel, da es sich bei ihrem optischen Gegenstück um einen schwachen Stern 13. Größenklasse handelt. Von Sternen dieser Art wurde nach damaligen Vorstellungen keine außergewöhnliche Röntgenaktivität erwartet. Schnell wurden jedoch weitere extrasolare Röntgenquellen entdeckt, darunter der Crab Nebel, ein zuvor bereits bekannter junger Supernova-Überrest.

Die Anstrengungen der frühen Röntgenastronomie galten zunächst der Identifikation gefundener Objekte mit optischen und Radioquellen, sowie der Aufnahme von Spektren und Lichtkurven. Daneben setzte man aber die Suche nach weiteren Quellen fort.

Die erste Himmelsdurchmusterung wurde 1970 vorgenommen, als mit *UHURU* erstmals ein reiner Röntgensatellit zum Einsatz kam. Während seiner Mission entdeckte *UHURU* mehrere Doppelsternsysteme, die durch die periodische Variabilität ihrer Röntgenemission als Bedeckungsveränderliche identifiziert werden konnten. Einige unter diesen Quellen zeigten zusätzlich Pulsationen im Sekundenbereich. Auch Röntgenstrahlung von diffusem, heißem Gas in Galaxienhaufen sowie von den Kernen Aktiver Galaxien (engl. *Active Galactic Nuclei*) wurde von *UHURU* detektiert.

Auf dem *Einstein*-Observatorium (1979 – 1981) wurde zum ersten Mal ein abbildendes Röntgenteleskop verwendet. Das Problem beim Bau eines solchen war bis dahin die Eigenschaft der Röntgenstrahlen gewesen, bei senkrechtem Einfall nicht reflektiert sondern gestreut oder absorbiert zu werden. Die jetzt verwendete neue Technik, nach dem Erfinder auch Wolter-Teleskop genannt, macht sich zunutze, daß Reflexion von Röntgenstrahlen bei extrem kleinem Einfallswinkel erreicht werden kann. Man verwendet hierzu hyperbolische und parabolische, ringförmige Spiegelflächen. Achsenparallel eintretende Röntgenstrahlen streifen die Innenfläche des Spiegels unter kleinem Winkel und können bei geeignetem Hintereinanderanbringen von Paraboloid und Hyperboloid in einem Punkt fokussiert werden. Bringt man mehrere solcher Spiegelflächen in konzentrischen Ringen mit unterschiedlichem Radius ineinander ein, so kann die effektive Fläche maximiert werden.

Als weitere wichtige Röntgensatelliten sind vor allem *EXOSAT* (1983 – 1986) und *ROSAT* (1990 – ...) zu nennen. Dank der hohen Exzentrizität seiner Bahn konnte *EXOSAT* über einen Zeitraum von bis zu drei Tagen hinweg ununterbrochen beobachten. Für Satelliten in einem gewöhnlichen Orbit von ca. 400 – 600 km Höhe beträgt die Umlaufszeit nur ca. 100 Minuten so daß die Beobachtung nach ca. 1/2 Stunde unterbrochen wird, weil die Quelle durch die Erde verdeckt wird. *ROSAT* lieferte eine vollständige Durchmusterung des Röntgenhimmels bei Energien zwischen 0.1 – 2 keV. Dabei wurden mehr als 100 000 neue Röntgenquellen entdeckt. Das Teleskop auf *ROSAT* war ähnlich gebaut wie das auf *Einstein*, wegen seiner großen Fläche aber viel empfindlicher.

Das in dieser Arbeit untersuchte Objekt Her X–1, ein Röntgendoppelsternsystem, wurde 1972 durch *UHURU* entdeckt (Tananbaum et al. 1972). Seither wurde es von zahlreichen Röntgeninstrumenten beobachtet, in jüngster Zeit besonders vom japanischen Satelliten *Ginga* (1987 – 1991) und dem *HEXE*-Instrument, welches ab 1987 auf der Mir-Raumstation zum Einsatz kam.

Neueste Messungen, die in dieser Arbeit analysiert werden, wurden mit dem im Dezember 1995 gestarteten Rossi X-Ray Timing Explorer (*RXTE*) vorgenommen. Von *RXTE* wird in Kapitel 3 ausführlich die Rede sein.

Kapitel 2

Röntgendoppelsternsysteme

Röntgendoppelsternsysteme (engl. *X-ray binaries*) bestehen aus einem gewöhnlichen Hauptreihenstern und einem kompakten Objekt, die sich im gemeinsamen Gravitationsfeld bewegen. Dabei tritt Masse vom Begleitstern auf das kompakte Objekt über. Bei dem kompakten Objekt handelt es sich um einen Weißen Zwerg, einen Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch. In erstem Falle, wenn also ein gewöhnlicher Stern einen Weißen Zwerg als Begleiter hat, spricht man auch von einem 'Kataklysmischen Variablen'.

In den Anfängen der Röntgenastronomie waren Röntgendoppelsterne aufgrund ihrer großen Helligkeit und der mangelnden Empfindlichkeit der ersten Röntgendetektoren die einzigen Objekte, die im keV-Energiebereich untersucht werden konnten. Als erste extrasolare Röntgenquelle wurde 1962 Sco X-1 mit Raketenexperimenten entdeckt (Giacconi 1962). Die Quelle wurde allerdings erst nachträglich als Röntgendoppelsternsystem eingestuft (Gursky et al. 1966). Das Standardmodell der Röntgendoppelsterne entstand erst 1966 durch Zeldovich & Guseynov, so daß zur Zeit der Entdeckung noch keine theoretischen Modelle für die physikalischen Prozesse vorlagen, die Leuchtkräfte von der beobachteten Größenordnung erzeugen können.

Die Röntgenleuchtkraft L_x beträgt für Röntgendoppelsterne ca. das 10 000fache der gesamten Sonnenleuchtkraft. Die Energie für ihre enorme Abstrahlung von $L_\mathrm{x} \sim 10^{37}\,\mathrm{erg/s}$ (Charles & Seward 1995) beziehen die Röntgendoppelsterne aus Massenübertrag vom normalen Stern auf das kompakte Objekt. Das folgende, einfache Rechenbeispiel (siehe auch Frank, King & Raine 1985) liefert ein Gefühl für die auftretenden Größenklassen: Die Masse m setzt beim freien Fall auf das kompakte Objekt mit Radius R und Masse M die Gravitationsenergie $\Delta E = GMm/R$ frei. Für einen Neutronenstern mit typischen Parametern ($M_n = 1\,\mathrm{M}_\odot$, $R_n = 10\,\mathrm{km}$) folgt daraus eine freiwerdende Energie von $\Delta E \simeq 10^{20}\,\mathrm{erg/g}$. Unter der Annahme, daß die gesamte Energie in Röntgenstrahlen umgesetzt wird, muß für eine Leuchtkraft der beobachteten Größenordnung also eine Gesamtmasse von $\dot{M}_\mathrm{acc} \simeq 10^{-9}\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{yr}$ akkretiert werden, ein Wert der in bestimmten Entwicklungsstadien von Doppelsternsystemen durchaus erreicht und auch überschritten werden kann (siehe Kapitel 6, Abschnitt 6.7). Ähnliche Zahlenwerte erhält man, wenn es sich bei dem kompakten Objekt um ein Schwarzes Loch handelt. Allerdings ist hier zu berücksichtigen, daß ein solches keine feste Oberfläche besitzt, und daher ein Teil der freiwerdenden Energie vom Objekt selbst verschluckt werden kann. Nur der Rest der Energie wird als elektromagnetische Strahlung beobachtet.

Da bei dem in dieser Arbeit untersuchten Röntgendoppelstern Her X–1/HZ Her als kompaktes Objekt ein Neutronenstern vorliegt, wird hier die weitere Diskussion auf diese Klasse beschränkt. Die Eigenschaften von akkretierenden Systemen mit Neutronenstern richten sich vornehmlich nach der Stärke des Magnetfeldes des Neutronensterns und nach der Akkretionsgeometrie. Falls der Neutronenstern ein starkes Magnetfeld hat, wird der Akkretionsfluß vor der Neutronensternoberfläche gestoppt und entlang der Feldlinien weitergeleitet. Der Neutronenstern tritt als Röntgenpulsar in Erscheinung (siehe Abschnitt 2.4).

Entsprechend ihren beobachtbaren Eigenschaften ordnet man die Röntgendoppelsterne in verschiedene Klassen ein. Da diese Eigenschaften sehr vielfältig sein können, ist die Zuordnung nicht immer eindeutig möglich, insbesondere bei Her X–1. Trotz der Probleme bei der Klassifizierung gilt das System dank seiner guten Beobachtbarkeit (hohe Zählraten) als ein Prototyp der *X-ray binaries* und gehört zu den am besten untersuchten Objekten seiner Klasse. Her X–1 wurde seit seiner Entdeckung durch Tananbaum et al. (1972) von jedem Röntgensatelliten beobachtet, wobei eine Vielzahl von Phänomenen studiert werden konnte, von denen einige im Laufe dieser Arbeit noch ausführlich behandelt werden.

In diesem Kapitel soll jedoch eine allgemeine Einführung in die Physik der Röntgendoppelsterne gegeben werden. Es werden zunächst Entwicklungsszenarien für Röntgendoppelsternsysteme besprochen (Abschnitt 2.1), bevor dann in Abschnitt 2.2 die einzelnen Typen der Objektklasse *X-ray binaries* vorgestellt werden. Anschließend folgt eine Beschreibung der in Frage kommenden Akkretionsmechanismen und der damit verbundenen Geometrie der Röntgendoppelsternsysteme (Abschnitt 2.3). Den Röntgenpulsaren wird ein eigener Abschnitt (2.4) gewidmet. Schließlich soll noch auf die Bedeutung der Magnetfelder von Neutronensternen hingewiesen werden (Abschnitt 2.5).

2.1 Entstehung von Röntgendoppelsternen

Röntgendoppelsternsysteme stellen eine späte Phase in der Entwicklung eines Doppelsternsystems dar, da sich mindestens eine der beiden Komponenten schon in einem der möglichen Endstadien der Sternentwicklung (Weißer Zwerg, Neutronenstern oder Schwarzes Loch) befindet.

Bei der Beschreibung von Entstehungsszenarien für Röntgendoppelsterne orientiert man sich an der Entwicklung von Einzelsternen, hat aber zusätzlich die durch Massenübertrag zwischen den einzelnen Komponenten auftretenden Effekte zu berücksichtigen. Es folgt daher zunächst die Skizzierung des Entwicklungswegs eines einzelnen Sterns. Als Quelle der folgenden Darstellung diente Verbunt & van den Heuvel (1995) sowie Charles & Seward (1995).

Ein Stern entsteht aus einer Wasserstoffwolke, die sich unter ihrer eigenen Gravitationsanziehung zusammenballt. Wenn Druck und Temperatur im Inneren so stark angestiegen sind, daß der Wasserstoff zündet, hat der Stern das Hauptreihen-Stadium erreicht. In seinem Kern fusioniert Wasserstoff zu Helium. Der Gasdruck hält den weiteren Kollaps durch Gravitation auf, so daß sich der Stern in einem Gleichgewichtszustand befindet. In diesem Stadium verweilt er solange, bis der Wasserstoff in der innersten Zone verbraucht ist. Da dann vorübergehend die zentrale Energieproduktion erlischt, kontrahiert der Stern wieder, wodurch die Temperatur ansteigt und schließlich zum Verbrennen von Helium ausreicht. Währenddessen setzt sich das Wasserstoffbrennen in der Hülle fort, und die äußeren Schichten expandieren aufgrund des nun größeren Strahlungsdrucks. Der Stern befindet sich jetzt im Roten-Riesen-Stadium, wo er trotz größerer Leuchtkraft röter erscheint, da sich seine Oberfläche infolge der Expansion abgekühlt hat. Ist auch der Heliumvorrat in der Kernzone verbraucht, so setzt dort erneut Kontraktion ein, während in einer zweiten Schale das Heliumbrennen zündet.

Der weitere Entwicklungsweg ist von der Masse M_* des betreffenden Sterns abhängig. Ist $M_* < 3\,\mathrm{M}_\odot$, so werden die Kerntemperaturen nicht hoch genug für das Zünden von Kohlenstoff. Der kontrahierte Kern wird zum Weißen Zwerg, während die äußeren Schichten abgestoßen werden und einen Planetarischen Nebel bilden. Bei Massen zwischen $3\,\mathrm{M}_\odot < M_* < 15\,\mathrm{M}_\odot$ setzt das Kohlenstoffbrennen blitzartig ein, so daß der Stern in einer Supernova (siehe weiter hinten) explodiert. Nur für Sterne mit mehr als 15 Sonnenmassen werden im Inneren immer schwerere Elemente verbrannt, bis hin zur Bildung von Eisen. Man spricht von der Kernfusion im Sterninnern auch als Schalenbrennen, da der Stern schließlich aus mehreren Schalen besteht, in denen gleichzeitig verschiedene Elemente verbrannt werden.

Die nukleare Zeitskala, d.h. die Zeitspanne, während der die Kernfusion stattfindet, ist von der Anfangsmasse des Sterns abhängig, da die zur Verfügung stehende nukleare Energie $E_{\rm nuc}$ von der Menge des Kernbrennstoffs abhängt und daher gilt: $E_{\rm nuc} = 0.1\,\epsilon\,M_*\,c^2$. Hier ist ϵ der Energiegewinn der nuklearen Reaktion, der für Wasserstoffbrennen ca. 0.007 beträgt (Frank, King & Raine 1985). Die Entwicklung massereicher Sterne verläuft somit schneller als diejenige weniger massereicher Exemplare. Der Zahlenfaktor in obiger Beziehung zwischen der durch Kernfusion freiwerdenden Energie und der Masse des Sterns beschreibt die Tatsache, daß nur ca. 10% des vorhandenen Wasserstoffs verbraucht werden, bevor andere Prozesse einsetzen. Die nukleare Zeitskala ist also

$$\tau_{\rm nuc} = \frac{E_{\rm nuc}}{L} \simeq \frac{M/{\rm M}_\odot}{L/L_\odot} \cdot 10^{10}\,{\rm a} \quad , \tag{2.1}$$

wo L die Leuchtkraft und M die Masse des betreffenden Sterns ist (Frank, King & Raine 1985).

Da Eisen das stabilste Element ist, kann nach seiner Entstehung durch Verschmelzen von Kernen keine Energie mehr gewonnen werden, und der Stern kollabiert auf der viel kürzeren dynamischen Zeitskala

$$\tau_{\rm dyn} = \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \quad , \tag{2.2}$$

die nur Minuten bis Sekunden beträgt (Frank, King & Raine 1985).

Am Ende jeder Fusionsstufe kommt es infolge der Freisetzung von Gravitationsenergie zu einer Expansion der Hülle, die, falls der Stern sich in einem Doppelsternsystem befindet, zu Massenübertrag auf den anderen Stern führen kann. Dies tritt insbesondere dann ein, wenn der Stern seinen *Roche lobe* (Definition siehe Abschnitt 2.3), die äußerste geschlossene Äquipotentialfläche seines Gravitationsfeldes, ausfüllt. Dann kann Materie direkt ins Feld des Begleitsterns übertreten. Unter der Annahme von konservativem Massentransfer, d.h. Massen- und Drehimpulserhaltung im System, schrumpft die Bahnperiode im Laufe dieser Entwicklung, da die Materie von der massereicheren auf die massearme Komponente übergeht[1]. In Systemen mit extremem Massenverhältnis tritt die Verkleinerung des Abstands zwischen den Sternen so plötzlich ein, daß die Hülle des expandierenden Sterns den Begleiter einschließt. Man spricht von diesem Stadium als der *common envelope* Phase. Durch Reibung des Begleiters mit der ihn umgebenden Materie spiralisiert dieser immer weiter in Richtung auf den expandierenden Primärstern zu, bis die gewonnene Bindungsenergie ausreicht, um die Hülle abzustoßen.

Im weiteren Entwicklungsweg des Systems folgt eine Supernova-Explosion des Primärsterns. Da im ausgebrannten Kern keine Energie mehr erzeugt werden kann, kollabiert dieser zu einer dichten Kugel. Die Elektronen werden in inversem β-Zerfall ($e^- + p \rightarrow n + \nu$) in die Kerne hineingepreßt, so daß hauptsächlich Neutronen und Neutrinos übrigbleiben und die Materie die Kerndichte von $10^{15}\,{\rm g/cm^3}$ erreicht. Der Kollaps erfolgt so schnell, daß die äußeren Schichten erst mit Verzögerung eintreffen und auf den bereits dichten Kern prallen, von dem sie wieder nach außen geschleudert werden. Die gesamte bei einer solchen Supernova freiwerdende Energie beträgt ca. $10^{53}\,{\rm erg/s}$ und entfällt zu einem großen Teil auf Neutrinos.

Wie bereits erwähnt, bezieht sich der besprochene Entwicklungsweg nur auf Röntgendoppelsternsysteme, die Neutronensterne enthalten. Unterschreitet die Ausgangsmasse des massiveren Sterns einen kritischen Wert, so kann der Druck des bei den vorherrschenden Temperaturen entarteten Elektronengases der Gravitation das Gleichgewicht halten. Die Kernfusion kommt in diesem Fall schon vor Erreichen der Eisen-Stufe zum Erliegen, und infolge allmählichen Verlusts der äußeren Schichten bleibt als kompaktes Objekt ein Weißer

[1] Konservativer Massentransfer beschreibt die Realität nur unzureichend, da zumindest im Falle eines Sterns mit großer Masse ein starker Sternwind vorhanden ist, der Materie aus dem System wegführt (siehe 2.2.1).

		Final product	
Initial mass	He core mass	Single star	Binary member
$< 3\ M_\odot$	$< 0.45\ M_\odot$	CO white dwarf	He white dwarf
3-8 $M_\odot$	0.5-0.9 $M_\odot$	CO white dwarf	CO white dwarf
8-11 $M_\odot$	1.9-2.9 $M_\odot$	neutron star	O-Ne-Mg white dwarf or neutron star
11-40 $M_\odot$	2.9-17.5 $M_\odot$	neutron star	neutron star
$> 40\ M_\odot$	$> 17.5\ M_\odot$	black hole	black hole

Tabelle 2.1: Endprodukte der Sternentwicklung in Abhängigkeit von der Anfangsmasse. (Verbunt & van den Heuvel 1995).

Zwerg zurück. Ist dagegen das Ausgangsobjekt extrem massereich, so kann auch das Neutronengas der Gravitation nicht Einhalt gebieten. Die gesamte Masse wird auf einen Punkt unendlicher Dichte zusammengedrückt, und ein Schwarzes Loch entsteht. Tabelle 2.1 stellt den Zusammenhang zwischen Ausgangsmasse und Endprodukt der Sternentwicklung dar.

2.2 Typen von Röntgendoppelsternen

Die Röntgendoppelsterne können der Natur des Begleitsterns gemäß in drei Kategorien eingeteilt werden:

1. massereicher Begleiter frühen Typs (Cen X-3, Vela X-1),
2. Be-Stern[1] als Begleiter (A0535+26),
3. massearmer Begleiter späten Typs (Her X–1, GX 1+4).

Die Klassen (1) und (2) bezeichnet man als *High Mass X-ray Binaries* (HMXBs), Systeme des Typs (3) als *Low Mass X-ray Binaries* (LMXBs). Die unterschiedliche Masse des Begleitsterns führt zu verschiedenen Entwicklungsgeschwindigkeiten der Systeme, was wiederum bedeutet, daß wir in HMXBs und LMXBs Röntgendoppelsterne in unterschiedlichen Evolutionsstadien vor uns haben. Die unterschiedlichen physikalischen Bedingungen, die in diesen verschiedenen Zuständen vorliegen, geben den Systemklassen ihre verschiedene Ausprägung. Vor allem unterscheiden sich HMXBs und LMXBs in ihrer Geometrie und der Art des Massenakkretionsflusses, welcher wesentlich vom Magnetfeld des Neutronensterns gesteuert wird. Die verschiedenen Akkretionsmechanismen sind: Windakkretion (1), Akkretion der aus der Äquatorialebene eines Be-Sterns abströmenden Masse (2) und Scheibenakkretion (3). Auf die Funktionsweise des Massenübertrags wird in Kapitel 2.3 im Detail eingegangen.

Die charakteristischen Eigenschaften der unterschiedlichen Typen von Röntgendoppelsternen sind von White, Nagase & Parmar (1995) umfassend dargestellt worden. An dieser Stelle kann nur auf die wichtigsten Merkmale und Unterschiede eingegangen werden. Dazu zählt sicherlich der Massenunterschied. Der oben erwähnte Zusammenhang zwischen der Masse des Begleitsterns und der Entwicklungsgeschwindigkeit des Systems gilt strenggenommen nur bei Einzelsternen. In Doppelsternsystemen erschwert der Massenübertrag zwischen den beiden Komponenten die Bestimmung des Alters. Diese Schwierigkeiten ignorierend, hat sich historisch die Vorstellung durchgesetzt, daß es sich bei den HMXBs um junge, bei den LMXBs um alte Systeme handelt. Diese Interpretation steht in Einklang mit den Konsequenzen einer weiteren Annahme: der Vorstellung vom zerfallenden Neutronenstern-Magnetfeld. Zerfällt das

[1] Das ‘B’ bezieht sich auf den Spektraltyp, ‘e’ steht für Emissionslinien

Tabelle 2.2: Klassifikation von Röntgendoppelsternen.

	HMXB		**LMXB**	**Her X–1**
Begleiter	O-, B-Stern	Be-Stern		HZ Her
	$\geq 10\mathrm{M}_\odot$		$\leq 1\mathrm{M}_\odot$	$2.3\mathrm{M}_\odot$
Akkretions-mechanismus	Sternwind	äquatorialer Ring	Akkretions-scheibe	Akkretions-scheibe
Röntgenpulse	ja		nein	Ja: $P_{\mathrm{spin}} = 1.23s$
Bahnperiode	$\leq 10\,\mathrm{d}$	$\geq 20\,\mathrm{d}$		
Bahngestalt	kreisförmig	elliptisch	kreisförmig	kreisförmig
galaktische Verteilung	in galaktischer Scheibe		im galaktischen Halo	$b^{II} = 37.°5$
optische Lichtkurve	doppelwellig		sinusförmig	sinusförmig

Feld mit der Zeit, und handelt es sich bei den LMXBs um alte Systeme, so sollten diese im Vergleich mit den jungen HMXBs ein viel schwächeres Feld haben. Von LMXBs werden daher keine Röntgenpulse erwartet, weil für deren Zustandekommen die akkretierende Materie auf die Magnetpole umgelenkt werden muß, was nur bei einem starken Magnetfeld möglich ist. Tatsächlich werden Röntgenpulse vornehmlich bei HMXBs beobachtet, ein Hinweis auf die Richtigkeit der Hypothese vom B-Feld-Zerfall und der Interpretation des Alters.

Der Einfluß von Magnetfeld des Neutronensterns und Masse des Begleitsterns auf den Akkretionsstrom wirkt sich sowohl in den Röntgenspektren und -lichtkurven als auch in ihrem optischen Analogon aus. In den folgenden Abschnitten wird jeweils auch kurz auf die optischen Eigenschaften der betreffenden Systeme eingegangen, da diese im weiteren nicht mehr Inhalt dieser Arbeit sein werden. Die Charakteristik der Röntgenstrahlung wird in späteren Kapiteln am Beispiel Her X–1 ausführlicher behandelt.

Die wichtigsten Unterschiede in den Eigenschaften von HMXBs und LMXBs sind in Tab. 2.2 zusammengefaßt. In der rechten Spalte wird als Beispiel Her X–1/HZ Her angeführt, dessen besondere Eigenschaften in Kapitel 4 besprochen werden.

2.2.1 HMXBs

Die Masse der optischen Komponente von HMXBs ist in den meisten Fällen größer als $10\,\mathrm{M}_\odot$. Es handelt sich um Sterne des Spektraltyps O oder B. Solche massereichen Sterne sind durch einen starken Sternwind gekennzeichnet ($\dot{M}_{\mathrm{w}} = 10^{-4} - 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{yr}$), der seine Ursache in der UV-Strahlung des heißen Sterns hat. Die UV-Strahlung wird in der Atmosphäre des Begleiters absorbiert und gestreut, so daß Impuls auf die umgebende Materie übertragen wird. Diese expandiert daraufhin und führt so zu isotropem Massenverlust von der Sternoberfläche, der als 'Sternwind' bezeichnet wird. Obwohl nur ein geringer Teil dieses Windes in den gravitativen Einflußbereich des Neutronensterns gerät, können aufgrund der großen Massenverlustraten der O- und B-Sterne ca. $10^{-8}\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{yr}$ akkretiert werden und dem Neutronenstern als Energiequelle für die Erzeugung von Röntgenstrahlen dienen (siehe Abschnitt 2.3).

Man unterscheidet zwei Unterklassen von Begleitsternen, die sich durch Unterschiede im Massenakkretionsprozeß auszeichnen: (i) Überriesen (Spektraltyp früher als B2), (ii) Be-Sterne mit Balmer-Emissionslinien von zirkumstellarem Material (siehe van Paradijs & McClintock 1995). Die überwiegende Zahl der HMXBs gehört der ersten Gruppe an. Eine schematische Darstellung der Geometrie eines HMXBs ist in Abb. 2.1 (a) zu sehen. Zusätzlich

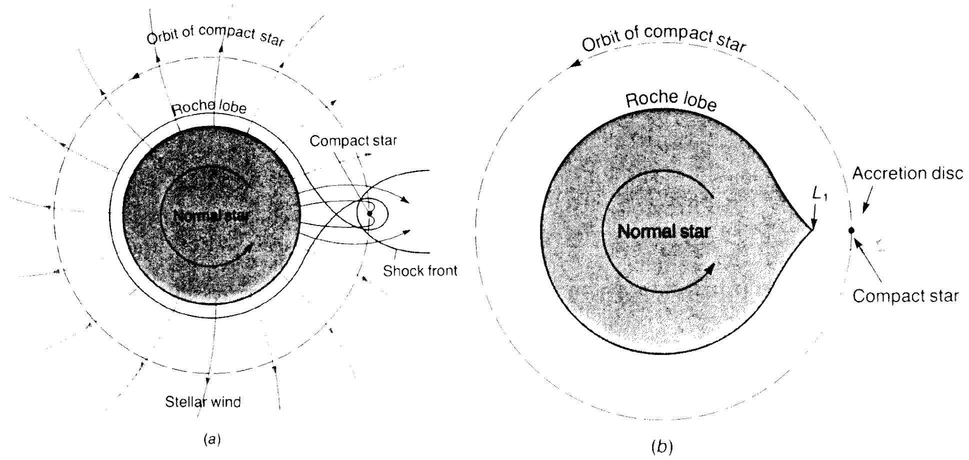


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der zwei grundlegenden Akkretionsmechanismen in Röntgendoppelsternsystemen: (a) ein windakkretierendes System (typ. HMXB) und (b) ein scheibenakkretierender Neutronenstern mit *Roche lobe* füllendem Begleiter (typ. LMXB) (Longair 1981b, Abb.16.10).

zum sphärischen Sternwind kann *Roche lobe overflow* (siehe Kapitel 2.3.2) zur akkretierten Materie beitragen.

Neutronensterne in HMXBs sind gleichzeitig Röntgenpulsare. Wegen ihres geringen Alters haben die Neutronensterne in HMXBs ein starkes Magnetfeld, welches nahe über der Neutronensternoberfläche den Akkretionsfluß auf die Magnetpole umlenkt. Dort findet die Umwandlung von Gravitationsenergie in Röntgenstrahlen statt, die den Neutronenstern in einem Strahl parallel zur Magnetfeldachse (beim *pencil-beam*-Mechanismus) verlassen. Da Magnetfeldachse und Rotationsachse im allgemeinen nicht parallel zueinander stehen, kann es zu einem 'Leuchtturmeffekt' kommen. Falls es die relative Lage von Erde und Neutronensternmagnetfeld erlaubt, überstreicht der von einem der Magnetpole des Neutronensterns emittierte Röntgenstrahl die Erdoberfläche genau einmal pro Eigendrehung des Neutronensterns. Die beobachtete Pulsperiode ist daher gleich der Rotationsperiode des Neutronensterns. Bei bestimmter Geometrie wird auch der andere Pol sichtbar, was sich in einem zweiten, meist schwächer ausgeprägten Nebenpuls äußert.

Die bolometrische Helligkeit M_{bol} eines massereichen Sterns ist so groß, daß die optische Lichtkurve vom akkretierenden Objekt kaum beeinflußt wird. Die dem Neutronenstern zugewandte Seite des Begleiters kann zwar durch Röntgenstrahlen aufgeheizt werden, doch spielt dieser Effekt meist eine untergeordnete Rolle.

Die optische Lichtkurve zeigt häufig eine doppelwellige Struktur mit zwei Minima und Maxima pro Bahnzyklus. Vergleich mit optischen Radialgeschwindigkeitskurven zeigt, daß die Minima immer dann auftreten, wenn die beiden Komponenten in Konjunktion stehen. Bei Quadratur dagegen wendet der Begleiter wegen der birnenförmigen Gestalt seiner Äquipotentialfläche (siehe Abschnitt 2.3.2 und Abb. 2.4) dem Beobachter eine größere projizierte Fläche zu und erscheint daher heller. Die Gestalt der Lichtkurve spiegelt also die Deformierung des Begleiters wieder. Durch die Röntgenheizung wird das eine Minimum allerdings aufgefüllt, bis im Extremfall nur noch eine Welle pro Orbit übrig bleibt. Die optischen Eigenschaften von Röntgendoppelsternen werden bei van Paradijs & McClintock (1995) ausführlich beschrieben.

Be-Systeme zeichnen sich durch extrem exzentrischen Orbit und lange Bahnperioden aus ($P_{\text{orb}} > 2\,\text{d}$). Be-Sterne rotieren mit so hoher Geschwindigkeit, daß sich am Äquator Materie ablöst und einen äquatorialen Ring bildet. Viele Be-Röntgendoppelsterne verhalten sich wie *X-ray-transients* (siehe Kapitel 2.2.3). Periodische Ausbrüche treten auf, wenn der Neutronenstern auf seiner Bahnbewegung den Äquatorring durchquert und infolgedessen die

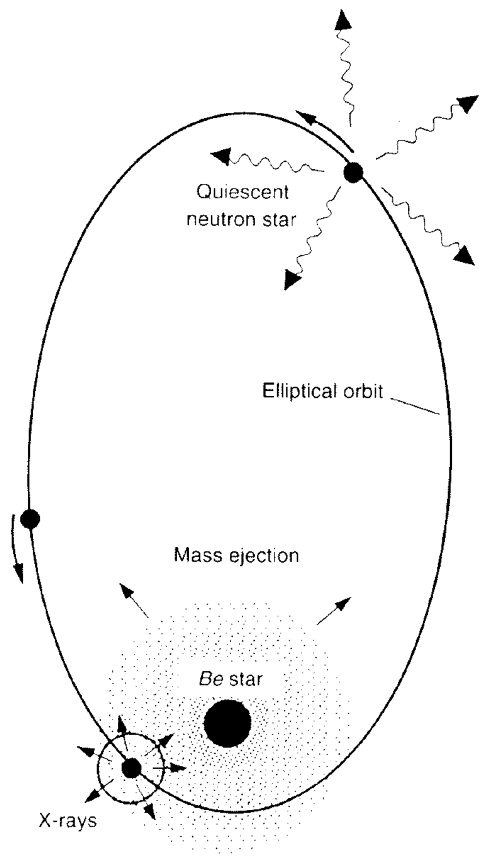


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der exzentrischen Bahn eines Doppelsternsystems mit Be-Stern Begleiter (Charles & Seward 1995, Abb.7.22).

Massenakkretionsrate schlagartig ansteigt. Den größten Teil eines Bahnzyklus verbringt der Neutronenstern auf seinem stark elliptischen Orbit aber außerhalb der Reichweite des Äquatorrings. Die Bahn eines Neutronensterns um einen Be-Begleiter ist in Abb. 2.2 dargestellt. Die unregelmäßige Massenakkretion schlägt sich in ebensolchen Helligkeitsvariationen in der optischen Lichtkurve nieder.

2.2.2 LMXBs

Bei den Begleitsternen der Neutronensterne in LMXBs handelt es sich um Sterne von Spektraltyp A oder später, die meistens masseärmer sind als $1\,\mathrm{M}_\odot$. Diese relativ kühlen Objekte strahlen wenig Energie im UV-Bereich ab. Ihr Sternwind reicht nicht aus, um die Produktion von Röntgenstrahlen aufrechtzuerhalten. Es muß daher einen anderen Mechanismus des Massentransfers geben, der stark genug ist, um die beobachteten Leuchtkräfte zu erzeugen. Ein solcher Prozeß ist *Roche lobe overflow*. Er findet statt, wenn der Begleiter die Hauptreihe verlassen hat und im Riesenstadium solange expandiert bis er ein kritisches Volumen, den sogenannten *Roche lobe* ausfüllt. Dann kann auf der Verbindungslinie der beiden Sterne am inneren Lagrange-Punkt L_1 Materie ins Gravitationsfeld des Neutronensterns überströmen. Eine ausführlichere Beschreibung des Massentransfers durch *Roche lobe overflow* erfolgt in Kapitel 2.3.2. Typische Massenakkretionsraten durch diesen Prozeß liegen zwischen $\dot{M}_{\mathrm{acc}} = 10^{-11} \ldots 10^{-8}\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{yr}$.

Die akkretierte Materie hat wegen ihrer nichtverschwindenden Azimutalgeschwindigkeit so viel Drehimpuls, daß sie eine Akkretionsscheibe um den Neutronenstern bildet und von dort aus langsam nach innen spiralisiert. Die Gestalt eines scheibenakkretierenden Röntgendoppelsterns ist in Abb. 2.1 (b) schematisch dargestellt. Schließlich fällt die Masse auf die Oberfläche des Neutronensterns herab und wird dort teilweise in Strahlung umgewandelt. Pulse werden in LMXBs nur selten beobachtet, da das Magnetfeld im allgemeinen nicht die Kraft zum Umlenken der Materie auf die Pole besitzt.

Ein wichtiges Merkmal vieler LMXBs 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 widerum bei Erreichen einer kritischen Temperatur und Dichte schlagartig zu Brennen beginnt. Dieser Helium-*flash* wird als Röntgen-*burst* beobachtet.

In der Lichtkurve mehrerer LMXBs werden Quasiperiodische Oszillationen (QPOs) beobachtet. Nach einer gängigen Modellvorstellung beruhen diese *Peaks* in der Lichtkurve auf ungleichmäßiger Akkretion durch den Neutronenstern. Plasmaklumpen am inneren Rand der Scheibe können demnach nur von Stellen oberhalb eines Magnetpols akkretiert werden. Eine solche Konstellation kehrt mit einer Frequenz wieder, die eine Schwebung zwischen Neutronensternrotationsfrequenz und Umlauffrequenz des Scheibenmaterials ist. Die QPOs wiederholen sich mit dieser *beat*-Periode.

Im Gegensatz zu den HMXBs wird die optische Emission von LMXBs durch Reprozessierung von Röntgenstrahlen in der Akkretionsscheibe und Aufheizen des Begleiters dominiert. Da die Akkretionsscheibe bedeutend heller ist als der Begleitstern, werden ellipsoidale Variationen in der optischen Lichtkurve, die die Geometrie des Begleitsterns wiedergeben, nur in solchen Fällen beobachtbar, wo die Röntgeneffekte fehlen.

Bestätigende Hinweise für das Wirken von Reprozessierung in der Sternatmosphäre lieferten auch die Entdeckung von optischen Pulsationen sowie die Zeitverzögerung von optischen *bursts* in Bezug auf zugehörige Röntgenausbrüche bei Röntgenburstern. Letztere haben ihre Ursache im unterschiedlichen Abstand der Emissionsorte der optischen und Röntgenbursts vom Beobachter und in der damit unterschiedlichen Lichtlaufzeit. Details über das optische Erscheinungsbild von LMXBs können bei van Paradijs & McClintock (1995) nachgelesen werden.

2.2.3 X-ray transients

Einige der Röntgendoppelsterne sind *transients*, deren Helligkeit nur kurzzeitig die Detektionsschwelle überschreitet. Danach verschwindet das System wieder für einige Zeit von der Bildfläche.

Transiente Röntgenquellen zerfallen in zwei Klassen, die *soft transients* und die *hard transients*. Es handelt sich dabei im ersten Fall um LMXBs und im zweiten Fall um HMXBs, deren Massenakkretionsraten sehr große zeitliche Variationen aufweisen. Bei den *hard transients* ist der Begleiter meist ein Be-Stern. Die nur zeitweilige Sichtbarkeit hängt hier also, wie bereits erwähnt, mit der ringförmigen Massenabgabe des Be-Sterns zusammen. Die *soft transients* haben im aktiven Zustand ähnliche optische und Röntgeneigenschaften wie normale LMXBs. Viele *soft transients* sind Schwarzloch-Kandidaten. Als Ursache für die Helligkeitsausbrüche in diesen Systemen werden Instabilitäten in der Akkretionsscheibe diskutiert (Mineshige & Wheeler 1989).

2.3 Akkretionsmechanismen

Sowohl Wind- als auch Scheibenakkretion sind in der Natur häufig realisierte Prozesse. Die entscheidende Größe, die die Röntgenleuchtkraft steuert, ist hierbei, neben Masse $M_{\rm x}$ und

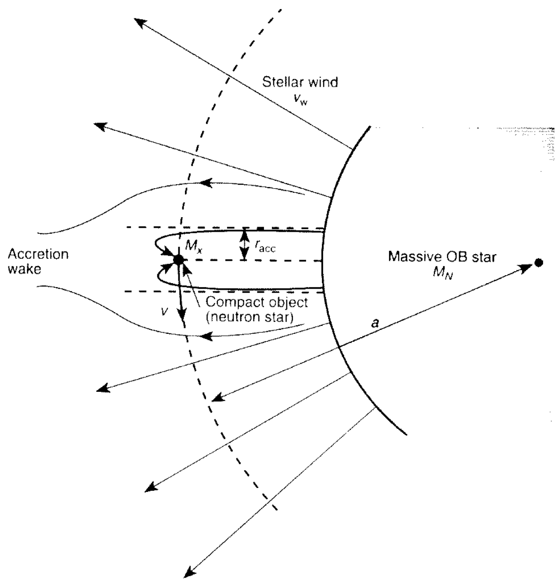


Abbildung 2.3: Zylindersymmetrische Akkretion nach dem Bondi-Hoyle-Modell (aus Charles & Seward 1995). Erläuterungen siehe Text.

Radius R_x des akkretierenden Objekts, die Massenakkretionsrate $\dot{M}_{\rm opt}$ des optischen Begleiters bzw. der Anteil des Massenflusses, der letztlich vom Neutronenstern akkretiert wird, $\dot{M}_{\rm acc}$.

Für sphärisch symmetrische Akkretion gibt es eine kritische Leuchtkraft, das sog. Eddington-Limit, die durch Gleichgewicht zwischen Strahlungsdruck der nach außen dringenden Röntgenstrahlung und Gasdruck der einströmenden Materie definiert ist. Das Eddington-Limit (Frank, King & Raine 1985)

$$L_{\rm edd} = \frac{4\pi G M_{\rm x} m_{\rm p} c}{\sigma_{\rm T}} \simeq 1.3 \cdot 10^{38} \frac{M}{\rm M_\odot}\,{\rm erg/s}, \tag{2.3}$$

wo $\sigma_{\rm T}$ der Wirkungsquerschnitt für Thomson-Streuung ist, bildet eine obere Grenze für die Leuchtkraft, da der Strahlungsdruck bei höheren Leuchtkräften weiteren Materiestrom verhindert. Beobachtungen zeigen, daß viele Objekte sich durch Super-Eddington-Leuchtkräfte auszeichnen, ein Hinweis auf Abweichungen von sphärisch symmetrischer Akkretion (Margon & Ostriker 1973).

Das Eddington-Limit begrenzt auch die Massenakkretionsrate $\dot{M}_{\rm acc}$, da unter der idealisierten Annahme von vollständiger Umsetzung der akkretierten Materie in Strahlung die Leuchtkraft mit der Gravitationsenergie verknüpft ist (Frank, King & Raine 1985):

$$L_{\rm x} = \frac{G M_{\rm x} \dot{M}_{\rm acc}}{R_{\rm x}} \tag{2.4}$$

2.3.1 Wind-Akkretion

Besitzt die akkretierte Materie keinen Drehimpuls, so gibt es keine Zentrifugalkräfte, die den freien Fall aufhalten könnten. Die Akkretionsgeometrie hat dann entweder sphärisch-symmetrische oder zylindersymmetrische Gestalt. Sphärisch-symmetrische Geometrie ist realisiert, wenn das Gas sich mit Unterschallgeschwindigkeit bewegt (d.h. $v_{\rm w} \ll c_{\rm s}$, wo $c_{\rm s}$ die Schallgeschwindigkeit im Medium und $v_{\rm w}$ die Windgeschwindigkeit sind). Dies ist bei Akkretion aus dem interstellaren Medium (ISM) der Fall. Die damit verbundenen Leuchtkräfte sind viel kleiner als die beobachteten Röntgenleuchtkräfte.

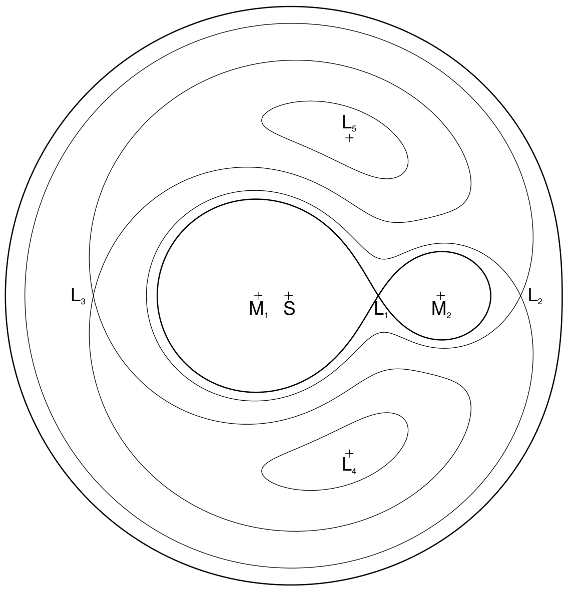


Abbildung 2.4: Roche Potential eines Doppelsternsystems(siehe Kreykenbohm 1997).

Man geht deshalb davon aus, daß Wind-Akkretion dem zylindersymmetrischen Bondi-Hoyle-Modell folgt. Dieses Modell beschreibt die Windakkretion, wenn der Wind sich mit Überschallgeschwindigkeit bewegt (siehe Abb. 2.3 und Charles & Seward (1995)). Hinter dem Neutronenstern bildet sich eine Schockwelle aus. Die Relativgeschwindigkeit zwischen Wind und Neutronenstern beträgt dann $v_{\mathrm{rel}} = \sqrt{v_{\mathrm{w}}^2 + v_{\mathrm{x}}^2}$. Außerhalb eines Radius $r_{\mathrm{acc}} = 2GM_{\mathrm{x}}/v_{\mathrm{rel}}^2$, der demjenigen Abstand vom Neutronenstern entspricht, an dem die Gravitationsenergie gleich groß wird wie die kinetische Energie des Gases, bleibt der Wind unbeeinflußt vom Gravitationsfeld des Neutronensterns. Dieser Teil des Windes strömt auf der Rückseite des Neutronensterns ungestört weiter und bildet den *accretion wake*. Materie innerhalb von r_{acc} verliert genug Energie, um vom Neutronenstern akkretiert zu werden.

Da der Sternwind in alle Richtungen abfließt, wird nur ein Teil davon akkretiert. Dieser Bruchteil berechnet sich aus dem Verhältnis vom Massenfluß im Akkretionszylinder mit Radius r_{acc} zum gesamten isotropen Massenverlust des Begleitsterns (Frank, King & Raine 1985):

$$\frac{\dot{M}_{\mathrm{acc}}}{\dot{M}_{\mathrm{w}}} = \frac{\pi r_{\mathrm{acc}}^2 \cdot v_{\mathrm{w}}}{4\pi a^2 \cdot v_{\mathrm{w}}} = \frac{1}{4}\left(\frac{r_{\mathrm{acc}}}{a}\right)^2 \quad , \tag{2.5}$$

wo a der Doppelsternabstand ist. Für typische Windgeschwindigkeiten von O- oder B-Sternen gilt für das Verhältnis $r_{\mathrm{acc}}/a \sim 10^{-2}$, so daß nur ca. 0.01% des Sternwindes akkretiert werden. Windraten betragen für O- und B-Sterne ca. $\dot{M}_{\mathrm{w}} = 10^{-4} - 10^{-6}\,\mathrm{M}_{\odot}/\mathrm{yr}$. Daher werden trotz der geringen Effizienz ca. $10^{-8}\,\mathrm{M}_{\odot}/\mathrm{yr}$ akkretiert.

2.3.2 Roche lobe overflow

Während der Entwicklung eines Doppelsternsystems kann es dazu kommen, daß ein Mitglied so stark expandiert, daß die Gravitation des Begleiters (d.i. hier das kompakte Objekt) Masse des expandierten Sterns vom Verbindungspunkt der beiden Schwerefelder, L_1, anzieht. Einen solchen Fall kann man vereinfacht behandeln, indem man die Bewegung eines Testpartikels im Gravitationspotential zweier Massen betrachtet. Im mitrotierenden Koordinatensystem erfährt das Probeteilchen neben den Gravitationskräften durch die beiden Massen auch Scheinkräfte. Das zugehörige Potential, in welchem sich die Probemasse befindet, wird *Roche*

Potential genannt und hat die folgende analytische Gestalt:

$$\Phi_{\mathrm{R}} = -\frac{GM_1}{|\vec{r}-\vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\vec{r}-\vec{r}_2|} + \frac{1}{2}\cdot(\vec{\omega}\times\vec{r})^2 \tag{2.6}$$

Geschwindigkeitsabhängige Kräfte wie die Corioliskraft sind hierbei nicht berücksichtigt.

Eine Darstellung der Äquipotentialflächen zeigt Abb. 2.4. In Nähe einer der Massen M_i dominiert deren Anziehung das Potential, und die Äquipotentialflächen sind näherungsweise kugelförmig. Für einen bestimmten Wert von Φ_{R} schneiden sich die Äquipotentialflächen der beiden Massen M_1 und M_2 in einem Punkt, dem inneren Lagrangepunkt L_1. Er ist ein Sattelpunkt der Funktion Φ_{R}. Die zugehörige Äquipotentialfläche heißt *Roche lobe*. An L_1 findet Materieübertrag statt. Die weiteren kritischen Punkte $\mathrm{L}_2 - \mathrm{L}_5$ liegen nicht auf der *Roche*-Fläche des kompakten Objekts und spielen beim Massentransfer keine Rolle.

Die Gestalt der *Roche lobes* ist sehr kompliziert, so daß meistens ein numerisch abgeleiteter Radius (Verbunt & van den Heuvel 1995)

$$R_2 = a\cdot 0.38 + 0.20\cdot\log q \tag{2.7}$$

angegeben wird, wobei q das Massenverhältnis $q = M_2/M_1$ und $a = a_1 + a_2$ der Abstand der beiden Sterne ist. Für den *Roche lobe* der anderen Masse gilt dann offensichtlich

$$R_1 = a\cdot 0.38 - 0.20\cdot\log q \tag{2.8}$$

2.3.3 Akkretionsscheibe und Akkretionssäule

Eine Akkretionsscheibe bildet sich um den Neutronenstern, wenn die überströmende Materie einen nichtverschwindenden Drehimpuls besitzt, wie es bei *Roche lobe overflow* der Fall ist. Man kann sich diesen Prozeß so vorstellen, als würde ein Probeteilchen in L_1 aus der Ruhe emittiert und dann in eine elliptische Bahn in der Doppelsternebene eintreten. Aufgrund von Kollisionen solcher Testteilchen kommt es zu Reibungseffekten. Dabei wird ein Teil der Energie abgestrahlt. Das Gas spiralisiert innerhalb der Scheibe langsam einwärts und verliert dabei nach und nach seinen Drehimpuls. Dieser wird auf die äußeren Partien der Scheibe übertragen, so daß sich diese in beide Richtungen ausdehnt.

Radiale Bewegungen der Teilchen innerhalb der Scheibe führen zu Reibungsverlusten. Grund hierfür ist die differentielle Rotation, d.h. die Tatsache, daß Gas auf verschiedenen Radien unterschiedliche Azimutalgeschwindigkeit und unterschiedlichen Drehimpuls trägt. Die typische Längenskala und die Geschwindigkeit, mit der solche radialen Bewegungen vor sich gehen, bilden ein Maß für die Viskosität der Scheibe. Das Hauptproblem der Theorie von Akkretionsscheiben ist, daß diese Größen nicht gut bekannt sind. Ein Ansatz, der sich bei der theoretischen Beschreibung von Akkretionsscheiben durchgesetzt hat, ist die 'Theorie der geometrisch dünnen Scheiben' von Shakura & Sunyaev (1973). Auf jedem Ring der Scheibe bewegt sich das Material abgesehen von kleinen Driftgeschwindigkeiten in radialer Richtung auf einem Kepler'schen Orbit mit $v_\phi(r) = \omega_{\mathrm{kep}} r$. Die Scheibenhöhe ist radiusabhängig und beträgt für typische Parameter am äußeren Scheibenrand ca. 1% des Radius. Daraus erklärt sich die Bezeichnung der Theorie als einer solchen von geometrisch dünnen Scheiben.

Die letzte Stufe der Annäherung der akkretierten Materie an den Neutronenstern wird vom Magnetfeld desselben gesteuert. Im Falle eines stark magnetisierten Neutronensterns reicht die Scheibe nicht bis zur Oberfläche des zentralen Objektes herab, da der Massenfluß vorher vom Magnetfeld unterbrochen wird. Der innere Rand der Scheibe liegt am *magnetosphärischen Radius* (=Alfvén-Radius, r_{A}), derjenigen radialen Entfernung, an der der Druck des Magnetfelds und der Gasdruck der einwärtsströmenden Masse im Gleichgewicht sind. Es gilt also (siehe Davidson & Ostriker 1973)

$$P_{\mathrm{mag}} = \frac{B^2(r_{\mathrm{A}})}{8\pi} = \rho(r_{\mathrm{A}})\cdot v_\phi(r_{\mathrm{A}})^2 = P_{\mathrm{gas}}. \tag{2.9}$$

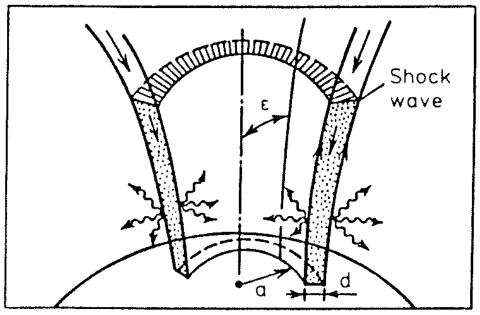


Abbildung 2.5: Hohlzylinder-Akkretion (Lipunov 1987, Abb.6.6).

In der Literatur werden neben dieser auch andere Definitionen für den magnetosphärischen Radius verwendet, die größenordnungsmäßig alle zum gleichen Resultat führen. Eine Auflistung dieser Definitionen ist bei Kretschmar (1996) zu finden.

Unter Annahme eines Dipol-Feldes der Gestalt $B(r) \sim \mu/r^3$ kann der magnetosphärische Radius in Abhängigkeit von M_x, R_x und L_x berechnet werden (Lamb, Pethick & Pines 1973):

$$r_\mathrm{A} = 2.6 \cdot 10^8 \left[\frac{\mu_{30}^{4/7} (M/\mathrm{M}_\odot)^{1/7}}{L_{37}{}^{2/7} R_6{}^{2/7}} \right] \mathrm{cm} \tag{2.10}$$

μ_{30} ist hier das magnetische Moment in Bezug auf das Oberflächenfeld B_s in Einheiten von $10^{30}\,\mathrm{Gcm}^3$ ($\mu \sim B_\mathrm{s} R_\mathrm{x}^3$), L_{37} die Röntgenleuchtkraft in $10^{37}\,\mathrm{erg/s}$, R_6 der Radius des Neutronensterns in $10^6\,\mathrm{cm}$ und M die Masse des Neutronensterns. Für typische Neutronensternparameter ist dieser Alfvén-Radius ca. $10^8\,\mathrm{cm}$ und damit viel größer als der Radius des zentralen Objektes selbst ($R_\mathrm{x} = 10^5\,\mathrm{cm}$).

An der Alfvén-Fläche versucht das Magnetfeld, die akkretierte Materie zu Korotation zu zwingen. Das Material wird entlang der Magnetfeldlinien umgeleitet und erreicht die Oberfläche des Neutronensterns an den Magnetpolen. Die akkretierenden Polkappen nehmen einen Bruchteil $f \sim R_\mathrm{x}/r_\mathrm{A}$ der gesamten Neutronensternoberfläche ein (siehe Frank, King & Raine 1985).

In der Vergangenheit wurden verschiedene Versuche unternommen, aus der Geometrie und Struktur der Akkretionssäule das beobachtete Spektrum sowie die Emissionsgeometrie der Strahlung zu erklären. Die extremen physikalischen Bedingungen nahe der Neutronensternoberfläche ($B \simeq 10^{12}\,\mathrm{G}$, $v_\mathrm{gas} \simeq c/2$, $L > L_\mathrm{edd}$) erschweren die theoretische Behandlung der Akkretion auf die Polkappen. 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 durch Wechselwirkung mit der Atmosphäre des Neutronensterns ab. Oberhalb einer kritischen Leuchtkraft $L_* \sim 10^{36}\,\mathrm{erg/s}$ bildet sich ein Schock aus, dessen Höhe über der Polkappe mit der Akkretionsrate steigt. Die kinetische Energie des Gases wird an Photonen übertragen, so daß die akkretierende Materie allmählich abgebremst wird und unterhalb der Schockfront langsam absinkt, während die Strahlung seitwärts austritt. Die maximal erreichbare Leuchtkraft L_max wird dann erreicht, wenn der Schock gleich am Alfvén-Radius einsetzt: $H_\mathrm{s} = r_\mathrm{A}$. Der Wert von L_max hängt stark von der Akkretionsgeometrie ab und kann für bestimmte Fälle die Eddington-Leuchtkraft um einiges übersteigen.

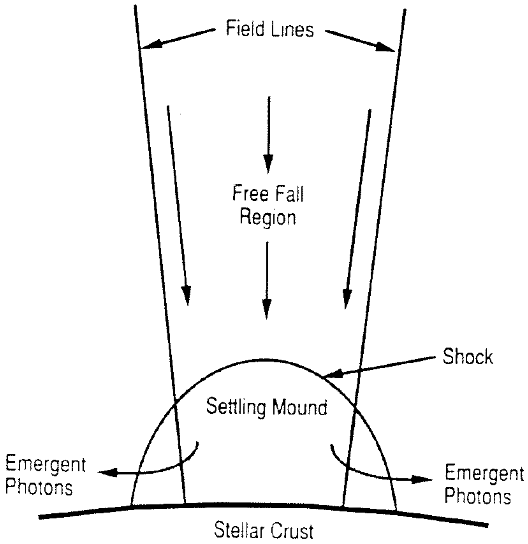


Abbildung 2.6: Akkretionssäule bei ausgefülltem Zylinder (Burnard, Arons & Klein 1991).

Es besteht allerdings Unklarheit über die Frage, welche Geometrie der Akkretionsstrom in der Säule einnimmt. Bei dem von Basko & Sunyaev (1976) verwendeten Modell strömt die Materie an den Wänden eines Zylinders entlang nach unten (siehe Abb. 2.5). Ein einfacherer Fall liegt vor, wenn der Akkretionsstrom gleichmäßig über die Säule verteilt ist. Dann nimmt das Emissionsgebiet unterhalb des Schocks die Gestalt eines Hügels an (siehe Burnard, Arons & Klein 1991 und Abb. 2.6).

Unter Annahme einer bestimmten Emissionsrichtung für die Strahlung, können Pulsprofile simuliert und mit den Beobachtungen verglichen werden. Strahlt der Neutronenstern hauptsächlich entlang der Magnetfeldachse ab, so spricht man von einem *pencil beam*. Ein solcher kann zustande kommen, da die Strahlung entlang der Magnetfeldachse weniger gestreut wird, als in anderen Richtungen (Harding et al. 1984). Verläßt die Strahlung die Polkappengegend seitwärts, so handelt es sich um einen *fan beam*. Die zusätzliche Änderung des Strahlmusters durch Gravitationsablenkung im Schwerefeld des Neutronensterns wurde für die *fan beam*-Geometrie von Brainerd & Mészaros (1991) behandelt.

Abhängig von der relativen Lage von Magnetfeldachse, Rotationsachse und Sichtlinie zueinander, sieht man entweder eine oder beide Polkappen. Konstellationen, in denen beide Polkappen sichtbar sind, äußern sich in einem Pulsprofil mit zwei Maxima, d.h. in einem Doppelpuls.

2.4 Röntgenpulsare

Röntgenpulsare sind Neutronensterne in Doppelsternsystemen, die gepulste Röntgenstrahlung aussenden. Das Zustandekommen der anisotropen Emission und deren Wahrnehmung als Pulse wurde in den vorhergehenden Abschnitten bereits erklärt. Dieser Mechanismus erlaubt eine direkte Untersuchung der Rotationsperiode des Neutronensterns. Da der Röntgenpulsar durch die Akkretion von Materie Drehimpuls aufnimmt, unterliegt er einem Spin-up Trend (Abnahme der Rotationsperiode). Anfangs rotiert der Neutronenstern relativ langsam, so daß das Gas auf der Scheibe am magnetosphärischen Radius r_{A} abgebremst werden muß,

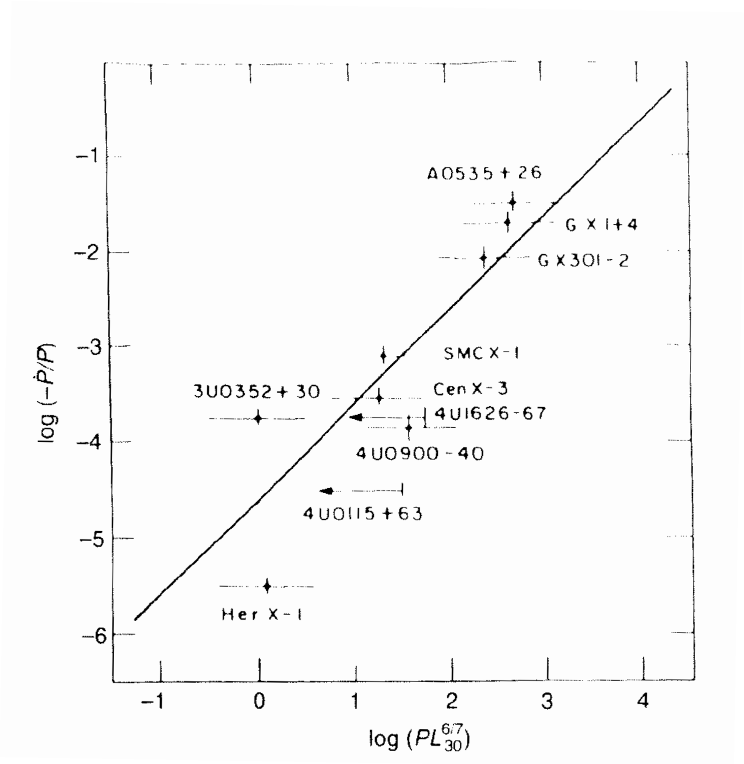


Abbildung 2.7: Vergleich der beobachteten Beziehung zwischen Spin-up Rate und der Größe $PL^{6/7}$ für neun Röntgenpulsare (Longair 1981b, Abb.16.13).

um mit dem Magnetfeld mitzurotieren. Dabei wird auf den Neutronenstern ein Drehmoment

$$I\dot{\Omega}_{\mathrm{x}} = \dot{M}_{\mathrm{opt}}\Omega_{\mathrm{kep}}(r_{\mathrm{A}})r_{\mathrm{A}}^2 \tag{2.11}$$

ausgeübt, aus dem man die relative Änderung der Rotationsperiode ableiten kann. Die von Ghosh & Lamb (1979) gefundene Proportionalität

$$-\frac{\dot{P}_{\mathrm{spin}}}{P_{\mathrm{spin}}} \sim P_{\mathrm{spin}} L_{37}^{6/7}\,\mathrm{yr}^{-1} \tag{2.12}$$

kann experimentell überprüft werden (siehe Abb. 2.7). Man findet in Einklang mit der abgeleiteten Beziehung Werte zwischen $10^{-2} - 10^{-6}\,\mathrm{yr}^{-1}$ für $-\dot{P}_{\mathrm{spin}}/P_{\mathrm{spin}}$. Gleichung (2.12) wird komplizierter, wenn der Neutronenstern schneller rotiert, da dann zusätzliche Drehmomente berücksichtigt werden müssen.

Nach gewisser Zeit erreicht der Neutronenstern ein Gleichgewicht, in dem seine Rotationsfrequenz gleich der Keplerfrequenz am Magnetosphärenradius ist, so daß

$$P_{\mathrm{spin,eq}} = 2\pi\sqrt{\frac{r_{\mathrm{A}}^3}{GM_{\mathrm{x}}}} \tag{2.13}$$

$$= 1.9\,\mathrm{ms}\cdot B_9{}^{6/7}\left(\frac{M_{\mathrm{x}}}{1.4\mathrm{M}_\odot}\right)^{-5/7}\cdot\left(\frac{\dot{M}_{\mathrm{opt}}}{\dot{M}_{\mathrm{edd}}}\right)^{-3/7} R_6^{16/7} \tag{2.14}$$

(Bhattacharya 1995). Hier ist B_9 das Feld an der Oberfläche des Neutronensterns in Einheiten von 10^9 G und $\dot{M}_{\mathrm{edd}}$ die Eddington-Akkretionsrate für sphärische Akkretion.

Die Pulsperioden von Röntgenpulsaren unterliegen einer breiten Verteilung, die von 69 ms für den schnellsten Röntgenpulsar A0535-668 bis zu 835 s für X Per reicht.

2.5 Magnetfelder von Neutronensternen

Es gibt mehrere Methoden, Magnetfelder von Neutronensternen zu bestimmen. Falls sich der Neutronenstern im Sinne von Gleichung (2.14) im Gleichgewicht befindet, kann man über Bestimmung der Pulsfrequenz und der Leuchtkraft auf die Stärke des Feldes schließen. Normalerweise befindet sich der Neutronenstern allerdings noch in einer Spin-up-Phase. Man findet dann das Magnetfeld über das magnetische Moment μ, welches mit der Änderung der Rotationsperiode über

$$-\dot{P}_{\mathrm{spin}} \sim \mu^{2/7} \cdot P_{\mathrm{spin}}^2 \cdot L_{\mathrm{x}}^{6/7} \tag{2.15}$$

(siehe auch vorhergehender Abschnitt) verknüpft ist. Besser ist es allerdings, das Magnetfeld über die Lage von Zyklotronabsorptionslinien im Röntgenspektrum zu bestimmen. Da es sich dabei um eine direkte Methode handelt, fallen Unsicherheiten wie z.B. die Größe der Proportionalkonstante in Gleichung (2.15) weg. Außerdem erhält man aus der Beobachtung der Spektren die Gesamtstärke des Feldes, während (2.15) unter der Annahme eines dipolförmigen Feldes abgeleitet wurde.

Eine weit verbreitete Vorstellung über den Ursprung der Magnetfelder von Neutronensternen geht davon aus, daß diese Felder in der einen oder anderen Weise vom Vorgängerstern 'übernommen' wurden. Die Erhaltung des magnetischen Moments, $\mu \sim B/r^3$, hat bei Verkleinerung des Radius um mehrere Größenordnungen, wie er bei der Entstehung eines Neutronensterns aus einem gewöhnlichen Stern stattfindet, eine enorme Verstärkung des Magnetfeldes zur Folge. Da keine Methoden zur Messung von B-Feldern von Vorläufersternen zur Verfügung stehen, konnte diese Hypothese allerdings bisher nicht bewiesen werden.

Nach anderen Rechnungen (Ruderman, Shaham & Tavani 1989) wird das Magnetfeld nicht während des Hauptreihenstadiums, sondern im anschließenden Kernkollaps durch einen Dynamoprozeß erzeugt. Da bei Temperaturen von $T < 10^{10}$ K im Innern des Neutronensterns die vorhandenen Protonen mit den Neutronen Cooper-Paare bilden, wird das Magnetfeld bei diesem Ansatz im Rahmen der Theorie der Supraleiter beschrieben.

Wieder andere Theorien versuchen das Magnetfeld durch Wärmeströme zu erklären. Der Temperaturgradient zwischen dem heißen Inneren und der kühleren Kruste des Neutronensterns erzeugt demnach zunächst ein elektrisches Feld, welches dann aufgrund seiner nichtverschwindenden Rotation die Ursache für ein magnetisches Feld ist. Dessen Aufbau dauert nach dem Modell von Blandford, Applegate & Hernquist (1983) ca. $10^4 - 10^5$ Jahre. Man würde also erwarten, daß das Magnetfeld erst mit einer entsprechenden Verzögerung nach der Geburt des Neutronensterns auftritt. Daher müßten sich in manchen alten Supernova-Überreste junge Pulsare befinden. Eine eindeutige Identifikation solcher Systeme ist bisher nicht gelungen, weshalb die oben beschriebene Theorie vom 'fossilen Magnetfeld' allgemein als die richtige akzeptiert wird.

Ostriker & Gunn (1969) stellten fest, daß die Magnetfelder von Neutronensternen einem exponentiellen Zerfall zu unterliegen scheinen. Obwohl sich das von ihnen verwendete Modell später als fehlerhaft herausstellte, etablierte sich die Vorstellung vom zerfallenden Magnetfeld und wurde als Grundlage für zahlreiche Evolutionsszenarien verwendet. Es soll hier jedoch betont werden, daß experimentelle Anzeichen für den Zerfall von Magnetfeldern nur bei Neutronensternen in Doppelsternsystemen gefunden werden (siehe Kapitel 2.2).

2.5.1 Zyklotronabsorptionslinien

Mit den besprochenen Methoden wurden für Magnetfelder von Neutronensternen Werte von ca. 10^{12} G gefunden. Es handelt sich dabei möglicherweise um die stärksten im Universum existierenden Felder überhaupt, welche die im irdischen Labor erzeugbaren Feldstärken (max. 10 MG) um Größenordnungen überschreiten. Es soll nun kurz der Mechanismus der Erzeugung von Zyklotronresonanzlinien in starken Magnetfeldern erläutert werden.

Zyklotronstrahlung entsteht, wenn Elektronen sich um Magnetfeldlinien bewegen. Nichtrelativistische Teilchen kreisen mit der Larmorfrequenz

$$\omega_{\mathrm{L}} = \frac{eB}{m_{\mathrm{e}}c}. \tag{2.16}$$

Bei Magnetfeldern der beobachteten Größenordnung ist die Bewegungskomponente der Elektronen senkrecht zu den Feldlinien gequantelt. Die Elektronen befinden sich auf Landau-Niveaus, die mit B folgendermaßen verknüpft sind (Harding 1991):

$$E_n = mc^2 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{p_{\|}}{mc}\right)^2 + 2nB'} \tag{2.17}$$

mit $B' = B/B_{\mathrm{crit}}$ und $B_{\mathrm{crit}} = m^2c^3/(e\hbar)$. B_{crit} hat anschaulich die Bedeutung derjenigen Feldstärke, bei der die Zyklotronenergie gerade die Ruheenergie des Elektrons erreicht.

Parallel zu den Feldlinien bewegen sich die Elektronen dagegen frei und tragen den Impuls $p_{\|}$. Aus der Tatsache, daß die beobachteten Zyklotronlinien im Bereich einiger zig keV liegen und damit ihre Energie einen erheblichen Bruchteil der Elektronruhemasse (511 keV) ausmacht, wird die quantenmechanische Natur der Bewegung verständlich.

Die Zyklotronfrequenz aus Gleichung (2.16) entspricht gerade der Energiedifferenz zwischen den beiden untersten Landau-Niveaus ($n = 1$ und $n = 2$). Man spricht im Zusammenhang mit Neutronensternen von Gleichung (2.16) auch als der 12-B-12-Regel, da in etwa gilt $\Delta E(\Delta n = 1) = \hbar\omega_{\mathrm{L}} \simeq 12B_{12}\,\mathrm{keV}$, wenn das Magnetfeld in Einheiten von $10^{12}\,\mathrm{G}$ gemessen wird.

Wenn sich alle Elektronen im Landau-Grundniveau ($n = 1$) befinden, wird die Absorption eines Photons sofort von der Emission eines Photons gefolgt. Es liegt Resonanz-Streuung vor. Zur exakten Behandlung des Problems müssen relativistische Korrekturen am Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung angebracht werden, die unter anderem bewirken, daß die Zyklotronenergien vom Winkel θ zwischen Photon und Magnetfeld abhängen (Herold 1979):

$$\omega_{\mathrm{res}}(\theta) = \frac{\sqrt{(m^2 + 2neB\sin^2\theta)} - m}{\sin^2\theta} \tag{2.18}$$

Die Larmor-Frequenzen der nichtrelativistischen Behandlung bleiben gültig, falls sich das Photon parallel zum Feld bewegt. Andernfalls sind die Resonanzenergien kleiner als die Vielfachen der Larmor-Frequenz.

Bei der Interpretation der Zyklotron-Linienlage muß ferner noch die Gravitationsrotverschiebung berücksichtigt werden. Darunter versteht man den Effekt, daß ein entfernter Beobachter die in einem Gravitationsfeld ausgesandte Strahlung nicht bei der Emissionswellenlänge, sondern bei niedrigeren Energien, wahrnimmt. Im Newtonschen Gravitationspotential, $\Phi(r) = -GMm/r$, stehen emittierte und beobachtete Frequenz im Verhältnis (Shapiro & Teukolsky 1983)

$$\frac{\nu_{\mathrm{obs}}}{\nu_{\mathrm{em}}} = \frac{\left(\sqrt{1 + \frac{2\Phi}{c^2}}\right)_{\mathrm{em}}}{\left(\sqrt{1 + \frac{2\Phi}{c^2}}\right)_{\mathrm{obs}}} \tag{2.19}$$

Da der Abstand vom Zentrum des Neutronensterns, dem Schwerkraftzentrum, zum Emissionsgebiet viel kleiner ist als der Abstand zum Beobachter, gilt näherungsweise $\Phi(r_{\mathrm{obs}}) \simeq 0$, und

$$E_{\mathrm{obs}} = E_{\mathrm{em}} \cdot \sqrt{1 - \frac{2GM_{\mathrm{x}}}{r_{\mathrm{em}}c^2}} \tag{2.20}$$

beschreibt die Umrechnung der beobachteten Linienlage in die Emissionsenergie.

Kapitel 3

Der Röntgensatellit *RXTE*

RXTE, der Rossi X-ray Timing Explorer, benannt nach dem italienischen Astronomen Bruno Rossi, ist der derzeit jüngste amerikanische Röntgensatellit. Er wurde am 30. Dezember 1995 mit einer Delta II Rakete vom Kennedy Space Center in Florida gestartet und in seine Umlaufbahn in ca. 600 km Höhe gebracht.

RXTE trägt drei Instrumente, darunter einen Monitor (*ASM*), der neben der Abrasterung des Himmels auf der Suche nach *transients* auch der Langzeit-Überwachung von bekannten Quellen dient. Die anderen beiden Instrumente (*PCA* und *HEXTE*) wurden speziell auf Zeituntersuchungen mit Zeitskalen von Mikrosekunden bis Jahren eingerichtet.

Der Satellit besteht aus einer rechteckigen Box der Maße $3.2\,\mathrm{m} \times 1.8\,\mathrm{m} \times 1.8\,\mathrm{m}$ mit einem Gesamtgewicht von 3200 kg. In Abb. 3.1 sind neben den Instrumenten *PCA*, *HEXTE*

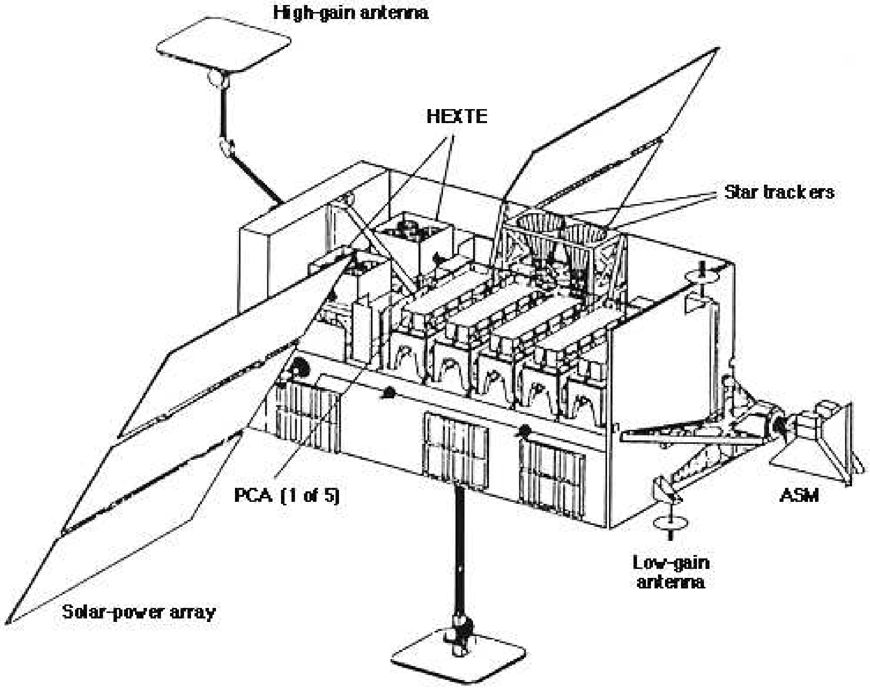


Abbildung 3.1: Der Rossi X-ray Timing Explorer.

und *ASM* die Solarpanele für die Stromversorgung, die beiden der Positionierung dienenden Star Tracker und die Antennen zur Datenübertragung (*High Gain Antenna* und *Low Gain*

Tabelle 3.1: Die wichtigsten Detektoreigenschaften der Instrumente auf *RXTE*.

	ASM	*PCA*	*HEXTE*
Detektortyp	3 PSPC mit Maske	5 Xe-Prop.Zähler	2 NaI/CsI-Cluster
Bandbreite	2-10 keV	2-60 keV	20-200 keV
Fläche	$90\,\mathrm{cm}^2$	$6250\,\mathrm{cm}^2$ *	$1600\,\mathrm{cm}^2$ †
FOV	$90° \times 6°$	1°	1°
Zeitauflösung	1.5 h	$1\,\mu$s	$10\,\mu$s

Antenna) zu erkennen. *RXTE* kann mit Hilfe spezieller Gyroskope um seine eigene Achse gedreht werden. Da auch die Solarpanele beweglich sind, ist der Satellit theoretisch in der Lage, jede beliebige Position einzunehmen. Um die Detektoren durch thermische Strahlung nicht zu beschädigen, wird bei der Pointierung allerdings ein Winkelabstand von mindestens 30° zur Sonne eingehalten.

Wegen der geringen Höhe des *RXTE*-Orbits (die Umlaufzeit in 600 km Höhe beträgt ca. 90 Minuten), befindet sich der Satellit jeweils nur für kurze Zeit direkt in Kontakt mit einer bestimmten Bodenstation. Eine kontinuierliche direkte Übertragung zu einer festen Bodenstation ist nur von einem geostationären Orbit in 36 000 km Höhe aus möglich. Eine solche Bahn kann nur unter erheblichen Transportkosten erreicht werden, und ist daher fast ausschließlich Telekommunikations-Satelliten vorbehalten. Die Datenübertragung von *RXTE* zur Erde erfolgt über zwei TDRS-Satelliten, die sich auf einer höheren Umlaufbahn befinden. Die TDRS-Satelliten senden die Daten nach White Sands, New Mexico, von wo aus sie ins GSFC, Maryland, gelangen. Die Datenübertragungsrate beträgt 26 kBit/s. Während 30 Minuten täglich steht eine Übertragungsrate von 256 kBit/s zur Verfügung. Ein weiterer Nachteil der geringen Höhe ist, daß die Bahn von *RXTE* durch die Süd-Atlantik-Anomalie (SAA) verläuft. Die SAA ist ein Gebiet besonders hoher Teilchendichte in der Erdmagnetosphäre. Ihr Auftreten ist auf die Form des Erdmagnetfeldes zurückzuführen. Zum Schutz vor dem permanenten Teilchenbeschuß werden die Detektoren während der Passage durch die Süd-Atlantik-Anomalie abgeschaltet.

In den folgenden Abschnitten werden die Instrumente auf *RXTE* einzeln vorgestellt. Zur kurzen Übersicht sind die wichtigsten Detektoreigenschaften aller Experimente in Tab. 3.1 zusammengestellt.

3.1 Proportional-Counter Array (*PCA*)

Das *Proportional Counter Array* ist das einzige direkt von der NASA im Goddard Space Flight Center (GSFC), Maryland, gebaute Instrument auf *RXTE*. Die fünf identischen Einheiten des *PCA* nehmen einen großen Teil des Platzes auf dem Satelliten in Anspruch. Die einzelnen Einheiten werden mit PCU0 bis PCU4[1] bezeichnet.

Sechseckige, parallel verlaufende Metallröhren definieren ein Gesichtsfeld von 1° FOV. Jede der fünf PCU-Einheiten besteht aus fünf übereinanderliegenden Vieldraht-Proportionalzählern, die nach außen hin durch ein Schutzschild aus Tantal und Zinn vor harter Röntgenstrahlung und γ-Strahlung abgeschirmt werden. Die oberste und die unterste Ebene werden als Veto-Counter gegen unerwünschte Ereignisse eingesetzt. Seitliche Veto-Counter sind durch die Verbindung der äußersten Drähte aller Schichten realisiert. Ein Schnitt durch die Schichten einer PCU-Einheit ist in Abb. 3.2 dargestellt. Die oberste Kammer ist mit Propangas gefüllt, alle anderen Schichten enthalten eine Mischung aus Xenon (90%) und Methan (10%).

* Effektive Fläche bei 5–10 keV

† Geometrische Fläche

[1] Gelegentlich findet man auch die Bezeichnung PCU1 bis PCU5.

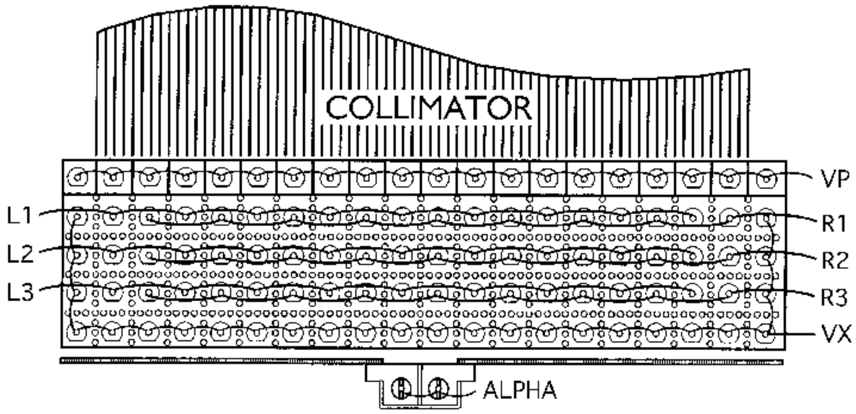


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung eines Schnitts durch eine Einheit des *PCA*.

Auf der Beryllium-Kupfer-Platte, welche an die unterste Schicht der Proportionalzähler anschließt, ist ein ^{241}Am-Präparat aufgebracht. Diese radioaktive Substanz sendet α-Teilchen und Röntgenstrahlen bei 59.6 keV aus. Die Röntgenphotonen werden wie Quellphotonen detektiert. Gleichzeitige Messung eines α-Teilchens in einem unterhalb der Proportionalzähler angebrachten zusätzlichen Detektor identifiziert das Ereignis als eines aus der Kalibrationsquelle. Während der gesamten Beobachtung werden Pulshöhenspektren von diesen Ereignissen aufgenommen, so daß der *Gain* ständig nachgeregelt werden kann.

Die Verarbeitung der vom *PCA* aufgenommenen Daten wird durch ein Mikroprozessor-System an Bord des Satelliten gesteuert. Sieben verschiedene Betriebsmodi können von der Elektronik gleichzeitig bearbeitet werden. Der Beobachter kann vor der Datenaufnahme die seinen Anforderungen am besten entsprechenden Modi auswählen. Die *Gain*-Korrekturen werden allerdings beim STANDARD2F-MODE, der für die Spektralanalyse in dieser Arbeit verwendet wurde, nicht angewandt.

Die effektive Fläche aller PCU-Einheiten zusammen beträgt ca. 6250 cm^2. Die *effektive* Fläche eines Detektors ist von der Energie der zu detektierenden Photonen abhängig und daher von der geometrischen Detektoroberfläche verschieden. Dies ist u. a. darauf zurückzuführen, daß der Wirkungsquerschnitt für Photoabsorption mit steigender Energie der Photonen fällt ($\sigma_{\rm bf} \sim E^{-3}$), und daher viele hochenergetische Photonen ungehindert durch das Instrument hindurchfliegen. Die wirksame Fläche ist daher geringer als die geometrische. Der oben angegebene Zahlenwert gilt für den Energiebereich zwischen 5 und 10 keV.

Eine weitere wichtige Detektor-Kenngröße ist die Zeitauflösung. Sie ist beim *Proportional Counter Array* mit 1 μs besonders gut, so daß Variabilitätsmessungen auf breiter Zeitskala möglich sind.

Das *Proportional Counter Array* war ursprünglich für Photonenenergien von 2 bis 60 keV vorgesehen. Im März 1996 fand dann ein sogenannter 'Gain change' statt. Um den Energiebereich nach oben auszuweiten, wurde die Hochspannung von etwas über 2000 V auf ca. 1950 V heruntergeregelt (Jahoda et al. 1996).

Da die *PCA*-Detektoren nicht beweglich sind, kann während der Beobachtung kein Hintergrund durch Hin- und Herschwenken des Instruments zwischen Quelle und *Off-Source*-Position gemessen werden. (Ein solcher *rocking*-Mechanismus ist bei *HEXTE* realisiert.) Beim *PCA* kann die Bestimmung des Hintergrundes erfolgen, indem Messungen aus der Erdokkultation der Quelle herangezogen werden. Solche Daten stehen zur Verfügung, falls die Quelle sich nicht im Zenit der Satellitenbahn befindet, und während der Erdbedeckung die Instrumente nicht auf eine andere Quelle gerichtet wurden. Alternativ können *Slew*-Daten verwendet werden, d. h. diejenigen Daten, die das Instrument aufgenommen hat, während es auf

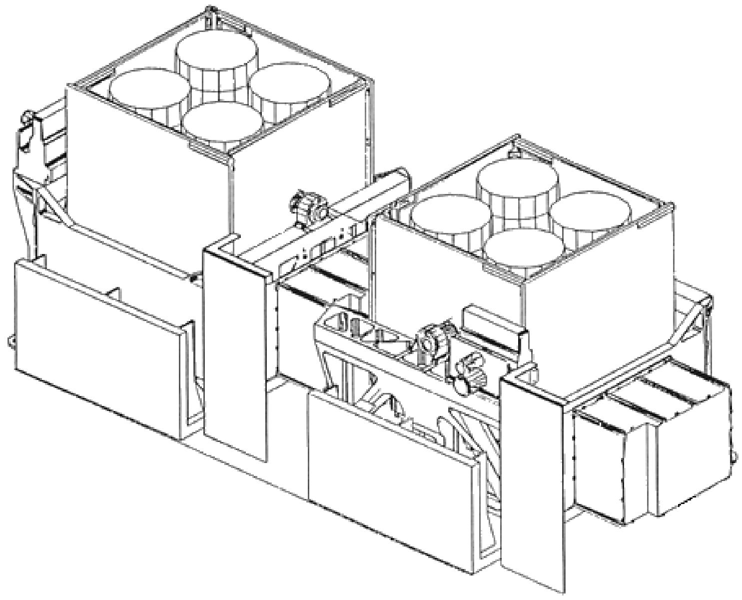


Abbildung 3.3: Ansicht der beiden *HEXTE*-Cluster (schematisch).

die zu beobachtende Quelle hinschwenkte. Besser als die direkte Verwendung von Meßdaten ist die Berechnung des Hintergrundes aus dem von der *RXTE*-GOF (*Guest Observer Facility*) bereitgestellten Modell. Dieses Hintergrundmodell schätzt insbesondere den variablen Detektorhintergrund ab. Der Himmelshintergrund wird als konstant angenommen und zum Detektorhintergrund addiert. Der Benutzer kann mit Hilfe des Modells für jedes beliebige Zeitintervall einen Hintergrund erstellen.

3.2 High Energy X-ray Timing Experiment (*HEXTE*)

Das Hochenergieexperiment *HEXTE* dehnt den empfindlichen Energiebereich von *RXTE* nach oben hin bis 250 keV aus. Zwischen 20 und 60 keV besteht dabei Überlapp mit dem *PCA*. *HEXTE* wurde an der University of California at San Diego (UCSD) entwickelt.

Das Instrument ist aus zwei Clustern von je vier NaI(Tl)/CsI(Na) Phoswich-Szintillationszählern aufgebaut. Ein Phoswich-Detektor besteht aus zwei übereinanderliegenden Schichten von unterschiedlichen Szintillationsmaterialien. Signale, die in beiden Szintillatoren detektiert werden, stellen Hintergrundereignisse dar. Solche Ereignisse sind neben geladenen Teilchen auch Röntgenphotonen, die im Hauptdetektor (NaI) durch Compton-Streuung nur einen Teil ihrer Energie abgegeben haben und daher im zweiten Detektor (CsI) ein weiteres Signal auslösen. Ereignisse im CsI-Szintillator ohne gleichzeitiges Signal aus dem NaI-Volumen stammen von Teilchen oder Strahlung, die seitlich in den Detektor eintritt und sind ebenfalls unerwünscht. Die unterschiedliche Pulsanstiegszeit der Signale in den beiden Materialien wird dazu verwendet, Hintergrundereignisse zu verwerfen.

Hinter den Szintillatoren befindet sich je ein Photomultiplier. Antikoinzidenz-Detektoren in Form von Plastik-Szintillationszählern sind um jeden Cluster herum so angebracht, daß ca. 85% der Teilchen, die den Hauptdetektor treffen auch im Schild einschlagen. Ereignisse, die gleichzeitig im Hauptdetektor und im Schild registriert wurden, können verworfen werden.

Der Gain-Faktor wird durch eine in den Detektor eingebrachte ^{241}Am-Quelle überprüft, ähnlich wie beim *PCA*.

Das Gesichtsfeld von *HEXTE* ist durch Honigwaben-Kollimatoren definiert und beträgt 2°. Jeder der acht Detektoren hat eine effektive Fläche von 200 cm^2. Die Detektoren liefern keine Ortsinformation.

Jeder Cluster kann um eine Achse senkrecht zur Detektorebene gedreht werden. Die Drehachsen der beiden Cluster stehen senkrecht aufeinander (siehe Abb. 3.3), so daß insgesamt vier Hintergrundmessungen vorgenommen werden können. Durch diesen *rocking*-Mechanismus entfällt zwar viel Beobachtungszeit auf den Hintergrund, man erhält aber auch ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis, was besonders im photonenarmen Hochenergiebereich schwierig zu erreichen ist.

3.3 All-Sky-Monitor (*ASM*)

Die Hauptaufgabe des am MIT in Boston entwickelten *All-Sky-Monitors* ist die Himmelsdurchmusterung. Wird eine neu aufleuchtende Quelle vom *ASM* entdeckt, so können die empfindlicheren Instrumente *PCA* und *HEXTE* darauf ausgerichtet werden. Neben der Entdeckung solcher *transients* kann auch die Langzeitvariabilität bekannter, permanenter Quellen untersucht werden. Die vom *All-Sky-Monitor* aufgenommenen Daten sind über das Internet der Öffentlichkeit zugänglich.

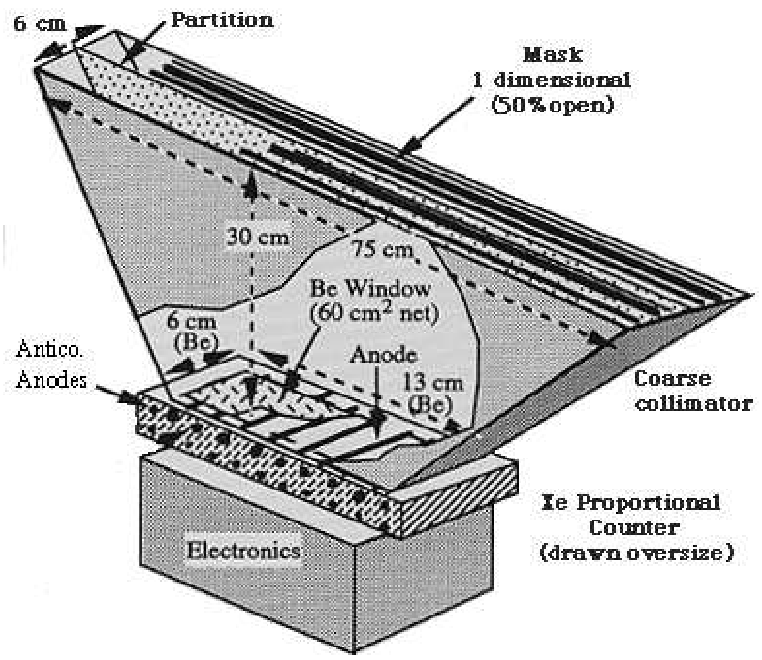


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung einer der drei Kameras des *ASM*.

Für eine möglichst schnelle Durchmusterung ist ein großes Gesichtsfeld von Nutzen. Beim *ASM* umfaßt das Gesichtsfeld $90° \times 6°$. Das Instrument wird in Abständen von 100 Sekunden um 6° rotiert, so daß ca. 80% des Himmels während eines Orbits abgemustert wird. Ein Vorteil des Rotationsmechanismus beim *ASM* ist, daß die Himmelsdurchmusterung ohne Bewegung des Satelliten als Ganzem durchgeführt werden kann.

Der eigentliche Detektor besteht aus drei Kameras. Jede Kamera ist aus einer *coded mask*, einem Kollimator und einem ortsempfindlichen Proportionalzähler (Imaging Proportional Counter, IPC) aufgebaut (siehe Abb. 3.4). Die eindimensionale Maske ist durch eine Anzahl paralleler Schlitze in einer für Röntgenstrahlung zwischen 2 und 10 keV undurchlässigen

Aluminium-Schicht realisiert. Sie wirft durch den Kollimator hindurch ein Schattenmuster auf den Proportionalzähler. Dieser ist eine Vieldrahtkammer, deren Drähte so angebracht sind, daß die Position senkrecht zu den Schlitzen der *coded mask* gemessen wird. Die Kammern sind mit Xe-CO_2 gefüllt. Seitlich und unterhalb des Proportionalzählers sind zusätzliche Kammern angebracht, die Antikoinzidenz-Signale liefern, wenn Photonen aus unerwünschten Richtungen eintreten. Da für die Aufgaben des *ASM* keine spektrale Auflösung verlangt wird, genügt es, mit drei Energiekanälen zu arbeiten.

Kapitel 4

Die *RXTE*-Beobachtung von Her X–1

Dieses Kapitel dient der Überleitung in den Beobachtungsteil der Arbeit. Bevor das Vorgehen bei der Datenanalyse und die dabei auftretenden Schwierigkeiten dargelegt werden, wird das System Her X–1 vorgestellt. Der Abschnitt über Her X–1 ist in Anlehnung an das Kapitel 2 in mehrere Teilbereiche untergliedert, die sich jeweils mit einem besonderen Aspekt des Röntgendoppelsterns Her X–1 befassen.

Der anschließende Abschnitt 'Datenreduktion' enthält neben allgemeinen Fakten über die hier analysierte *RXTE*-Beobachtung (Abschnitt 4.2.1) Informationen über die verwendeten Betriebsmodi der Instrumente (Abschnitt 4.2.2) und den Umgang mit der Detektor-Response (Abschnitt 4.2.4), sowie eine Beschreibung der Behandlung des Hintergrundes (Abschnitt 4.2.3).

4.1 Das System Her X–1

Her X–1/HZ Her gehört zu den wenigen Ausnahmen unter den LMXBs, die gleichzeitig Röntgenpulsare sind. Die folgenden Abschnitte befassen sich mit allgemeinen Systemeigenschaften. Die in der Röntgenlichtkurve von Her X–1 beobachteten Zeitstrukturen werden in Kapitel 6 detailliert besprochen. Für die spektralen Eigenschaften sei auf Kapitel 5 und Kapitel 7 verwiesen.

4.1.1 Entwicklung von Her X–1/HZ Her

Schwierigkeiten bei der Interpretation der Entwicklungsgeschichte von Her X–1/HZ Her bietet u.a. seine ungewöhnlich hohe galaktische Breite. Röntgendoppelsterne mit ähnlichen Systemeigenschaften liegen meistens nahe der galaktischen Ebene, Her X–1/HZ Her aber bei einer Breite von $b^{\mathrm{II}} = 37.^\circ 5$ (Sutantyo, van der Linden & van den Heuvel 1986). Dies bedeutet, daß sich das Objekt, welches nach Howarth & Wilson (1983) eine Distanz von 6 kpc hat, ca. 3500 pc oberhalb der galaktischen Ebene befindet. Dort findet man vor allem Halo-Sterne der Population II. Da HZ Her mit $M_{\mathrm{HZ}} \sim 2.3\,\mathrm{M}_\odot$ eine Lebensdauer von ca. $5 \cdot 10^8$ Jahren hat, ist das System aber relativ jung und kann nicht zur Population II gehören. Folglich muß es sich irgendwann von seinem 'Geburtsort' in der Milchstraßenebene entfernt haben. Die dafür nötige Geschwindigkeit könnte durch Asymmetrien in der Supernova, die der Bildung von Her X–1 voranging, zustandegekommen sein (näheres siehe Sutantyo, van der Linden & van den Heuvel 1986).

Tabelle 4.1: Systemparameter von Her X–1/HZ Her.

Parameter	Symbol	Zahlenwert	Referenz
Abstand zur Erde	D	$5.95 \pm 0.05\,\mathrm{kpc}$	Howarth & Wilson 1983
Inklination	i	$87°$	Middleditch & Nelson 1976
Doppelsternabstand	a	$6.35 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}$	Howarth & Wilson 1983
Elliptizität	ϵ	$< 0.0002\,(1\sigma)$	Deeter, Boynton & Pravdo 1981
Spektraltyp		$A7 - F0$	Crampton 1974
Masse	M_{opt}	$2.32(29)\,\mathrm{M}_{\odot}$	van Kerkwijk, van Paradijs & Zuiderwijk 1995
Radius	R_{opt}	$4.01(37)\,\mathrm{M}_{\odot}$	van Kerkwijk, van Paradijs & Zuiderwijk 1995
Eff. Temperatur (kühle Seite)	T_{eff}	$8400\,\mathrm{K}$	Howarth & Wilson 1983
Masse	M_{x}	$1.47(37)\,\mathrm{M}_{\odot}$	van Kerkwijk, van Paradijs & Zuiderwijk 1995
Akkretionsrate	$\dot{M}_{\mathrm{acc}}$	$(7 - 70) \cdot 10^{-9}\,\mathrm{M}_{\odot}/\mathrm{yr}$	diese Arbeit
Leuchtkraft $(2 - 60\,\mathrm{keV})$	L_{x}	$2.5 \cdot 10^{37}\,\mathrm{erg/s}$	McCray & Shull 1982
proj. Bahnradius	$a/c\,\sin i$	$13.1826\,\mathrm{lt\text{-}s}$	diese Arbeit
Bahnperiode	P_{orb}	$1.699605(63)\,\mathrm{d}$	diese Arbeit
Änderung der Bahnperiode	$\dot{P}_{\mathrm{orb}}$	$(-1.71 \pm 0.19) \cdot 10^{-8}\,\mathrm{d/yr}$	diese Arbeit
projizierte Bahngeschwindigkeit	$v \sin i$	$169.049 \pm 0.004\,\mathrm{km/s}$	Deeter, Boynton & Pravdo 1981
Pulsperiode	P_{spin}	$1.237739511(19)\,\mathrm{s}^{*}$	diese Arbeit
obere Kulmination	$T_{\frac{\pi}{2}}$	$\mathrm{MJD}^{\dagger}\ 50290.659249(15)$	diese Arbeit
Magnetfeld	B	$3 \cdot 10^{12}\,\mathrm{G}$	Kunz 1996
Außenradius	r_{disk}	$2 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}$	Cheng, Vrtilek & Raymond 1995
Öffnungswinkel	Θ_{disk}	$4.9°$	Cheng, Vrtilek & Raymond 1995
eff. Temperatur	T_{disk}	$5.8 \cdot 10^{7}\,\mathrm{K}$	Howarth & Wilson 1983

4.1.2 Das LMXB-System Her X–1/HZ Her

Wie aus Tab. 2.2 ersichtlich, ist eine eindeutige Zuordnung von Her X–1/HZ Her zu einer der beiden Klassen von *X-ray binaries* nicht möglich. Masse und Typ des Begleitsterns HZ Her sprechen für ein *Low-Mass*-System, wie auch die experimentell bewiesene Existenz einer Akkretionsscheibe. Das Auftreten von Pulsationen ist allerdings ein typisches *High-Mass*-Verhalten und steht in Widerspruch zu der Vermutung, daß bei *Low-Mass*-Systemen wegen ihres hohen Alters das Magnetfeld zerfallen sei. Das starke Magnetfeld von Her X–1 wurde nicht nur indirekt (über die Beobachtung von Röntgenpulsationen), sondern auch in

* der angegebene Wert gilt für MJD 50290

† MJD = JD − 2400000.5

den Röntgenspektren durch die Identifikation von Zyklotronabsorptionslinien (siehe 2.5.1) nachgewiesen (siehe Kapitel 5). Die Doppelstern-Parameter des Systems Her X–1/HZ Her sind zur Übersicht in Tab. 4.1 aufgelistet.

Kurz nach seiner Entdeckung durch *UHURU* (Tananbaum et al. 1972) wurde die Quelle mit dem blauen veränderlichen Stern HZ Her von 13. Größe mit den J 2000.0 Koordinaten $\alpha = 16^{\mathrm{h}}57^{\mathrm{m}}50^{\mathrm{s}}, \delta = +35°20'33''$ optisch identifiziert. HZ Her war im Jahre 1936 als irregulärer schnell veränderlicher Stern klassifiziert worden. Bahcall & Bahcall (1972) stellten fest, daß die Lichtkurve im blauen Spektrum von HZ Her dieselbe 1.7-Tage-Periode aufweist wie die Röntgenlichtkurve von Her X–1 . Diese Periode wird als Bahnumlaufszeit interpretiert. Die Röntgenbedeckung und die Nullphase der optischen Lichtkurve fallen zusammen, was die Vorstellung bestätigt, daß die von Her X–1 abgewandte Seite von HZ Her kühler ist, da sie nicht durch Röntgenstrahlen aufgeheizt wird. Die optische Lichtkurve von Her X–1 weist nur ein Minimum pro Bahnzyklus auf. Optische Pulsationen wurden erstmals von Davidsen et al. (1972) nachgewiesen.

Photographische Aufnahmen der Jahre $1890 - 1972$ enthüllen, daß das Her X–1/HZ Her-System sich sporadisch in einem optischen Low-Zustand befand (Jones, Forman & Liller 1973). Das deutet darauf hin, daß Röntgenheizung während dieser Phasen keine Rolle spielte. Während des optischen Low-Zustands der Jahre $1949 - 1956$ wurde eine Helligkeitsvariation von 0.28 ± 0.06 mag beobachtet mit einer Periode von $1/2\,P_{\mathrm{orb}}$. Aus dieser Helligkeitsamplitude leitete Whelan (1973) einen Mindestwert für den Inklinationswinkel von 80° ab.

4.1.3 Die Geometrie des Systems Her X–1/HZ Her

Die Amplitude der optischen Pulse zeigt eine Abhängigkeit von der Bahnphase. Diese deutet darauf hin, daß die Oberfläche von Her X–1/HZ Her von sphärischer Gestalt abweicht. Die optischen Pulsationen entstehen durch Reprozessierung von Röntgenstrahlen auf der Oberfläche von HZ Her, der wie ein Spiegel wirkt. Füllt HZ Her seinen *Roche lobe*, so zeigt zu Orbitphase $\Phi(t_{\mathrm{obs}}) = 0.5$ seine spitze Seite zum Beobachter hin. Da die reprozessierte Strahlung in diesem Fall an der trichterförmigen Oberfläche des Begleiters in Bereiche abgelenkt wird, die für den Beobachter nicht sichtbar sind, werden keine optischen Pulse detektiert. Aus der beobachteten Restamplitude der optischen Pulse bei Bahnphase 0.5 leiteten Middleditch & Nelson (1976) ab, daß HZ Her seinen *Roche lobe* nahezu ausfüllt.

Die Anwesenheit einer Akkretionsscheibe äußert sich in einer Schwankung der Röntgenintensität mit einer Periode von 35 Tagen, dem sogenannten 35 d-Zyklus, der bereits in den frühen *UHURU*-Daten entdeckt wurde (Tananbaum et al. 1972). Die Geometrie der Scheibe von Her X–1/HZ Her wird in Kapitel 6 in Zusammenhang mit der 35 d-Periode ausführlich beschrieben.

4.1.4 Her X–1 als Pulsar

Mit einer Pulsperiode von 1.24 s ist Her X–1 einer der schnellsten Röntgenpulsare. Das Pulsprofil im hochenergetischen Bereich hat 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 auch eine Phasenverschiebung statt: an der Stelle des Hochenergie-Hauptpulses befindet sich jetzt ein Minimum. Aus der RXTE-Beobachtung für verschiedene Energien gewonnene Pulsprofile von Her X–1 sind in Abb. 4.1 abgebildet. Die Phasenumkehr wird daraus allerdings nicht ersichtlich, da die *RXTE*-Instrumente den niederenergetischen Bereich, in dem die Phasenumkehr auftritt, nicht abdecken. Klar erkennbar ist dagegen das allmähliche Verschwinden des Nebenpulses bei zunehmender Energie. Die ansteigende Flanke des Hauptpulses ist zudem bei höherer Energie steiler, so daß das Pulsprofil spitziger erscheint.

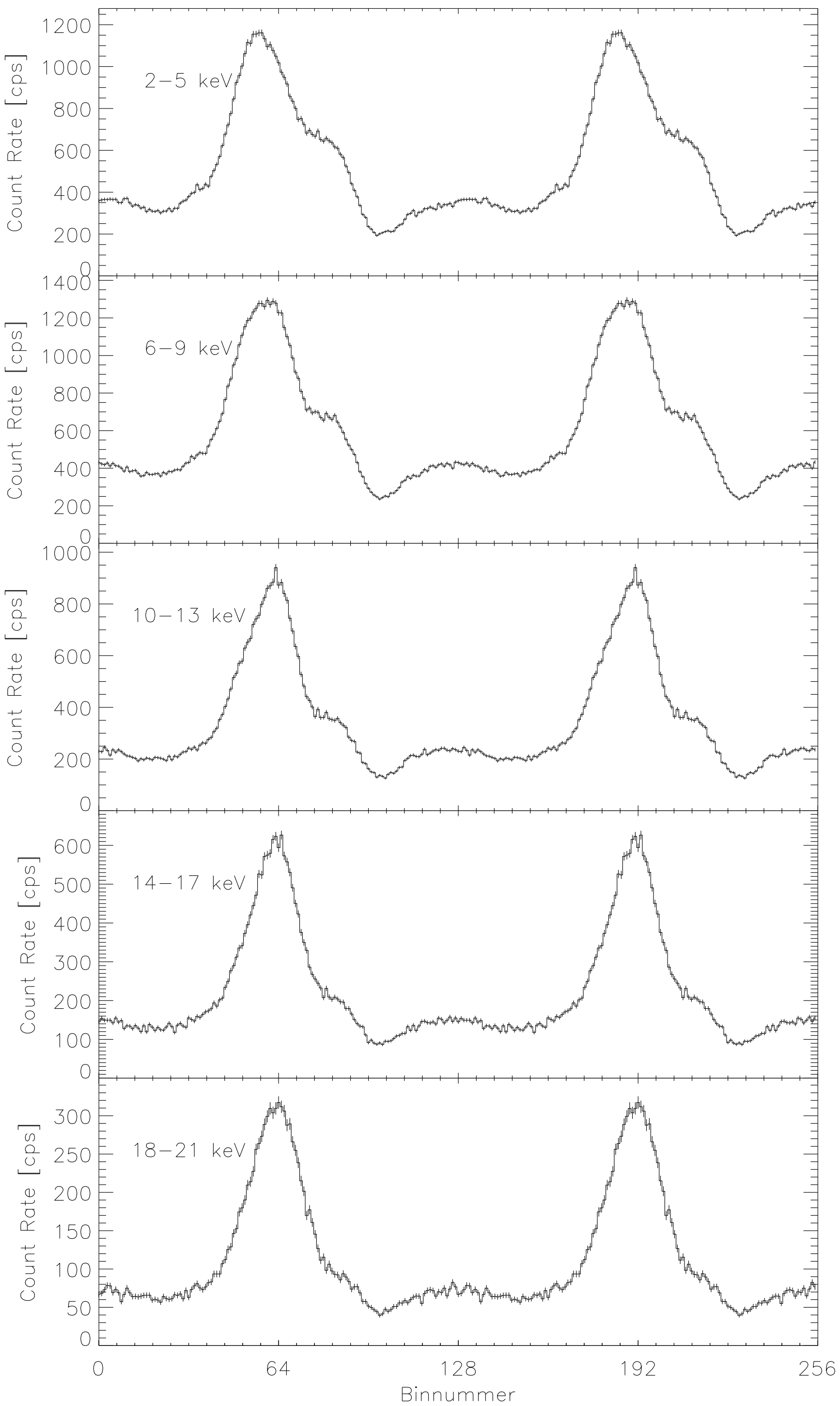


Abbildung 4.1: Pulsprofil von Her X–1 bei verschiedenen Energien gebildet aus Daten von Beobachtung #3 durch Faltung mit der Pulsperiode aus Tab 4.1. Man beachte die unterschiedliche Skalierung der Zählraten.

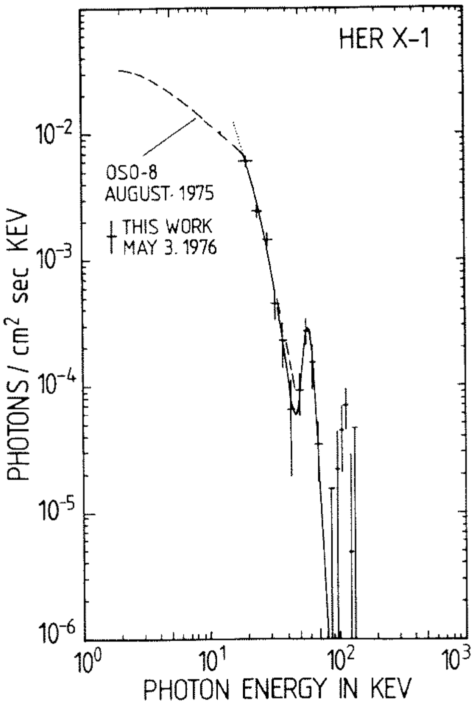


Abbildung 4.2: Hochenergiespektrum von Her X–1. Die Linienstruktur zwischen 30 und 60 keV wurde abwechselnd als Emissions- und Absorptionslinie gedeutet (Trümper et al. 1978).

4.1.5 Das Magnetfeld von Her X–1

Her X–1 war der erste Röntgendoppelstern, bei dem es gelang, ein Magnetfeld direkt durch Messung einer Zyklotronresonanz im Hochenergiespektrum zu detektieren. Die aus Ballon-Experimenten stammenden Entdeckungs-Daten (siehe Trümper et al. 1978) ließen zunächst offen, ob es sich um ein Absorptions- oder Emissionsphänomen handelt (siehe auch Abb 4.2). Die bald darauf von Gruber et al. (1980) gemessene Variation der Linienlage mit der Pulsphase reproduzierte qualitativ das Ergebnis von Berechnungen durch Bussard (1980), der seinem Modell eine Zyklotronlinie in Absorption zugrundelegte. Die Identifikation als Absorptionslinie fand durch Soong et al. (1990a) statt. Kunz (1996) leitete aus der Linienlage eine Magnetfeldstärke von $3 \cdot 10^{12}$ G ab. Seit der Entdeckung der Zyklotronresonanz wurden zahlreiche Versuche unternommen, die theoretisch vorhergesagten harmonischen Oberfrequenzen der Linienenergie $E_{\rm cyc}$ nachzuweisen.

4.2 Datenreduktion

Im nun folgenden Abschnitt wird die dieser Arbeit zugrundeliegende *RXTE*-Beobachtung von Her X–1 vorgestellt. Dabei wird auch auf die satellitenspezifischen Besonderheiten bei der Datenaufbereitung eingegangen. In Zusammenhang damit werden einige Schwierigkeiten erörtert, die durch einzelne Schwachpunkte der Instrumente hervorgerufen wurden.

4.2.1 Die Datenbasis

Die Datenbasis der vorliegenden Arbeit bilden vier *RXTE*-Beobachtungen von Her X–1. Sie wurden am 26. und 27. Juli 1996 vorgenommen. Die Beobachtungsdauer betrug insgesamt

Tabelle 4.2: Die *RXTE*-Beobachtungen vom Juli 1996.

Beobachtung	Zeitpunkt [MJD-50290.]	Bahnphase
#1	0.0259 - 0.3248	0.627 - 0.803
#2	0.3593 - 0.5309	0.824 - 0.925
#3	0.9726 - 1.1206	0.184 - 0.272
#4	1.1596 - 1.4483	0.294 - 0.464

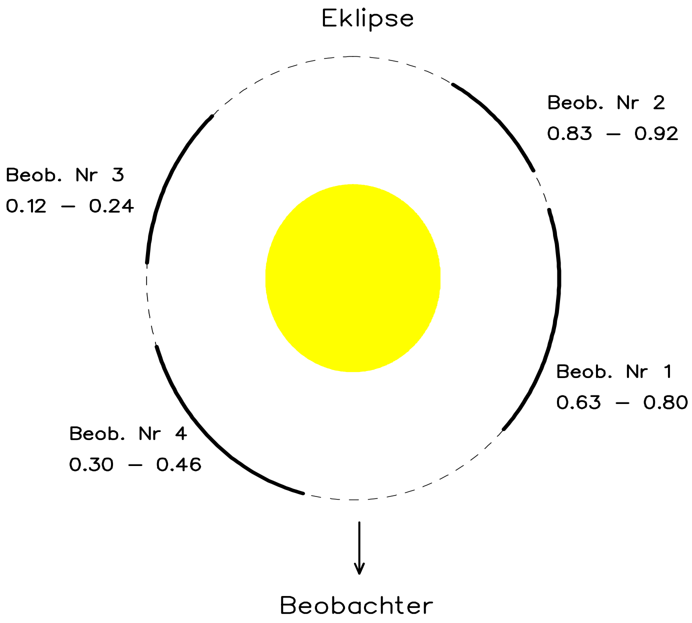


Abbildung 4.3: Das System Her X–1/HZ Her und die *RXTE*-Beobachtung vom 26.-27.07.96. Die Zahlen beziehen sich auf die durch die Beobachtung abgedeckten Bahnphasen.

50 ksec. Die einzelnen Beobachtungen werden im Folgenden mit #1, #2, #3 und #4 bezeichnet. Beobachtung #1 und #2 sind nur durch einen Satellitenorbit getrennt, während Her X–1 zwischen #2 und #3 in Bedeckung stand.

Es handelt sich also um vier Beobachtungsabschnitte, die ihrerseits 2 bis 4 Lücken durch Erdbedeckungen der Quelle enthalten. Die durch die einzelnen Abschnitte abgedeckten Bahnphasen sowie ihre Dauer sind in Tab. 4.2 aufgeführt. Alle Beobachtungen entfallen auf einen einzigen Bahnumlauf von Her X–1. Aufgrund dieser Situation waren Phänomene, die in Zusammenhang mit der 35 d-Periode stehen, von den Untersuchungen von vornherein ausgeschlossen. Die Bedeckung von Her X–1 wurde beim Antrag der Beobachtung absichtlich ausgespart, da das Hauptinteresse auf den Zyklotronabsorptionslinien lag, für deren Detektion das schwache Eklipsen-Spektrum ungeeignet ist. Abb. 4.3 zeigt das Doppelsternsystem maßstabsgetreu inklusive der Bahnlage der vier *RXTE*-Beobachtungen.

Wird die Detektorzählrate als Funktion der Zeit aufgetragen, so spricht man von einer Lichtkurve. Die Lichtkurven für die vier *RXTE*-Beobachtungsblocks vom 26.-27.07.1996 werden in Abbildung 4.4 gezeigt. Im hinteren Drittel von Beobachtung #1, sowie während der gesamten Beobachtung #2, ist die Zählrate deutlich niedriger als im Normalzustand und zudem starken Schwankungen unterworfen. Dieses Phänomen wird als *dip* bezeichnet. Sein Zustandekommen wird ausführlich in Kapitel 6 und Kapitel 7 erläutert. Beobachtungen #4 und #3 zeigen keinen *dip*.

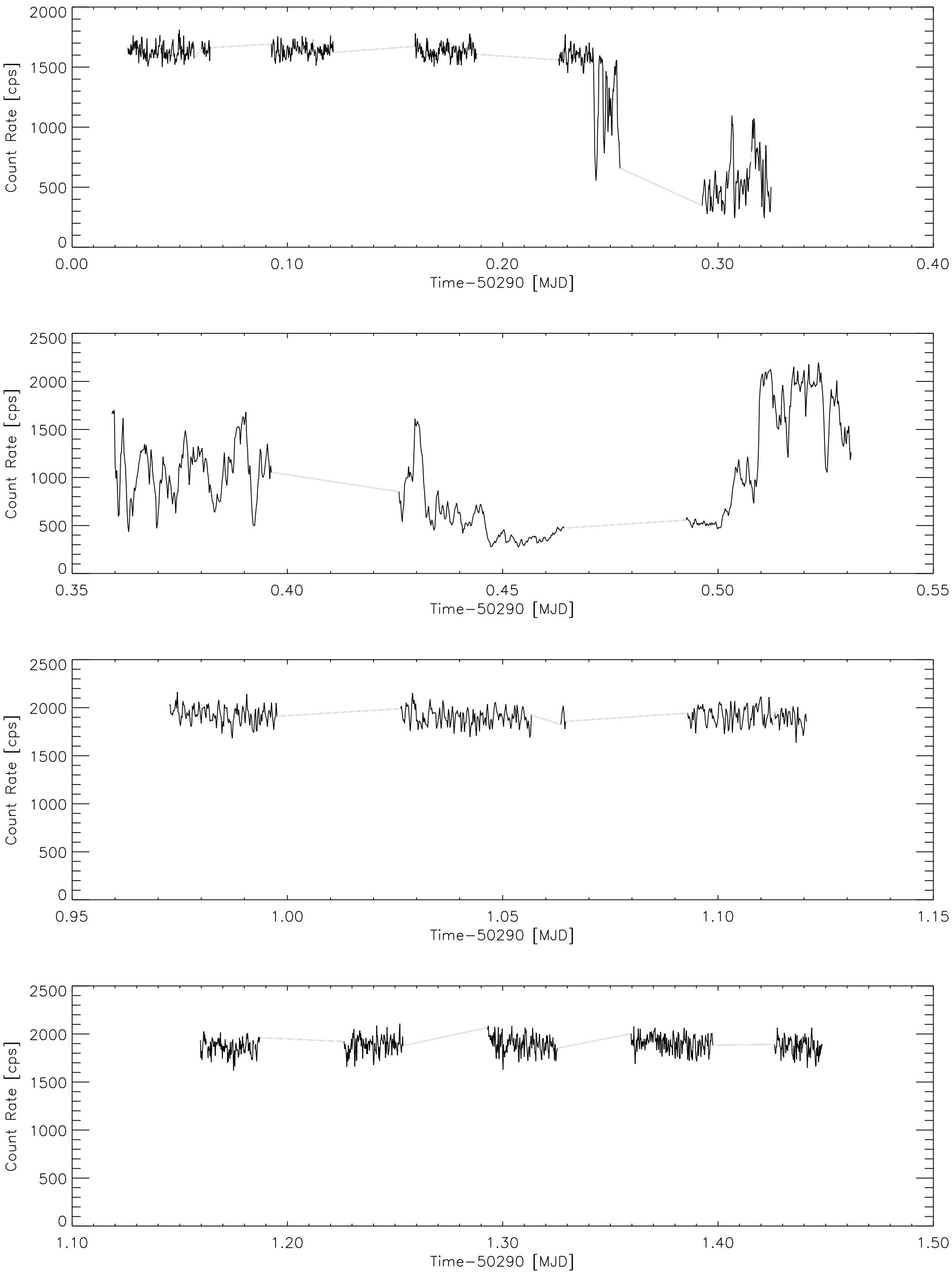


Abbildung 4.4: *PCA*-Lichtkurven der Beobachtungen #1, #2, #3 und #4.

4.2.2 Beobachtungsmodi

Für die hier vorliegende *PCA*-Beobachtung wurden Daten im STANDARD2F-MODE und GOOD-XENON-MODE aufgenommen. Es ist dabei zu beachten, daß die Start- und Endzeiten in den beiden Modi nicht genau übereinstimmen.

Der Standard-Mode arbeitet mit 128 Energiekanälen. Während seine Zeitauflösung von 16 Sekunden für spektrale Untersuchungen ausreicht, und dort auch verwendet wurde, sind die besser aufgelösten GOOD XENON Daten für die Zeitanalyse in Anbetracht der kurzen Pulsperiode von Her X–1 unerläßlich. Die feinste Auflösung, die in diesem Modus erreicht werden kann, entspricht der Detektorzeitauflösung. Mit steigender Auflösung wächst allerdings die Datenmenge immens an. Um einen Kompromiß zwischen diesen beiden widerstrebenden Ansprüchen zu schließen, wurde für die Zeitanalyse in dieser Arbeit eine Auflösung von 0.1 s gewählt.

Aus den *Housekeeping*-Daten des *PCA* wird ersichtlich, daß die Hochspannung der Detektor-Einheit PCU3 während eines Satellitenorbits von Beobachtung #1 abgeschaltet war. Dadurch ergaben sich Komplikationen bei der Datenauswertung, auf die an betreffender Stelle (Kapitel 7) eingegangen wird.

Für die *HEXTE*-Daten wurde der Standard-Modus gewählt. Daten in diesem Modus werden prinzipiell von jeder *HEXTE*-Pointierung aufgenommen. Der Beobachter kann diese durch Anfordern weiterer Beobachtungs-Modi ergänzen. Die in dieser Arbeit verwendeten Lichtkurven und Spektren von *HEXTE* haben eine Zeitauflösung von 16 Sekunden.

Detektor 2 von *HEXTE*-Cluster B fiel im März 1996, also noch vor der Aufnahme der Her X–1-Daten, aus. Er steht daher nicht zur spektralen Analyse zur Verfügung.

Die Zeitintervalle der *HEXTE*- und *PCA*-Daten stimmen nicht exakt überein. Während bei den Beobachtungen #1 und #3 die *HEXTE*-Beobachtung jeweils rund 30 Minuten länger dauert, sind die *HEXTE*-Beobachtungen #2 und #4 deutlich kürzer als die gleichnamigen *PCA*-Beobachtungen. Da die *HEXTE*-Daten in dieser Arbeit nur für die Spektralanalyse von Kapitel 5 verwendet werden, stört dies jedoch nicht.

4.2.3 Hintergrund

Problematisch erwies sich die Behandlung des Hintergrunds beim *PCA*. Es stellte sich heraus, daß kein Hintergrund aus Erdbedeckungen gewonnen werden kann, da die Erdokkultation für alle vier Beobachtungen mit der SAA-Passage zusammenfiel. Die Detektoren wurden währenddessen abgeschaltet, so daß aus diesem Zeitraum keine Hintergrundmessungen vorliegen. Es wurde daher teilweise mit einem Erdokkultations-Hintergrund einer zeitlich naheliegenden Cyg X–1 Beobachtung gearbeitet, bis im Juli 1997 auf eine zuverlässige Version des Hintergrundmodells für den *PCA* (siehe Kapitel 3) zurückgegriffen werden konnte. Um immer noch bestehenden Schwierigkeiten bei der Abschätzung des Hintergrunds aus dem Weg zu gehen, werden im Rahmen der Spektralanalyse *PCA*-Daten nur im Bereich zwischen 3.5 und 30 keV verwendet.

Bei *HEXTE* funktioniert die Erstellung des Hintergrundes. Doch ungünstigerweise überschreitet dieser schon bei Energien von ca. 60 keV die Quellzählrate von Her X–1, so daß im Hochenergiebereich die Daten stark gebinnt werden müssen (siehe Kapitel 5).

4.2.4 Detektor-Response

Das von einem Detektor aufgenommene Energiespektrum wird Zählratenspektrum genannt und ist nicht identisch mit dem Spektrum der einfallenden Photonen. Rückschlüsse vom gemessenen Spektrum auf die Energie der Photonen können mit Hilfe der *Response-Matrix* gezogen werden. Diese Größe enthält das Ansprechverhalten des Detektors auf die einfallende Strahlung und muß für jedes Instrument extra berechnet werden.

Die *Response-Matrix* von *HEXTE* wurde seit dem Start des Satelliten mehrmals korrigiert. Dies verzögerte auch in dieser Arbeit die Spektralanalyse. Inzwischen ist die *Response* dieses Instruments allerdings im Gegensatz zum *PCA* hinreichend gut bestimmt. Wegen der fortwährenden Unsicherheiten in der Kalibration des *PCA* wird mit einem systematischen Fehler von 2% auf allen *PCA*-Kanälen gearbeitet. Dennoch treten in den Residuen der Spektralfits immer wieder gewisse Strukturen auf, die auch bei Beobachtungen von anderen Quellen (siehe z.B. Kreykenbohm 1997) klar zu erkennen sind.

Für die Analyse der phasengemittelten Spektren (Kapitel 5) wurden die *HEXTE-Response* vom 20. März 1997 und die *PCA-Response* vom Release 2.1.1 (15. April 1997) verwendet. Die Untersuchung des *dips* (Kapitel 7) erfolgte noch mit einer älteren Version der *PCA-Response* (Release 2.1.0).

Kapitel 5

Spektralanalyse

Das Photonenspektrum von Röntgenpulsaren kann durch die Kombination von mehreren Kontinuumskomponenten und überlagerten Linienelementen beschrieben werden. Die dabei verwendeten Spektralmodelle haben teilweise phänomenologischen Charakter, d.h. oft ist nicht im Detail bekannt, welche physikalischen Vorgänge dem Erscheinungsbild zugrunde liegen.

Das grundlegende Verfahren zum Auffinden des besten Modells für einen gegebenen Datensatz ist die χ^2-Minimierung. Auf dieser Standardtechnik beruhen alle in dieser Arbeit durchgeführten Spektralanpassungen. Daher soll die Methode im nächsten Abschnitt kurz beschrieben werden. Bevor in Abschnitt 5.5 auf die Ergebnisse der in dieser Arbeit durchgeführten Spektralanalyse eingegangen wird, erfolgt eine Einleitung in die Pulsar-Spektralanalyse. Darin werden zuerst die möglichen Komponenten von Fitmodellen beschrieben (Abschnitt 5.2), dann die typischen *features* und Parameter eines Pulsarspektrums vorgestellt (Abschnitt 5.3), und schließlich die besonderen Eigenschaften des Spektrums von Her X–1 anhand von historischen Beobachtungen erläutert (Abschnitt 5.4).

5.1 χ^2-Minimierung

Um die Güte einer Anpassung zu bestimmen, braucht man ein Maß für die Differenz zwischen den Datenpunkten y_i und der Fitkurve $y_{i,\mathrm{fit}}$. Ein solches Maß ist durch die Größe χ^2, die gewichtete Summe der quadratischen Abweichungen zwischen Daten und Fit, definiert:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{y_i - y_{i,\mathrm{fit}}}{\sigma_i} \right)^2 \tag{5.1}$$

wobei σ_i die Unsicherheiten und N die Anzahl der Datenpunkte sind. Dieser Wert wird bei der Suche des *bestfits* minimiert.

Da der χ^2-Wert infolge der Summierung unabhängig von der Güte des Fits mit der Anzahl der zur Verfügung stehenden Datenpunkte steigt, bietet es sich an, durch die Anzahl der Freiheitsgrade ν zu teilen. Die Freiheitsgrade einer Anpassung sind gegeben durch $\nu = N - p$, wobei p die Anzahl der Fitparameter ist. Man erhält dann das *reduzierte* χ^2:

$$\chi^2_{\mathrm{red}} = \frac{\chi^2}{\nu} \tag{5.2}$$

Der in Gleichung 5.1 definierte Ausdruck folgt der χ^2-Verteilung, welche für kleine Werte in erster Näherung gleich der Zahl der Freiheitsgrade ist. Ein guter Fit ist daher durch $\chi^2_{\mathrm{red}} \simeq 1$ gekennzeichnet.

Hat man einen Parametersatz gefunden, für den die Anpassung minimales χ^2 liefert, so geht es im Folgenden darum, die Unsicherheiten dieser *bestfit*-Parameter zu bestimmen. Dabei geht man folgendermaßen vor. Zunächst muß ein *Vertrauensintervall* definiert werden.

Darunter versteht man diejenigen Parametergrenzen, innerhalb derer der gefundene Wert mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit liegt. Eine übliche Größe für das *Vertrauensintervall* ist die 1σ-Grenze, womit gemeint ist, daß der gemessene Wert mit 68.3% Wahrscheinlichkeit innerhalb der angegebenen Grenzen liegt. Bewegt man sich im Parameterraum vom χ^2-Minimum weg, so steigt χ^2. Der Wert $\Delta\chi^2$, um den χ^2 für eine bestimmte Vertrauensgrenze $P(\chi^2, \nu)$ von der Minimumslage $\chi^2_{\rm min}$ abweicht, kann für die gegebene Anzahl von freien Parametern aus Tabellen abgelesen werden (siehe z.B. Bevington & Robinson 1992). Verwendet man Bevington & Robinson (1992) als Referenz, so ist zu beachten, daß der tabellierte Wert $P(\chi^2, \nu)$ nicht direkt das Vertrauensintervall angibt, sondern z.B. für 1σ-Fehler der Wert für $P(\chi^2, \nu) = 0.32 = 1 - 0.68$ verwendet werden muß. In der Praxis geht man also so vor, daß ein Wert für $\Delta\chi^2$ aus der Tabelle abgelesen wird, und dann für diesen Wert die zugehörigen Parameterwerte bestimmt werden. Diese Parameter bilden dann die obere und untere Grenze des angenommenen *Vertrauensintervalls.*

5.2 Spektralmodelle

Hier sollen die zur Beschreibung des beobachteten Spektrums von Her X–1 verwendeten Modelle erklärt werden. Wie bereits erwähnt ist es nur schwer möglich, Zusammenhänge zwischen diesen empirischen Modellen und realen, physikalischen Strahlungsprozessen herzustellen.

Die in diesem Abschnitt erläuterten Modellkomponenten wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit in verschiedenen Kombinationen an die RXTE-Daten angepaßt. Es handelt sich bei den nun vorgestellten Modellen um Photonenspektren P. Um damit das im Detektor gemessene Spektrum beschreiben zu können, muß das Photonenspektrum noch mit Hilfe der *Response-Matrix* R in ein Zählratenspektrum Z umgewandelt werden. Problematisch ist dabei die Nichtinvertierbarkeit der *Response-Matrix.* Damit ist die Abbildung $Z = R \cdot P$ nicht umkehrbar, und es muß ein Fit-Prozeß durchgeführt werden. Zunächst wird für ein Modell P mit vorgegebenen Anfangsparametern ein Zählraten-Modellspektrum erzeugt, aus dem dann durch Vergleich mit den Daten ein Wert für $\chi^2_{\rm red}$ berechnet werden kann. Anschließend werden die freien Parameter des Modells solange variiert, bis das bei jedem Variationsschritt neu erzeugte Zählratenspektrum die Datenpunkte möglichst gut beschreibt. Als Abbruchkriterium für diese Iteration dient eine untere Grenze ϵ für die Änderung von χ^2 bei aufeinanderfolgenden Variationsschritten.

5.2.1 Potenzgesetz (PL)

Das Kontinuum läßt sich am besten unter Ausschluß derjenigen Energiebereiche ermitteln, in denen Linien auftreten. Das Potenzgesetz hat die Form

$$f(E) = N_{\rm a} E^{-\alpha} \tag{5.3}$$

wo α als Photonenindex bezeichnet wird.

5.2.2 Der Hochenergie-*cutoff*

Der *cutoff* wird verwendet, um das Steilerwerden eines Spektrums im Hochenergiebereich zu beschreiben. Er wird in der Literatur durch verschiedene spektrale Formen dargestellt, die hier im Folgenden aufgelistet werden. Da keines der Modelle ohne Potenzgesetz auskommt, wird ein solches in den folgenden Definitionen für den *cutoff* immer mitgeführt.

Exponentieller *cutoff* (EXPO,TTB)

$$f(E) = N_\mathrm{a} E^{-\alpha} \cdot \mathrm{e}^{-\frac{E}{kT}} \tag{5.4}$$

stellt eine Mischung aus einfachem Potenzgesetz und exponentiellem Abbruch dar. Physikalisch gesehen handelt es sich dabei um ein Bremsstrahlungsspektrum für Elektronen in einem optisch dünnen Plasma der Temperatur kT, falls $\alpha = 1.4$ ist (siehe Kunz 1996). Das Modell wird mit TTB abgekürzt für *Thin Thermal Bremsstrahlung.* Auch ein Photonenspektrum mit $\alpha = 1$ wird manchmal verwendet (EXPO).

Turnover (PLTURN)

$$f(E) = N_\mathrm{a} E^{-\alpha} \cdot \begin{cases} \mathrm{e}^{\frac{E_\mathrm{cut}-E}{E_\mathrm{f}}} & \text{für } E > E_\mathrm{cut} \\ 1 & \text{für } E \leq E_\mathrm{cut} \end{cases} \tag{5.5}$$

E_cut wird als *cutoff*- oder *turnover*-Energie bezeichnet, E_f ist die *fold*-Energie.

Für Energien unterhalb des bei der *cutoff*-Energie abrupt einsetzenden exponentiellen Abfalls, wird das Spektrum durch ein reines Potenzgesetz beschrieben. Diese analytische Form hat den Nachteil, daß bei der *cutoff*-Energie eine künstliche Struktur in den Residuen erzeugt wird, da ein plötzlicher Knick nicht der tatsächlichen Gestalt des beobachteten Spektrums entspricht. Der *Turnover* wird daher gelegentlich ersetzt durch den

Fermi-Dirac-Cutoff (PLFD)

$$f(E) = N_\mathrm{a} E^{-\alpha} \cdot \frac{1}{e^{\frac{E-E_\mathrm{cut}}{E_\mathrm{f}}} + 1} \tag{5.6}$$

Diese Form des *cutoff* wurde 1986 von Tanaka vorgeschlagen. Das Fermi-Dirac-Kontinuum hat den Vorteil, daß der *cutoff* allmählich einsetzt und kein Knick im Spektrum entsteht. Die Energieparameter folgen der beim *Turnover* eingeführten Bezeichnungsweise, sind aber nicht identisch mit den gleichnamigen Parametern von PLTURN.

5.2.3 Schwarzkörperstrahlung

Als weitere Kontinuumskomponente kann im Bereich niedriger Röntgenenergien Schwarzkörperstrahlung auftreten, die verwendet wird um die Reprozessierung von Röntgenstrahlen durch die Akkretionsscheibe zu modellieren. Das Photonenspektrum eines Schwarzen Körpers hat die Gestalt

$$f(E) = N_\mathrm{bb} \cdot \frac{8.0502 \cdot E^2 \,\mathrm{d}E}{(kT)^4 \cdot (\mathrm{e}^{\frac{E}{kT}} - 1)} \tag{5.7}$$

wo der Faktor $(kT)^4$ ein Normierungsfaktor ist. T ist die Temperatur des Schwarzen Körpers. Die Normierung ist definiert durch $N_\mathrm{bb} = L_{39}/{D_{10}}^2$, wo L_{39} die Leuchtkraft in 10^{39} erg/s und D_{10} der Abstand der Quelle in 10 kpc ist.

5.2.4 Das NPEX-Modell (NPEX)

Ein Modell, welches sowohl Potenzgesetz und *cutoff* als auch Schwarzkörperstrahlung enthält ist das NPEX-Modell, welches von Mihara et al. (1990) entwickelt wurde:

$$f(E) = N \cdot (E^{\alpha_1} + N_2 E^{\alpha_2}) \cdot \mathrm{e}^{-\frac{E}{kT}} \tag{5.8}$$

N und N_2 sind Normierungskonstanten.

Die Bezeichnung NPEX steht für *Negative Positive Exponential* und beschreibt die spektrale Form, die aus der Summe zweier Potenzgesetze multipliziert mit einer Exponentialfunktion besteht. Die beiden Photonenindizes haben entgegengesetztes Vorzeichen.

5.2.5 Linienmodelle

Linien im Röntgenspektrum werden durch Gauß- oder Lorentzkurven dargestellt. Je nach Vorzeichen von Normierung (im Falle eines Gaußprofils) bzw. Tiefe (im Falle eines Lorentzprofils) liegt eine Emissionslinie (positives Vorzeichen) oder Absorptionslinie (negatives Vorzeichen) vor.

Gaußkurve (GAUSS)

Die funktionale Gestalt der in dieser Arbeit verwendeten Gaußlinie ist:

$$L(E) = N_l \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\cdot\left(\frac{E-E_l}{\sigma}\right)^2} \tag{5.9}$$

E_l, σ und N_l sind Lage, Breite und Intensität der Linie. Lage und Breite werden in keV gemessen, die Normierung hat die Einheit Photonen $\cdot\,\mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{s}^{-1}$.

Lorentzkurve (CYAB)

Die Beschreibung von Zyklotronabsorptionslinien mit Hilfe von Lorentzkurven wurde erstmals von Tanaka (1986) vorgeschlagen.

$$L(E) = \exp\left(-D_1 \cdot \frac{\left(\frac{W_1 E}{E_l}\right)^2}{(E-E_l)^2 + W_1^2}\right) \cdot \exp\left(-D_2 \cdot \frac{\left(\frac{W_2 E}{2E_l}\right)^2}{(E-2E_l)^2 + W_2^2}\right) \tag{5.10}$$

E_l und $2E_l$ sind die Resonanzenergien in keV. Die optischen Tiefen D_1 und D_2 bei den Resonanzenergien werden ebenfalls in keV angegeben, ebenso wie die Lorentzbreiten W_1 und W_2. In obiger Gestalt ist bereits die 2. Harmonische berücksichtigt. Bei Modellen, die nur die Grundresonanz enthalten, wird die Tiefe D_2 auf dem Wert Null festgehalten.

Anzeichen dafür, daß die Lage der 2. Harmonischen nicht exakt dem Doppelten der Grundenergie E_l entspricht, werden von Kreykenbohm (1997) besprochen. Man kann diesem — bisher ungeklärten — Phänomen Rechnung tragen, indem der Exponentialfaktor für die 2. Harmonische mit einem freien Kopplungsfaktor F versehen wird. Dieser wirkt sowohl auf die Breite als auch auf die Lage der Linie, so daß das Modell folgende Gestalt annimmt:

$$L(E) = \exp\left(-D_1 \cdot \frac{\left(\frac{W_1 E}{E_l}\right)^2}{(E-E_l)^2 + W_1^2}\right) \cdot \exp\left(-D_2 \cdot \frac{\left(\frac{W_2 E}{E_l}\right)^2}{(E-FE_l)^2 + (FW_2)^2}\right) \tag{5.11}$$

Da in dieser Arbeit aus Zeitgründen auf die Suche nach den Oberfrequenzen verzichtet werden mußte, ist der Unterschied in den Definitionen von Gleichung 5.10 und 5.11 irrelevant.

5.2.6 Die Interstellare Absorption

Abgesehen von den bisher eingeführten Modellkomponenten ist zu beachten, daß Absorption durch das interstellare Medium (ISM) das Erscheinungsbild eines Spektrums stark beeinflussen kann. Die Absorption ist durch die Dichte des ISM sowie den Wechselwirkungsquerschnitt der vorhandenen Atome und Ionen mit Strahlung bestimmt.

Als Maß für die Atomdichte dient die sogenannte *Wasserstoff-Säulendichte*, N_H. Darunter versteht man die Zahl der Wasserstoffatome in einem Zylinder von $1\,\mathrm{cm}^2$ Grundfläche, dessen Höhe die Distanz zwischen Beobachter und Quelle ist. Sie wird in Einheiten von Atome/cm^2 gemessen. Typische Größenordnungen sind 10^{22} Atome/cm^2. Alle anderen Elemente gehen

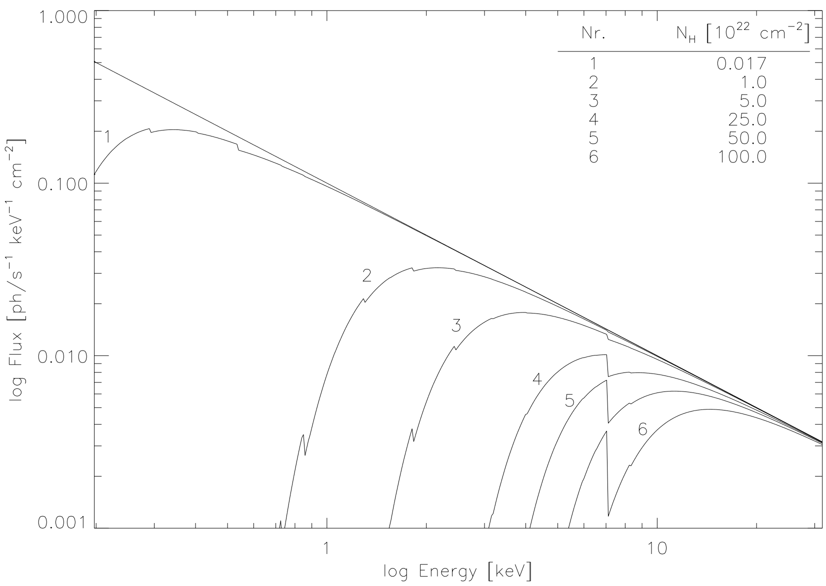


Abbildung 5.1: Auswirkung der kalten Absorption auf ein Potenzgesetzspektrum.

in die Säulendichte indirekt ein, indem die Anzahl ihrer Atome unter Annahme von solarer Elementhäufigkeit in eine Anzahl von Wasserstoffatomen umgerechnet wird.

Für Energien unterhalb von 10 keV ist Photoabsorption der effektivste Wechselwirkungsprozeß. Der Wirkungsquerschnitt σ_{bf} verhält sich in grober Näherung $\sim E^{-3}$. Die Indizes b und f symbolisieren, daß es sich um gebunden-frei Übergänge handelt. Die Absorption führt zu exponentieller Dämpfung des intrinsischen Spektrums $f_0(E)$ gemäß

$$f(E) = f_0(E) \cdot \mathrm{e}^{-\sigma_{\mathrm{bf}} \cdot N_{\mathrm{H}}} \tag{5.12}$$

und verliert daher mit zunehmender Energie an Effektivität. Abb. 5.1 zeigt die Wirkung dieser 'kalten' Absorption auf das Photonenspektrum in einer Simulation. Gezeigt wird hier ein Potenzgesetzspektrum für unterschiedliche Werte der Säulendichte.

Im folgenden wird, falls nötig, die 'kalte' Absorption in Form des beschriebenen Exponentialfaktors

$$\mathrm{e}^{-\sigma_{\mathrm{bf}} \cdot N_{\mathrm{H}}} \tag{5.13}$$

in das Modell aufgenommen. Diese Modellkomponente wird als ABS bezeichnet. Neben der Absorption durch das interstellare Medium können auch Absorptionsprozesse im Doppelsternsystem durch diese spektrale Form beschrieben werden. In Kapitel 7 wird auf die photoelektrische Absorption in Zusammenhang mit den *dips* näher eingegangen.

5.3 Pulsarspektren

Das Kontinuum-Spektrum von Röntgenpulsaren kann meistens durch ein flaches Potenzgesetz gemäß Gleichung 5.3 beschrieben werden, dem sich für Energien $E > 10 \ldots 20$ keV ein Hochenergie-*cutoff* überlagert. Der *cutoff* beschreibt das beobachtete steile Abfallen des Spektrums für höhere Energien und wird üblicherweise durch eine Funktion der Gestalt von Gleichung 5.5 dargestellt. Der Fermi-Dirac-*cutoff* ist bis jetzt weniger gebräuchlich, hat sich aber bei der Beschreibung des Spektrums von Vela X–1 bewährt (Kreykenbohm 1997).

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 & Shull 1982).

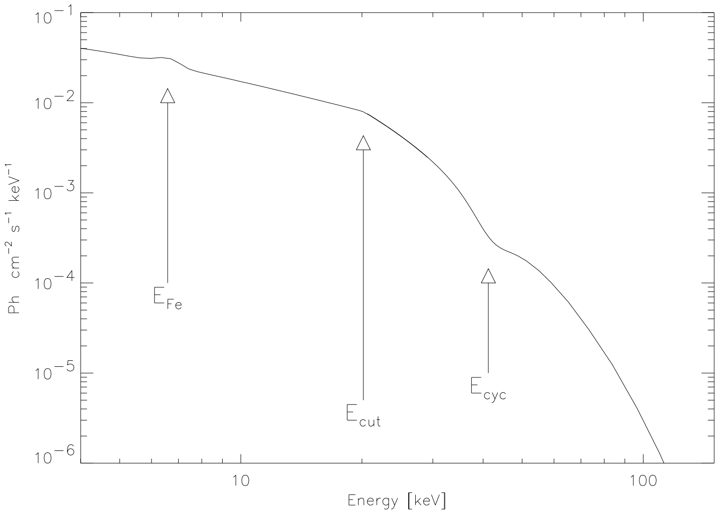


Abbildung 5.2: Röntgenspektrum von Her X–1. Der thermische *soft excess* setzt unterhalb des dargestellten Bereichs ein und wird von den *RXTE*-Instrumenten nicht erfaßt.

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. Teilweise wird auch L-Schalen-Emission bei 0.6 . . . 1.1 keV beobachtet. Die Linien werden im allgemeinen durch Gaußkurven beschrieben und zeigen typische Äquivalentbreiten von 50 . . . 500 eV bei einer großen Breite (FWHM $\sim 0.5 - 1$ keV). Während Low States und Bedeckungen wird die Struktur der Eisenlinie komplexer.

Pravdo et al. (1977) und Tanaka (1986) schlugen Zyklotron-Resonanzstreuung als Ursache für den *cutoff* vor. Ein neues Modell für die Beschreibung dieser Zyklotronresonanz wurde von Tanaka (1986) als Ersatz für den bisherigen Hochenergie-*cutoff* eingeführt (siehe Gleichung (5.10)). Zyklotron-Resonanz-Phänomene (engl. *CSRF=Cyclotron Scattering Resonance Feature*) wurden bei ca. einem Dutzend Pulsaren entdeckt. Die Linienlage variiert zwischen 7 keV (X0115+634) und 40 keV (GX301-2). Die daraus abgeleiteten Magnetfeldstärken (siehe Kapitel 2.5.1) liegen bei $0.8 - 4.4 \cdot 10^{12}$ G. Anzeichen für eine zweite Harmonische der Zyklotronlinie wurden bei mehreren Röntgenpulsaren gefunden (Mihara et al. 1990, Makishima & Ohashi 1990). Eine Zusammenstellung der *CSRF* von neun Pulsaren ist bei White, Nagase & Parmar (1995) zu finden.

5.4 Das Spektrum von Her X–1

Das Röntgenspektrum von Her X–1 ist in Abb. 5.2 dargestellt. Es entspricht in den Grundzügen einem typischen Pulsarspektrum. Im niederenergetischen Bereich wird neben einem Potenzgesetz mit $\alpha \sim 0.9$ (siehe Choi et al. 1994a) eine Schwarzkörperkomponente mit Temperatur $kT = 0.1$ beobachtet (McCray & Shull 1982). Ab $E > 20$ keV nimmt das Kontinuum einen steileren Verlauf, an den in der Literatur Exponential-Funktionen verschiedener Gestalt (siehe Abschnitt 5.2) angepaßt wurden.

Eine Emissionslinie bei 6.3 keV wurde von Pravdo et al. (1977) entdeckt und als Eisen-Fluoreszenz in optisch dickem, kühlem Material in der Gegend der Alfvén-Fläche interpretiert. Choi et al. (1994a) untersuchten die Variation der Linienintensität in Abhängigkeit von der Pulsphase von Her X–1. Im Phasenmittel liegt die Linie diesen Untersuchungen zufolge bei 6.52 keV, hat eine Breite von 1.08 keV FWHM und eine Äquivalentbreite von 280 eV. Die Äquivalentbreite beschreibt die Fläche unter dem angepaßten Linienprofil. Sie wird be-

Tabelle 5.1: 'Binning' der *HEXTE*-Daten. Die rechte Spalte gibt an, wieviele Kanäle jeweils zusammengefaßt wurden.

Kanäle von	Kanäle bis	Anzahl Kanäle[1]
1	49	1
50	61	4
62	69	8
70	99	10
100	239	20

rechnet, indem die relative Linienintensität in Bezug auf das Kontinuum über den gesamten Energiebereich integriert wird:

$$W_{\mathrm{EQ}} = \int \frac{I_{\mathrm{tot}} - I_{\mathrm{cont}}}{I_{\mathrm{cont}}} \, \mathrm{d}E \tag{5.14}$$

Hier sind I_{tot} und I_{cont} die Intensität des Gesamtspektrums bzw. die des Kontinuums ohne die Linie. Die Analyse von Choi et al. zeigt, daß die Äquivalentbreite mit der Pulsphase zwischen 110 ... 670 eV variiert. Pulsmaximum und Minimum der Linienlage zeigen eine Phasenverschiebung relativ zueinander. Dies wird als Hinweis dafür angesehen, daß die Linie durch Reprozessierung erzeugt wird.

Die Beobachtung einer *CSRF* im Hochenergiespektrum von Her X–1 bei einem Ballonexperiment im Jahre 1976 (Trümper et al. 1978) stellte die erste Entdeckung dieser Art dar. Die Linienstruktur wurde zunächst als Emission bei ~ 58 keV gedeutet und durch eine Gaußkurve beschrieben. In den Untersuchungen von Soong et al. (1990a) zeigten sich Hinweise, daß es sich stattdessen um ein Absorptionsphänomen bei ~ 35 keV handelt. Inzwischen wurde diese Vermutung von Kunz (1996) bestätigt, so daß in dieser Arbeit an den Daten der *RXTE*-Beobachtung keine weiteren Emissionsmodelle mehr getestet werden. Zur Anpassung der Absorptionslinie wird in der Literatur meist das Modell von Tanaka (1986) (siehe Abschnitt 5.2.5) oder ein Gaußprofil verwendet (siehe Soong et al. 1990a, Voges et al. 1982). Aus der Linienlage kann das Magnetfeld von Her X–1 berechnet werden.

5.5 Phasengemittelte Spektren

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der mit den RXTE-Daten durchgeführten Spektralanalyse dargestellt. Das (Puls-)Phasengemittelte Spektrum von Her X–1 wird insbesondere im Hinblick auf die Zyklotronresonanz hin untersucht. Dabei müssen Bereiche mit *dip* gesondert betrachtet werden, da hier die Absorption ein komplizierteres Spektral-Modell erfordert (siehe Kapitel 7). Wie dort ausführlich erörtert werden wird, besteht das *dip*-Spektrum aus zwei Komponenten: einem reinen Absorptionsanteil und einem unabsorbierten Anteil. Letzterer setzt sich aus direktem Licht und Streulicht zusammen (näheres hierzu siehe Kapitel 7).

Um die Behandlung zu vereinfachen, wird der *dip*-Bereich von der Betrachtung ausgeschlossen. Zur Analyse der phasengemittelten Spektren werden daher nur die *dip*-freien Beobachtungen #3 und #4 verwendet. Frühere Satellitenmissionen waren auf schmale Energiebereiche beschränkt, so daß die Schwerpunkte bei der Spektralanpassung meist entweder im Bereich unterhalb der Zyklotronresonanz lagen oder oberhalb von ca. $10 - 20$ keV. In beiden Fällen konnte auf bestimmte Modellkomponenten verzichtet werden, die nur lokal im von der Analyse ausgegrenzten Bereich des Spektrums wirkten. Mit den Instrumenten *PCA*

[1] 1 Kanal $\simeq$ 1 keV

und *HEXTE* wird es nun erstmals möglich, den gesamten Röntgenbereich simultan spektral zu erfassen. Dadurch wird das Auffinden eines geeigneten Modells entscheidend erschwert. Doch bietet sich auch die Möglichkeit, die Gültigkeit früherer Fitergebnisse im erweiterten Energiebereich zu überprüfen.

Bei der gemeinsamen Anpassung von *HEXTE*- und *PCA*-Daten muß eine zusätzliche Konstante in die Fitfunktion aufgenommen werden. Diese Konstante kompensiert die Unsicherheiten in der effektiven Detektorfläche und dient dazu, die Normierungen der beiden Instrumente aufeinander abzustimmen. Sie wird für den *PCA*-Bereich auf 1 festgehalten und liefert dann für *HEXTE* einen Wert von $\simeq 0.76$.

Der nutzbare Energiebereich des *PCA* wurde auf 3.5 ... 30 keV beschränkt. Dadurch wird der hintergrunddominierte Teil des *PCA*-Spektrums von der Betrachtung ausgeschlossen. Es wird die Response-Matrix vom Release 2.1.1 verwendet (Jahoda (1997), priv. com.). Diese ist gegenüber den vorangehenden Versionen insbesondere im Energiebereich unterhalb 5 keV zuverlässiger.

Der *HEXTE*-Energiebereich reicht nominell bis 250 keV. Aufgrund der nach oben hin immer geringer werdenden Photonenzahl sind die Daten aber allenfalls bis $E \leq 150$ keV brauchbar. Selbst bei dieser Einschränkung müssen die Daten in der oberen Hälfte des Spektralbereichs noch 'rebinnt' werden. Darunter versteht man das Zusammenfassen mehrerer Instrumentenkanäle. Durch geeignetes 'Rebinnen' wird es möglich, das Spektrum auch in Energiebereichen extrem schwacher Intensität noch vom Hintergrund abzuheben. Ein geeignetes 'Binning' ist durch ein günstiges Signal-Rausch-Verhältnis gekennzeichnet. Dieses wird umso größer, je stärker gebinnt wird. Faßt man allerdings zuviele Kanäle zusammen, so bleibt wenig Information über *features* im Spektrum übrig. Den Spektralanpassungen dieser Arbeit wurde das in Tabelle 5.1 angegebene 'Binning' zugrundegelegt.

Verschiedene Modelle wurden aus den in Abschnitt 5.2 eingeführten Komponenten zusammengesetzt und an die *RXTE*-Daten mit unterschiedlichem Erfolg angepaßt. Die getesteten Modelle sind in Tab. 5.2 in Kurzschreibweise aufgelistet. Die *bestfit*-Parameter für die Beobachtungen #4 und #3 sind in den Tabellen 5.3 und 5.4 zusammengestellt.

Tabelle 5.2: Modelle für das phasengemittelte Spektum von Her X–1 in $E = 3.5 \ldots 150$ keV.

Kurzname	Modell	Beschreibung
TURNCYAB	ABS*(PLTURN*CYAB+GAUSS)	Potenzgesetz mit konventionellem *cutoff*, Zyklotron-Lorentzlinie und Gauß-Eisenlinie
FDCYAB	ABS*(PLFD*CYAB+GAUSS)	Potenzgesetz mit Fermi-Dirac-*cutoff*, Zyklotron-Lorentzlinie und Gauß-Eisenlinie
TURNGABS	ABS*(PLTURN+GAUSS+GAUSS)	Potenzgesetz mit konventionellem *cutoff*, Gaußscher-Zyklotronlinie und Gauß-Eisenlinie
NPEXCYAB	NPEX*CYAB+GAUSS	NPEX-Modell, Zyklotron-Lorentzlinie und Gauß-Eisenlinie

Für Beobachtung #4 liefern alle vier Modelle formal gute Fitergebnisse mit $\chi^2_{\rm red} < 1.8$ bei Verwendung von 2% systematischer Unsicherheit im *PCA*-Bereich. In Beobachtung #3 werden etwas höhere Werte für $\chi^2_{\rm red}$ gefunden als in Beobachtung #4. Dort tritt das Problem auf, daß die beiden *HEXTE*-Cluster zwischen 20 und 30 keV auseinanderdriften. Dieser Effekt beruht vermutlich auf einem Programmfehler bei der Extraktion der Daten und kann kompensiert werden, indem die oben erwähnte Normierungskonstante für beide Cluster separat eingebracht wird. In den *bestfit*-Ergebnissen aller vier Modelle nimmt die Konstante

Tabelle 5.3: *bestfit*-Parameter für die Beobachtung #4 in 3.5 ... 150 keV. Ein Gleichheitszeichen symbolisiert, daß der betreffende Parameter fixiert wurde.

		NPEXCYAB	TURNCYAB	FDCYAB	TURNGABS
χ^2_{red} (DOF)		0.95 (125)	1.37 (124)	1.13 (123)	1.76 (122)
N_{H}	[Atome/cm^2]		$2.72^{+0.38}_{-0.30}$	$0.0^{+0.0}_{-0.23}$	$2.47^{+0.87}_{-0.80}$
α		= - 2.0	$1.10^{+0.13}_{-0.06}$	$0.85^{+0.03}_{-0.04}$	$1.09^{+0.04}_{-0.05}$
N_α	[ph/(s keV cm^2)] at 1 keV	$0.13^{+0.02}_{-0.01}$	$0.22^{+0.01}_{-0.01}$	$0.13^{+0.01}_{-0.01}$	$0.21^{+0.03}_{-0.02}$
E_{cut}	[keV]		$20.16^{+0.37}_{-0.31}$	$41.14^{+7.93}_{-6.30}$	$19.54^{+0.25}_{-0.42}$
E_{f}	[keV]		=13.0	$7.59^{+1.37}_{-1.63}$	$14.03^{+1.00}_{-0.94}$
N_2	[10^{-3} ph/(s keV cm^2)]	$1.67^{+0.71}_{-0.55}$			
α_1		$0.54^{+0.05}_{-0.06}$			
kT	[keV]	$8.10^{+1.67}_{-0.97}$			
E_{cyc}	[keV]	$36.80^{+0.77}_{-0.84}$	$41.22^{+1.04}_{-0.91}$	$36.38^{+1.29}_{-1.05}$	$37.88^{+1.15}_{-2.37}$
D_{cyc}	[keV]	$1.61^{+0.21}_{-0.32}$	$0.83^{+0.12}_{-0.10}$	$1.73^{+0.44}_{-0.39}$	$-1.08^{+0.34}_{-0.63}\cdot 10^{-2}$
W_{cyc}	[keV]	$19.18^{+2.72}_{-3.87}$	$7.16^{+2.15}_{-1.53}$	$15.16^{+1.89}_{-1.88}$	$8.58^{+2.44}_{-1.73}$
E_{Fe}	[keV]	$6.49^{+0.12}_{-0.13}$	$6.58^{+0.15}_{-0.16}$	$6.32^{+0.16}_{-0.22}$	$6.57^{+0.15}_{-0.16}$
σ_{Fe}	[keV]	=0.5	$0.41^{+0.25}_{-0.29}$	$0.69^{+0.40}_{-0.22}$	$0.45^{+0.27}_{-0.24}$
N_{Fe}	[10^{-3} ph/(s cm^2)]	$7.89^{+1.2}_{-1.2}$	$5.2^{+1.4}_{-1.1}$	$9.2^{+\infty}_{-2.1}$	$5.6^{+2.1}_{-1.1}$
const		$0.76^{+0.01}_{-0.01}$	$0.75^{+0.01}_{-0.01}$	$0.76^{+0.01}_{-0.01}$	$0.76^{+0.01}_{-0.01}$

Tabelle 5.4: *bestfit*-Parameter für die Beobachtung #3 in 3.5 ... 150 keV. Ein Gleichheitszeichen symbolisiert, daß der betreffende Parameter fixiert wurde.

		NPEXCYAB	TURNCYAB	FDCYAB	TURNGABS
χ^2_{red} (DOF)		1.22 (124)	1.78 (123)	1.35 (122)	1.36 (123)
N_{H}	[Atome/cm^2]		$3.06^{+0.33}_{-0.29}$	$0.0^{+0.75}_{-0.0}$	$3.63^{+0.77}_{-0.83}$
α		= - 2.0	$1.12^{+0.06}_{-0.02}$	$0.86^{+0.09}_{-0.03}$	$1.15^{+0.06}_{-0.08}$
N_α	[ph/(s keV cm^2)] at 1 keV	$0.13^{+0.01}_{-0.01}$	$0.24^{+0.01}_{-0.01}$	$0.14^{+0.02}_{-0.01}$	$0.26^{+0.01}_{-0.02}$
E_{cut}	[keV]		$20.18^{+0.24}_{-0.19}$	$35.86^{+24.64}_{-4.36}$	$20.10^{+0.51}_{-0.59}$
E_{f}	[keV]		=13.0	$9.13^{+0.62}_{-9.08}$	$12.89^{+0.83}_{-0.78}$
N_2	[10^{-3} ph/(s keV cm^2)]	$2.52^{+0.41}_{-0.34}$			
α_1		$0.44^{+0.04}_{-0.05}$			
kT	[keV]	$6.68^{+0.41}_{-0.36}$			
E_{cyc}	[keV]	$37.83^{+0.41}_{-0.39}$	$40.49^{+0.38}_{-0.37}$	$37.16^{+0.66}_{-0.72}$	$39.04^{+0.76}_{-0.78}$
D_{cyc}	[keV]	$1.15^{+0.11}_{-0.12}$	$1.07^{+0.14}_{-0.12}$	$1.54^{+1.17}_{-0.18}$	$-5.8^{+1.6}_{-2.3}\cdot 10^{-3}$
W_{cyc}	[keV]	$11.08^{+1.60}_{-2.10}$	$4.16^{+0.79}_{-0.61}$	$13.95^{+1.40}_{-2.10}$	$4.91^{+1.26}_{-1.15}$
E_{Fe}	[keV]	$6.51^{+0.11}_{-0.13}$	$6.64^{+0.17}_{-0.18}$	$6.41^{+0.15}_{-0.15}$	$6.72^{+0.31}_{-0.43}$
σ_{Fe}	[keV]	=0.5	$0.40^{+0.28}_{-0.24}$	$0.57^{+0.27}_{-0.15}$	$0.33^{+0.32}_{-0.33}$
N_{Fe}	[10^{-3} ph/(s cm^2)]	$7.35^{+1.2}_{-1.2}$	$4.73^{+1.47}_{-1.02}$	$7.6^{+2.9}_{-1.5}$	$4.2^{+2.6}_{-2.1}$
const A		$0.78^{+0.01}_{-0.01}$	$0.77^{+0.01}_{-0.01}$	$0.78^{+0.01}_{-0.01}$	$0.77^{+0.02}_{-0.01}$
const B		$0.74^{+0.01}_{-0.01}$	$0.73^{+0.01}_{-0.01}$	$0.74^{+0.01}_{-0.01}$	$0.73^{+0.02}_{-0.02}$

dann in Cluster A den Wert $\simeq 0.77 - 0.78$ an, in Cluster B den Wert $\simeq 0.73 - 0.74$. Der relative Unterschied zwischen diesen Normierungen beträgt ca. 4% und ist damit identisch mit der unterschiedlichen Integrationszeit der Spektren. Dies legt die Vermutung nahe, daß

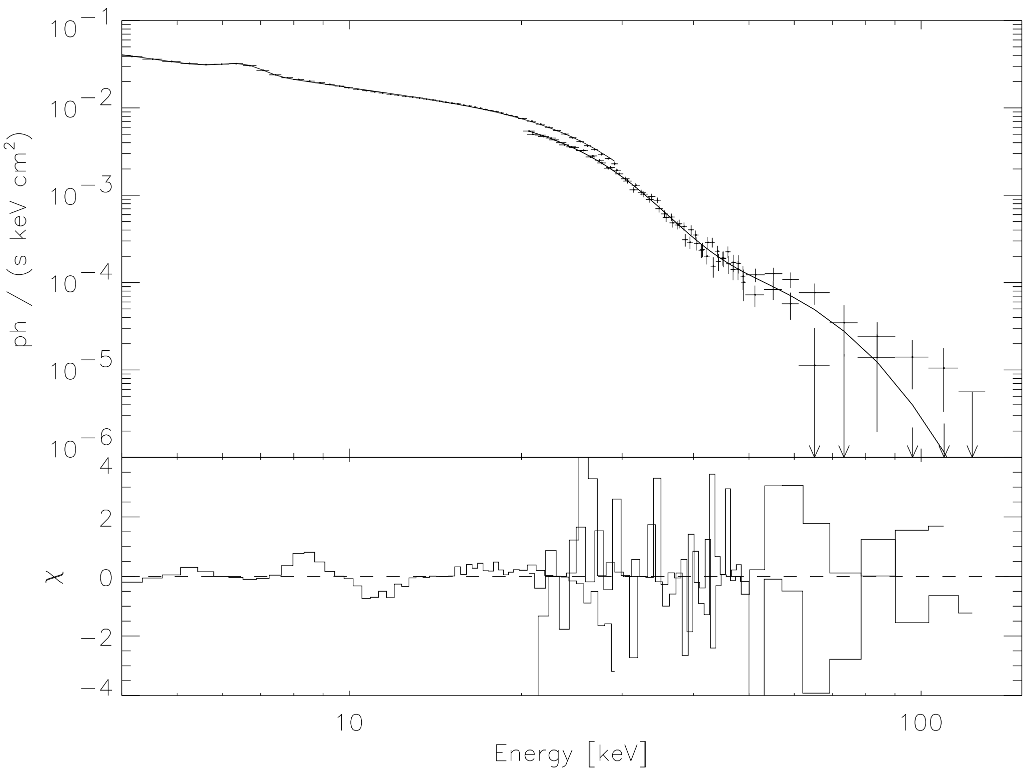


Abbildung 5.3: Modellspektrum, Daten und χ-Residuen an Beobachtung #4 für das NPEXCYAB-Modell.

in einem der beiden Cluster bei der Totzeitkorrektur ein Fehler unterläuft. Bis zum jetzigen Zeitpunkt konnte die Ursache dieser Diskrepanz jedoch nicht ausfindig gemacht werden. Die Fit-Parameter werden dadurch aber nicht gestört. Durch das Einführen der zusätzlichen Konstanten wird die Zahl der Freiheitsgrade um 1 erniedrigt, was ein höheres χ^2_{red} zur Folge hat. Die Unsicherheiten in den Tabellen 5.3 und 5.4 beziehen sich auf das 90%-Vertrauensintervall.

Der Fermi-Dirac-*cutoff* stellt sich als problematisch heraus. Da für die *cutoff*-Energie und die *fold*-Energie in diesem Modell keine ausreichend gesicherten Literaturwerte existieren, müssen diese Parameter bei der Anpassung freigelassen werden. Dabei rutscht die *cutoff*-Energie auf unerwartet hohe Werte ($E_{\text{cut}} = 41.14\,\text{keV}$ bzw. $E_{\text{cut}} = 35.86\,\text{keV}$, siehe Tab. 5.3 und 5.4). Wie aus Tab. 5.3 und 5.4 zu erkennen ist, besitzen E_{cut} und E_{f} bei Modell FDCYAB insbesondere in Beobachtung #3 sehr große Unsicherheiten. Die Parameter des Fermi-Dirac-*cutoff* können daher durch Anpassung an die Daten nicht festgelegt werden. Die Verschiebung des *cutoff* (E_{cut}) zu hohen Energien führt zu einem Intensitätsüberschuß im Bereich der Zyklotronresonanz gegenüber den Modellen mit konventionellen Werten für den *cutoff*, d.h. den Modellen mit PLTURN. Dieser Intensitätsüberschuß wird durch eine extrem breite Absorptionslinie kompensiert ($W_{\text{cyc}} = 15.16\,\text{keV}$ bzw. $W_{\text{cyc}} = 13.95\,\text{keV}$, siehe Tab. 5.3 und 5.4). Die physikalische Existenz von Breiten dieser Größenordnung darf angezweifelt werden, da sie in Widerspruch zu Rechnungen von Harding (1991) stehen.

Die *bestfit*-Ergebnisse der Modelle NPEXCYAB und TURNCYAB sind für Beobachtung #4 in Abb. 5.3 und Abb. 5.4 inklusive χ-Residuen zu sehen. Aufgetragen sind dabei die Beiträge der einzelnen Meßpunkte zu χ^2. Für eine gute Anpassung erwartet man, daß die Abweichungen zwischen Modell und Datenpunkt verschwinden, und χ^2 um die Nullinie herum schwankt. Die Strukturen in den Residuen des *PCA* sind durch die Unsicherheiten in der Detektor-Response bestimmt, abgesehen von einem *feature* bei ca. 20 keV im Modell TURNCYAB. Diese Struktur hat ihre Ursache im plötzlichen Einknicken der Fitfunktion (siehe

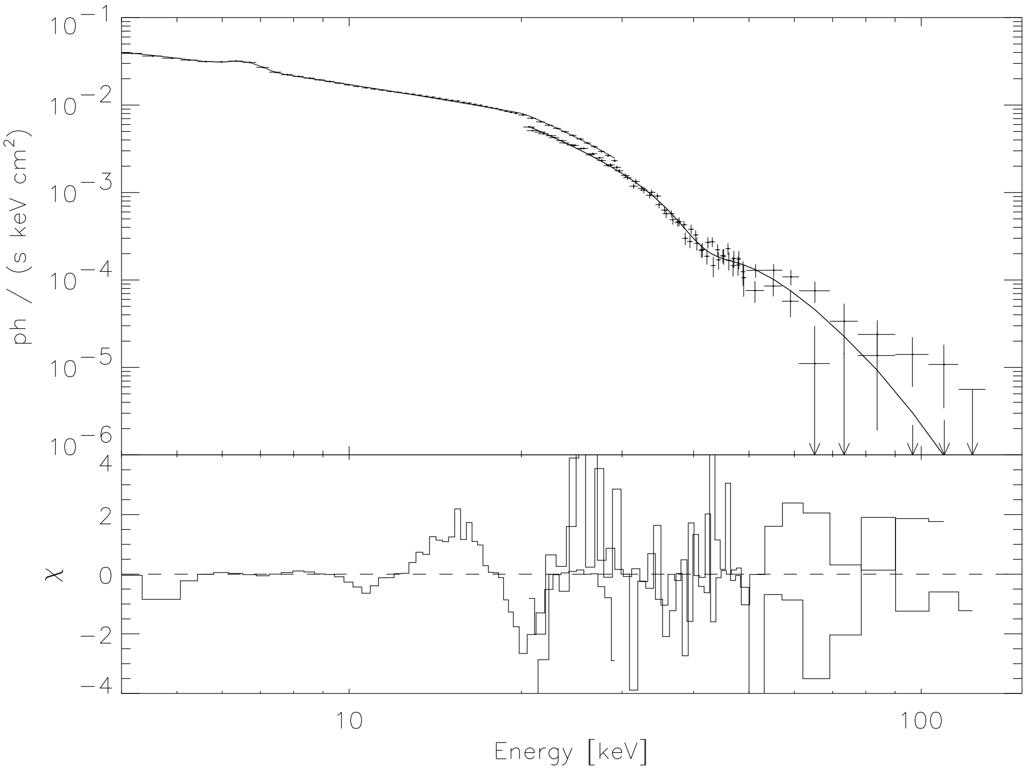


Abbildung 5.4: Modellspektrum, Daten und χ-Residuen an Beobachtung #4 für das TURNCYAB-Modell.

Abschnitt 5.2), ein Verlauf der nicht den Daten entspricht. Diese Schwäche des *turnover* wird von Kreykenbohm (1997) ausführlich besprochen. Anstelle von χ^2 können andere Größen als Maß für die Güte der Anpassung herangezogen werden. Teilt man die Daten durch das Modell-Zählratenspektrum, so erhält man das 'ratio'. In Abb. 5.5 sind zum Vergleich die χ^2-Residuen und das 'ratio' für den *bestfit* des Modells TURNCYAB an Beobachtung #4 aufgetragen. Dargestellt ist nur der *PCA*-Bereich. Da Unsicherheiten im Detektoransprechverhalten gleichermaßen in die gemessenen Daten und in das mit der Response-Matrix gefaltete Modell (Zählratenspektrum) eingehen, reagiert 'ratio' weniger empfindlich auf Detektoreigenschaften.

Das NPEXCYAB-Modell liefert zwar formal einen besseren Fit als TURNCYAB, muß aber wegen der großen Breite der Zyklotronresonanz kritisch betrachtet werden. Der Effekt dieser breiten Linie kommt in Abb. 5.6 zum Ausdruck. Dort sind als durchgezogene Linien die *bestfit*-Photonenspektren (ungefaltete Modelle) für Beobachtung #4 dargestellt. Die gestrichelten Linien sind die Spektren, welche man bei gleichen Fitparametern aber verschwindender Zyklotronresonanz erhält. In dieser Darstellung wird ersichtlich, daß der Einfluß der Linie im NPEXCYAB-Modell (Abb. 5.6 (a)) bis zu ca. 15 keV hinunterreicht, was vermutlich unphysikalisch ist. Eine ähnlich breite Linie erhält man, wie bereits angesprochen, für das Modell FDCYAB. Die Modelle, welche den PLTURN-*cutoff* enthalten (TURNCYAB und TURNGABS in Abb. 5.6 rechts dargestellt), kommen dem typischen Bild einer Linienstruktur näher.

Es sei angemerkt, daß die Ergebnisse dieses Kapitels vorläufigen Charakter haben und durch detailliertere Untersuchungen ergänzt werden müssen.

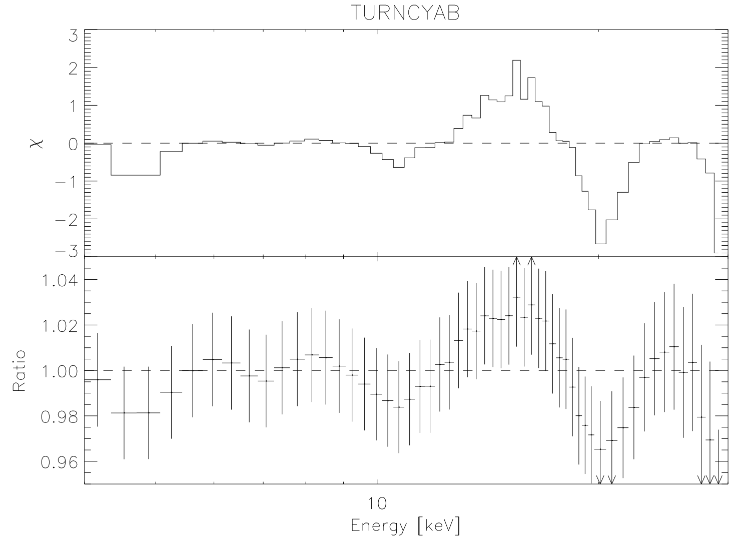


Abbildung 5.5: *PCA*-Residuen für Beobachtung #4 mit dem Modell TURNCYAB: oben die Beiträge zu χ^2, unten das 'ratio' (siehe Text). Die Struktur um 20 keV ist charakteristisch für Modelle, die den PLTURN-*cutoff* enthalten.

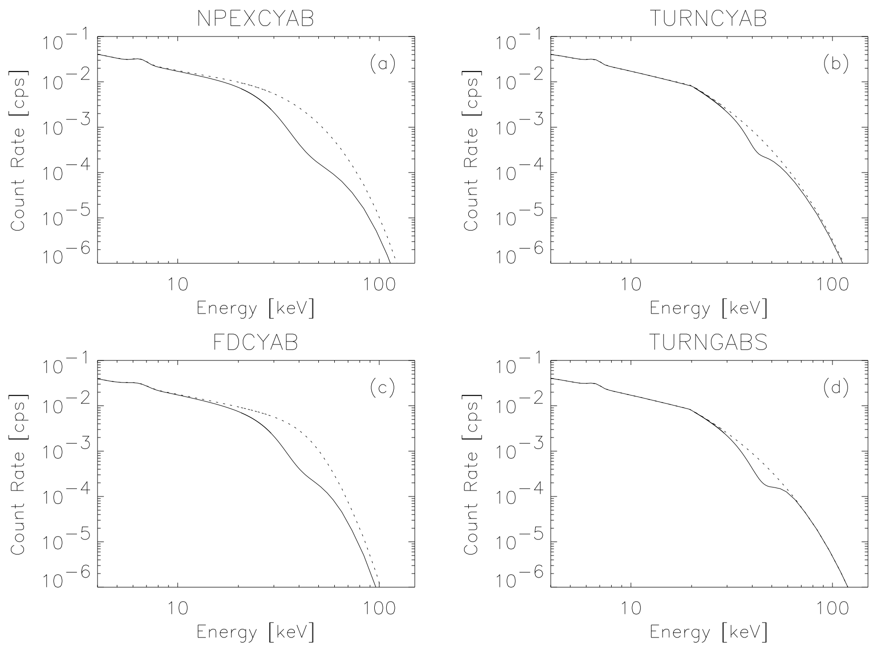


Abbildung 5.6: Modellspektren für Beobachtung #4 mit und ohne Zyklotronlinie: (a) NPEX, (b) TURNCYAB, (c) FDCYAB und (d) TURNGABS.

Kapitel 6

Zeitanalyse

Die Untersuchung der zeitlichen Strukturen in der Röntgenlichtkurve von Her X–1 ist Inhalt dieses Kapitels. Der eigentlichen Datenanalyse ist die physikalische Erklärung der beobachteten Phänomene vorangestellt (Abschnitt 6.1). Vor der Untersuchung müssen Zeitkorrekturen an den Daten angebracht werden, die in Abschnitt 6.2 erklärt werden. In Abschnitt 6.3 wird ein Verfahren zur Periodensuche, das sogenannte *Epoch Folding* vorgestellt, welches in Abschnitt 6.4 zur Anwendung kommt. Auf die gemeinsame Bestimmung der Bahnelemente und Spinperiode von Abschnitt 6.5 folgt die Neuberechnung der Bahnephemeride von Her X–1 (Abschnitt 6.6). Schließlich wird die Größe des Massenübertrags abgeschätzt (Abschnitt 6.7).

6.1 Periodizitäten in der Röntgenlichtkurve von Her X–1

Die Röntgenlichtkurve von Her X–1 ist besonders reichhaltig an zeitlichen Strukturen, deren Bedeutung in den folgenden Abschnitten einzeln besprochen werden soll.

Neben der für Röntgenpulsare typischen Pulsperiode (die bei Her X–1 1.24 s beträgt) und der Bahnperiode von 1.7 d ist als besonderes Phänomen eine Intensitätsschwankung im 35-Tage-Rhythmus zu beobachten. Verschiedene Theorien wurden entwickelt, um diese Periode zu beschreiben. In Abschnitt 6.1.3 werden die zwei wichtigsten dieser Modelle vorgestellt. Mit beiden Modellen ist auch die Erklärung der vierten Periode möglich, der sogenannten *dip*-Periode. Diese Periode beschreibt die regelmäßigen Intensitätseinbrüche (*dips*), deren Auftreten sowohl an die Bahnperiode als auch an den 35 d-Zyklus gebunden ist.

6.1.1 Pulsperiode

Zwischen der ersten Bestimmung der Pulsperiode von Her X–1 durch Tananbaum et al. (1972) und der in dieser Arbeit vorgenommenen aktuellen Messung liegt eine Vielzahl von Untersuchungen. In Abb. 6.1 ist die Pulsperiodenentwicklung der letzten 25 Jahre dargestellt. Der kontinuierliche Spin-Up (Abnahme der Pulsperiode) von Her X–1 wird durch Phasen leichten Spin-downs unterbrochen. Abgesehen von den Spin-down-Episoden zeigt Her X–1 eine säkulare Abnahme der Pulsperiode von $\dot{P}_{\rm spin} = -3\,\mu{\rm s/yr}$ (siehe Daten zur Pulsperiodenentwicklung in Anhang A).

Zeitliche Änderungen der Pulsperiode haben ihre Ursache im Drehimpulstransfer zwischen dem Scheibenmaterial und dem Neutronenstern. Die dadurch vom Scheibengas und dem Magnetfeld ausgeübten Drehmomente hängen vom *fastness parameter* $\omega_{\rm x}$ des Systems ab. Dieser Parameter ist definiert als

$$\omega_{\rm x} = \frac{\Omega_{\rm x}}{\Omega_{\rm Kep}(r_{\rm A})}. \tag{6.1}$$

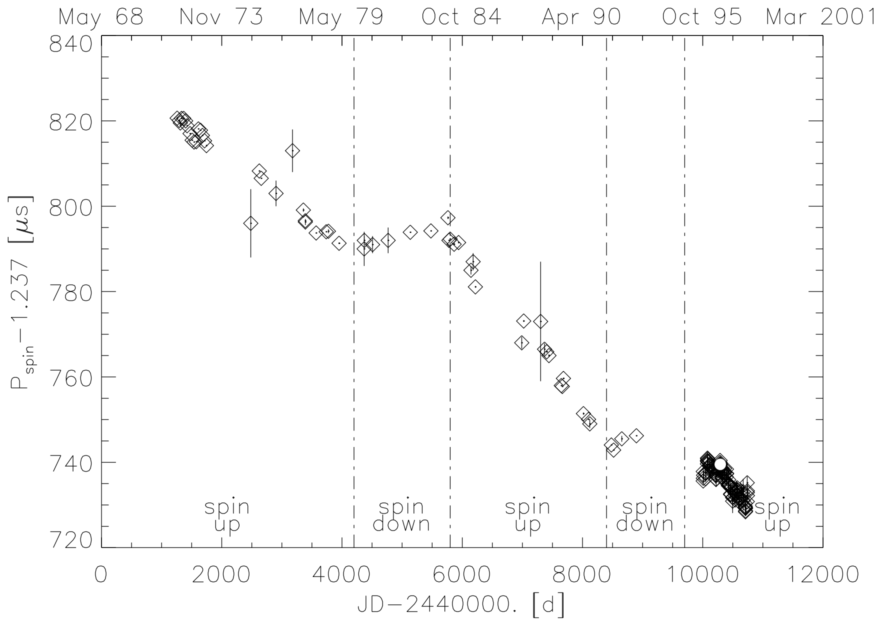


Abbildung 6.1: Pulsperiodenentwicklung von Her X–1. Die im Rahmen dieser Arbeit bestimmte Pulsperiode ist durch das weiße Kreissymbol markiert. Quellen siehe Anhang A.

Hier ist mit $\Omega_{\mathrm{Kep}}(r_{\mathrm{A}})$ die Kepler-Geschwindigkeit $\sqrt{GM/r_{\mathrm{A}}^3}$ am Magnetosphärenradius r_{A} gemeint (siehe Kapitel 2.3). Ω_{x} bezeichnet die Rotationsgeschwindigkeit des Neutronensterns, die gleich derjenigen des mitrotierenden Magnetfeldes ist. Wie in Kapitel 2.4 bereits erläutert wurde, bedeutet langsame Rotation des Neutronensterns, daß die Materie am magnetosphärischen Radius abgebremst werden muß. Anders ausgedrückt: Der *Korrotationsradius* r_{cor} ist größer als r_{A} oder $\omega_{\mathrm{x}} < 1$. Stetige Akkretion ist nur für Werte $\omega_{\mathrm{x}} < 1$ möglich, da anderenfalls für Materie am Magnetosphärenradius die Zentrifugalkraft stärker wird als die Gravitationsanziehung ($r_{\mathrm{A}} > r_{\mathrm{cor}}$), und das Material wieder nach außen geschleudert wird ('Propeller-Effekt').

Ghosh & Lamb (1979) stellten ein erfolgreiches Modell zur Berechnung des Drehmoments auf. Demnach ist für die meisten der beobachteten Pulsare das Akkretionsmoment positiv, so daß die Rotation des Neutronensterns durch die Aufnahme von Drehimpuls immer schneller wird. Je größer ω_{x}, desto kleiner ist das Drehmoment und die Spin-up-Rate. Die bei Her X–1 und einigen weiteren *X-ray binaries* beobachteten Spin-down-Phasen sind eine Folge von Fluktuationen des Drehmoments, welche entweder durch Variationen in der Massenakkretionsrate oder durch Änderungen des vom Inneren des Neutronensterns auf die Kruste ausgeübten Drehmoments herrühren können.

Wilson et al. (1994) beobachteten mit BATSE, daß die Spin-down-Phasen mit Intervallen niedriger Leuchtkraft einhergehen und somit Phasen geringerer Massenakkretion entsprechen. Dies steht im Einklang mit dem Modell von Ghosh & Lamb (1979). Demzufolge überwiegt für kleine Massenakkretionsraten das negative Drehmoment des Magnetfeldes auf die Scheibe bei Radien $r > r_{\mathrm{cor}}$ das positive Drehmoment durch den Materiefluß, und der Neutronenstern verliert Drehimpuls.

Die im Rahmen dieses Akkretionsmodells hergeleitete Relation (siehe auch Kapitel 2.4)

$$\dot{P}_{\mathrm{spin}} = f(\mu, \omega_{\mathrm{x}}, M_{\mathrm{x}}, R_{\mathrm{x}}, I_{\mathrm{x}})\, P_{\mathrm{spin}}^2 L_{\mathrm{x}}^{6/7} \tag{6.2}$$

beschreibt die Daten der meisten Röntgenpulsare gut. Allerdings ist das aus Gleichung 6.2 für Her X–1 berechnete magnetische Moment nicht vereinbar mit der Größe des aus der

Zyklotronresonanz bestimmten Magnetfeldes. Dieses und weitere Probleme in Zusammenhang mit dem Modell von Ghosh & Lamb (1979) werden bei Kretschmar (1996) erläutert.

Die dieser Arbeit zugrunde liegende Beobachtung umfaßt weniger als einen vollen Doppelsternorbit. Innerhalb dieser kurzen Zeit konnte keine systematische Änderung der Pulsperiode festgestellt werden. Ein neuer Wert für die Pulsperiode, der sich in den Trend der historischen Meßwerte gut einfügt, wird in Abschnitt 6.5 vorgestellt. Ein Vergleich mit *BATSE*-Beobachtungen aus dem gleichen Zeitraum zeigt ebenfalls Übereinstimmung im Rahmen der Fehlergrenzen.

6.1.2 Bahnperiode

Die Beobachtung von Intensitätsvariationen in der Röntgenlichtkurve von Her X–1 mit einer Periode von 1.7 d lieferte schon bald nach der Entdeckung des Systems einen Hinweis auf seinen Doppelsterncharakter. Wegen der hohen Inklination von ca. 87° (Middleditch & Nelson 1976, Dennerl 1991) wird Her X–1 einmal pro Umlauf durch seinen Begleiter verdeckt. Die Bedeckungsdauer, während deren Mitte ein Restfluß von 0.5% des MAIN ON (Definition siehe nächster Abschnitt) gemessen wird (Leahy 1995), dauert ca. 6h. Die Restintensität kommt durch Streuung von Kontinuumsröntgenstrahlen an einer Akkretionsscheiben-Korona (ADC) sowie einem das System umgebenden Wind zustande. Während der Bedeckung werden keine Pulse beobachtet, da sich durch den Streuprozeß zeitliche Strukturen ausmitteln.

Die Bahnperiode von Her X–1 kann, wie in dieser Arbeit geschehen, durch Analyse der Pulsankunftszeiten untersucht werden. Infolge des Drehimpulstransfers vom Begleiter auf den Neutronenstern erwartet man eine Verkürzung der Orbitalperiode (siehe Anhang C). In Abschnitt 6.6 wird ein neuer Wert für die säkulare Änderung der Bahnperiode $\dot{P}_{\mathrm{orb}}$ vorgelegt. Aus der Periodenänderung kann dann die Massenakkretionsrate abgeschätzt werden (siehe Abschnitt 6.7).

6.1.3 35d-Periode

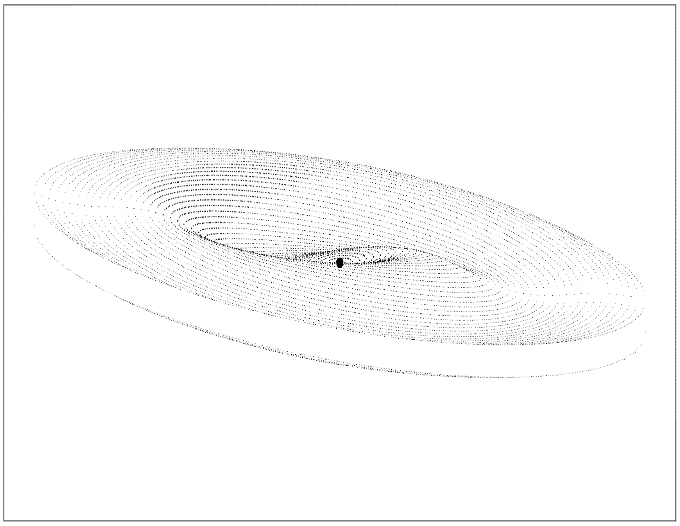


Abbildung 6.2: Die verbogene Akkretionsscheibe von Her X-1 (nach Schandl, König & Staubert (1997)).

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,

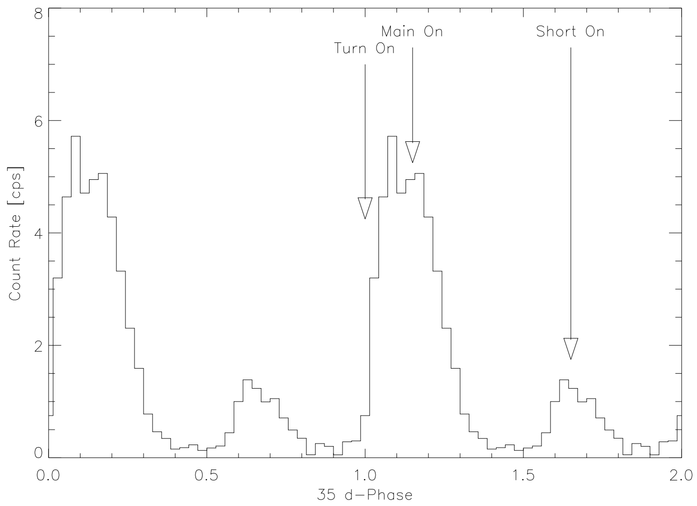


Abbildung 6.3: ASM-Lichtkurve des 35 d-Zyklus nach Faltung der Daten zwischen MJD 50087.331810 und 50723.665891 mit einer aus *Epoch Folding* gewonnenen 35 d-Periode von 34.93 d.

daß die Ursache für die 35 d-Periode in einer präzedierenden Akkretionsscheibe zu suchen ist. Diese muß von der Struktur der klassischen α-Scheibe (Shakura & Sunyaev 1973, siehe auch Kapitel 2.3) abweichen, damit sowohl die Form der optischen Lichtkurve als auch diejenige der Röntgenlichtkurve beschrieben werden kann. Die Scheibe ist gegen die Bahnebene geneigt, präzediert einmal in 35 Tagen gegensinnig zur Bahnbewegung und ist zusätzlich noch verbogen.

Die Neigung der Akkretionsscheibe hat ihre Ursache in der Verkippung der Rotationsachse des Neutronensterns gegenüber der Bahnnormalen. Da der Neutronenstern die inneren Teile der Scheibe in seine Rotationsebene zwingt, die äußeren Bereiche aber dem gravitativen Einfluß des Begleiters unterliegen, wird die Scheibe verbogen. Die Scheibengeometrie kann man sich so vorstellen, als sei die Scheibe aus mehreren auf den Neutronenstern zentrierten Ringen mit unterschiedlichem Radius aufgebaut, die kontinuierlich gegeneinander geneigt sind, und deren Knotenlinien nicht zusammenfallen. Eine graphische Darstellung dieser Geometrie zeigt Fig. 6.2.

Schandl, König & Staubert (1997) entdeckten eine Korrelation zwischen dem zeitlichen Verhalten der Pulsperiode und der Länge des 35 d-Zyklus. Demnach sinkt in den Spin-down-Phasen die Zykluslänge. Nach dem Modell von Ghosh & Lamb sind Spin-Down-Phasen an Intervalle geringen Massentransfers $\dot{M}_{\rm opt}$ gekoppelt (siehe Abschnitt 6.1.1). Den Beobachtungen von Schandl, König & Staubert (1997) zufolge muß also eine Verminderung von $\dot{M}_{\rm opt}$ die Präzessionsfrequenz der Scheibe erhöhen. Dies wird durch das Modell der koronalen Winde (Schandl & Meyer 1994) bestätigt. In diesem Modell verlassen Teile der Akkretionsscheibenkorona im äußeren Bereich der Scheibe als Wind das System, da die kinetische Energie der Teilchen dort größer wird als ihre Gravitationsbindung. Aufgrund der asymmetrischen Form des von der gekrümmten Scheibe abströmenden Windes bildet sich ein Drehmoment, welches der Scheibenviskosität entgegenwirkt und die Form der Scheibe aufrechterhält. Das Bestreben, das Verhältnis zwischen Windverlustrate und Akkretionsrate konstant zu halten, verstärkt die relative Scheibenneigung in der Windregion in bezug auf die Neigung im inneren Scheibenbereich, wodurch wiederum die Präzession beschleunigt wird.

Der 35 d-Zyklus besteht aus drei Bereichen unterschiedlicher Intensität. Zur Veranschaulichung dieser verschiedenen Phasen ist in Abb. 6.3 eine vom *All–Sky–Monitor* aufgenommene

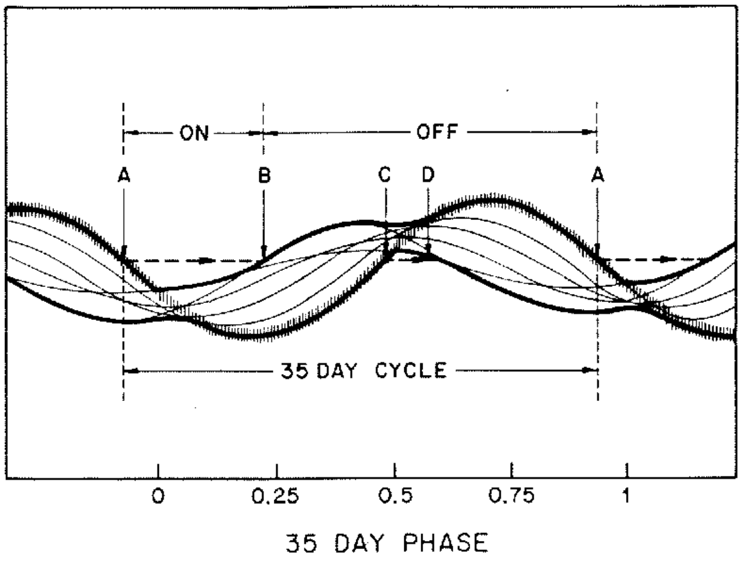


Abbildung 6.4: Die Scheibe vom Neutronenstern aus gesehen während einer vollen 35 d-Periode. Die gestrichelte, horizontale Linie markiert die Position der Erde. Der MAIN ON liegt zwischen Punkten A und B, SHORT ON zwischen C und D (Petterson 1977).

Lichtkurve der 35 d-Periode dargestellt. Ein sprunghafter Anstieg der Intensität zu Beginn der 35 d-Periode markiert den Beginn des MAIN ON. Während der elftägigen Dauer des MAIN ON erreicht die Röntgenleuchtkraft ihr Maximum und fällt dann allmählich wieder ab. Bei Phase $\Psi_{35} = 0.3$ ist die Intensität auf 2 – 10% vom MAIN ON abgefallen und der sogenannte LOW STATE erreicht (Mihara, Ohashi & Makishima 1991). Einige Tage später steigt die Leuchtkraft erneut für ca. 5 – 6 Tage an. In diesem dritten Stadium, dem SHORT ON, werden allerdings nur 5 – 20% der MAIN ON Intensität erreicht (Soong et al. 1990b).

Nach ersten Ansätzen im Jahr 1975 stellte Petterson (1977) ein Modell auf, welches den 35 d-Zyklus in Zusammenhang mit einer präzedierenden Akkretionsscheibe beschreibt. Crosa & Boynton (1980) gelang es, auf Grundlage dieses Modells das Auftreten der in Abschnitt 6.1.4 und Kapitel 7 besprochenen *dips* zu erklären. In jüngster Zeit erhielt ihre Theorie Konkurrenz durch das Modell der koronalen Winde (Schandl & Meyer 1994). Gemeinsam ist beiden Ansätzen ein noch näher zu erläuternder Zusammenhang der *dips* mit dem Massenübertrag vom inneren Lagrange-Punkt des Begleiters. Daher ist die Periode P_{rec}, in der sich eine bestimmte Scheiben-Stern-Konstellation wiederholt, eine wichtige Kenngröße des Systems. Wegen der Präzession der Akkretionsscheibe handelt es sich bei dieser Wiederkehrperiode um eine *beat*-Periode

$$P_{\mathrm{rec}} = \frac{1}{\nu_{\mathrm{orb}} + \nu_{35}} = 1.62\,\mathrm{d} \quad . \tag{6.3}$$

Der 35d-Zyklus mit Präzession von HZ Her

Eine Annahme des Modells von Petterson (1977) ist, daß die Rotationsachse des Begleiters HZ Her von der Bahnnormalen abweicht. Dies führt zu leicht variablem Abstand zwischen der Oberfläche von HZ Her, der seinen *Roche Lobe* füllt, und dem Neutronenstern. Infolgedessen findet Massentransfer bevorzugt dann statt, wenn Her X–1 die Äquatorebene von HZ Her überschreitet, ein Fall der alle $P_{\mathrm{rec}}/2 = 0.81\,\mathrm{d}$ eintritt.

Numerische Rechnungen erlaubten es den Autoren, ein Bild der Scheibe vom Neutronenstern aus gesehen zu verschiedenen Phasen der 35 d-Periode zu entwerfen (siehe Abb. 6.4).

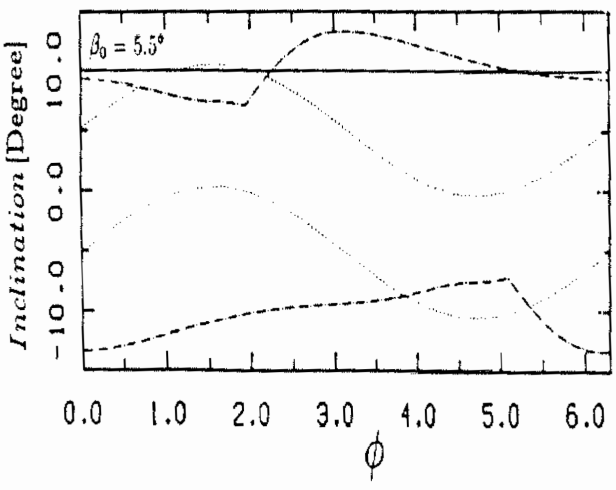


Abbildung 6.5: Deklination über 35 d-Zyklus (aus Schandl, König & Staubert 1997).

Darin können MAIN ON und SHORT ON als diejenigen Phasen im 35 d-Zyklus identifiziert werden, bei denen vom Neutronenstern aus betrachtet die Lage der Scheibe den Blick auf die Bahnebene erlaubt. Aus Sicht des Beobachters gesehen gibt zu diesen Phasen die Scheibe den Blick auf die Röntgenquelle frei.

Das Einsetzen des MAIN ON (Punkt A) wird als TURN ON bezeichnet und entspricht demjenigen Zeitpunkt, zu dem der äußerste Scheibenring den Blick auf den Neutronenstern freigibt. TURN OFF tritt ein, wenn die innere Scheibe die Sichtlinie überquert (Punkt B). Während des kurzen SHORT ON (zwischen Punkten C und D) öffnet ein mittlerer Scheibenring die Sicht. Im Einklang mit den Beobachtungen ist die kalte Absorption beim TURN OFF geringer als beim TURN ON, wegen der höheren Temperatur im Innenbereich der Scheibe.

Der gravierende Nachteil in diesem Scheiben-Modell ist, daß die als Grundvoraussetzung eingehende Abweichung zwischen der Rotationsachse von HZ Her und der Bahnnormalen sehr unwahrscheinlich ist. Rechnungen von Chevalier (1976) zeigten, daß die Zeitskala, auf der die Gezeitenkräfte die Rotationsachse von HZ Her aufrichtet, kleiner ist als die Zeitskala, auf der ein anfangs exzentrischer Orbit zirkularisiert wird. Da die Exzentrizität bei Her X–1/HZ Her sehr gering ist (siehe Tab. 4.1), sollte die Rotationsachse von HZ Her also schon die Richtung der Bahnnormalen angenommen haben.

Der 35d-Zyklus im koronalen Wind-Modell

Auch im koronalen Wind-Modell sind die Phasen des 35 d-Zyklus durch die zeitweilige Versperrung der Sicht auf die Röntgenquelle bedingt. Allerdings spielt, wie gleich noch zu sehen ist, die Korona eine wesentliche Rolle.

Die innere Scheibe ist flach und von einer Korona umgeben, welche bis zu einem Radius von r $\leq 10^{10}$ cm optisch dick ist (zum Vergleich: Der Scheibenradius beträgt nach Cheng, Vrtilek & Raymond (1995) ca. $2 \cdot 10^{11}$ cm). Aufgrund der Neigung der inneren Scheibe zeigt die Deklination der Korona-Oberfläche über der 35 d-Phase einen sinusförmigen Verlauf (siehe Abb. 6.5). Für einen Teil der 35 d-Periode ist die Deklination der Korona größer als die des Beobachters ($\delta_{\rm obs} = 90° - i$), so daß der Blick auf die Röntgenquelle durch die (optisch dicke) Korona versperrt ist. Das Ende des MAIN ON tritt ein, wenn die Korona bei $\delta_{\rm kor} = \delta_{\rm obs}$ ins

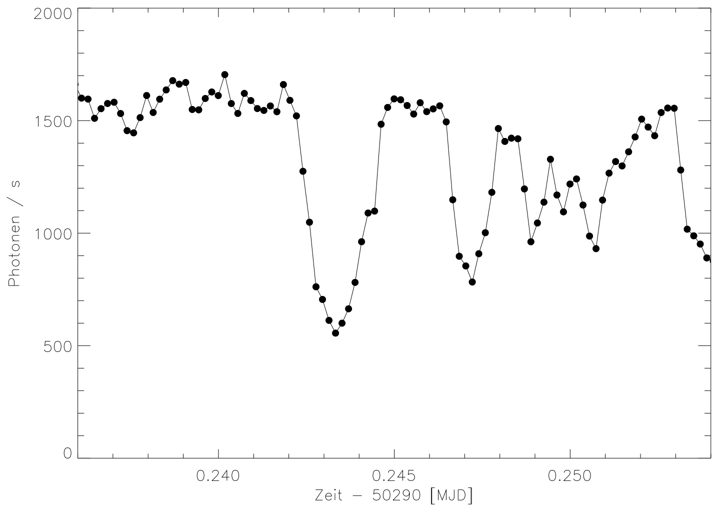


Abbildung 6.6: Vergrößerter Ausschnitt aus der Lichtkurve von Beobachtung #1 im Bereich des *dip-ingress*, 16 Sekunden Auflösung.

Blickfeld gerät. Nach gewisser Zeit gibt die Korona wieder die Sicht auf den Neutronenstern frei und die Intensität steigt. Bei dieser kurzen Phase vor der abermaligen Bedeckung von Her X–1 durch die Scheibe handelt es sich um den SHORT ON.

Die drastische Reduzierung des Röntgenflusses im LOW STATE ist also eine Folge der Bedeckung des Neutronensterns durch die Akkretionsscheibe oder die Korona. Im LOW STATE werden keine Röntgenpulse gemessen. Allerdings sind Pulse im optischen Bereich vorhanden, welche in zweierlei Hinsicht die gängigen Vorstellungen von der Geometrie des Systems bestätigen: (1) die optischen Pulse müssen in einer Region, die vom zentralen (verdeckten) Objekt entfernt ist, entstehen und (2) da die optischen Pulse eine Folge der Reprozessierung von Röntgenstrahlung sind (Middleditch & Nelson 1976), existieren die Röntgenpulse auch während des LOW STATES. Sie können nur nicht gesehen werden.

Auch im optischen Teil der Lichtkurve ist die 35 d-Periode sichtbar. Neben dem Hauptminimum in der optischen Lichtkurve bei Orbitalphase 0.0, (wenn HZ Her die Scheibe bedeckt,) sieht man bei $P_{\mathrm{orb}} = 0.5$ ein Nebenminimum. Dieses Sekundärminimum entspricht der Bedeckung der röntgenbeheizten Seite von HZ Her durch die Akkretionsscheibe. Variationen in der Tiefe dieses Minimums stehen in Zusammenhang mit der momentanen Lage der Scheibe. Das Sekundärminimum ist am ausgeprägtesten, wenn die Akkretionsscheibe ihre größte Oberflächenprojektion in Richtung des Beobachters hat. Diese Situation entspricht der Mitte des MAIN ON in der Röntgenlichtkurve.

6.1.4 *Dip*-Periode

Unter *dips* versteht man Intensitätseinbrüche in der Lichtkurve, die ihre Ursache in Absorption durch kalte Materie haben. Man findet zwei Typen von *dips*: (a) *pre-eclipse dips* bei Orbitalphasen 0.6 . . . 0.9 und (b) *anomale dips* bei Bahnphase 0.2 und 0.7. Bei dem in dieser Arbeit analysierten *dip* handelt es sich um einen *pre-eclipse dip*.

Eine ausführliche Untersuchung insbesondere der spektralen Eigenschaften des in dieser *RXTE*-Beobachtung auftretenden *dip* erfolgt in Kapitel 7. An dieser Stelle soll nur auf die zeitlichen Strukturen der Lichtkurve eingegangen werden. Der Intensitätsabfall (=*dip ingress*) setzt ziemlich abrupt ein (innerhalb weniger Sekunden). Im weiteren Verlauf unterliegt die Intensität starken Schwankungen auf Zeitskalen von Sekunden bis Minuten. Vorübergehend

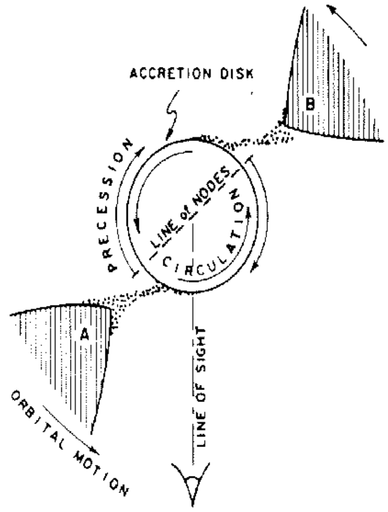


Abbildung 6.7: Scheiben-Stern-Konfiguration zum Zeitpunkt, bei dem HZ Her die Knotenlinie der geneigten Scheibe durchläuft (Crosa & Boynton 1980).

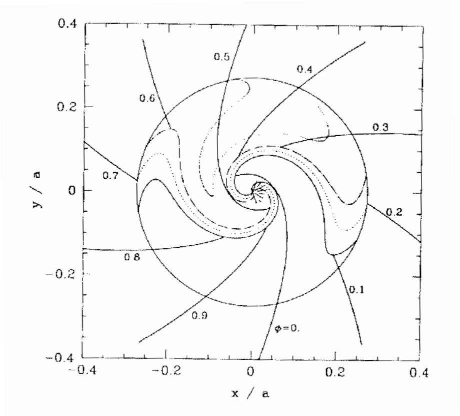
kann dabei sogar die Normalzählrate erreicht werden. Bei entsprechender Zeitauflösung können die einzelnen Strukturen aufgelöst werden (siehe Abb. 6.6). Innerhalb eines *dips* treten periodische Strukturen auf, die darauf hindeuten, daß sich innerhalb des Systems in regelmäßigen Abständen absorbierendes Material in die Sichtlinie des Beobachters schiebt.

Schon bei der Entdeckung der *dips* durch Giacconi et al. (1973) wurde erkannt, daß die Dip-Periode mit 1.65 d etwas kürzer ist als die Bahnperiode, so daß die Dips im Laufe eines 35 d-Zyklus zu früheren Orbitalphasen wandern. Die Ursache für beide Typen von *dips* werden nun anhand der vorgestellten Scheibenmodelle erläutert.

Die *dips* im Crosa & Boynton-Modell

Nach den Ergebnissen von Petterson (1977) wird die Röntgenquelle während jedes 35 d-Zyklus sichtbar, wenn der äußere Scheibenrand die Sichtlinie freigibt.

Unter den geometrischen Annahmen von Petterson (1977) leiteten Crosa & Boynton (1980) ab, daß *dips* bevorzugt dann auftreten, wenn HZ Her die Knotenlinie der geneigten Scheibe durchläuft (siehe Abb. 6.7). Der zu diesem Zeitpunkt wegen der Beschattung durch die Scheibe geringere Strahlungsdruck auf den Lagrange-Punkt L_1 läßt den Massentransfer ansteigen. Erhöhter Massenstrom führt zu Störungen in der Scheibendicke, welche wiederum Absorption hervorrufen. Auch die Abweichung der *dip*-Periode von der Wiederkehr-Periode $P_{\rm rec}$ ist mit diesem Modell anhand von Abb. 6.7 erklärbar. Material wird bei Position A zwar in Abständen von $P_{\rm rec}$ auf der Scheibe plaziert, da $P_{\rm rec} < P_{\rm orb}$ ist, wandert der Auftreffpunkt aber immer weiter vom Beobachter weg, so daß die *dips* scheinbar verzögert eintreffen. *Anomale dips* folgen demselben Mechanismus. Sie stammen von Material, welches um $P_{\rm rec}/2$ früher von Punkt B aus auf der Scheibe deponiert wurde und zeigen daher eine Phasenverschiebung zu den *pre-eclipse dips*, die von der Zirkulationszeit des Materials abhängt.



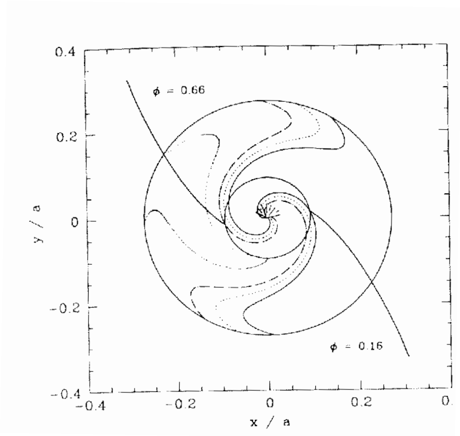


Abbildung 6.8: Projektion der Scheibe auf die Bahnebene. Koordinaten sind in Einheiten des Doppelsternabstands a dargestellt. Das schraffierte Gebiet ragt mehr als die Deklination des Beobachters (8.5°) aus der Bahnebene heraus. Bahnphasen beziehen sich auf die Wiederkehrperiode P_{rec}. (a) Akkretionsstrom für verschiedene Bahnphasen. (b) Der Akkretionsstrom trifft die Scheibe beim Radius r_{turn} nur bei den gezeichneten Phasen (Schandl 1996).

Die *dips* im koronalen Windmodell

Zum Verständnis ist eine Projektion der Scheibe in die x-y-Bahnebene nützlich (siehe Abb. 6.8). Die durch den Mittelpunkt des Kreises verlaufende gepunktete Linie stellt den Schnittpunkt der Knotenlinie mit der Bahnebene für verschiedene Scheibenradien dar. Da die Scheibe eine endliche Dicke hat, schneiden die Knotenlinien der oberen bzw. unteren Oberfläche eines Scheibenrings die Bahnebene bei etwas anderen Winkeln als die Mitte. Diese Schnittpunkte sind durch die strichpunktierte (unterer Scheibenrand) und die durchgezogene Linie (oberer Scheibenrand) markiert. Der Bereich innerhalb der gepunkteten Linie im oberen Teil der Abbildung ragt um mehr als $90° - i$ aus der Bahnebene heraus. Daher bleibt die Quelle zu allen Phasen verdeckt, bei denen die Sichtlinie diesen Bereich schneidet.

Wegen der Krümmung der Scheibe trifft der Akkretionsstrom die Oberfläche der Scheibe bei einem Radius, der von der Bahnphase $\Phi(t_{\mathrm{obs}})$ abhängig ist. Auch der Auftreffwinkel ist eine Funktion von $\Phi(t_{\mathrm{obs}})$. Dabei versteht man hier unter $\Phi(t_{\mathrm{obs}})$ die zur Wiederkehr-Periode P_{rec} gehörige Phase, da die Wechselwirkung des Materiestroms mit der Scheibe sich mit P_{rec} wiederholt. Am Auftreffpunkt des Akkretionsstroms auf die Scheibe bildet sich ein Schock aus, da sich Scheiben- und Akkretions-Material mit Überschallgeschwindigkeit aufeinander zubewegen. Falls kein effektives Kühlen möglich ist, prallt das Scheibengas entlang der Schockfront ab und spritzt über die Scheibe hinaus. Abb. 6.8 (a) zeigt, daß die obere Seite der Scheibe vom Akkretionsstrom ungefähr im Phasenintervall $\Phi(t_{\mathrm{obs}})$ =0.74 . . . 0.14 getroffen wird. In diesem Bereich kann also das hochspritzende Material in die Sichtlinie gelangen und infolge von teilweiser Absorption der vom Neutronenstern emittierten Röntgenstrahlung einen sogenannten *pre-eclipse dip* verursachen.

Die *anomalen dips* gehen auf periodische Verdickungen einzelner Scheibenringe zurück. Der TURN ON entsteht, wenn der Scheibenring mit Radius r_{turn} die Sichtlinie freigibt. In Abb. 6.8 (b) wird klar, daß der Akkretionsstrom genau zweimal pro Orbit die Scheibe bei Radius r_{turn} trifft. Der Massenstrom bewirkt eine Verdickung der Scheibe an diesem Punkt und bedeckt die Röntgenquelle solange, bis sich der Akkretionsstrom von diesem Scheibenring wegbewegt hat. Für ca. $0.1\,P_{\mathrm{orb}}$ nach den beiden kritischen Phasen trifft der Strahl die Scheibe bei $r \leq r_{\mathrm{turn}}$. Nachfolgende *dips* werden jedoch nicht mehr wahrgenommen, falls der Beobachter weit über die Scheibe hinwegblickt. Falls die Scheibenoberfläche zu diesem Zeitpunkt jedoch oberhalb der Sichtlinie liegt, bleibt der Neutronenstern für einen weiteren halben Bahnumlauf verdeckt.

6.2 Behandlung der Rohdaten

6.2.1 Die Baryzentrische Korrektur

Vor Beginn der eigentlichen Datenanalyse müssen die Photonenankunftszeiten auf den Schwerpunkt des Sonnensystems transformiert werden, um sowohl die Bewegung von *RXTE* um die Erde als auch die der Erde um die Sonne zu eliminieren. Dazu wurde das Programm FXBARY verwendet. FXBARY liefert Zeitkorrekturen mit einer Genauigkeit besser 1μs in Einheiten von MJD(TDB) zurück. MJD (ModifiedJulianDay) ist mit dem Julianischen Datum[1] verknüpft: MJD $=$ JD $-$ 2 400 000.5. Unter TDB (Barycentric Dynamical Time) versteht man die auf das solare Baryzentrum korrigierte terrestrische Zeit.

6.2.2 Die Doppelsternkorrektur

Die Bewegung von Her X–1 im Doppelsternsystem verursacht eine scheinbare Variation der Pulsperiode, welche vor der eigentlichen Periodensuche eliminiert werden muß. Die Ursache für diese Variation ist eine durch die endliche Lichtlaufzeit entstehende Verschiebung der Photonenankunftszeiten im Detektor, verglichen mit Signalen, die eine im Schwerpunkt des Systems liegende Quelle aussenden würde.

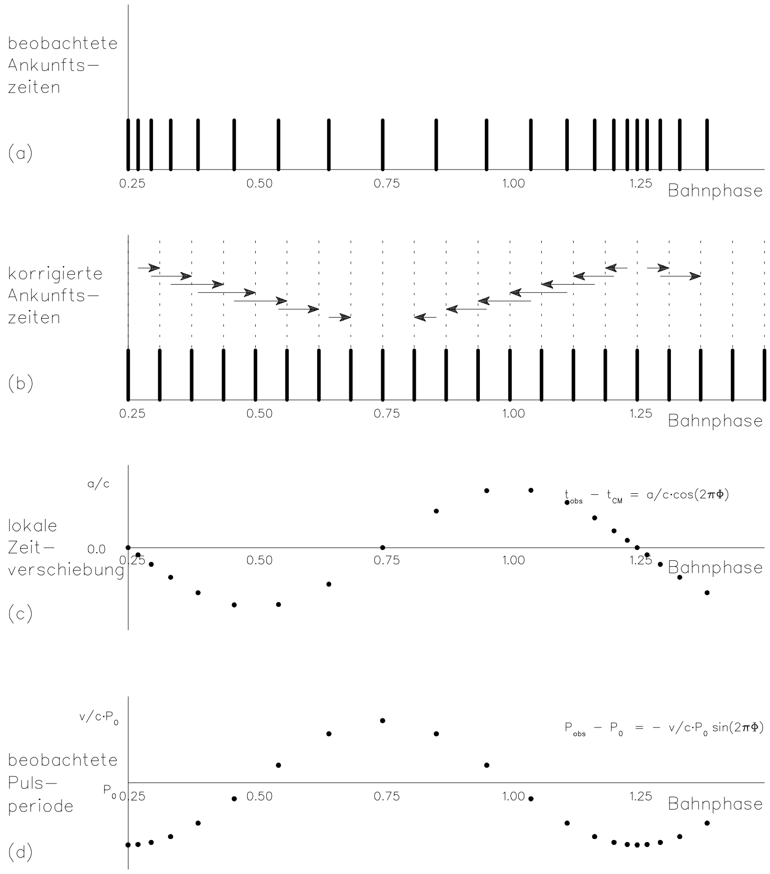


Abbildung 6.9: Laufzeiteffekte im Doppelsternorbit (Erläuterungen siehe Text in Abschnitt 6.2.2).

[1] Tage seit 12 Uhr Mittag Greenwich-Zeit am 1.Jan.4713v.Chr.

Dieser Laufzeiteffekt wird in Abb. 6.9 schematisch dargestellt. Unter der Annahme von intrinsisch konstanter Pulsperiode, P_o, treffen die von einer ruhenden Quelle ausgesandten Pulse in gleichen Zeitabständen am Detektor ein (b). Beobachtet wird jedoch eine harmonische, periodische Variation der Pulsankunftszeiten[2] (a). Der diesem Phänomen zugrundeliegende physikalische Vorgang ist der Doppler-Effekt. Kommt die Quelle auf den Beobachter zu ($\Phi(t_{\mathrm{obs}}) = 0.0 \ldots 0.5$), so steigt die scheinbare Frequenz des ausgesandten Signals (die Pulsperiode sinkt). Bewegt sich die Quelle vom Beobachter weg ($\Phi(t_{\mathrm{obs}}) = 0.5 \ldots 1.0$), dann wird die wahrgenommene Frequenz kleiner (die Pulsperiode steigt). Die über einen Bahnumlauf beobachtete Pulsperiode ist in Abb. 6.9 (d) dargestellt. Da die Ursache für den Doppler-Effekt in der unterschiedlichen Laufzeit von nacheinander ausgesandten Signalen besteht, kann umgekehrt die Dopplerverschiebung der Pulsperiode beseitigt werden, wenn es gelingt, die Photonenlaufzeiten auf die Laufzeit vom Schwerpunkt des Systems umzurechnen. Diese Transformation wird als Doppelsternkorrektur bezeichnet. Die Lichtlaufzeit in Bezug auf den Schwerpunkt hängt von der momentanen Bahnphase ab und folgt für kreisförmige Bahnen der Gleichung

$$t_{\mathrm{CM}} = t_{\mathrm{obs}} - a/c \sin i \cdot \cos(2\pi\Phi(t_{\mathrm{obs}})). \tag{6.4}$$

Hier ist t_{obs} die beobachtete Ankunftszeit und t_{CM} die Laufzeit zwischen Schwerpunkt und Erde. Erdferner und erdnaher Bahnpunkt sind durch die Distanz $2a/c \sin i$ (bei Her X–1 $2 \cdot 13.18\,\mathrm{s}$, siehe Tab. 6.1) voneinander getrennt, wo $a/c \sin i$ die Projektion des Bahndurchmessers auf die Sichtlinie ist.

Bei der Doppelsternkorrektur erfahren die Ankunftszeiten der einzelnen Pulse eine Korrektur, deren Betrag und Richtung durch die Pfeile in Abb. 6.9 (b) skizziert ist. Die Länge der Pfeile entspricht dem Betrag des zweiten Terms in Gleichung (6.4) und ist in Abb. 6.9 (c) als Funktion der Bahnphase dargestellt. Die beobachtete Pulsperiode ist zur lokalen Zeitverschiebung um 90° phasenverschoben.

Bei Verwendung von Gleichung (6.4) ist zu beachten, daß die Orbitalphase $\Phi(t_{\mathrm{obs}})$ von den Bahnparametern P_{orb}, $a/c \sin i$ und $T_{\frac{\pi}{2}}$ abhängt. Deshalb kann die Doppelsternkorrektur nur bei genauer Kenntnis dieser Bahnparameter exakt vorgenommen werden. Man findet die Orbitalphase dann (Rechnung siehe Anhang B) durch

$$\Phi(t_{\mathrm{obs}}) = \frac{t_{\mathrm{obs}} - T_{\frac{\pi}{2}}}{P_{\mathrm{orb}}} - \frac{1}{2} \cdot \frac{\dot{P}_{\mathrm{orb}}(t_{\mathrm{obs}} - T_{\frac{\pi}{2}})^2}{P_{\mathrm{orb}}^2} \tag{6.5}$$

$T_{\frac{\pi}{2}}$ wird als Bahnepoche bezeichnet. Das ist der Zeitpunkt, zu dem die mittlere orbitale Länge (MOL) gemessen vom aufsteigenden Knoten der Bahn $\pi/2$ beträgt. Bei kreisförmiger Bahn fällt dieser Zeitpunkt mit der oberen Konjunktion des Neutronensterns oder, falls vorhanden, dem Zentrum der Röntgenbedeckung durch den Begleiter zusammen.

6.3 *Epoch Folding*

Epoch Folding ist ein Verfahren zur Periodensuche, welches im Rahmen dieser Arbeit zur Bestimmung der Pulsperiode von Her X–1 angewandt wurde. In diesem Abschnitt wird das Funktionsprinzip von *Epoch Folding* vorgestellt. Es beruht auf der Messung der Abweichung eines mit einer bestimmten Testperiode gebildeten Pulsprofils von der mittleren Zählrate. Ausführlichere Darstellungen dieser Methode sind bei König (1994) und Kunz (1991) zu finden.

Die Grundlage der Periodensuche mit *Epoch Folding* bildet ein Datensatz der Länge T_{ges}. Die n individuellen Photonenankunftszeiten t_{obs} werden mit einer Testperiode aus einem

[2] Bei Systemen mit nichtkreisförmigem Orbit, d.h. großer Exzentrizität, weicht die Variation vom sinusförmigen Verlauf ab.

Tabelle 6.1: Bahnparameter von Her X-1 nach Deeter et al. (1991).

$T_{\frac{\pi}{2}}$	43804.519980(14)	MJED
P_{orb}	1.700167720(10)	d
$\dot{P}_{\mathrm{orb}}$	$(-2.25 \pm 0.27) \cdot 10^{-8}$	d/yr
$a/c \sin i$	13.1831(3)	s

vorher gewählten Intervall $[P_{\mathrm{min}}, P_{\mathrm{max}}]$ aufgefaltet. Jeder Ankunftszeit entspricht dann eine Phase innerhalb des Pulsprofils:

$$\Phi_{\mathrm{puls}_i} = t_{\mathrm{obs}} \bmod P_{\mathrm{test}} \tag{6.6}$$

Das gesamte Pulsprofil wird in eine bestimmte Anzahl m von Phasenbins zerlegt, in welche die einzelnen Ereignisse eingeordnet werden. Für jedes dieser Bins kann eine mittlere Zählrate μ_i inklusive der zugehörigen Unsicherheit σ_i berechnet werden.

Den Mittelwert μ_{puls}, in Bezug auf den die 'Güte' des Test-Pulsprofils gemessen werden soll, gewinnt man durch Mittelwertbildung aus den mittleren Binzählraten μ_i:

$$\mu_{\mathrm{puls}} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^{m} \mu_i \tag{6.7}$$

Die Anzahl der Ereignisse, die auf Phasenbin Nr. i entfallen, ist üblicherweise groß, so daß von einer Normalverteilung ausgegangen werden kann, und der Mittelwert im Phasenbin μ_i durch die Varianz gegeben ist. Summiert man die mit den Fehlern der Binzählraten σ_i gewichtete Differenz zwischen mittlerer Zählrate μ_i der Einzelbins und Mittelwert μ_{puls} im Sinne von Gleichung (5.1) auf, so folgt diese Summe der χ^2-Statistik für $m-1$ Freiheitsgrade.

Die Testperiode wird in dem vorgegebenen Intervall, welches die vermutete Periode enthält variiert, so daß man eine χ^2-Verteilung als Funktion der Testperiode erhält. Deren Maximum liefert die gesuchte Pulsperiode, da das Pulsprofil bei Faltung mit der 'richtigen' Periode am wenigsten verschmiert.

6.4 Pulsperiodensuche mit *Epoch Folding*

Die Pulsperiode kann mit *Epoch Folding* bestimmt werden. Die Periodensuche wird an den bereits doppelsternkorrigierten Daten durchgeführt, da andernfalls die (scheinbare) Pulsperiode nicht konstant ist und das Profil beim Falten verschmiert. Als Ausgangspunkt für die Bestimmung der Orbitalphase von Her X–1 wurden die von Deeter et al. (1991) bestimmten Bahnparameter verwendet (siehe Tabelle 6.1). Die Quelle steht bei jedem Satellitenorbit zeitweise in Erdokkultation. Infolgedessen treten Beobachtungslücken auf, die in der Verteilung $\chi^2(P_{\mathrm{test}})$ zu Nebenmaxima führen. Zusätzliche Datenlücken befinden sich zwischen den einzelnen Beobachtungen. Das Problem kann umgangen werden, wenn die einzelnen Beobachtungen in Bruchstücke zerlegt und dann für jedes der Teil-Datensets separat eine Pulsperiode bestimmt wird. Dabei kommt es darauf an, eine geeignete Länge für diese Datensets zu wählen. Je länger der Datenstrom ist, der in die Bestimmung einer einzelnen Periode eingeht, desto klarer ist der χ^2-Peak definiert. Andererseits findet man die endgültige Pulsperiode aus dem Mittelwert der Perioden der einzelnen Sets. Die Statistik verbessert sich somit mit der Anzahl der Datensets, die aus der Gesamtbeobachtung gewonnen werden können.

Zum Auffinden der geeigneten Datenset-Länge wird die Varianz der mittleren Pulsperiode für Datenabschnitte verschiedener Länge bestimmt. Dabei wurde eine Zeitauflösung von 0.1 s gewählt. Wie aus Abb. 6.10 ersichtlich wird, nimmt die Varianz mit zunehmender Datenlänge

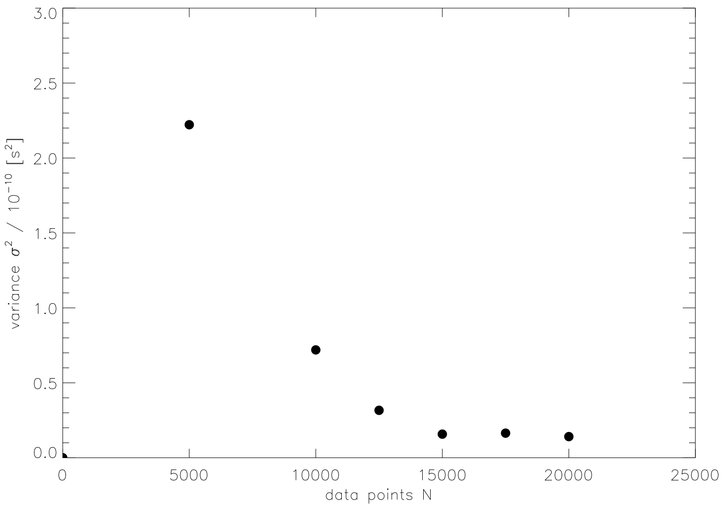


Abbildung 6.10: Varianz der mittleren Pulsperiode σ^2 als Funktion der Datenlänge N einzelner Datensegmente.

ab und erreicht bei ca. N=12 500 Meßpunkten (1250 s bzw. $\simeq$ 1000 $P_{\rm spin}$) eine Sättigung. An diesem Punkt werden die systematischen Fehler so groß, daß auch durch Hinzunahme von weiteren Datenpunkten keine genauere Bestimmung von $P_{\rm spin}$ möglich wird. Die obige Betrachtung legt es nahe, jede der vier Beobachtungen in Stücke von 12 500 Meßpunkten pro Datenset aufzuteilen. Für jedes dieser Teilstücke wird dann mittels *Epoch Folding* eine Pulsperiode berechnet. Die Periodensuche erfolgte im Intervall $P_{\rm test} \in$ [1.2345 s, 1.2410 s].

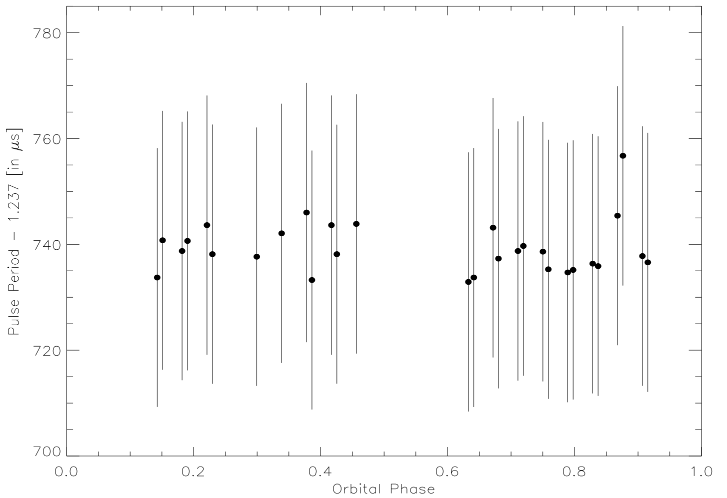


Abbildung 6.11: Ergebnis der mit *Epoch Folding* an einzelnen Datensegmenten der Länge 12 500 durchgeführten Pulsperiodenbestimmung.

Das Ergebnis der Pulsperiodensuche in den einzelnen Datensets ist in Abb. 6.11 als Funktion der Orbitalphase aufgetragen. Datensets, die aufgrund des Auftretens von Satellitenorbitlücken kürzer als 12 500 Punkte sind, scheiden aus, da die Periodensuche bei zu kurzen Datenstücken unzuverlässig ist. Dadurch werden nur ca. 76% der verfügbaren Daten verwendet. Der aus den verbleibenden 29 Datensegmenten bestimmte Mittelwert für $P_{\rm spin}$ ist $P_{\rm spin}$ = 1.2377392(50) s. Er wird als Ausgangspunkt für die genaue Bestimmung der Bahn-

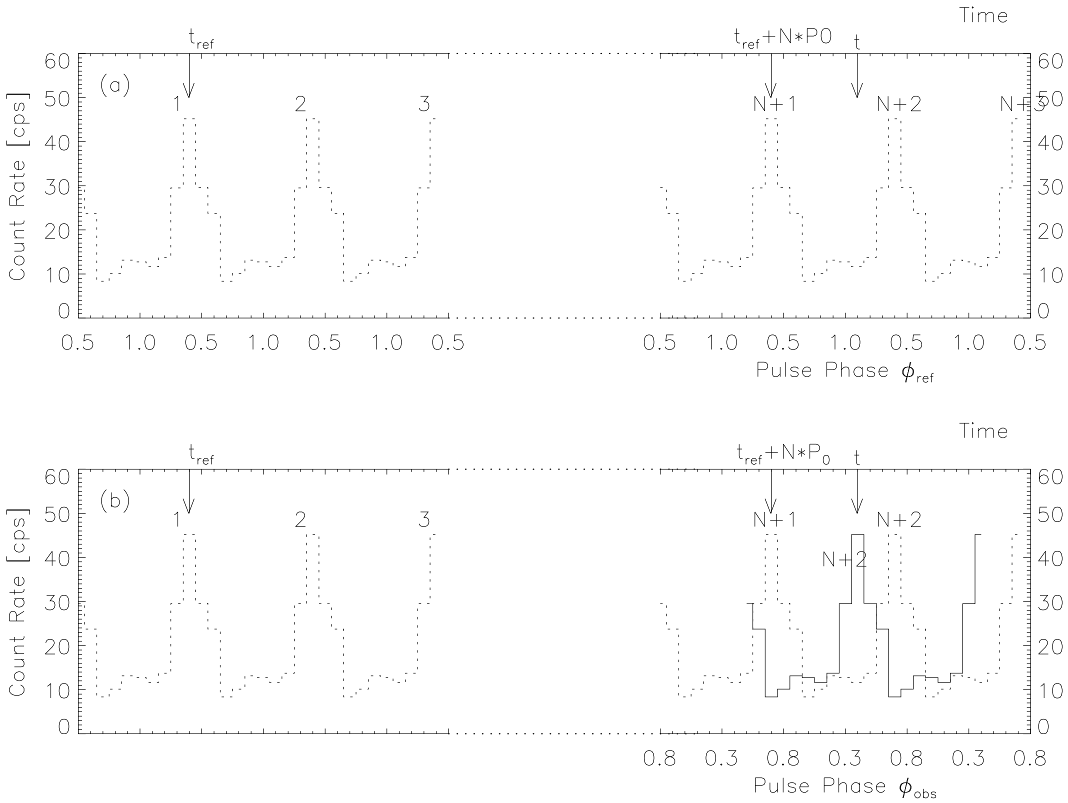


Abbildung 6.12: Schematische Darstellung der Pulsverschiebung. Erläuterungen siehe Text.

elemente im nächsten Abschnitt verwendet.

Die Varianz von $P_{\rm spin}$ liefert ein äußerst konservatives Maß für die Unsicherheit. Es ist stattdessen die empirische Formel $\Delta P = P_{\rm spin}^2/(T_{\rm ges}\cdot n_{\rm bin})$ anzuwenden (König 1994). Hier ist mit $T_{\rm ges}$ die gesamte Länge der *RXTE*-Beobachtung gemeint. $n_{\rm bin}$ steht für die Zahl der verwendeten Phasenbins. Mit $n_{\rm bin} = 50$ und $T_{\rm ges} = 1.4229628\,$d findet man $P_{\rm spin} = 1.23773924$ (25) s.

6.5 Gemeinsame Bestimmung der Bahnelemente und der Spinperiode

Die im Abschnitt 6.2.2 beschriebene Laufzeitverzögerung der Ankunftszeiten kann zu einer exakten Vermessung der Bahn von Her X–1 benutzt werden. Die Ergebnisse dieser Messung, die im folgenden detailliert beschrieben wird, wurden auf dem *4th Compton Symposium* als Poster vorgestellt (Stelzer et al. 1997).

Die Laufzeitdifferenz des Pulses, der von einem bestimmten Bahnpunkt $\phi_{\rm orb}(t)$ ausgesandt wird, wird hierzu in Bezug auf einen vom Bahnpunkt $\phi_{\rm orb}(t_{\rm Ref})$ ausgesandten Referenzpuls verglichen. Die Pulsphase $\phi_{\rm p,Ref}$ zum Zeitpunkt $t_{\rm Ref}$ kann willkürlich festgelegt werden. Nach der in Abbildung 6.12 (a) skizzierten Überlegung beträgt die Phase des Referenzpulses zum späteren Zeitpunkt t dann

$$\phi_{\rm p,Ref}(t) = \phi_{\rm p,Ref}(t_{\rm Ref}) + \frac{\Delta t_{\rm Bahn} - N\cdot P_0}{P_0}. \tag{6.8}$$

Hier ist $\Delta t_{\rm Bahn} = t - t_{\rm Ref}$ die Zeit, die zwischen Messung von Referenzpuls und Vergleichspuls vergangen ist. N ist die ganze Zahl von Pulsperioden P_0, die in dieses Zeitintervall passen.

Durch die Laufzeitverzögerung erfahren nun aber die Pulse eine Phasenverschiebung. Im unter (b) gezeichneten Fall ist gestrichelt die Lage der Pulse ohne Phasenverschiebung ge-

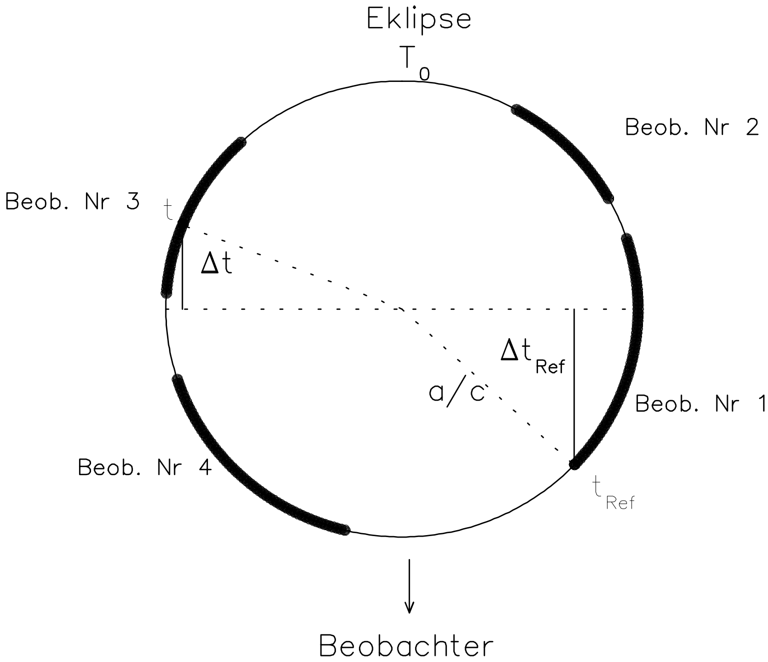


Abbildung 6.13: Laufzeitdifferenz zwischen Pulsen in Abhängigkeit von der Bahnphase. t_{Ref} symbolisiert den Referenzpuls am Anfang von Beobachtung Nr.1, t ist ein willkürlich herausgegriffener Bahnpunkt. Dessen Laufzeitdifferenz zu t_{Ref} ist $\Delta t + \Delta t_{\mathrm{Ref}}$.

zeichnet. Der für dieses Beispiel willkürlich gewählte Zeitpunkt t sollte kurz vor dem Erreichen des (N+2)-ten Pulsmaximums liegen. In Wirklichkeit ist das Pulsmaximum aber schon überschritten (siehe durchgezogene Pulsprofile). Der Puls ist in dem skizzierten Beispiel um ca. $P_0/3$ nach links verschoben. Ein solcher Fall tritt ein, wenn sich während der Zeit Δt_{Bahn} Her X–1 auf uns zubewegt hat, und die Pulsperiode kürzer als P_0 zu sein scheint. Die Pulsphasendifferenz zum Zeitpunkt t in Bezug auf das Referenzprofil beträgt also $\Delta\phi_{\mathrm{p}}(t) = \phi_{\mathrm{p,obs}}(t) - \phi_{\mathrm{p,Ref}}(t)$, wo $\phi_{\mathrm{p,obs}}(t)$ die beobachtete Pulsphase ist.

Das Referenzprofil kann im Prinzip an beliebiger Bahnphase $\phi_{\mathrm{orb}}(t_{\mathrm{Ref}})$ plaziert werden. Für die Analyse der vorliegenden Beobachtung wurde ein mittleres Pulsprofil vom Anfang der Beobachtung #1 als Bezugspunkt gewählt. Das mittlere Referenzprofil wurde erstellt, indem 50 Pulse übereinander gefaltet und in 100 Pulsphasenbins eingeteilt wurden. Zwecks Reduktion der Datenmenge wurden alle vier Beobachtungen in Zeitabschnitte von $10 \cdot P_0$ unterteilt und aus jedem dieser Datensegmente durch Falten mit der Periode P_0 ein mittleres Pulsprofil erzeugt. Jeder einzelne dieser mittleren Pulse wurde daraufhin mit dem Referenzpuls in Bezug auf die oben beschriebene Phasenverschiebung verglichen. Zur Ermittlung von $\Delta\phi_p(t)$ wurde das Referenzpulsprofil in 100 diskreten Schritten (entsprechend einer Binlänge) über den jeweiligen Vergleichspuls hinweggeschoben. Für jede der 100 Positionen wurde die mittlere quadratische Abweichung der Zählraten zwischen Referenzpuls und Vergleichspuls bestimmt. Da die Übereinstimmung der Pulse auf diese Weise nur in diskreten Schritten erfolgen kann, wurde an das Minimum der resultierenden Funktion $\Delta\mathrm{cps} = f(\Delta n_{\mathrm{bin}})$ eine Parabel angelegt, deren Minimum den genauen Wert für die Phasenverschiebung zwischen Referenz- und Vergleichspuls $\Delta\phi_p(t)$ liefert.

Diese Methode ist mehrdeutig, da die Pulsphase nur modulo P_0 bestimmt werden kann. Weil die maximale Verzögerung zwischen zwei Pulsen durch den Durchmesser der Umlaufbahn gegeben ist, summiert sich die Phasenverschiebung zwischen erdfernstem und erdnächstem Punkt aber zu einer Gesamtgröße von ca. $21\,P_0$ auf ($\Delta\phi_{\mathrm{p,max}} = 2a/c \sin i/P_0$). Es muß daher für jeden mittleren Puls diejenige ganze Zahl N gefunden werden, die angibt, wieviele ganze Pulse (zusätzlich zur mit der eben besprochenen Verschiebungsmethode be-

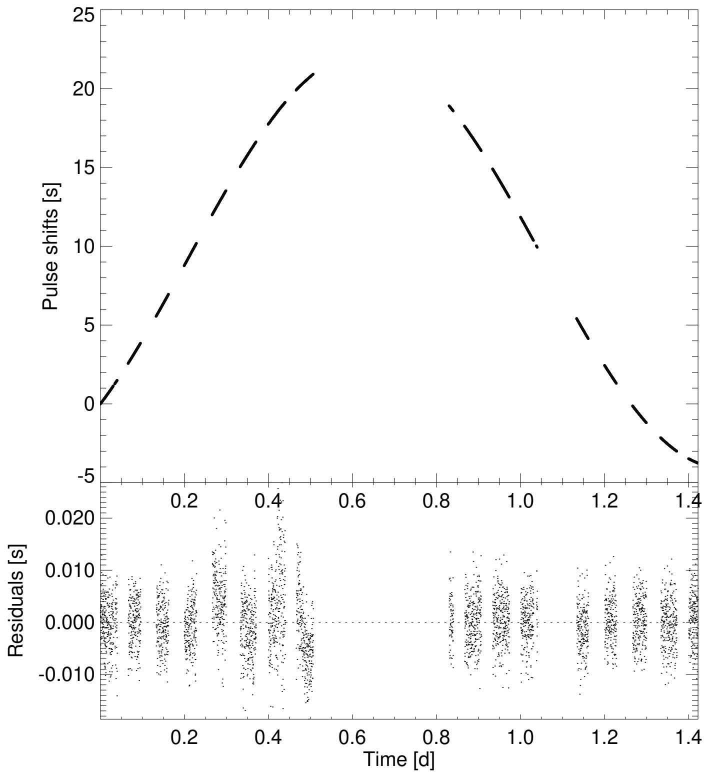


Abbildung 6.14: Pulsphasenverschiebung im Doppelsternorbit.Dargestellt ist die *bestfit* Kurve einer Anpassung der Funktion aus Gleichung (6.9) an die Pulsphasenverschiebungen in Bezug zum Referenzpuls. Dabei wurde zur Faltung der Pulse die Spinperiode aus Tab. 6.2 verwendet. Unten sind die Residuen zwischen Fitfunktion und Daten zu sehen.

stimmten Phasenverschiebung) die Pulsverschiebung beträgt. Diese Zahl N entspricht dem ganzzahligen Anteil der aktuellen Doppelstern-Laufzeitdifferenz zwischen Referenzpuls und Vergleichspuls gemessen in Einheiten von ganzen Pulsperioden. Der Sachverhalt ist schematisch in Abb. 6.13 dargestellt. Es gilt für die Laufzeitdifferenz zum Referenzpuls

$$\begin{aligned} \Delta t - \Delta t_{\mathrm{Ref}} &= t_{\mathrm{CM}} - t - (t_{\mathrm{CM}} - t_{\mathrm{Ref}}) \\ &= t_{\mathrm{Ref}} - t \\ &= -a/c\, \sin i \cdot \cos 2\pi\Phi(t) + a/c\, \sin i \cdot \cos 2\pi\Phi(t_{\mathrm{Ref}}) \end{aligned} \tag{6.9}$$

Die dritte Zeile der Gleichung folgt aus Gleichung (6.4).

Für jeden der mittleren Pulse wurde daher die momentane Bahnphase von Her X–1 nach Gleichung 6.5 mit Hilfe der Ephemeride von Deeter ermittelt. Die über die Zeit akkumulierte Pulsphasenverschiebung beträgt also $\phi_{\mathrm{p}}(t) = \Delta\phi_{\mathrm{p}}(t) + N$.

Trägt man diese Größe für alle mittleren Pulse als Funktion der Zeit Δt_{Bahn} auf, so erhält man Abb. 6.14. Die Lücken im Datenstrom sind auf Erdokkultationen der Quelle durch die momentane Satellitenstellung zurückzuführen. Ein typischer Satellitenorbit trägt ca. 230 mittlere Pulse bei. Die Phasenverschiebung erreicht ein Maximum zum nicht beobachtbaren Eklipsen-Zeitpunkt (s. auch Abb. 6.13).

An den Verlauf der Phasenoffsets gemäß Gleichung (6.9) kann eine einfache Kosinusfunktion angepaßt werden, wobei 4 freie Parameter auftreten (B, $a/c\ \sin i$, P_{orb}, $T_{\frac{\pi}{2}}$):

$$\Delta\mathrm{t}_{\mathrm{shift}} = B + a/c\ \sin i \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{P_{\mathrm{orb}}}(t - T_{\frac{\pi}{2}})\right) \qquad (6.10)$$

Der y-Achsenabschnitt B ist ohne physikalische Bedeutung. Er hat seine Ursache in der Bahnlage von Her X–1 zum Zeitpunkt t_{Ref}.

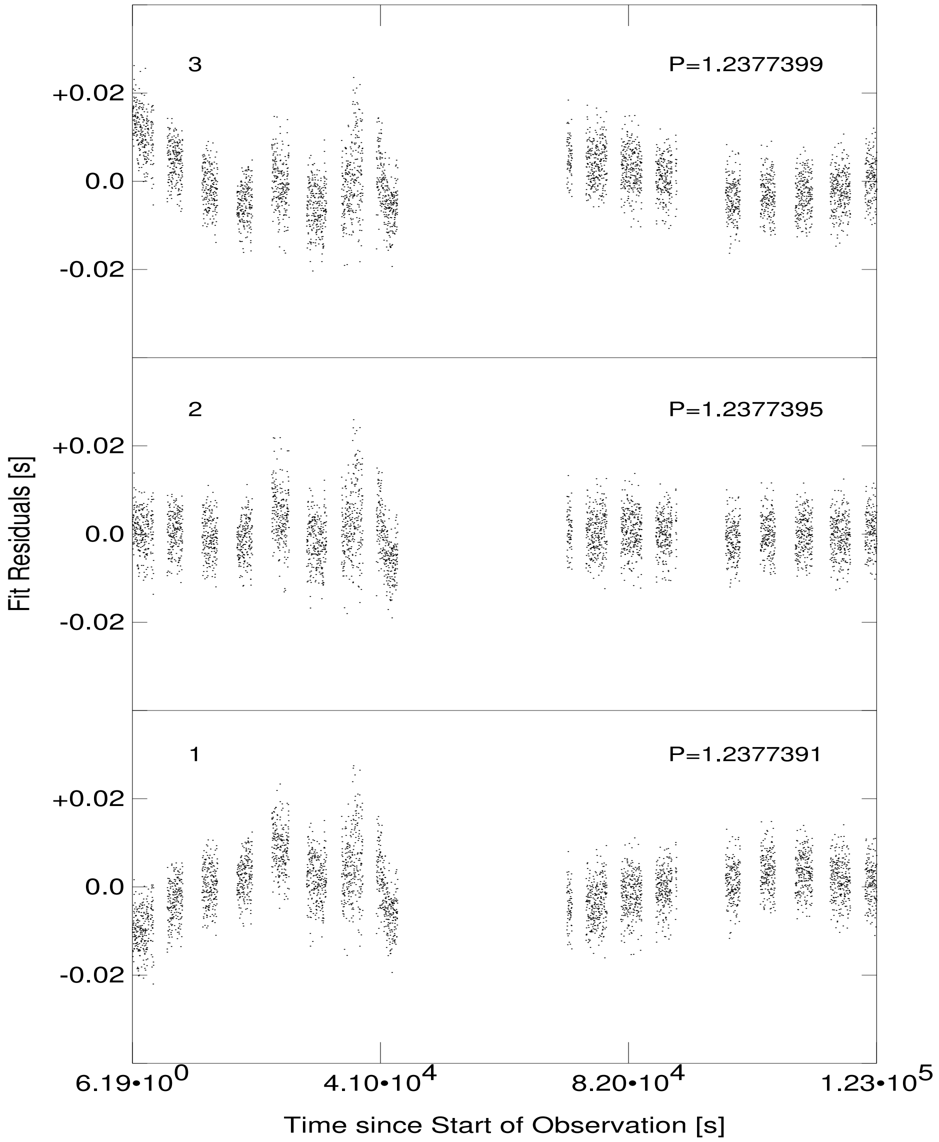


Abbildung 6.15: Residuen der Anpassung der Funktion aus Gleichung (6.9) an die Pulsverschiebungen für Faltung mit drei verschiedenen Spinperioden.

Werden die Pulse nicht mit der exakten Pulsperiode aufgefaltet, so bleiben Residuen im Fit (siehe Abb. 6.15). Die Residuen können minimiert werden, indem P_{spin} variiert wird. Es werden 12 Versuchs-Pulsperioden gewählt, die mit Schrittgröße 10^{-7} um den mit *Epoch Folding* bestimmten Wert P_0 herum liegen. Die mittleren quadratischen Abweichungen (χ^2-Werte) der Residuen für verschiedene P_{spin} werden durch eine kubische Funktion beschrieben (siehe Abb. 6.16). Das Minimum dieser Funktion gibt den endgültigen Wert für P_{spin} wieder:

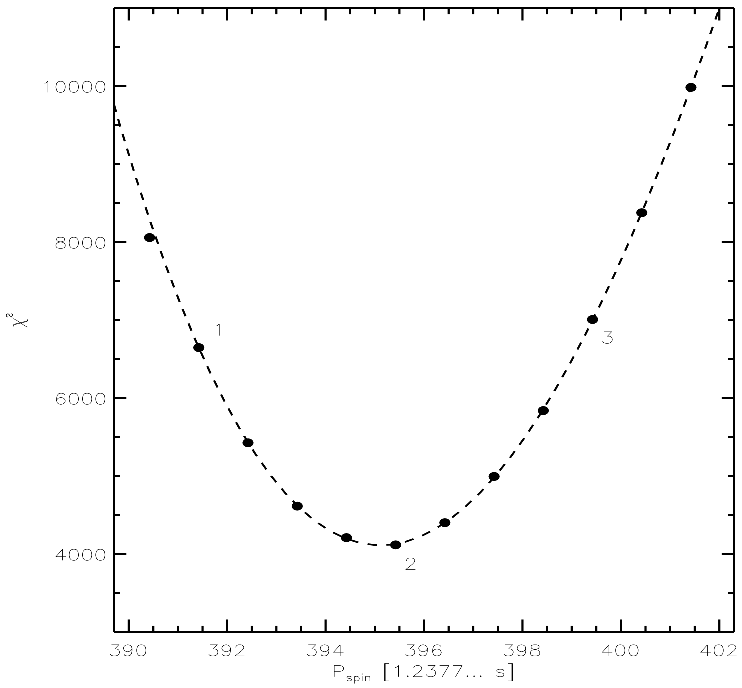


Abbildung 6.16: Die quadratische Abweichung (χ^2-Werte) für die Anpassung der Funktion aus Gleichung (6.9) an die Pulsverschiebungen für Faltung der Pulse mit verschiedener Spinperiode.

$P_{\text{spin}} = 1.237739511(19)$ s. Der Fehler von P_{spin} entspricht dem 68%-Vertrauensintervall (Definition siehe Kapitel 5.1) für einen gemeinsamen Fit mit 5 freien Parametern ($\Delta\chi^2 = 5.86$).

Schließlich wurde mit der neubestimmten Spinperiode die Anpassung der Bahnelemente mit dem beschriebenen Verfahren wiederholt, was zu dem in Tabelle 6.2 aufgelisteten Ergebnis führte.

Tabelle 6.2: Neubestimmte Bahnparameter von Her X-1.

P_{spin}	1.237739511(19)	s
$T_{\frac{\pi}{2}}$	50290.659249(15)	MJD(TDB)
P_{orb}	1.699605(63)	days
$a/c \sin i$	13.1826(4)	s

6.6 Bahnephemeride

Der neue Wert für die Bahnepoche $T_{\frac{\pi}{2}}$ von Tab. 6.2 kann zusammen mit Ergebnissen früherer Satelliten-Missionen dazu verwendet werden, eine Bahnephemeride für Her X–1 zu bestimmen. Die Bahnephemeride gibt für eine bestimmte Epoche den zugehörigen Wert der Bahnperiode an. Durch Vergleich von historischen Bahnepochen $T_{\frac{\pi}{2}}$ kann auch auf die zeitliche Änderung der Bahnperiode $\dot{P}_{\text{orb}}$ geschlossen werden.

24 Meßwerte für $T_{\frac{\pi}{2}}$ stehen aus früheren Missionen zur Verfügung (siehe Anhang C). Bei der Neubestimmung der Ephemeride wurden der erste *OSO*–8 Punkt, sowie der *HEAO*–1

Punkt nicht verwendet, da diese Daten mit möglichen systematischen Fehlern behaftet sind (siehe Deeter et al. 1991). Auch auf den dritten *UHURU* Punkt wurde bei der Analyse wegen seiner großen Unsicherheit verzichtet.

Eine lineare Ephemeride, d.h. ein linearer Zusammenhang zwischen Bahnzyklusnummer N und Epoche $T_{\frac{\pi}{2}}$ beschreibt mit $\chi^2 = 16.34$ die Daten unzureichend. Es wird daraus klar, daß die Bahnperiode zwischen 1971 und 1996 nicht konstant war.

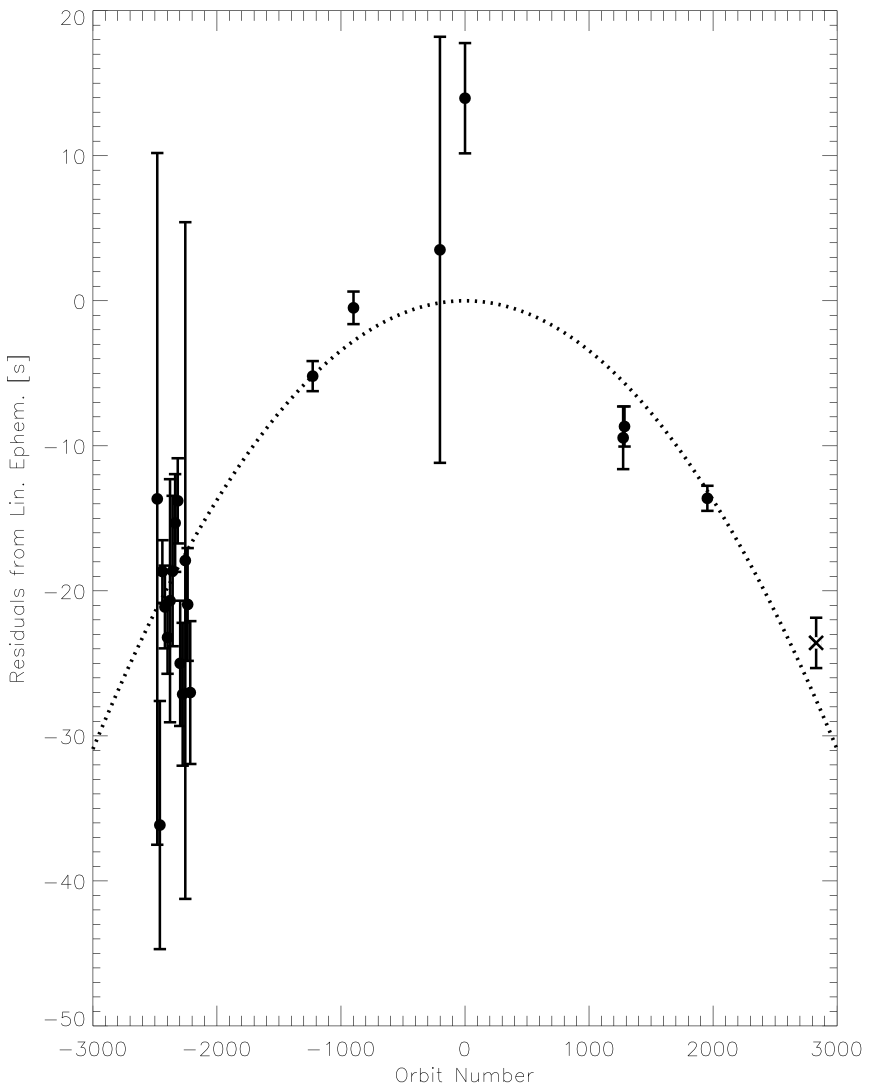


Abbildung 6.17: Abweichung der Orbitepochen $T_{\frac{\pi}{2}}$ von einer linearen Ephemeride. Der als Kreuz dargestellte Punkt ist die aus der RXTE-Beobachtung in Abschnitt 6.5 neubestimmte Bahnepoche von Her X–1. Die übrigen Datenpunkte beziehen sich auf die in Anhang C aufgelisteten historischen Messungen.

Paßt man ein Polynom zweiter Ordnung in der Zyklusnummer an die Epochen an, so findet man $\chi^2 = 2.74$. Ein Polynom zweiter Ordnung ist die einfachste Darstellung einer kontinuierlichen Periodenänderung wegen

$$T_N = T_0 + P_{\mathrm{orb}} N + \frac{1}{2} \dot{P}_{\mathrm{orb}} P_{\mathrm{orb}} N^2 \tag{6.11}$$

Die zeitliche Änderung der Bahnperiode ist im quadratischen Anteil enthalten, welcher in Abb. 6.17 dargestellt ist. Die aufgetragenen Residuen geben hier die Abweichungen der Werte für $T_{\frac{\pi}{2}}$ vom linearen Anteil der Ephemeride gemäß $T_N = T_0 + P_{\mathrm{orb}} \cdot N$ wieder. Dabei wurde willkürlich dem *Tenma*-Datenpunkt die Zyklusnummer 0 zugeordnet.

Im nun folgenden Einschub wird ein Verfahren vorgestellt, welches es möglich macht, zu entscheiden, ob die lineare Ephemeride oder die quadratische Ephemeride die Daten besser beschreibt. In dieser Methode, dem F-Test, werden Fit-Ergebnisse, die für Modelle mit unterschiedlicher Parameterzahl gewonnen wurden, miteinander verglichen.

EINSCHUB: Der F-Test

Der χ^2_{red}-Wert mißt sowohl die Streuung der Daten untereinander als auch die Abweichung zwischen angenommener Form der Verteilung (Fit-Kurve) und wirklichem Datensatz. Wird ein großer Wert für χ^2_{red} gefunden, so bedeutet das, daß die Daten durch die gewählte Funktion nicht gut beschrieben werden.

Der F-Index gibt an, ob eine Funktion mit mehr Freiheitsgraden als die bisher gewählte gerechtfertigt ist, d.h. ob sie die Anpassung verbessert. F ist definiert über

$$F = \frac{\chi^2_{\nu} - \chi^2_{\nu-1}}{\chi^2_{\nu-1}/(\nu-1)}. \tag{6.12}$$

Hier ist $\nu = N - p$ wieder die Zahl der Freiheitsgrade.

Ein kleiner Wert für die relative Änderung von χ^2, d.h. ein kleiner F-Wert, läßt darauf schließen, daß der zusätzliche Term in der Fit-Funktion *nicht* berechtigt ist. Umgekehrt deutet ein großer F-Wert darauf hin, daß der Fit durch den neu hinzugenommenen Parameter verbessert wird.

Die F-Werte folgen einer Wahrscheinlichkeitsverteilung, der sogenannten F-Verteilung $P_f(f;\nu_1,\nu_2)$, die bei Bevington & Robinson (1992) tabelliert ist. Mit Hilfe dieser Verteilung kann die Signifikanz der Verbesserung des Fits durch zusätzliche Parameter bestätigt werden. Dazu wird für das bereits bestimmte F die integrale Wahrscheinlichkeit $\int_F^\infty P_f \mathrm{d}f$ berechnet. Diese gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein F-Wert größer als der gefundene zu erwarten ist. Je größer diese Wahrscheinlichkeit ist, desto sicherer kann man sein, daß der neue Term hinzugenommen werden muß.

Ein F-Test mit $\nu = 19$ Freiheitsgraden($\nu = N - p$, wobei N=22, p=3) für die Rechtfertigung des quadratischen Terms ergibt für $F = 94.31$ eine Wahrscheinlichkeit von $1 - 0.8 \cdot 10^{-8}$ dafür, daß der Wert von F größer ist als der gemessene. Wie schon am deutlichen Unterschied der χ^2-Werte zu vermuten war, stellt der zusätzliche quadratische Term also eine deutliche Verbesserung dar. Die *bestfit*-Parameter für die quadratische Anpassung sind in Tabelle 6.3 zusammengestellt.

Tabelle 6.3: Neue Bahn-Ephemeride von Her X-1.

T_0	45477.484951(17)	MJD(TDB)
P_{orb}	1.7001676337(51)	days
$\dot{P}_{\mathrm{orb}}$	$(-1.71 \pm 0.19) \cdot 10^{-8}$	d/yr

Aus den vorliegenden Messungen geht nicht eindeutig hervor, ob die Periodenänderung tatsächlich kontinuierlich verläuft. Die Anpassung von zwei Geraden an Teildatensets, die alle Punkte unterhalb bzw. oberhalb von MJD 47565 enthalten, ergibt χ^2 =1.40 und ist somit formal der quadratischen Anpassung sogar vorzuziehen. In diesem Fall beträgt der Periodensprung am Knickpunkt der Fitfunktion $\Delta P_{\mathrm{orb}} = -2.84 \cdot 10^{-7}$d. Eine solche schlagartige Änderung der Umlaufperiode muß auf plötzliche starke Änderung im Massentransfer zurückgehen, wofür es keine plausible Erklärung gibt.

6.7 Der Massenübertrag

Aus der beobachteten Änderung der Bahnperiode kann die Größe des Massenübertrags von HZ Her auf den Neutronenstern berechnet werden. Das Ergebnis ist modellabhängig. Die Rechnung wird für die Annahme von konservativem Massenübertrag wie auch für das koronale Wind-Modell in Anhang D durchgeführt. Für die Parameter aus Tab. 6.3 findet man bei Erhaltung der Gesamtmasse des Systems (Ansatz mit konservativem Massenübertrag) einen Wert von $\dot{M}_{\rm opt} = -1.45 \cdot 10^{-8}\,{\rm M}_\odot/{\rm yr}$. Geht man dagegen von einem plötzlichen Ereignis aus, so beträgt der Massenübertrag in diesem Modell $\dot{M}_{\rm opt} = -2.40 \cdot 10^{-7}\,{\rm M}_\odot$. Demgegenüber liefert das koronale Wind-Modell eine Abschätzung von $1.29 \cdot 10^{-8}\,{\rm M}_\odot/{\rm yr} \leq \dot{M}_{\rm opt} \leq 2.69 \cdot 10^{-8}\,{\rm M}_\odot/{\rm yr}$ für kontinuierliche Periodenänderung und $6.94 \cdot 10^{-8}\,{\rm M}_\odot/{\rm yr} \leq \dot{M}_{\rm opt} \leq 8.34 \cdot 10^{-8}\,{\rm M}_\odot/{\rm yr}$ für einen abrupten Vorgang.

Aus der Röntgenleuchtkraft (siehe Tab. 4.1) bestimmt man mit Gleichung (2.4) für die Massenakkretionsrate einen Wert von $\dot{M}_{\rm acc} \simeq 2.1 \cdot 10^{-9}\,{\rm M}_\odot/{\rm yr}$. Die aus der Beobachtung von $\dot{P}_{\rm orb}$ abgeleiteten Massenakkretionsraten liegen für beide Modelle um ca. eine Größenordnung über diesem Wert. Diese Diskrepanz ist darauf zurückzuführen, daß keine vollständige Umsetzung von Gravitationsenergie in Strahlung erfolgt. Der Unterschied zwischen der aus der Leuchtkraft und der aus der Periodenänderung berechneten Massenakkretionsrate läßt darauf schließen, daß die Effizienz des Prozesses ca. 10% beträgt. Durch die Ergebnisse wird keines der getesteten Modelle bevorzugt, da beide Ansätze ähnliche Werte für die Massenakkretionsrate liefern.

Tabelle 6.4: Massenübertragsrate $\dot{M}_{\rm opt}$ von HZ Her.

	konservativer Massenübertrag	koronales Windmodell
kontinuierlich	$-1.45 \cdot 10^{-8}\,{\rm M}_\odot$	$1.29 \cdot 10^{-8}\,{\rm M}_\odot/{\rm yr} \leq \dot{M}_{\rm opt} \leq 2.69 \cdot 10^{-8}\,{\rm M}_\odot/{\rm yr}$
abrupt	$-2.40 \cdot 10^{-7}\,{\rm M}_\odot$	$6.94 \cdot 10^{-8}\,{\rm M}_\odot/{\rm yr} \leq \dot{M}_{\rm opt} \leq 8.34 \cdot 10^{-8}\,{\rm M}_\odot/{\rm yr}$

Kapitel 7

Die Absorptionsdips

Auf die in der Röntgenlichtkurve von Her X–1 beobachteten *dips* wurde in Kapitel 6 in Zusammenhang mit den periodischen Strukturen dieses *X-ray binaries* eingegangen. In diesem Kapitel interessiert das spektrale und zeitliche Verhalten in den *dips*.

Bevor die zur Analyse der *dip*-Eigenschaften in dieser Arbeit verwendeten Verfahren besprochen werden, erfolgt in Abschnitt 7.1 die Skizzierung der historischen Entwicklung bis hin zum aktuellen Wissensstand über die *dips*. Die an den vorliegenden *RXTE*-Daten durchgeführte Analyse und ihre Ergebnisse werden in den darauffolgenden Abschnitten 7.2 bis 7.6 ausführlich erläutert.

7.1 Historische Untersuchungen

Bereits im Jahre 1973 beobachteten Giacconi et al. (1973), daß die Röntgenlichtkurve von Her X–1 *dips* enthält, deren Auftreten an die Bahnphase gekoppelt ist. In den zugehörigen Spektren wurde ein Intensitätsdefizit festgestellt, welches die bis heute geltende Annahme nahelegte, daß die Schwächung der Zählrate durch (energieabhängige) Absorption durch kühles Material bedingt ist.

Ein Spektrum im *dip*-Bereich der Lichtkurve wird durch die üblichen Modelle der Form

$$I = I_0 \cdot \mathrm{SPEK} \cdot e^{-\sigma_{\mathrm{bf}} N_{\mathrm{H}}} \quad , \tag{7.1}$$

wobei SPEK eines der in Kapitel 5 beschriebenen Modelle aus Kontinuum mit oder ohne Linien ist, unzureichend beschrieben. Das hier für die Absorption durch das Interstellare Medium verwendete Exponentialgesetz von Abschnitt 5.2.6 liefert extrem hohe Werte für die Säulendichte ($N_{\mathrm{H}} > 10^{23}\,\mathrm{cm}^{-2}$), die mit Absorption aus dem ISM unverträglich sind. Der Absorptionsprozeß muß also im Doppelsternsystem selbst stattfinden. Für Energien unterhalb von 4 keV weist das beobachtete Spektrum gegenüber dem Modell einen Intensitätsüberschuß auf. Dieses Phänomen wird gelegentlich als *soft excess* bezeichnet, ist aber nicht zu verwechseln mit dem *soft excess* durch thermische Strahlung, der in Kapitel 5 erläutert wurde.

Führt man eine zusätzliche zweite Komponente I_2 ins Spektrum ein, welche bis auf den Absorptionsfaktor mit dem bisher verwendeten Modell übereinstimmt, so können die Daten besser beschrieben werden. Das Modell hat jetzt die Form

$$I = I_1 + I_2 = I_0 \cdot \mathrm{SPEK} \cdot f \cdot e^{-\sigma_{\mathrm{bf}} N_{\mathrm{H}}} + I_0 \cdot \mathrm{SPEK} \cdot (1 - f) \quad . \tag{7.2}$$

Ein Vergleich, den Mihara, Ohashi & Makishima (1991) zwischen *dips* und LOW STATE durchführten, bestätigt die Hinzunahme eines unabsorbierten Anteils I_2. Diese Autoren stellten fest, daß für $E < 4\,\mathrm{keV}$ in *dip* und LOW STATE die gleiche Intensität an (ungepulster) Strahlung vorhanden ist. Es liegt nahe, anzunehmen, daß diese Komponente auch im *dip*-freien Bereich des MAIN ON existiert. Wegen der fehlenden Absorption wird sie dort jedoch

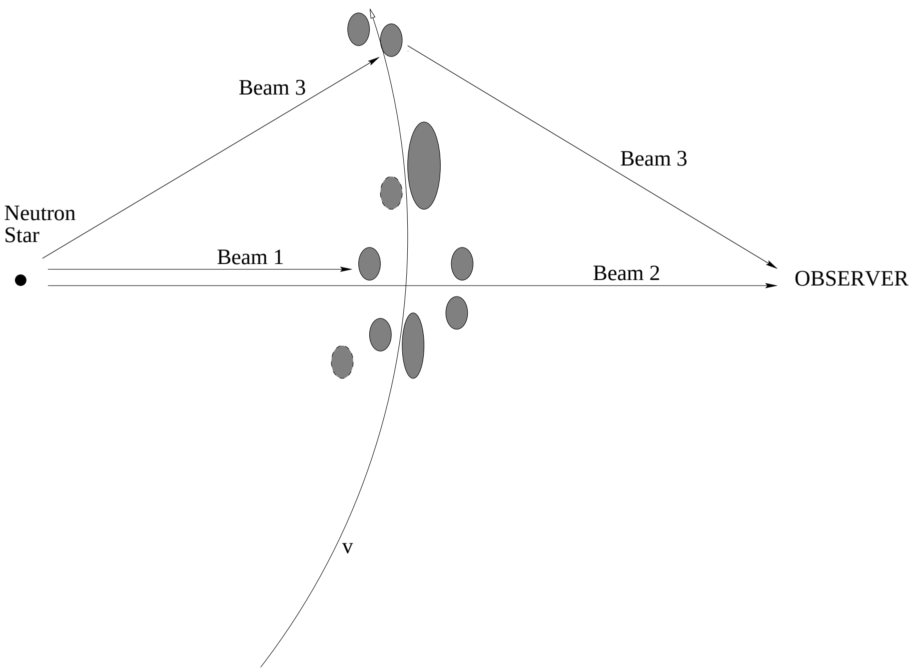


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung des Zustandekommens des beobachteten *dip*-Spektrums in Her X–1. Erläuterungen siehe Text.

von der gepulsten Komponente I_1 ununterscheidbar. Die Tatsache, daß im *dip* für $E < 4\,\mathrm{keV}$ keine Pulse detektiert werden, weist darauf hin, daß die unabsorbierte Restintensität auf Thomson-Streuung zurückzuführen ist. Die Streuprozesse verschmieren das Pulsprofil.

Das Modell aus Gleichung 7.2 wird als *'partial covering model'* bezeichnet. Die *partial covering fraction f* gibt den Anteil des Spektrums an, der vom Gesamtkontinuum der Intensität I_0 absorbiert wird. Ein Wert $f = 1$ entspricht völliger 'Abdeckung' des Emissionsgebiets. Physikalisch beschreibt das Modell die von einem System der in Abb. 7.1 skizzierten Geometrie beobachtete Strahlung. Der direkte Blick auf die Röntgenquelle wird teilweise durch Material versperrt, welches den Anteil f absorbiert (Strahl 1). Zwischen den einzelnen absorbierenden Masseelementen gelangt ein Teil des Röntgenlichts hindurch und direkt ins Auge des Beobachters (Strahl 2). Zusätzlich wird Streulicht gesehen (Strahl 3), welches durch Thomson-Streuung in Richtung des Beobachters umgelenkt wurde. Durch das *partial covering model* können Strahl 2 und Strahl 3 nicht getrennt werden. Beide gehen zu unbekannten Anteilen in die Gesamtintensität ein, so daß ihre Summe die Komponente I_2 von Gleichung 7.2 bildet. Wegen der Ununterscheidbarkeit des direkten Strahls und des Streuanteils wird im Folgenden von Komponente I_2 als *unabsorbierte Komponente* gesprochen, während Komponente I_1 als *absorbierte Komponente* bezeichnet wird. Abb. 7.1 stellt eine Momentaufnahme des Systems dar. Durch das Wandern der absorbierenden Wolken verändert sich das Verhältnis von unabsorbiert em uBnd absorbiertem Anteil ständig und erzeugt dadurch die beobachteten Variationen in der Lichtkurve.

Formal ist es möglich, die Thomsonstreuung im *partial covering model* explizit zu berücksichtigen, indem der Wirkungsquerschnitt für photoelektrische Absorption σ_{bf} durch den Thomson-Wirkungsquerschnitt σ_{T} ergänzt wird (siehe Choi et al. 1994b). Da σ_{T} energieunabhängig ist, liefert Thomsonstreuung aber einen konstanten Beitrag, der ebensogut in der Normierungskonstante aufgefangen werden kann.

Einige der in der Literatur verwendeten Spektralmodelle werden in Tab. 7.1 zusammengestellt. Es handelt sich durchweg um Zwei-Komponenten-Spektren (im Folgenden wird dieser Begriff zur Bezeichnung von Spektren mit absorbiertem und unabsorbiertem Anteil verwen-

Tabelle 7.1: Literaturmodelle für *dip*-Spektren. Erläuterung der Modellkomponenten siehe Kapitel 5.2.

Referenz	Detektor	Energie [keV]	Fit-Funktion
Leahy[1]	Ginga LAC	$2\ldots37$	$A \cdot \mathrm{PL} \cdot \mathrm{CYAB1} \cdot (1 + re^{-\sigma_{\mathrm{bf}} N_{\mathrm{H}}}) + \mathrm{GAUSS}$
Reynolds[2]	EXOSAT	$2\ldots17$	$I \cdot \mathrm{PL} \cdot (fe^{-\sigma_{\mathrm{bf}} N_{\mathrm{H}}} + (1-f)) + \mathrm{GAUSS}$
Choi[3]	Ginga LAC	$1\ldots37$	$\mathrm{PLTURN} \cdot (A_1 e^{-\sigma_{\mathrm{bf}} N_{\mathrm{H}}} + A_2) + \mathrm{GAUSS}$

det), deren Unterschiede in der Definition der Normierungen sowie der Art des verwendeten Kontinuums liegen. Letzteres hängt vom betrachteten Energiebereich ab. Je schmaler dieser ausfällt, desto einfacher das Modell. Allen Modellen ist ein additives Gaußprofil zur Beschreibung der Eisen-Fluoreszenz gemeinsam. Die Eisenlinie wird aus Gründen der Einfachheit nicht mitabsorbiert. Die galaktische Säulendichte für Her X–1 beträgt $1.7 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-2}$ (Mavromatakis 1993) und kann im Allgemeinen vernachlässigt werden.

7.2 Analyse der *dips*

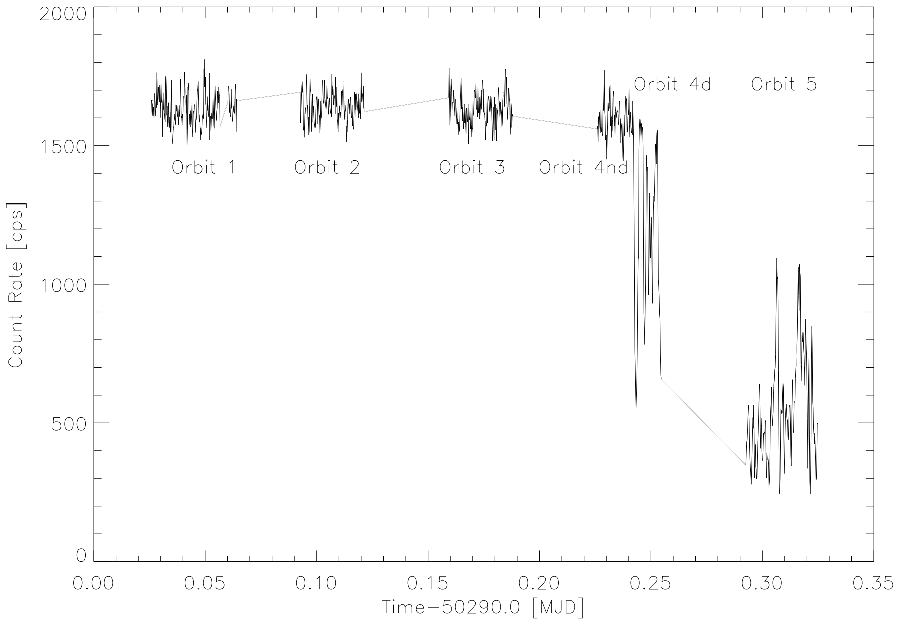


Abbildung 7.2: *PCA*-Lichtkurve von Beob. #1.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zur Untersuchung des *pre-eclipse dips* sowohl Lichtkurven als auch Spektren herangezogen.

Beobachtungen #3 und #4 liegen bei Bahnphase $0.18\ldots0.27$ bzw. $0.29\ldots0.46$ und enthalten keinen *dip*. In Beobachtung #1 findet innerhalb des vierten von fünf Satellitenorbits der *dip-ingress* statt (siehe Abb. 7.2). Beobachtung #2, kurz vor der Bedeckung, ist durchgehend vom *pre-eclipse dip* durchzogen.

[1]Leahy, Yoshida & Matsuoka (1994)
[2]Reynolds & Parmar (1995)
[3]Choi et al. (1994b)

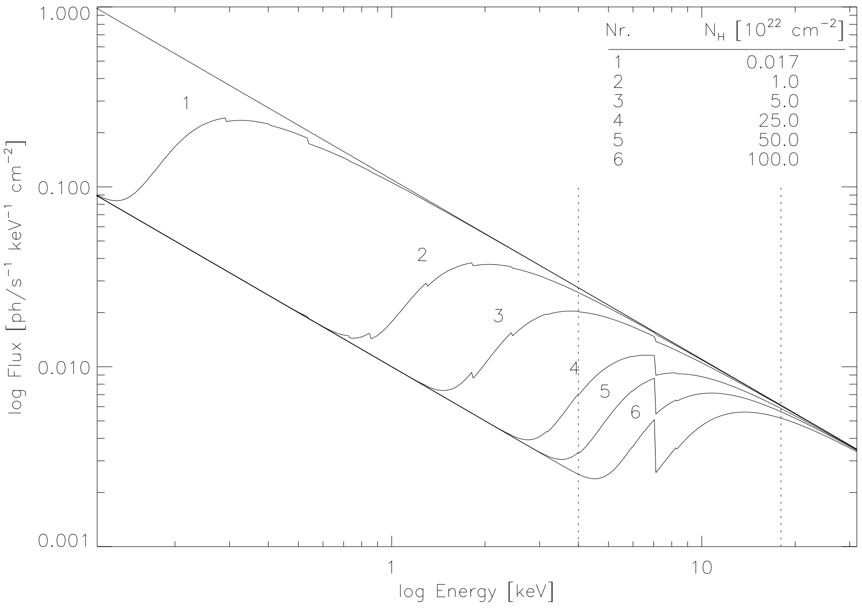


Abbildung 7.3: Auswirkung der kalten Absorption auf ein Zwei-Komponenten-Potenzgesetzspektrum. Der bei den Spektraluntersuchungen verwendete Bereich ist durch senkrechte Linien markiert. Der unabsorbierte Anteil beträgt 10%.

Aus der Form der Lichtkurve kann man bei ausreichender Zeitauflösung über die Abschätzung von Breite und Tiefe einzelner *dip*-Strukturen Informationen über die Struktur und Ausdehnung des absorbierenden Materials gewinnen (Abschnitt 7.6). Lichtkurven werden weiterhin verwendet, um die Beobachtungen in Farb-Farb-Diagrammen zu modellieren. Hierbei gelingt es, durch Anpassung eines Modells an verschiedene Farb-Farb-Diagramme das Verhalten der Säulendichte mit der Zeit $N_{\rm H}(t)$ zu beschreiben und somit die Gestalt der Wolken längs der Sichtlinie zu studieren. Das Verfahren ist in Abschnitt 7.4 dargestellt. Einen anderen Weg zur Bestimmung von $N_{\rm H}(t)$ bilden direkte Spektralfits. Werden kurze Integrationszeiten gewählt, so kann bei der spektralen Anpassung die momentane Säulendichte bestimmt werden (Abschnitt 7.3). Ein Vergleich der beiden Methoden zur Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Säulendichte erfolgt in Abschnitt 7.5.

7.3 Spektrale Untersuchung

Der Effekt der Absorption durch kalte Materie auf ein Zwei-Komponenten-Modell mit Potenzgesetz-Kontinuum ist für unterschiedliche Säulendichten in Abb. 7.3 simuliert. Die Intensität der Streukomponente beträgt hier 10% der absorbierten Intensität. Der niedrigste der dargestellten $N_{\rm H}$-Werte (Kurve 1) entspricht dem Literaturwert für die galaktische Absorption bei Her X–1. Mit zunehmender Säulendichte wird im niederenergetischen Bereich immer mehr Intensität wegabsorbiert bis schließlich nur noch die Streukomponente übrig bleibt. Für Energien unterhalb 1 keV ist dies schon für relativ kleine $N_{\rm H}$-Werte von ca. $2 \cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-2}$ der Fall.

Die Simulation zeigt, daß das Spektrum oberhalb von ca. 20 keV von der Absorption kaum betroffen ist. Es genügt daher, das betrachtete Spektrum auf den darunterliegenden Bereich zu beschränken. Um auf ein möglichst einfaches Spektralmodell zurückgreifen zu können, wurde das Spektrum sogar auf den noch engeren Bereich von 4 bis 18 keV eingegrenzt. In diesem Energiebereich beschreibt ein Modell aus Potenzgesetz und Gaußprofil für die Eisen-Emission die Daten gut, so daß auch auf den *cutoff*, der oberhalb von ca. 20 keV wichtig wird, verzichtet werden kann. *HEXTE*-Daten wurden bei der Analyse des *dips* nicht verwendet, da der relevante Energiebereich allein vom *PCA* abgedeckt wird.

Verschiedene Modelle mit Potenzgesetz und Eisen-Emissionslinie wurden im Rahmen dieser Arbeit getestet. Allen benutzten Modellen liegt die Annahme zugrunde, daß Potenzgesetz-Index sowie Lage und Breite der Eisen-Fluoreszenzlinie unveränderlich sind. Wegen des störenden Einflusses der Absorption im *dip*-Bereich werden zur Festlegung dieser Parameter Abschnitte der Lichtkurve außerhalb des *dips* benutzt. Die gesamte Lichtkurve von Beobachtung #1 (siehe Abb. 7.2) wird zu diesem Zweck in einzelne Satellitenorbits zerlegt. Orbit Nr. 4 enthält den *dip-ingress* und wird unter Aussparung des Übergangsbereichs in zwei Abschnitte unterteilt, einen vor dem *dip* und einen im *dip*.

An die resultierenden vier Spektren im *out-of-dip*-Bereich wird das Modell

$$e^{\sigma_{\mathrm{bf}} N_{\mathrm{H,gal}}} \cdot \left(e^{\sigma_{\mathrm{bf}} N_{\mathrm{H,Her}}} \cdot N_{\mathrm{a}} E^{-\alpha} + \mathrm{GAUSS}\right) \tag{7.3}$$

angepaßt. Der erste Absorptionsterm wirkt auf das gesamte Spektrum inklusive Eisenlinie und stellt die galaktische Absorption dar, welche unabhängig von den Vorgängen im System ist. Die Säulendichte $N_{\mathrm{H,gal}}$ wird auf dem Literaturwert $1.7 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-2}$ (Mavromatakis 1993) festgehalten. Die kalte Absorption durch Scheibenmaterial wirkt im Modell von Gleichung (7.3) nur auf das Kontinuum, da anderenfalls eine Unterscheidung von der galaktischen Absorption formal nicht möglich wäre. Aus dem Fitergebnis für alle vier Orbits folgt eine mittlere Lage der Eisenlinie von $E_{\mathrm{Fe}} = 6.7\,\mathrm{keV}$ und eine Breite von $\sigma_{\mathrm{Fe}} = 0.46\,\mathrm{keV}$. Für die systeminterne Säulendichte $N_{\mathrm{H,Her}}$ wird ein mittlerer Wert von $3.3 \cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-2}$ gemessen. Sie liegt damit um zwei Größenordnungen über dem galaktischen Wert, was darauf hindeutet, daß selbst im *out-of-dip*-Bereich erhebliche Absorption stattfindet. Zur Festlegung des Potenzgesetzindex wird der Spektralbereich weiter eingegrenzt (auf $6 \ldots 18\,\mathrm{keV}$). Dies liefert einen mittleren Wert von $\alpha = 1.06$ für die vier Nicht-*dip*-Spektren. Diese Werte dienen als Grundlage für alle weiteren Spektralfits. Für alle Anpassungen wird ein systematischer Fehler von 1% zugrunde gelegt. Der verwendete Hintergrund wird mit Hilfe des PCA-Hintergrundmodells speziell für die jeweils betrachteten Zeitabschnitte erzeugt. Die verwendete *PCA-Response* ist die am 15. April bekanntgegebene (Release 2.1.2).

Im Zuge der weiteren Analyse wird grundsätzlich die galaktische Absorption nicht mehr berücksichtigt. Dies ist aufgrund ihres bekanntermaßen geringen Einflusses (siehe Abb. 7.3, Kurve 1) gerechtfertigt. Weiterhin fällt, wie an der umständlichen Wahl des Spektrums von Gleichung (7.3) deutlich wird, eine Unterscheidung von galaktischer und systeminterner Absorption ohnehin schwer.

7.3.1 Spektralanpassung

Es wird nun eine spektrale Form gesucht, welche die Daten für beliebige Zählraten, also auch im *dip*-Bereich, beschreibt. Zur getrennten Untersuchung von *dip*- und Normal-Bereich werden zwei unabhängige Verfahren zunächst nur auf Beobachtung #1 angewandt:

1. Aufteilung der Daten in unterschiedliche Zeitabschnitte (siehe oben),

2. Aufteilung der Daten in unterschiedliche Zählratenbereiche.

Bei der zweiten Methode wird die Lichtkurve aus Abb. 7.2 in Teile zerlegt, die unterschiedlichen Zählratenintervallen entsprechen. Dabei ist zu beachten, daß die dort dargestellten Zählraten durch Aufsummieren der Ereignisse in den Detektoreinheiten 0, 1, 2 und 4 zustande kamen. PCU3 war während des zweiten Satellitenorbits abgeschaltet. Um die Zählraten in den anderen Orbits den niedrigeren von Orbit Nr.2 anzupassen, wurden die Ereignisse aus Detektoreinheit 3 in der *gesamten* Lichtkurve verworfen. Ferner wurden Zählraten kleiner als 300 cts/s und größer als 1700 cts/s nicht berücksichtigt. Das Kriterium zur Unterteilung

Tabelle 7.2: Modelle für die Beschreibung der Dips in $4-18$ keV.

MODELL1	$\mathrm{e}^{-\sigma_{\mathrm{bf}} N_{\mathrm{H}}} \cdot (N_{\mathrm{a}} E^{-\alpha} + \mathrm{GAUSS})$
MODELL2	$C_1 \cdot \mathrm{e}^{-\sigma_{\mathrm{bf}} N_{\mathrm{H}}} \cdot N_{\mathrm{a}} E^{-\alpha} + N_{\mathrm{a}} E^{-\alpha} + \mathrm{GAUSS}$

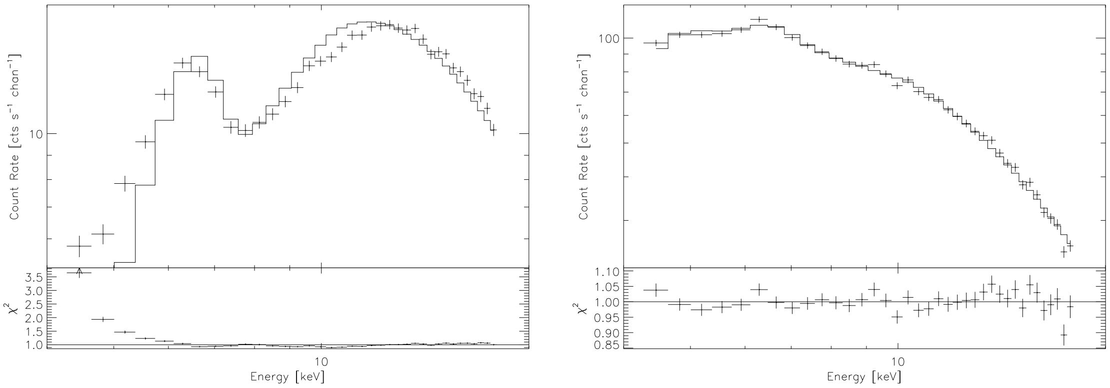


Abbildung 7.4: Spektralfits für MODELL1: (a) Zählratenbereich 300-400 cps, (b) Zählratenbereich 1200-1300 cps.

sind Intervalle mit jeweils einer Breite von 100 cts/s. Alle Ereignisse, die einem bestimmten Zählratenkriterium genügen, werden unabhängig vom Zeitpunkt ihres Eintreffens zu einem Spektrum zusammengefaßt.

Die analytische Form der an den resultierenden Zählratenspektren getesteten Modelle ist in Tabelle 7.2 aufgeführt. Ein rein absorbiertes Modell, 'MODELL1', beschreibt zwar die Spektren hoher Zählrate gut, versagt aber im *dip*. χ^2_{red} liegt für *dip*-Spektren (=Spektren im Bereich niedriger Zählrate) zwischen 3 und 16. Insbesondere treten im stark absorbierten Bereich zwischen 4 und 6 keV erhebliche Residuen auf (siehe Abb. 7.4). Das Modell liefert hier viel zu geringe Intensität. Dieser *soft excess* bestätigt die Vermutung, daß es einen unabsorbierten Anteil im Spektrum gibt. Dieser sorgt dafür, daß das beobachtete Spektrum unterhalb von ca. 6 keV flacher verläuft, als 'MODELL1' vorhersagt. Da diese weitere Komponente dann auch im Bereich größerer Energien zusätzliche Intensität beiträgt, ist zu erwarten, daß durch die Einführung eines solchen Beitrags die Normierungen sinken. Anderenfalls würde das neue Modell im hohen Energiebereich, der durch 'MODELL1' halbwegs gut beschrieben wird, 'überschießen'.

Das aufgrund der obigen Argumentation eingeführte Zwei-Komponenten-Modell hat die Gestalt von 'MODELL2'. Anpassung von 'MODELL2' zeigt genau das vermutete Verhalten und bringt akzeptable Fits (siehe Abb. 7.5) mit χ^2_{red}-Werten zwischen 2.7 und 0.8 für alle Zählratenbereiche (siehe Tab. 7.3). Die neu eingeführte Konstante C_1 trägt der Tatsache Rechnung, daß absorbierter und unabsorbierter Anteil des Potenzgesetzes nicht in gleicher Stärke auftreten. Die Säulendichte verhält sich wie erwartet gerade umgekehrt wie die Zählrate. Außerdem nimmt die Gesamtintensität des Kontinuums, $N_{\mathrm{a}}(C_1+1)$, ebenso wie die Intensität der Fluoreszenzlinie N_{Fe} mit abnehmender Zählrate ebenfalls ab. Es ist also in Einklang mit den Modellannahmen von Abschnitt 7.1 zusätzlich zur kalten Absorption ein energieunabhängiger Prozeß im Spiel, welcher die beobachtete Intensität im *dip* mindert. Unsicherheiten der Fit-Parameter in Tab. 7.3 beziehen sich auf 90%-Vertrauensintervalle. Die Simulation eines Modellspektrums nach 'MODELL2' mit verschiedenen N_{H}-Werten bei ansonsten festen Parametern zeigt, daß für Spektren mit $N_{\mathrm{H}} < 25 \cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-2}$ der Fehler größer als 30% wird, und somit die Säulendichte nicht mehr genau festgelegt werden kann. Fehlerkonturen zeigen

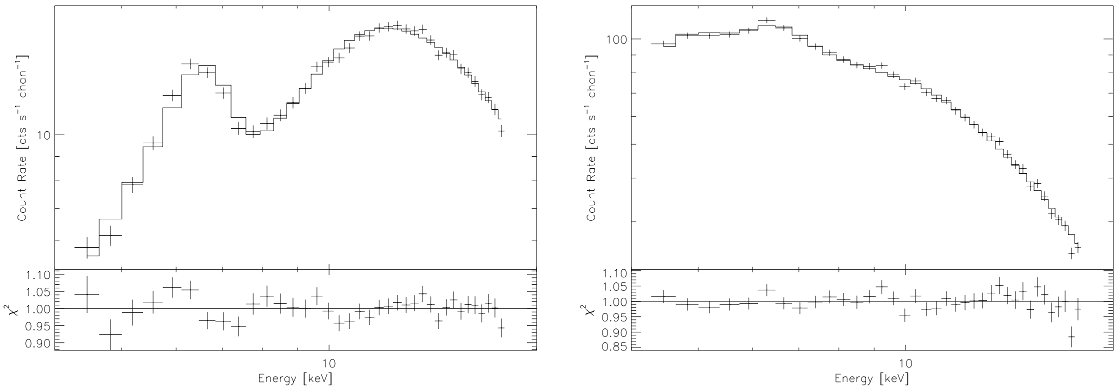


Abbildung 7.5: Spektralfits für MODELL2: (a) Zählratenbereich 300-400 cps, (b) Zählratenbereich 1200-1300 cps.

dann starke Korrelationen zwischen den Parametern. Dies wird auch aus Abb. 7.3 klar: im Fitbereich zwischen 4 und 18 keV unterscheiden sich die Spektren mit verschiedenem $N_{\rm H}$ erst für Kurve 4 in allen Kanälen wesentlich voneinander. Für kleinere Säulendichten gibt es zwar Unterschiede in den unteren Kanälen, diese reichen jedoch nicht aus, um die Parameter festzulegen. Die $N_{\rm H}$-Werte der Zählratenspektren unterhalb von 1100 cts/s sind daher mit großen Unsicherheiten behaftet, und es war nicht möglich, die Fehlergrenzen zu berechnen. Zu der grundsätzlichen Unsicherheit bei der Bestimmung von kleinen $N_{\rm H}$-Werten kommt noch hinzu, daß dieser Zählratenbereich (1100-1500 cps) durch die Beobachtung #1 nur unzureichend abgedeckt wird (siehe Spalte 'Integrationszeit' in Tabelle 7.3).

Für den jeweiligen Satz von *bestfit*-Parametern wurde die Äquivalentbreite der Eisenlinie berechnet (Definition siehe Kapitel 5). Die Unsicherheiten in der Äquivalentbreite wurden bestimmt, indem nach Gleichung (5.14) die obere bzw. untere Grenze für $W_{\rm EQ}$ berechnet wurde. Diese Werte findet man, wenn alle in $I_{\rm tot}$ und $I_{\rm cont}$ eingehenden Parameter auf ihre oberen bzw. unteren $1\,\sigma$-Grenzen gesetzt werden. Dem liegt die Überlegung zugrunde, daß die Äquivalentbreite dann maximal wird, wenn das Kontinuum seinen kleinsten Wert annimmt (d.h. $N_{\rm a}$ an seiner unteren Grenze und α sowie $N_{\rm H}$ an ihrer oberen Grenze liegen) und gleichzeitig die Eisenlinienintensität $N_{\rm Fe}$ ihren oberen Grenzwert erreicht. Das Umgekehrte gilt für die Berechnung der unteren Unsicherheit der Äquivalentbreite.

Zweikomponenten-Modelle, die eine Absorption der Eisenlinie beinhalten, verbessern den Fit nicht weiter, weshalb auf sie nicht näher eingegangen werden soll. Ebenso erhält man nur minimale Verbesserungen im Fit-Ergebnis, wenn die Fluoreszenzlinie in 'MODELL1' nicht mitabsorbiert wird. Für das 'tiefste' *dip*-Spektrum (Zählraten $300-400$ cts/s) fällt das reduzierte χ^2 von 16.34 bei 'MODELL1' nach dem Herausziehen der Linie aus der Klammer auf 15.94. Für alle weiteren Zählratenspektren fällt der Unterschied noch geringer aus.

Die alternative Methode, bei der zusammenhängende Zeitabschnitte untersucht werden, in denen die Zählrate keinen starken Änderungen unterliegt, führt zu ähnlichen Ergebnissen. Hier wurde, wie oben erläutert, die Beobachtung #1 in die einzelnen Satellitenorbits zerlegt. Es entstehen also sechs Spektren, wovon vier durch hohe Zählraten (orb1[1], orb2, orb3, orb4nd) und zwei durch niedrige Zählraten (orb4d, orb5) gekennzeichnet sind. Spektralfits von 'MODELL1' zeigen dieselbe Tendenz wie die Zählratenspektren:

- $N_{\rm H}$ groß für kleine Zählraten (orb4d, orb5),
- starke Residuen und großes $\chi^2_{\rm red}$ für Spektren im *dip*,

[1]Zur Kennzeichnung dieser sechs Zeitabschnitte siehe Abb. 7.2

Tabelle 7.3: *bestfit*-Parameter der einzelnen Zählratenspektren für 'MODELL 2'.

Zählrate [ph/(s keV cm^2)]	χ^2	$\chi^2_{\rm red}$ (33 dof)	$N_{\rm H}$ [10^{22} cm^{-2}]	C_1	$N_{\rm a}$ [10^{-2} ph/(s keV cm^2)]	$N_{\rm Fe}$ [10^{-3} ph/(s keV cm^2)]	$N_{\rm a}(C_1+1)$ [ph/(s keV cm^2)]	EW [keV]	Integrat.Zeit [s]
300-400	44.39	1.35	$144.4^{+4.4}_{-4.4}$	$15.36^{+1.16}_{-1.01}$	$0.59^{+0.04}_{-0.04}$	$1.06^{+0.15}_{-0.15}$	$0.097^{+0.009}_{-0.009}$	$601.4^{+155.6}_{-191.1}$	512.
400-500	59.07	1.79	$108.0^{+3.6}_{-2.0}$	$15.81^{+1.18}_{-1.03}$	$0.72^{+0.05}_{-0.05}$	$1.27^{+0.18}_{-0.19}$	$0.121^{+0.012}_{-0.011}$	$393.3^{+103.2}_{-133.7}$	640.
500-600	90.07	2.73	$88.9^{+3.4}_{-3.1}$	$14.60^{+1.58}_{-1.25}$	$0.88^{+0.08}_{-0.09}$	$1.70^{+0.18}_{-0.19}$	$0.137^{+0.020}_{-0.017}$	$358.2^{+99.4}_{-133.8}$	624.
600-700	50.40	1.53	$70.5^{+2.8}_{-2.8}$	$9.92^{+1.11}_{-0.87}$	$1.37^{+0.13}_{-0.13}$	$1.79^{+0.34}_{-0.32}$	$0.153^{+0.021}_{-0.019}$	$252.1^{+83.8}_{-114.8}$	384.
700-800	50.82	1.54	$52.5^{+3.2}_{-3.0}$	$7.28^{+1.31}_{-0.90}$	$1.90^{+0.24}_{-0.27}$	$2.14^{+0.41}_{-0.44}$	$0.157^{+0.033}_{-0.026}$	$217.0^{+87.3}_{-128.2}$	320.
800-900	35.57	1.08	$45.2^{+4.4}_{-4.3}$	$4.46^{+1.76}_{-0.65}$	$3.06^{+0.45}_{-0.52}$	$2.53^{+0.60}_{-0.57}$	$0.169^{+0.062}_{-0.032}$	$202.7^{+100.1}_{-147.4}$	176.
900-1000	44.85	1.36	$35.5^{+4.4}_{-4.3}$	$4.22^{+1.76}_{-0.87}$	$3.34^{+0.71}_{-0.86}$	$2.57^{+0.62}_{-0.62}$	$0.172^{+0.073}_{-0.047}$	$178.9^{+97.1}_{-188.9}$	192.
1000-1100	45.70	1.38	$37.8^{+5.2}_{-5.1}$	$2.12^{+0.48}_{-0.30}$	$5.92^{+0.67}_{-0.84}$	$3.07^{+0.63}_{-0.64}$	$0.184^{+0.039}_{-0.027}$	$186.4^{+73.9}_{-108.7}$	224.
1100-1200	36.93	1.12	25.4	2.35	5.66	3.41	0.191	179.2.0	112.
1200-1300	43.63	1.32	20.4	1.34	8.18	3.89	0.192	184.0	96.
1300-1400	28.41	0.86	23.0	0.82	10.71	5.21	0.195	236.3	48.
1400-1500	38.58	1.17	6.8	1.42	8.05	4.68	0.196	192.3	192.
1500-1600	69.50	2.11	3.1	1.22	9.09	5.80	0.202	222.6	3024.
1600-1700	86.93	2.63	3.0	1.02	10.48	6.19	0.212	225.5	5440.

- Gesamtintensität niedriger bei Spektren im *dip*.

'MODELL2' erzeugt gute Fit-Ergebnisse für alle sechs Spektren, die mit denen aus Tab. 7.3 vergleichbar sind. Dies zeigt, daß die relativ kleinen Schwankungen der Säulendichte innerhalb der einzelnen Orbits sich in etwa ausmitteln. Der in den Fits der sechs Bereiche von Lichtkurve #1 gefundene Wert für $N_{\rm H}$ ist daher ein Mittelwert über den entsprechenden Zeitabschnitt.

Mit 'MODELL2' liegt nun eine spektrale Form vor, die die Daten für alle Zählratenbereiche gut beschreibt. Hauptrangiges Ziel bei der Untersuchung des *dips* ist aber die Beschreibung der Entwicklung der Säulendichte mit der Zeit. Die Beobachtung muß also in viel feinere Zeitabschnitte zerlegt werden als bislang geschehen, da anderenfalls einzelne *dip*-Strukturen nicht aufgelöst werden können. Es wird eine Integrationszeit von 16 s gewählt, die Beobachtung #1 in 830 Abschnitte unterteilt und Beobachtung #2 in 615 Abschnitte. Es folgt eine Anpassung von 'MODELL2' an jedes der über 16 Sekunden integrierten Spektren. Mit der guten Statistik, die durch die große Anzahl von Meßpunkten gewonnen wird, können auch Korrelationen zwischen Parametern untersucht werden.

Wie bisher werden einige Parameter (α, $E_{\rm Fe}$ und $\sigma_{\rm Fe}$) auf ihren Nicht-*dip*-Werten festgehalten. Freie Fit-Parameter sind C_1, $N_{\rm a}$, $N_{\rm Fe}$ und $N_{\rm H}$. Aus den Normierungen lassen sich durch Bildung geeigneter Kombinationen Parameter mit unmittelbarer physikalischer Bedeutung formen, deren zeitliches Verhalten im Folgenden diskutiert wird. Es gelten die Beziehungen:

Norm des unabsorbierten Kontinuums	unabs	$N_{\rm a}$
Norm des absorbierten Kontinuums	abs	$N_{\rm a} \cdot C_1$
Gesamtintensität des Kontinuums	tot	$N_{\rm a} \cdot (C_1 + 1)$
covering fraction	abs/tot	$f = C_1/(C_1 + 1)$
Norm der (unabsorbierten) Eisen-Linie		$N_{\rm Fe}$

Ein interessanter Parameter ist die *covering fraction*, welche das Verhältnis von absorbierter zu gesamter Intensität wiedergibt (siehe Abschnitt 7.1). Ein Wert von 1 entspricht völlig verdeckter Quelle. Für die stärkste Absorption im *dip* beträgt der Bedeckungsfaktor 0.94, während im Bereich außerhalb des *dips* $f \simeq 0.5$ gemessen wird, was bedeutet, daß absorbierter und unabsorbierter Anteil gleich stark sind. Genaugenommen kann im Nicht-*dip*-Bereich von der Trennung in absorbierten und unabsorbierten Anteil nicht mehr gesprochen werden, und nur die Gesamtintensität ist von Bedeutung.

Die charakteristischen Unterschiede des Spektrums zwischen *dip*- und Normal-Bereich werden am besten anhand von Beobachtung #1 klar, da hier beide Fälle vorkommen, während Beobachtung #2 durchgehend im *dip* liegt. Abb. 7.6 und Abb. 7.7 zeigen die zeitliche Variation der eben vorgestellten 'physikalischen' Parameter zusammen mit der Lichtkurve (oberstes Panel) und der Säulendichte (2. von oben). Die Zeitachse ist in Einheiten von Sekunden seit Beginn der jeweiligen Beobachtung dargestellt.

Der Verlauf von $N_{\rm H}$ mit der Zeit spiegelt das Verhalten der Lichtkurve wider. Einzelne Einbrüche in der Zählrate können identifiziert werden. Wie schon bei Betrachtung der Spektren von unterschiedlichen Zählratenbereichen festgestellt wurde, nimmt die Gesamtintensität im *dip* ab. Dies gilt sowohl für das Kontinuum als auch für die Fluoreszenzlinie. Der Anteil der unabsorbierten Komponente sinkt im *dip* um einen Faktor > 10. Der absorbierte Anteil ist bei Beobachtung #1 im *dip* durch eine breitere Streuung gekennzeichnet als im Normalbereich, schwankt aber um den Wert im Normalbereich, so daß keine eindeutige Tendenz erkannt werden kann. Ein Blick auf das Zeitverhalten der Parameter in Beobachtung #2 (Abb. 7.7) zeigt aber, daß dort die absorbierte Norm die Bewegung der Lichtkurve nachvollzieht. Vom Abfall der Gesamtintensität ist also sowohl die absorbierte als auch die unabsorbierte Komponente betroffen.

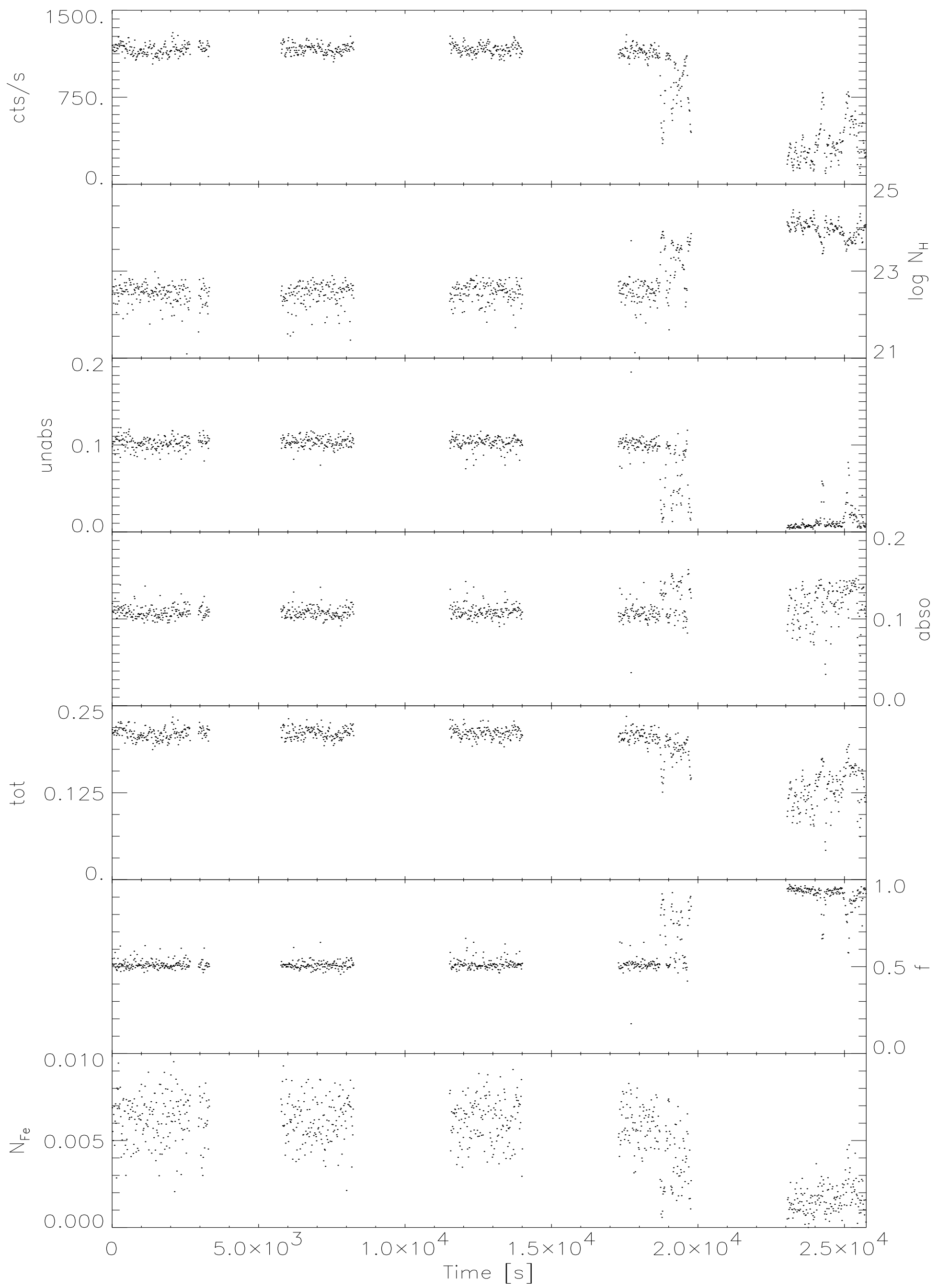


Abbildung 7.6: Zeitentwicklung der Fitparameter von 'MODELL2' für Beobachtung #1.

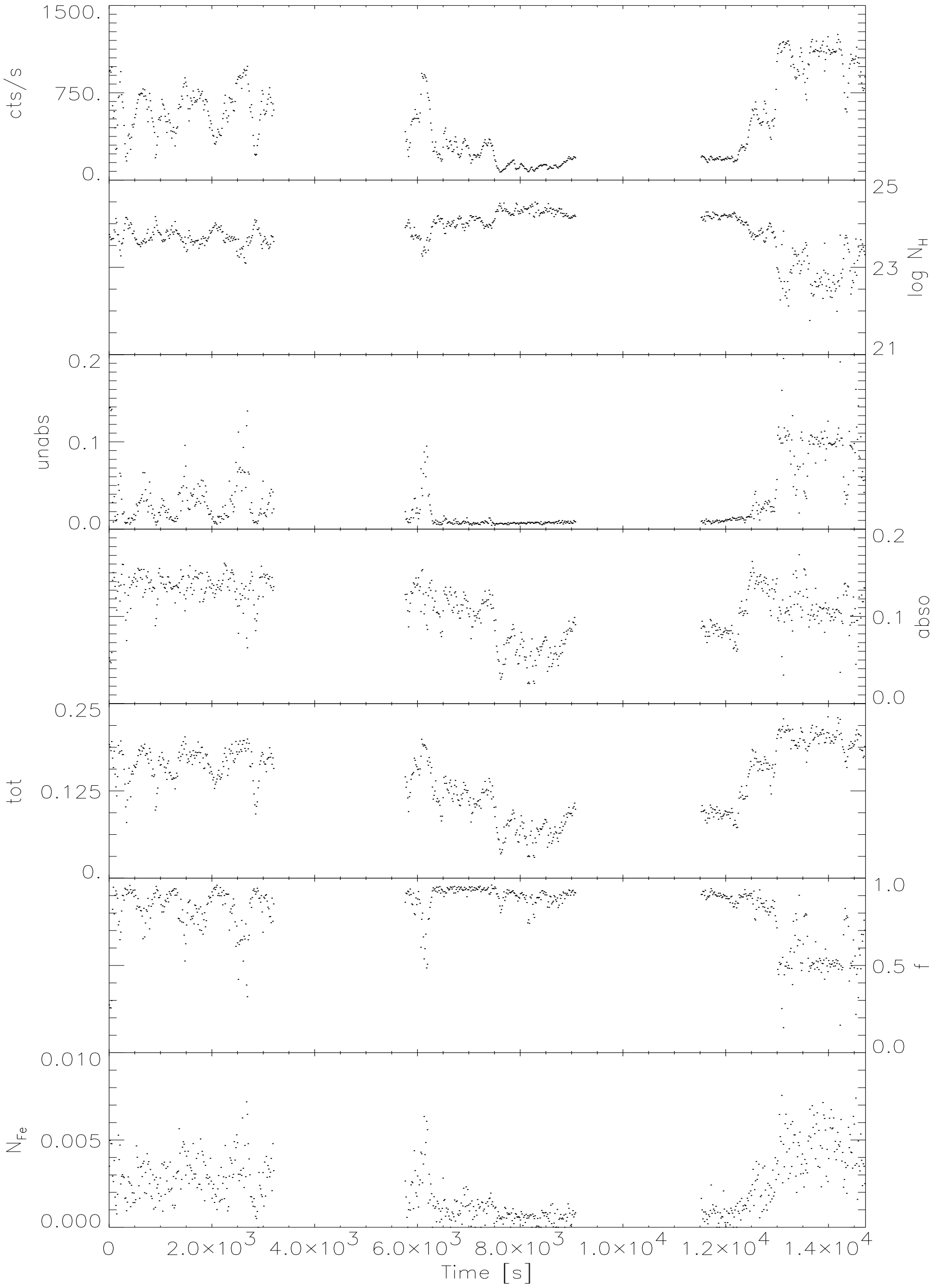


Abbildung 7.7: Zeitentwicklung der Fitparameter von 'MODELL2' für Beobachtung #2.

7.3.2 Korrelationstests

Zur Feststellung von Abhängigkeiten zwischen Parametern aus den Spektralfits wurden Korrelationstests verwendet. In diesem Abschnitt wird die Funktionsweise dieser Methode erläutert.

Korrelationstests dienen der Aufklärung der Frage, ob zwischen zwei Meßgrößen x und y ein physikalischer Zusammenhang besteht. Von einer Korrelation der Variablen spricht man, wenn den gemessenen Variationen der Datenpunkte x_i gleiche Tendenzen in y_i gegenüberstehen. Zeigen die Variablen x und y gegenläufige Tendenz, was z.B. an negativer Steigung im x-y-Diagramm erkannt wird, so sind sie antikorreliert.

Ein quantitatives Maß für die Stärke der Korrelation bildet der Korrelationskoeffizient r, der auf verschiedene Weise definiert werden kann. Das einfachste Konzept sucht nach einer linearen Korrelation der Variablen und basiert auf der folgenden Form des Korrelationskoeffizienten:

$$r_{\mathrm{p}} = \frac{\sum (x_i - \bar{x}) \cdot \sum (y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum (x_i - \bar{x})^2} \cdot \sqrt{(y_i - \bar{y})^2}} \tag{7.4}$$

r_{p} wird auch als *Pearson's* r bezeichnet. Seine Werte liegen zwischen $+1$ und -1, wobei $+1$ vollständige Korrelation bedeutet und -1 vollständige Antikorrelation. Bei vollständiger Korrelation (bzw. Antikorrelation) in obigem Sinne liegen die Datenpunkte auf einer perfekten Geraden mit Steigung $+1$ (bzw. -1). Kein Zusammenhang zwischen den Variablen x und y besteht, wenn $r_{\mathrm{p}} = 0$ gefunden wird.

Ist ein Wert für r bestimmt, so muß noch dessen statistische Signifikanz bewiesen werden. Dazu wird die Wahrscheinlichkeit bestimmt, mit der der gemessene Wert von r bei zufälliger Wahl von Daten aus einer unkorrelierten Verteilung gezogen wird. Das Problem bei der Berechnung der Signifikanz ist, daß die Verteilungen von x und y im Allgemeinen nicht bekannt sind. Für eine große Anzahl von Datenpunkten N kann dennoch näherungsweise ein Zusammenhang zwischen dem Korrelationskoeffizienten r und einer Größe t hergestellt werden, die der *Student's t-Verteilung* $P(\nu, t)$ folgt. Diese approximative Beziehung lautet: $t = r \cdot \left((N-2)/(1-r^2)\right)^{1/2}$ (siehe Bevington & Robinson 1992).

Das Integral $P(\nu, t)$ drückt die Wahrscheinlichkeit aus, daß aus den Datenpunkten ein Wert im Intervall $[-t, +t]$ durch Zufall folgt. Die Korrelation kann demnach als signifikant betrachtet werden, wenn diese Wahrscheinlichkeit klein ist.

Für den bisher besprochenen linearen Korrelationskoeffizienten r_{p} gelten diese Aussagen nur unter der Annahme von Gaußscher Verteilung der Punkte x und y. Dies stellt ein Problem dar, da eine solche Verteilung in vielen Fällen nur näherungsweise richtig ist und die wirkliche Verteilung unbekannt ist. Ein Ausweg besteht darin, jedem Datenpunkt einen Rang zuzuordnen und in die Bildung des Korrelationskoeffizienten anstelle der Werte der Datenpunkte deren Rang eingehen zu lassen:

$$r_{\mathrm{s}} = \frac{\sum (R_i - \bar{R}) \cdot \sum (S_i - \bar{S})}{\sqrt{\sum (R_i - \bar{R})^2} \cdot \sqrt{(S_i - \bar{S})^2}} \tag{7.5}$$

r_{s} ist der *Spearman's rank-order correlation coefficient*. Der Wert t gehorcht für diese Definition von r unabhängig von der Verteilung der x_i und y_i der t-Verteilung.

7.3.3 Parameter-Korrelationen aus Spektralfits

In Abb. 7.8 bzw. Abb. 7.9 sind Korrelationen zwischen Parameterpaaren aus der Spektralanalyse zu sehen. In einigen Fällen ist es offensichtlich, daß Parameter Abhängigkeiten voneinander aufweisen. Für Beobachtung #1 häufen sich die Punkte in allen Diagrammen in zwei Bereichen an. Das Verbindungsstück zwischen diesen Häufungspunkten gehört zu mittleren N_{H}-Werten und ist nur schwach ausgeprägt, da der *dip-ingress* plötzlich erfolgt, und

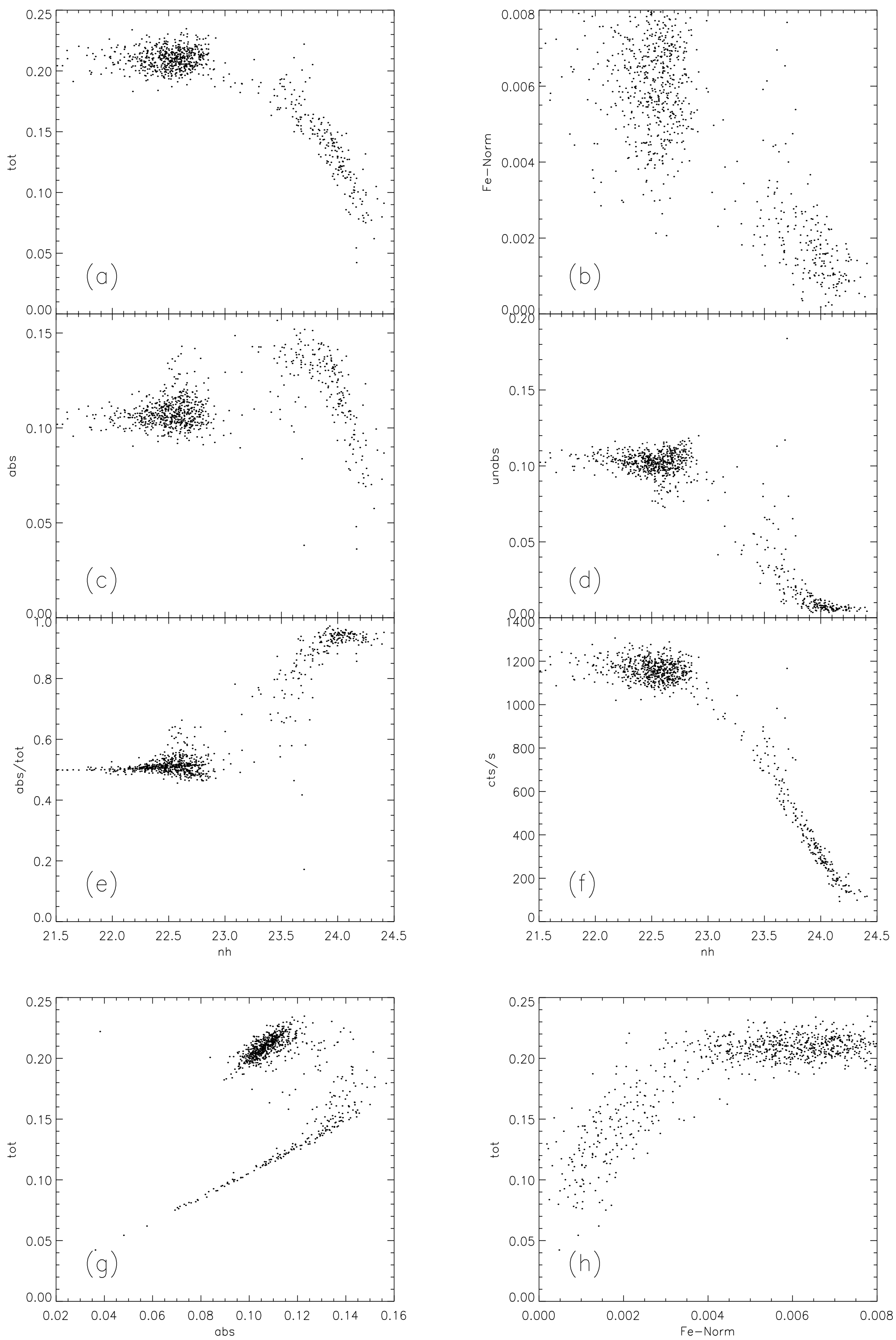


Abbildung 7.8: Korrelationen einiger Fitparameter von 'MODELL 2' für Beobachtung #1.

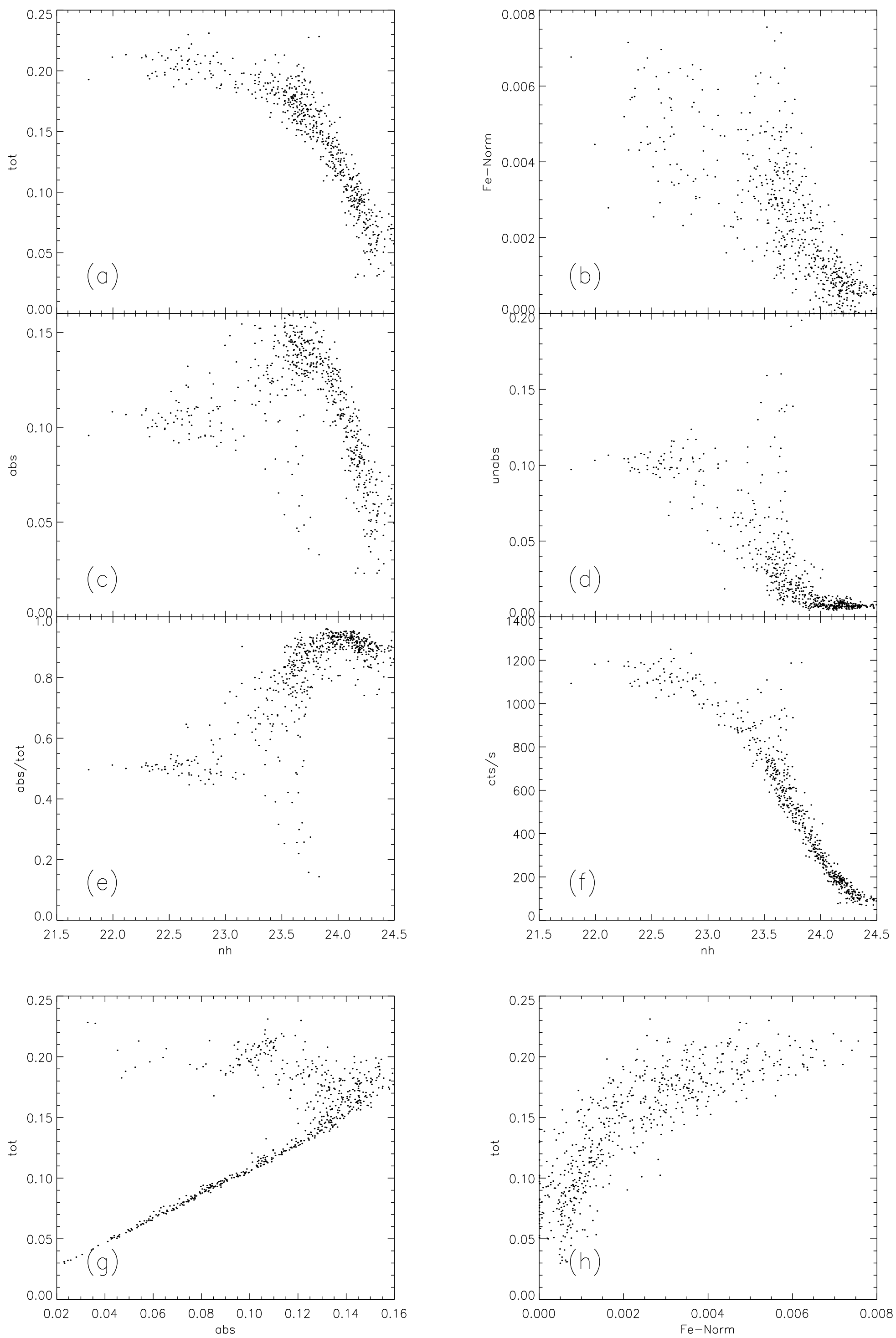


Abbildung 7.9: Korrelationen einiger Fitparameter von 'MODELL 2' für Beobachtung #2.

Tabelle 7.4: Pearson (P) und Spearman (S) Korrelationsparameter für verschiedene Parameterpaare, in Klammern die Signifikanz in Prozent.

Parameter		#1				#2			
		P		S		P		S	
tot	N_{H}	-0.945	(0.0)	-0.562	(0.0)	-0.931	(0.0)	-0.948	(0.0)
N_{Fe}	N_{H}	-0.773	(0.0)	-0.588	(0.0)	-0.739	(0.0)	-0.836	(0.0)
abs	N_{H}	-0.001	(48.8)	0.267	(0.0)	-0.688	(0.0)	-0.551	(0.0)
unabs	N_{H}	-0.885	(0.0)	-0.600	(0.0)	-0.640	(0.0)	-0.874	(0.0)
cov	N_{H}	0.885	(0.0)	0.625	(0.0)	0.560	(0.0)	0.679	(0.0)
N_{Fe}	tot	0.811	(0.0)	0.619	(0.0)	0.812	(0.0)	0.873	(0.0)
tot	abs	0.018	(30.1)	0.101	(0.187)	0.661	(0.0)	0.544	(0.0)
N_{H}	cts/s	-0.944	(0.0)	-0.673	(0.0)	-0.877	(0.0)	-0.975	(0.0)

danach permanent niedrige Zählraten bzw. hohe N_{H}-Werte vorherrschen. Die Zusammenhänge zwischen den einzelnen Parameterpaaren können deshalb anhand Beobachtung #2 besser nachvollzogen werden. Dort ist das Gebiet mittlerer Zählraten stärker bevölkert (siehe Lichtkurve von #2 in Abb. 7.7). Die Korrelationen von Beobachtung #1 sind jedoch instruktiv, da man hier gerade durch die fehlenden Daten im Zwischenbereich *dip-* und *out-of-dip*-Bereich sehr gut voneinander trennen, und das unterschiedliche Verhalten der Parameter studiert werden kann:

Diagramm (a)	Die bereits mehrfach geschilderte Beziehung zwischen der gesamten Kontinuumsnorm und der Säulendichte ist klar erkennbar.
Diagramm (a)–(d)	Auffallend ist, ähnlich wie bei der Darstellung der Zeitentwicklung der Parameter, das Abfallen aller dargestellten Normierungen bei großen Säulendichten.
Diagramm (f)	Hier wird die Säulendichte direkt mit der Zählrate verglichen: Die Antikorrelation wird bei beiden Beobachtungen deutlich.
Diagramm (g)	Die Aufspaltung in *dip-* und Normalbereich tritt in der Darstellung von absorbierter Intensität und Gesamtintensität am klarsten zutage. Der untere Häufungsbereich entspricht nahezu der ersten Winkelhalbierenden. Es handelt sich hierbei um die Daten im *dip*-Bereich, wo die unabsorbierte Komponente einen verschwindend kleinen Beitrag liefert. In Abb. 7.9 biegt diese Gerade an ihrem oberen Ende nach links ab, um für die volle Nicht*dip*-Intensität (Abb. 7.8) in einer ausgeprägten Punktwolke zu enden. Für Spektren, die zu dieser Punktwolke gehören, ist die absorbierte Intensität etwa die Hälfte der Gesamtintensität (vgl. Diskussion der *covering fraction* weiter oben).
Diagramm (h)	Eisenlinien-Intensität und Gesamtnormierung des Kontinuums steigen gemeinsam an.

Quantitativ wurden die Korrelationen durch die in Abschnitt 7.3.2 beschriebenen Korrelationsparameter untersucht. Tab. 7.4 listet die Korrelationsparameter für die in den Abb. 7.8 und 7.9 gezeichneten Parameterpaare auf. In Klammern steht die Signifikanz der Korrelation

Tabelle 7.5: Pearson (P) und Spearman (S) Korrelationsparameter für verschiedene Parameterpaare im *dip*- und Normalbereich von Beobachtung #1, in Klammern die Signifikanz in Prozent.

Parameter		#1 dip				#1 nondip			
		P		S		P		S	
tot	N_H	-0.879	(0.0)	-0.912	(0.0)	0.091	(1.685)	0.074	(4.209)
N_{Fe}	N_H	-0.510	(0.0)	-0.565	(0.0)	0.033	(21.920)	-0.019	(323.970)
abs	N_H	-0.775	(0.0)	-0.755	(0.0)	-0.243	(0.0)	0.099	(1.064)
unabs	N_H	-0.595	(0.0)	-0.801	(0.0)	0.341	(0.0)	-0.025	(27.552)
cov	N_H	0.510	(0.0)	0.512	(0.0)	-0.119	(0.0)	-0.202	(1.964)
N_{Fe}	tot	0.632	(0.0)	0.661	(0.0)	0.083	(2.615)	0.084	(2.392)
tot	abs	0.889	(0.0)	0.856	(0.0)	0.528	(0.0)	0.682	(0.0)
N_H	cts/s	-0.893	(0.0)	-0.977	(0.0)	-0.119	(0.263)	-0.202	(0.0)

in Prozent. Da die gemeinsame Behandlung von *dip*- und Nicht-*dip*-Bereich hier problematisch ist, werden Parameterabhängigkeiten für beide Bereiche in Beobachtung #1 auch getrennt untersucht (Tab. 7.5). Es wird der *dip-ingress* ausgeschnitten, so daß Spektren 0 bis 550 den Nicht-*dip*-Bereich definieren, Spektren 670 bis 830 den *dip*-Bereich. Auf diese Weise lassen sich im *dip* hohe Werte für den jeweiligen Korrelationsparameter finden. Im Nicht-*dip*-Bereich ist das nicht der Fall, da die Daten in den Diagrammen 7.8 dort ja eine diffuse Wolke bilden.

7.4 Farb-Farb-Diagramme

Farb-Farb-Diagramme bilden ein anderes Mittel zur Beschreibung der *dips*. Unter 'Farbe' versteht man in der optischen Astronomie die Differenz zweier Helligkeiten in verschiedenen Energiebändern. In Anlehnung daran wird in der Röntgenastronomie durch die Differenz zwischen den aufsummierten Zählraten in zwei unterschiedlichen Energiebereichen (=Energiebändern) eine Farbe definiert. Im Röntgenspektrum gibt es im Gegensatz zur optischen Astronomie, wo z.B. die Buchstaben U, V, B für UV-, visuellen und Blau-Bereich stehen, keine festdefinierten Bezeichnungen für die verschiedenen Energiebereiche. Das verfügbare Spektrum kann unter Berücksichtigung der Detektorempfindlichkeit willkürlich in verschiedene Energiebänder aufgeteilt werden, welche dann zu Farben kombiniert werden. Bei der hier vorgenommenen Untersuchung wurde der interessierende Energiebereich zwischen 3 und 17 keV in vier verschiedene Bänder eingeteilt. Die Lage der Bänder wurde so gewählt, daß die Eisenlinie eindeutig einem Band (B1) zuzuordnen ist (Bandgrenzen siehe Tab. 7.6).

Tabelle 7.6: Definition der Energiebänder für die Farb-Farb-Diagramme.

Band	Energie [keV]	*PCA*-Kanäle	absolute Kanäle
B0	3–5	4–11	7–14
B1	5–7	12–15	15–18
B2	7–11	16–26	19–29
B3	11–17	27–42	30–45

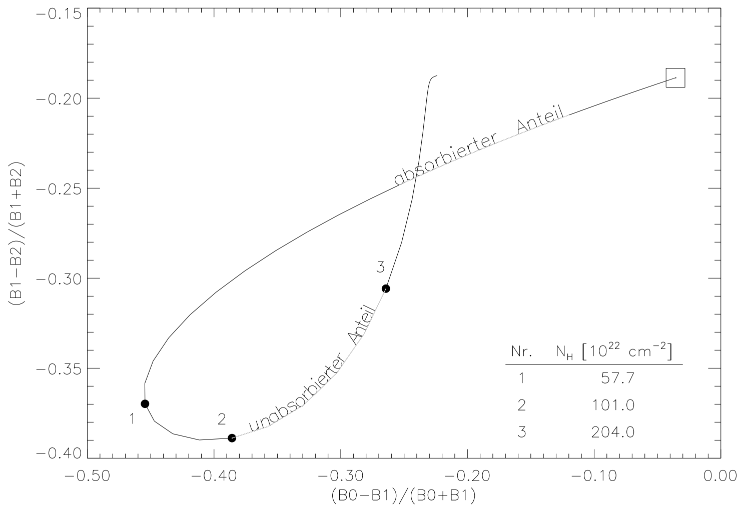


Abbildung 7.10: Farb-Farb-Diagramm FII–FI für das Modell von Gleichung (7.6) bei einem Streuanteil von 10% (S=0.1).

Für jedes einzelne Band wurden Lichtkurven über die gesamte Beobachtungsdauer der Beobachtungen #1 und #2 gewonnen, sowie die entsprechenden Hintergrundlichtkurven aus dem *PCA*-Modell erzeugt. Dabei war auch hier zu berücksichtigen, daß in Orbit Nr.2 die Detektoreinheit PCU3 abgeschaltet war, so daß die Zählraten in diesem Abschnitt niedriger sind. Die einfachste Lösung dieser Inkonsistenz zwischen den einzelnen Satellitenorbits ist, wie schon bei den Spektren praktiziert, Detektor 3 für *alle* Orbits aus der Betrachtung auszuschließen, so daß die Gesamtlichtkurve im Nicht-*dip*-Bereich 'glatt' verläuft. Die Ereignisse können nun in Farb-Farb-Diagramme einsortiert werden, wobei die Farben folgendermaßen definiert wurden:

Farbe	Definition
FI	(B0–B1)/(B0+B1)
FII	(B1–B2)/(B1+B2)
FIII	(B2–B3)/(B2+B3)

Hier steht B0, B1, u.s.w. für die über alle Kanäle aufsummierte Zählrate des betreffenden Energiebands. Die Division durch die Summe der Bandzählraten dient der Normierung.

Verfolgt man die einzelnen Punkte einer Lichtkurve im Farb-Farb-Diagramm, so befindet man sich auf einer Kurve, die in Abhängigkeit von N_{H} modelliert werden kann. Der prinzipielle Verlauf eines Zwei-Komponenten-Modells in einem Farb-Farb-Diagramm ist in Abb. 7.10 exemplarisch für FII=f(FI) dargestellt. Bei dem verwendeten Modell handelt es sich um

$$f(E) = \mathrm{e}^{-\sigma N_{\mathrm{H}}} \cdot N_{\mathrm{a}} E^{-\alpha} + S \cdot N_{\mathrm{a}} E^{-\alpha} + \mathrm{GAUSS} \quad . \tag{7.6}$$

Bei der Erstellung der Modellkurve von Abb. 7.10 wurden, wie auch bei den später beschriebenen Anpassungen, alle Parameter bis auf N_{H} auf Werten fixiert, die aus Spektralfits an den dem *dip-ingress* unmittelbar vorangehenden Normalzählratenbereich bestimmt wurden. Im einzelnen sind dies $E_{\mathrm{Fe}} = 6.7\,\mathrm{keV}$, $\sigma_{\mathrm{Fe}} = 0.46\,\mathrm{keV}$, $N_{\mathrm{Fe}} = 5.9 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{ph\,s^{-1}\,keV^{-1}\,cm^{-2}}$, $\alpha = 1.04$ und $N_{\mathrm{a}} = 0.20\,\mathrm{ph\,s^{-1}\,keV^{-1}\,cm^{-2}}$. Die Modellkurven sind durch je 70 N_{H}-Werte zwischen $\log(N_{\mathrm{H}}) = 20.9 \ldots 25.1$ definiert. Man beachte, daß das Modell von Gleichung (7.6) physikalisch mit dem Spektralmodell 'MODELL2' aus Tab. 7.2 identisch ist. Es wurde zwar

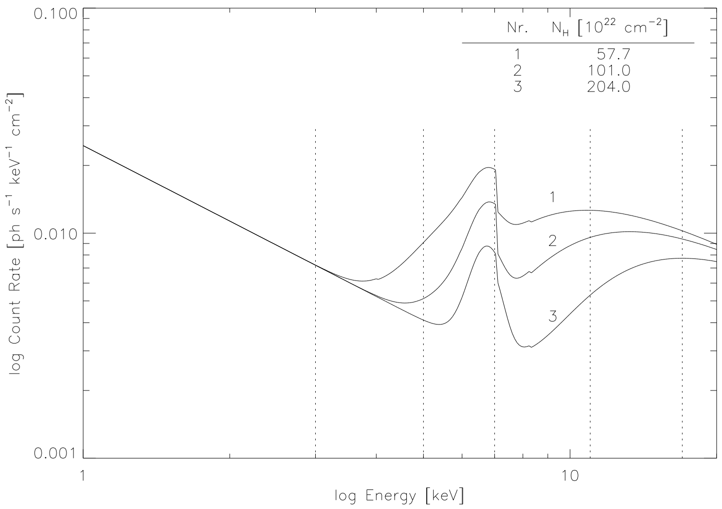


Abbildung 7.11: Absorption in den verschiedenen Energiebändern für das Modell von Gleichung (7.6).

die Normierungskonstante C_1, die zwischen Stärke der absorbierten und unabsorbierten Komponente unterscheidet, vom absorbierten auf den unabsorbierten Teil übertragen und mit S bezeichnet. Da es sich bei diesem Parameter S in der später erläuterten Anpassung der Modellkurve an die Datenpunkte im Farb-Farb-Diagramm um einen freien Parameter handelt, spielt das jedoch keine Rolle. Bevor die Daten im Farb-Farb-Diagramm gezeigt werden, soll jedoch der prinzipielle Verlauf einer Kurve der Form von Gleichung (7.6) im Farb-Farb-Diagramm erklärt werden. Dazu wurde für die Kurve in Abb. 7.10 die Normierungs S auf den Wert 0.1 gesetzt.

Bei den in dieser Arbeit verwendeten Farben wird immer die Zählrate im höheren Energiebereich von derjenigen im niedrigeren subtrahiert. Die grundsätzliche Form der Farb-Farb-Diagramme ist daher unabhängig von den gewählten Energien dieselbe, und die allgemeine Kurvengestalt kann anhand des Beispiels von Abb. 7.10 erläutert werden.

Der durch das Rechteck markierte Startpunkt der Kurve im Diagramm oben rechts entspricht dem kleinsten der verwendeten $N_{\rm H}$-Werte ($\log N_{\rm H} = 20.9$). Mit zunehmender Säulendichte beschreibt die Kurve eine charakteristische Linksschleife, deren genaue Gestalt von der relativen Stärke des gestreuten Anteils abhängig ist (siehe Diskussion weiter unten). Der Grund für die schleifenartige Form der Modellkurve liegt in der Energieabhängigkeit der Absorption. Bei relativ kleiner Säulendichte wird die Absorption nur im niedrigsten Energieband (B0) wirksam und schiebt die Farbe, die die x-Achse definiert, in Richtung negativerer Werte, d.h. nach links im Diagramm. Dieser Trend kommt zum Stillstand, wenn in B0 die unabsorbierte Komponente dominiert. Im gezeigten Fall entspricht Punkt 1 einer Säulendichte von $N_{\rm H} = 57.6 \cdot 10^{22}\,{\rm cm}^{-2}$ und 76% unabsorbierem Anteil in B0. Dann fällt die Absorption von Band B1 ins Gewicht, und die Kurve läuft nach rechts zurück. Ähnlich erklärt sich der Verlauf in y-Richtung. Zunächst wird das niedrigere Band (B1) absorbiert. Bildet davon die unabsorbierte Komponente den Hauptanteil, so biegt die Kurve nach oben um, da jetzt B2 immer mehr Intensitätsverlust erleidet. Punkt 3 im Diagramm liegt bei $N_{\rm H} = 2.04 \cdot 10^{24}\,{\rm cm}^{-2}$. Der letzte Abschnitt der Kurve verläuft fast senkrecht in y-Richtung, da sowohl von B0 als auch von B1 vor allem noch der konstante unabsorbierte Anteil übrig sind. Die Bedeutung der Absorption in den verwendeten Energiebändern ist in Abb. 7.11 in bereits bekannter Form noch einmal zu sehen.

Die Aufspaltung des Spektrums in absorbierten und unabsorbierten Teil sollte bei Einordnung der Daten in ein Farb-Farb-Diagramm also anhand der charakteristischen Verteilung

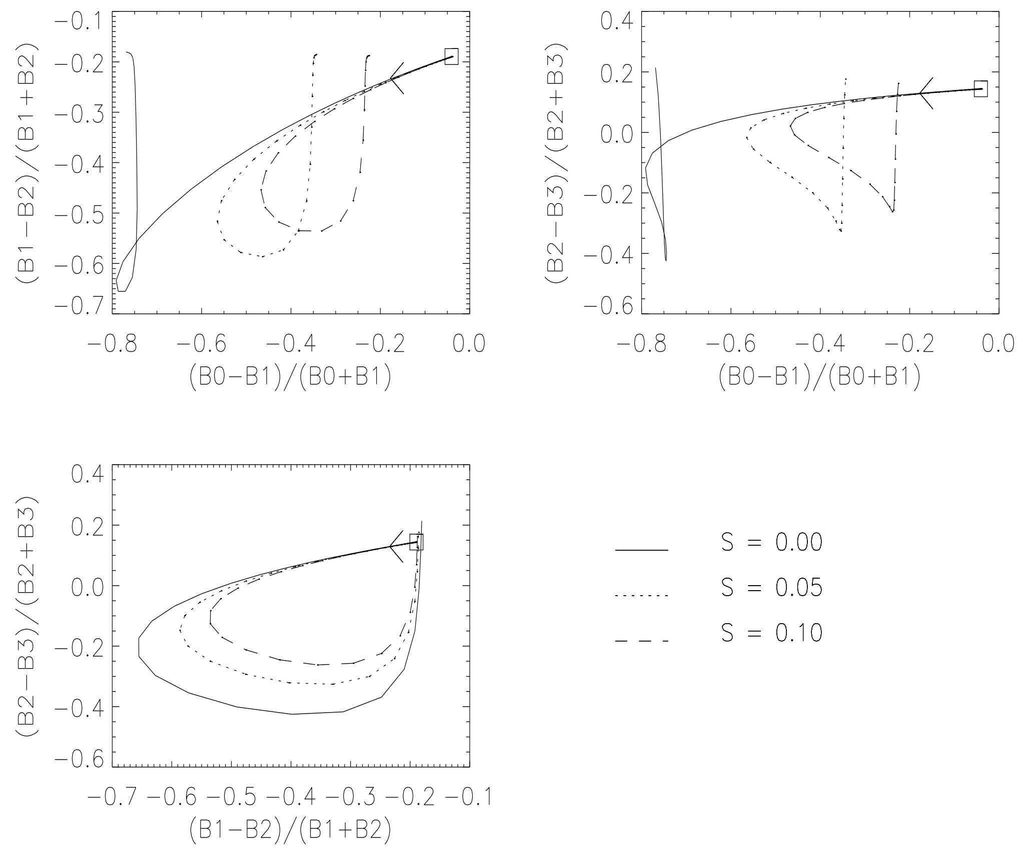


Abbildung 7.12: Farb-Farb-Diagramme für das Modell von Gleichung (7.6) bei unterschiedlich starker unabsorbierter Komponente.

der Meßpunkte klar erkennbar sein. Zur weiteren Anschauung zeigt Abb. 7.12 das Modell aus Gleichung (7.6) für verschiedene Werte von S, d.h. für verschiedene Intensität der unabsorbierten Komponente, im Farb-Farb-Diagramm. Steigendes N_H führt bei ansonsten festen Parametern entlang des Pfeils für unterschiedliche Werte von S zu unterschiedlichem Kurvenverlauf. Im oberen Teil der Kurve spielt die relative Intensität der unabsorbierten Komponente S noch keine Rolle, da sich im Bereich kleiner N_H-Werte das Spektrum auf

$$f(E) = N_\mathrm{a} E^{-\alpha} \cdot (1+S) + \mathrm{GAUSS} \tag{7.7}$$

reduziert. Kleine Abweichungen des Multiplikationsfaktors $1+S$ von Eins fallen hier wenig ins Gewicht, während bei großem N_H (im unterem Bereich der Farb-Farb-Diagramme)

$$f(E) = N_\mathrm{a} E^{-\alpha} \cdot (\overbrace{\exp(-\sigma N_\mathrm{H})}^{\ll 1} + S) + \mathrm{GAUSS}. \tag{7.8}$$

gilt, und eine kleine Änderung in S große Wirkung zeigt.

Der Verlauf des Modells aus Gleichung (7.6) in den oben definierten Farb-Farb-Diagrammen zusammen mit einem Modell, bei dem das reine Potenzgesetz-Kontinuum durch PLFD (zur Definition siehe Kapitel 5.2) ersetzt wird, ist in Abb. 7.13 dargestellt. Beide Modelle beinhalten ein unabsorbiertes Gaußprofil für die Darstellung der Eisenfluoreszenz. Die verwendeten Modellparameter wurden aus Mittelwerten von Spektralfits der in Tab. 7.7 beschriebenen Modelle an die vier Nicht-*dip*-Orbits der Beobachtung #1 gewonnen. Für den Anteil der unabsorbierten Komponente wurden 5% angenommen. Das Potenzgesetz beschreibt eine etwas

Tabelle 7.7: Modelle und Parameter für die Farb-Farb-Diagramme aus Abb. 7.13

Modell:		$e^{-\sigma N_H} \cdot (PL + GAUSS)$	$e^{-\sigma N_H} \cdot (PLFD + GAUSS)$
Energiebereich [keV]		4–18	4–25
α		1.11	0.99
N_a	[ph/(s keV cm^2)]	0.24	0.19
N_H	[cm^{-2}]	3.03	1.34
E_{cut}	[keV]	-	25.8
E_f	[keV]	-	3.0
N_{Fe}	[ph/(s keV cm^2)]	$5.3 \cdot 10^{-3}$	$6.8 \cdot 10^{-3}$

engere Kurve als das Modell mit *cutoff*. Aus der Tatsache, daß die beiden Modelle etwas unterschiedlich verlaufen, wird deutlich, daß der hier verwendete Fermi-Dirac-*cutoff* seine Wirkung auch schon bei Energien unterhalb von E_{cut} entfaltet.

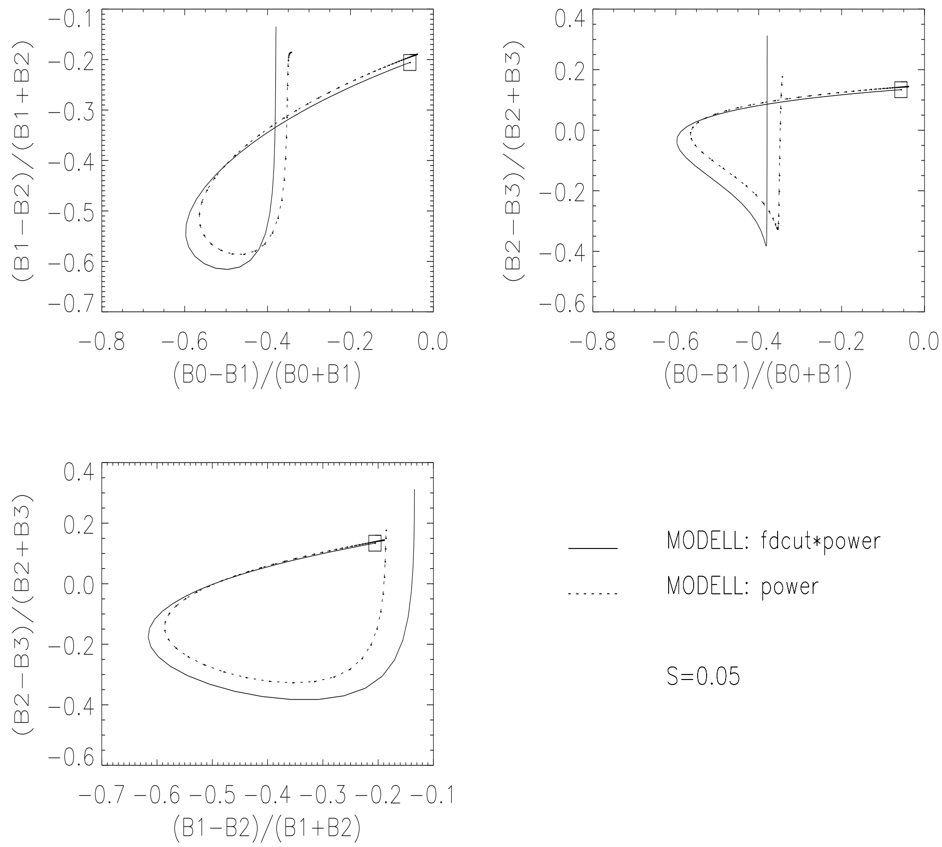


Abbildung 7.13: Vergleich der Kontinua PLFD und PL im Farb-Farb-Diagramm für die Parameter aus Tabelle 3.2 und $S = 0.05$

Um bei möglichst einfachen Modellen zu bleiben, wird im weiteren auf den *cutoff* verzichtet. Im Einklang mit den Untersuchungen der 16 s-Spektren zwischen 4 und 18 keV bildet die Grundlage der Farb-Farb-Modelle also ein Zwei-Komponenten-Modell aus Potenzgesetz und Gaußlinie. Die getesteten Modelle unterscheiden sich in der Definition der Normierungen und

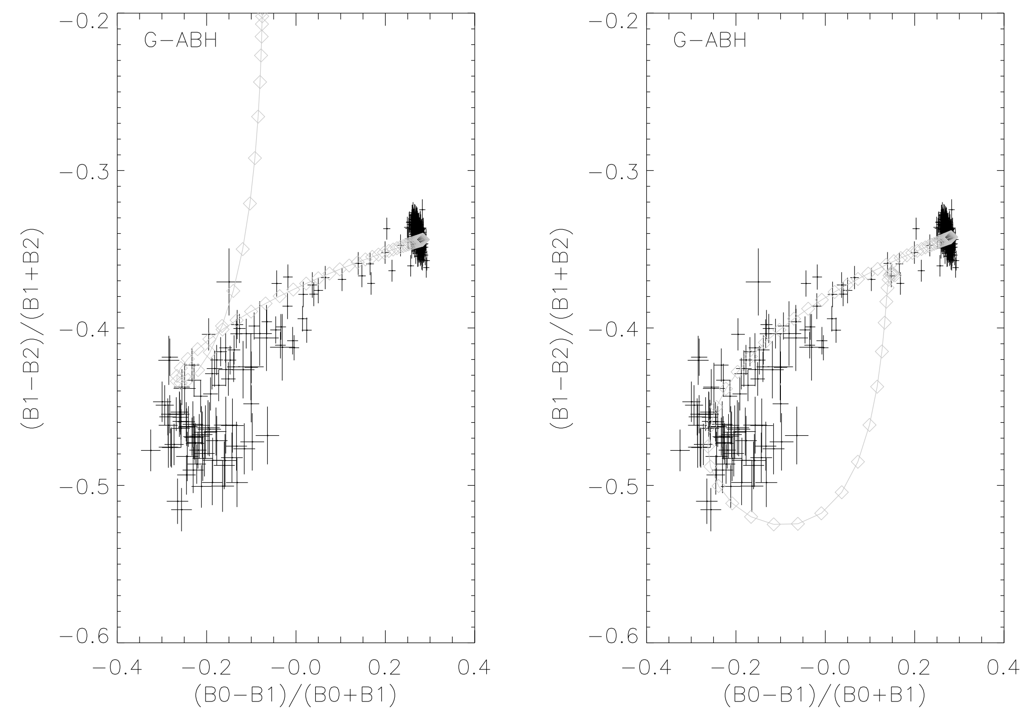


Abbildung 7.14: Diagramm FII–FI für den *bestfit* der Modelle G-UN (links) und G-ABH (rechts) an Beobachtung #1, 32 Sekunden Auflösung.

der Art und Weise, wie Potenzgesetz und Eisenlinie bei der Absorption verknüpft werden.

Die verwendeten Ansätze werden in Tab. 7.8 vorgestellt. G-UN ist ein Modell, bei dem nur das Kontinuum absorbiert ist (<u>G</u>außlinie <u>un</u>absorbiert. In G-ABH besitzt auch die Linie sowohl einen unabsorbierten als auch einen absorbierten Teil, die Normierungen des Kontinuums und der Linie sind aber voneinander <u>abh</u>ängig. Eine Verallgemeinerung mit <u>sep</u>arat vom Kontinuum absorbierter Gaußlinie stellt Modell G-SEP dar. Schließlich wurde noch ein Ansatz gewählt, bei dem die <u>Norm</u>ierungen von N_{H} abhängen (G-UN-ABHNORM). Diese Wahl liegt in Hinblick auf die Ergebnisse der Spektraluntersuchungen nahe. Da dieses Modell sehr komplex ist, wurde auf die Absorption der Eisenlinie verzichtet.

Die Anpassung der Kurven an die Datenpunkte im Farb-Farb-Diagramm erfolgte durch Variation der in Spalte 3 der Tab. 7.8 genannten Normierungen. Für jeden Schritt bei dieser Variation wurde die Größe

$$\chi^2 = \sum_{j=0}^{2} \sum_{i=0}^{N} \left[\left(\frac{\Delta x_i}{\sigma_{xi}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta y_i}{\sigma_{y_i}} \right)^2 \right] \tag{7.9}$$

berechnet. Der Ausdruck unter der Doppelsumme stellt den minimalen Abstand des Punktes i zur Kurve dar, der mit dem aus Fehlerfortpflanzung bestimmten Fehler des Datenpunktes gewichtet wurde. Nach Aufsummieren dieser Abstände für die Datenpunkte $i = 0, \ldots, N$ in allen drei Farb-Farb-Diagrammen (j=0, 2) definiert derjenige Parameterwert den *bestfit*, bei dem χ^2 minimal wird. Durch die relativ große Streuung der Daten kann es zu Fehlzuordnungen kommen. Dies ist vor allem im Schnittbereich der Kurve mit sich selbst zu erwarten.

Ein besonderes Merkmal des Farb-Farb-Diagramms von #1 ist die Häufung von Datenpunkten in allen Diagrammen oben rechts (siehe z.B. Abb. 7.14). Diese Punktwolke stellt den außerhalb des *dips* liegenden Anteil der Beobachtung dar. Anhand dieser Gruppe von Ereignissen kann die Richtigkeit der Modellannahmen folgendermaßen überprüft werden: Wie

Tabelle 7.8: Modelle für die Daten im Farb-Farb-Diagramm.

Name	analyt. Form	freie Parameter
G-UN	$\mathrm{e}^{-\sigma N_{\mathrm{H}}} \cdot N_{\mathrm{a}} E^{-\alpha} + S \cdot N_{\mathrm{a}} E^{-\alpha} + \mathrm{GAUSS}$	S
G-ABH	$\mathrm{e}^{-\sigma N_{\mathrm{H}}} \cdot (N_{\mathrm{a}} E^{-\alpha} + \mathrm{GAUSS}) + S \cdot (N_{\mathrm{a}} E^{-\alpha} + \mathrm{GAUSS})$	S
G-SEP	$\mathrm{e}^{-\sigma N_{\mathrm{H}}} \cdot ((1 - A1) \cdot N_{\mathrm{a}} E^{-\alpha} + (1 - A2) \cdot \mathrm{GAUSS}) + A1 \cdot N_{\mathrm{a}} E^{-\alpha} + A2 \cdot \mathrm{GAUSS}$	$A1$, $A2$
G-UN-NHNORM	$\mathrm{e}^{-\sigma N_{\mathrm{H}}} \cdot ((1 - A1) \cdot (A + B \cdot N_{\mathrm{H}}) E^{-\alpha}) + A1 \cdot (A + B \cdot N_{\mathrm{H}}) E^{-\alpha})$ $+(C + D \cdot \log(N_{\mathrm{H}})) \cdot \mathrm{GAUSS}$	$A1$

bereits erwähnt, werden die Parameter α, $N_{\rm a}$, $N_{\rm Fe}$, $\sigma_{\rm Fe}$ und $E_{\rm Fe}$ bei der Analyse als bekannt vorausgesetzt. Am naheliegendsten ist es, den Wert dieser Parameter aus demjenigen Nicht-*dip*-Bereich zu bestimmen, der dem *dip* am nächsten liegt. Es wurde daher der Orbit Nr. 3 von Beobachtung #1 herangezogen, für dessen Spektrum ein einfaches Modell mit Potenzgesetz und Eisenlinie ohne jegliche Absorption die *bestfit*-Werte $\alpha = 1.04$, $N_{\rm a} = 0.198$, $N_{\rm Fe} = 0.006$, $\sigma_{\rm Fe} = 0.46$ und $E_{\rm Fe} = 6.7$ liefert. Für verschwindende unabsorbierte Norm (S,$A1$ und $A2$=0) und $N_{\rm H} = 0$ müssen die mit den obigen Parametern aus den Modellen von Tab. 7.8 errechneten Farben mitten in der Punktwolke liegen, da dann $e^{-\sigma N_{\rm H}} \simeq 1$ ist, und das Spektrum genau die Form hat, die dem *bestfit* aus der Spektralanpassung der Daten von Orbit Nr. 3 entspricht. Anders ausgedrückt: die Modellkurve beginnt mit kleinen $N_{\rm H}$ bei den in einem diffusen Punkt konzentrierten Daten des Nicht-*dip*-Bereichs und läuft dann in Richtung negativerer Farbwerte los. Die Entscheidung, alle Parameter bis auf das Verhältnis zwischen absorbiertem und unabsorbiertem Anteil festzuhalten, wird so nachträglich gerechtfertigt, da beispielsweise eine Veränderung von α um ± 0.1 die Kurve bei $N_{\rm H} = 0$ deutlich aus der Punktwolke herausschiebt. Allein für Modell G-UN-NHNORM ist dieser Vergleich wegen der gleich zu besprechenden zusätzlichen Normierungen A, B, C und D nicht möglich.

Variation des Parameters S bei den Modellen G-UN und G-ABH zeigt, daß ein χ^2-Minimum im Parameterbereich $0.0\ldots0.1$ liegt. Für $S > 0.1$ setzt sich der in Abb. 7.12 geschilderte Trend fort, die Kurve wird immer enger und entfernt sich vor allem von den Meßpunkten im unteren linken Bereich der Diagramme. Das beste Fit-Ergebnis (kleinste χ^2) wird für G-UN bei $S = 0.07$, für G-ABH bei $S = 0.05$ erreicht, kann jedoch schon durch optischen Vergleich zwischen Daten und Modell nicht als befriedigend empfunden werden (siehe Abb. 7.14). Zu den in Abb. 7.14 dargestellten Punkten ist zu bemerken, daß die Lichtkurven gebinnt wurden, indem über je zwei benachbarte Ereignisse gemittelt wurde. Dadurch wird zwar die Auflösung von 16 Sekunden auf 32 Sekunden heruntergesetzt, die Unsicherheiten der Datenpunkte werden aber kleiner. Anstelle der 830 Datenpunkte befinden sich also nur 415 im Diagramm.

Während bei G-UN im Diagramm FII–FI (Abb. 7.14 links) auffällt, daß das Modell eine zu enge Schleife zieht, schwingt das untere Ende der Modellkurve in G-ABH (Abb. 7.14 rechts) zu weit aus. Dies legt die Vermutung nahe, daß die Wirklichkeit zwischen diesen beiden Modellen liegt. Modell G-SEP erlaubt durch die Einführung einer neuen Normierungskonstanten $A2$ eine vom Kontinuum unabhängige Absorption der Gaußlinie. Die neue Definition, bei der $A1$ und $A2$ auch im absorbierten Anteil auftreten, erlauben zudem eine einfachere Interpretation: Die gesamte Intensität des Potenzgesetzes ist wie im Spektralfit $N_{\rm a}$, die der Eisenlinie $N_{\rm Fe}$. $A1$ bzw. $A2$ geben unmittelbar den prozentualen Anteil der unabsorbierten Komponente an, $(1-A1)$ bzw. $(1-A2)$ den der absorbierten Komponente. $A1$ wird wie bisher S von $0.0\ldots0.1$ variiert. Für $A2$ wird ein größerer Wertebereich erlaubt ($0.0\ldots1.0$), da $A2 > A1$ physikalisch sinnvoll ist, und nach den Ergebnissen von G-UN und G-ABH geradezu erwartet wird. Die Interpretation eines Modells, bei dem von der Linie ein kleinerer Anteil absorbiert wird als vom Kontinuum ist naheliegend: Die Linie wird in einem ausgedehnten Gebiet erzeugt und nicht direkt an der Quelle der Kontinuumsstrahlung, so daß die absorbierende Wolke das Emissionsgebiet nur teilweise verdeckt.

Das *bestfit*-Ergebnis von Modell G-SEP ist in den Abb. 7.15 (Beobachtung #1) und Abb. 7.16 (Beobachtung #2) zusammen mit dem entsprechenden *bestfit* von G-UN-NHNORM abgebildet. Die analytische Form des letzteren Modells wurde motiviert durch die in den Korrelationsplots beobachtete Abhängigkeit der Gesamtintensität (tot) und der Eisenlinien-Intensität ($N_{\rm Fe}$) von der Säulendichte. Der Zusammenhang zwischen 'tot' und $N_{\rm H}$ wurde an anderer Stelle bereits ausführlich diskutiert. Es handelt sich um eine lineare Beziehung: $\mathrm{tot} = A + BN_{\rm H}$. An die aus den 16 s-Spektralfits gewonnene Abhängigkeit $N_{\rm Fe} = f(N_{\rm H})$ kann eine logarithmische Funktion der Form $N_{\rm Fe} = C + D\log(N_{\rm H})$ gefittet werden. Für beide *dip*-Beobachtungen werden diese Anpassungen separat durchgeführt. Das graphische Ergebnis ist in Abb. 7.17 zu sehen. Die *bestfit*-Werte der Parameter A bis D sind in Tab. 7.9 aufgelistet.

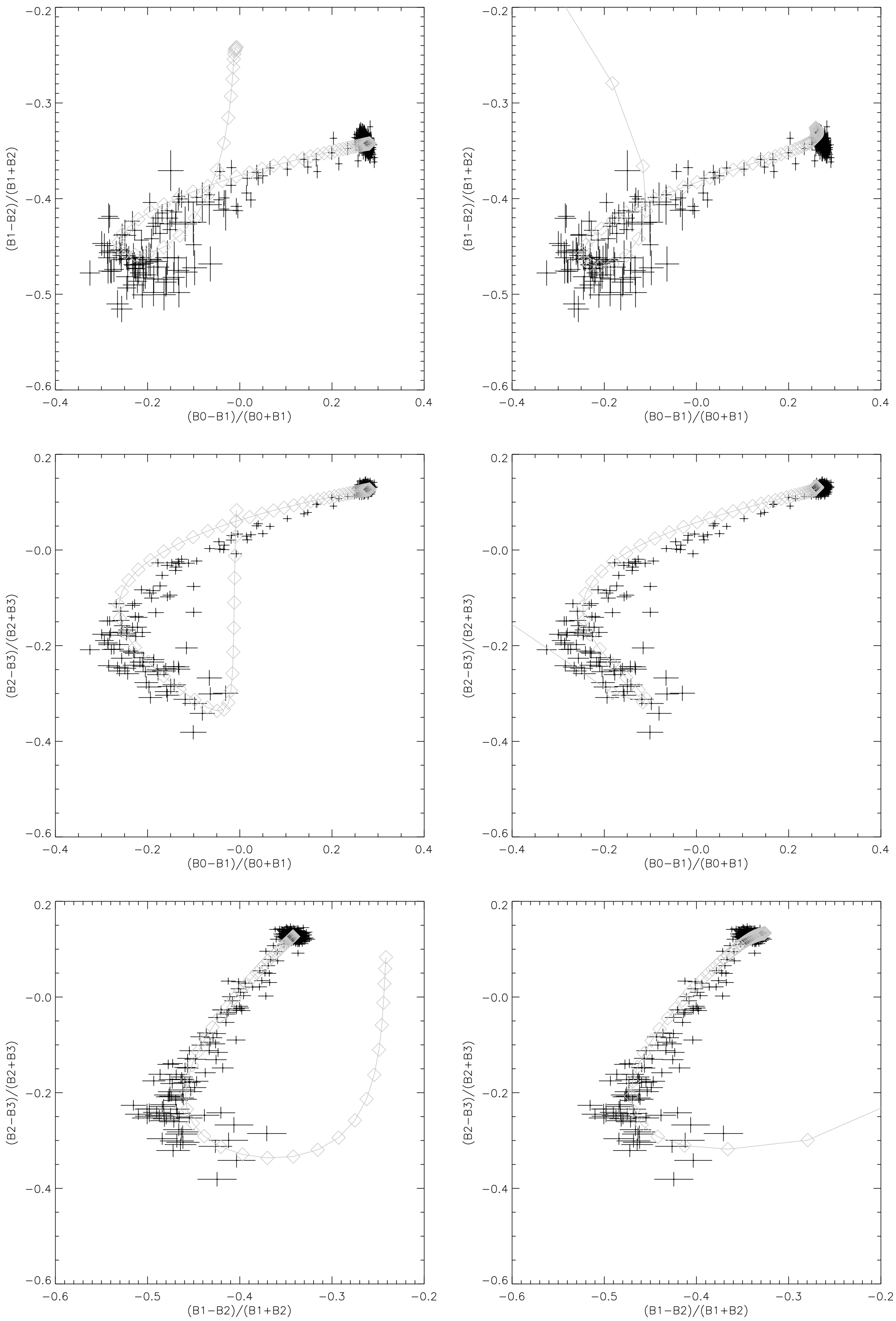


Abbildung 7.15: Vergleich zwischen dem *bestfit* Ergebnis der Modelle G-SEP (links) und G-UN-NHNORM (rechts) für Beobachtung #1. Die *bestfit* Werte der freien Parameter sind: $A1 = 0.06$, $A2 = 0.6$ (G-SEP) und $A1 = 0.06$ (G-UN-NHNORM).

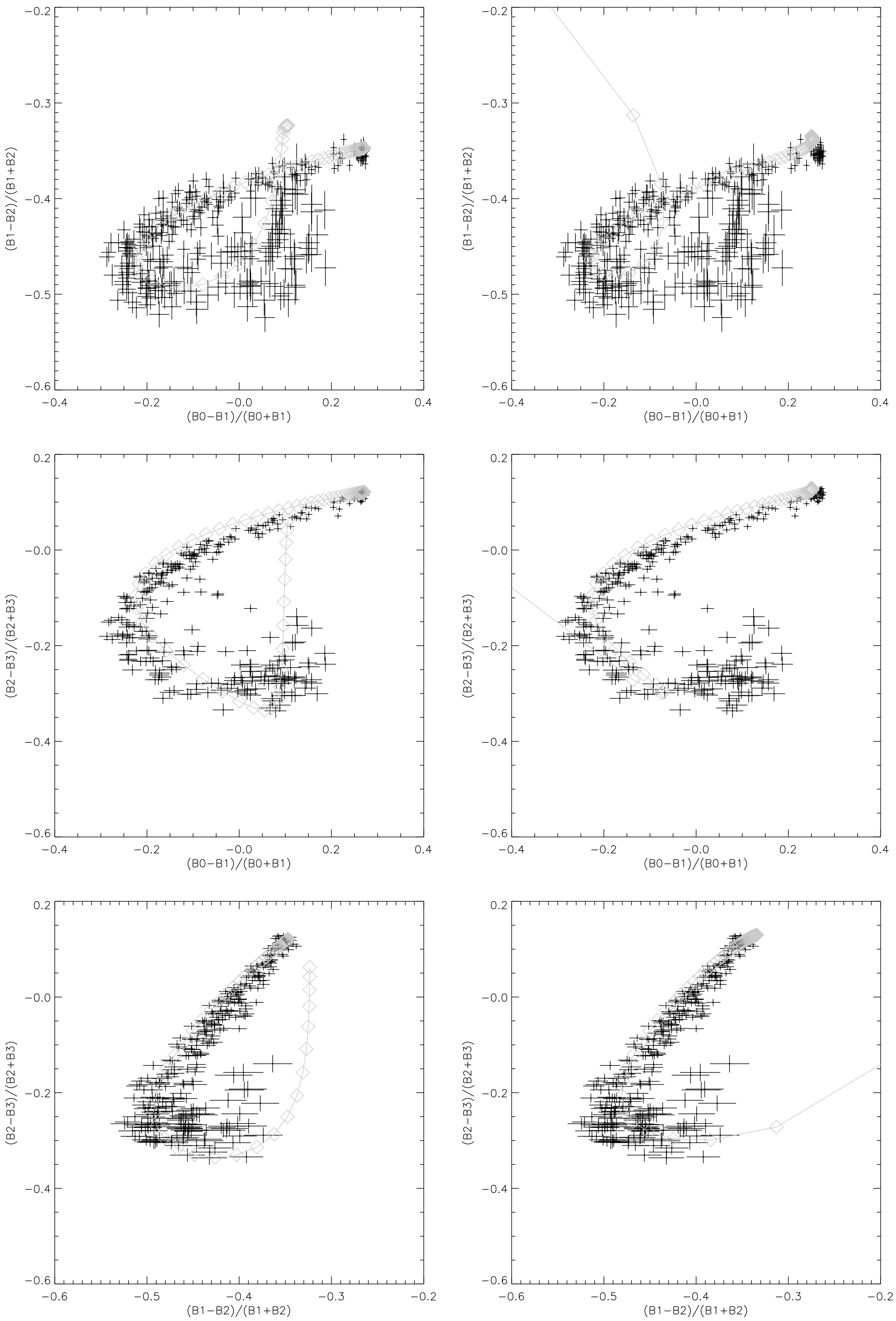


Abbildung 7.16: Vergleich zwischen dem *bestfit* Ergebnis der Modelle G-SEP (links) und G-UN-NHNORM (rechts) für Beobachtung #2. Die *bestfit* Werte der freien Parameter sind: $A1 = 0.07$, $A2 = 0.3$ (G-SEP) und $A1 = 0.08$ (G-UN-NHNORM).

Tabelle 7.9: N_{H}-Abhängigkeit der Normierungen im Modell G-UN-NHNORM.

	Parameter	Einheit	#1	#2
Potenzgesetz	A	$[\mathrm{ph/(s\,keV\,cm^2)}]$	0.21112	0.19970
	B	$[\mathrm{ph/(s\,keV\,cm^2)}]$	$-7.68 \cdot 10^{-26}$	$-6.65 \cdot 10^{-26}$
Fe-Linie	C	$[\mathrm{ph/(s\,keV\,cm^2)}]$	0.06739	0.06608
	D	$[\mathrm{ph/(s\,keV\,cm^2)}]$	-0.00273	-0.00268

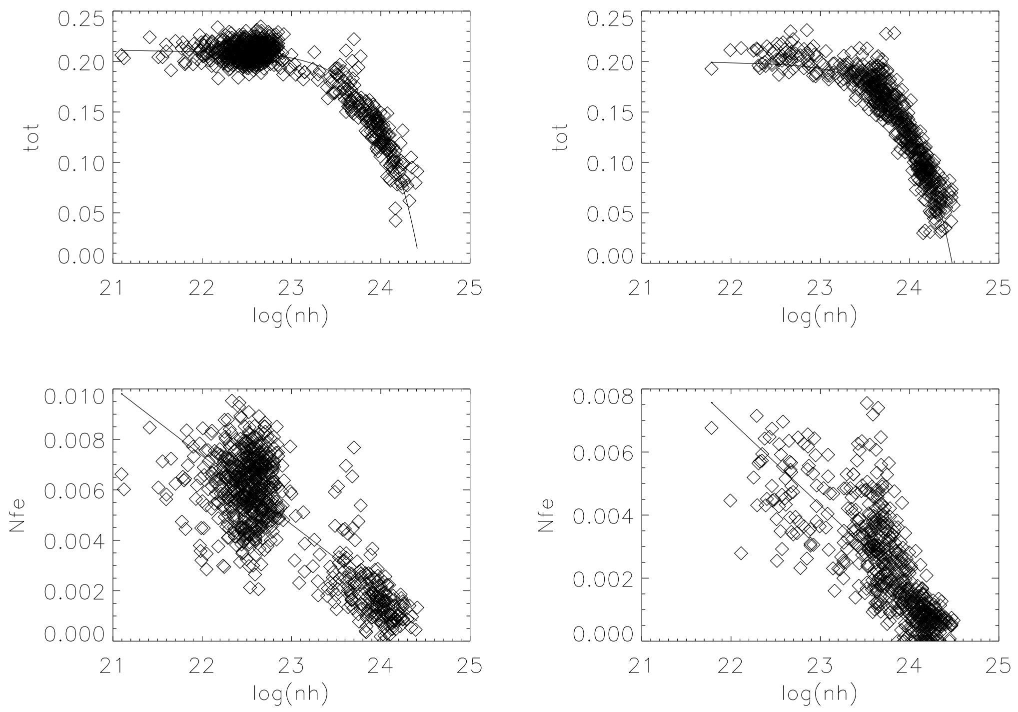


Abbildung 7.17: Korrelation zwischen Gesamtintensität des Potenzgesetzes bzw. Eisenemissionslinien-Intensität und Säulendichte. Die angepaßten Funktionen sind im Text beschrieben.

Diese Werte für A, B, C und D wurden in Modell G-UN-NHNORM übernommen. Dort existiert also nur ein freier Fitparameter, $A1$.

Eine Schwäche des Modells G-UN-NHNORM liegt im Verhalten für große Säulendichten. Die Normierungen 'tot' und N_{Fe} werden schon bei N_{H}-Werten von ca. $10^{24.3}\,\mathrm{cm}^{-2}$ negativ. Dieser Sachverhalt entzieht sich jeglicher physikalischen Interpretation. Das Problem kann künstlich beseitigt werden, indem in den betreffenden Fällen die Normierungen auf 0 gesetzt werden. Dies bedeutet aber, daß bei dem kritischen Wert für die Säulendichte das gesamte Spektrum 'verschluckt' wird — eine Hypothese, die durch die Daten zumindest nicht widerlegt wird, da die Spektralanalyse (siehe Abb. 7.7) zeigte, daß keine wesentlich größeren N_{H}-Werte vorkommen.

Die Betrachtung der Farb-Farb-Diagramme hat letztlich dasselbe Ziel wie schon die der 16 s-Spektren: die Beschreibung der zeitlichen Entwicklung der Säulendichte. Es wurde bereits erklärt, wie der Abstand zwischen Daten- und Kurvenpunkten bestimmt wurde. Auf dieselbe Weise kann jedem Meßpunkt der N_{H}-Wert des nächstliegenden Kurvenpunktes zugeordnet werden. Dies ist allerdings an den Stellen, wo Fehlzuordnungen auftreten, problematisch. Da diese Methode der N_{H}-Bestimmung an jedem Farb-Farb-Diagramm separat vorgenommen

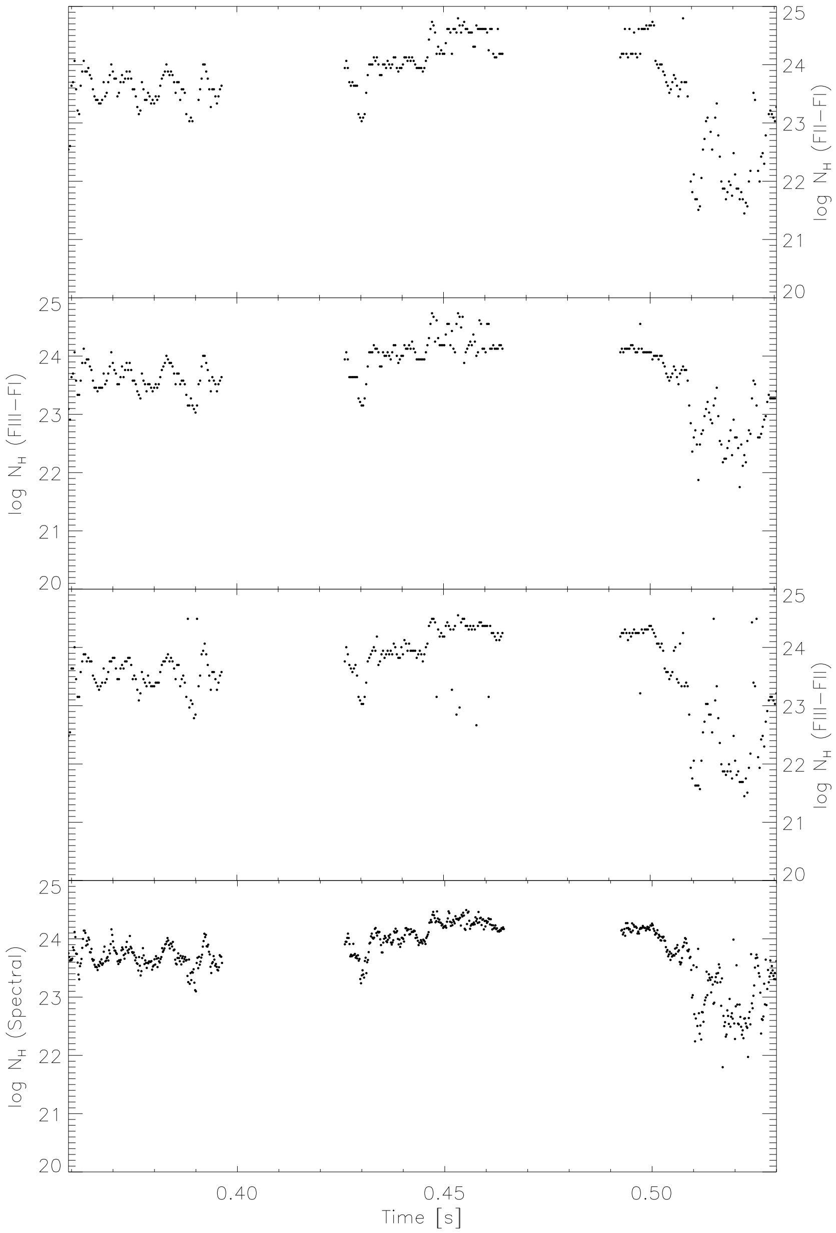


Abbildung 7.18: Zeitentwicklung der Säulendichte in Beobachtung #2 wie sie aus den Farb-Farb-Diagrammen für Modell G-SEP gefunden wird.

wird, liefert das Verfahren für ein beliebiges Modell insgesamt drei Funktionen $N_{\mathrm{H}}(t)$. Diese werden in Abb. 7.18 am Beispiel der Anwendung von Modell G-SEP auf Beobachtung #2 miteinander verglichen. Abgesehen von den erwähnten Schwierigkeiten fällt dieser Vergleich positiv aus, da die Funktionen aus allen drei Farb-Farb-Diagrammen dieselben Grundstrukturen zeigen.

7.5 Vergleich der Ergebnisse

Der zeitliche Verlauf der Säulendichte im *dip* wurde durch zwei unabhängige Methoden untersucht. Das Ergebnis aus den Farb-Farb-Diagrammen(Abschnitt 7.4) ist konsistent mit demjenigen aus der spektralen Analyse (Abschnitt 7.3). Diese Übereinstimmung ist in Abb. 7.19 veranschaulicht. Hier wird neben dem aus den Spektralfits gefundenen Verlauf von $N_{\mathrm{H}}(t)$ der Median aus den drei Funktionen $N_{\mathrm{H}}(t)$ der Farb-Farb-Diagramme gezeigt. Die Verwendung des Medians anstelle des Mittelwerts gewährleistet, daß Fehlzuordnungen, die nur in einem der drei Diagramme auftreten, eliminiert werden. Im unteren Teil von Abb. 7.19 ist die relative Abweichung der mit den verschiedenen Methoden gewonnenen Säulendichten dargestellt. Diese ist für kleine N_{H}-Werte größer, da dann die Bestimmung des N_{H}-Wertes, wie in Abschnitt 7.3 geschildert wurde, ungenauer wird. Sie bleibt jedoch unterhalb von 6%. Für *dip*-Bereiche mit sehr hohen N_{H}-Werten ist die relative Abweichung zwischen den Ergebnissen der beiden Methoden kleiner als 2%. Diese Übereinstimmung zeigt, daß sowohl direkte Spektralfits als auch die Modellierung von Farb-Farb-Diagrammen eine zuverlässige Bestimmung des Zeitverhaltens der Säulendichte erlauben.

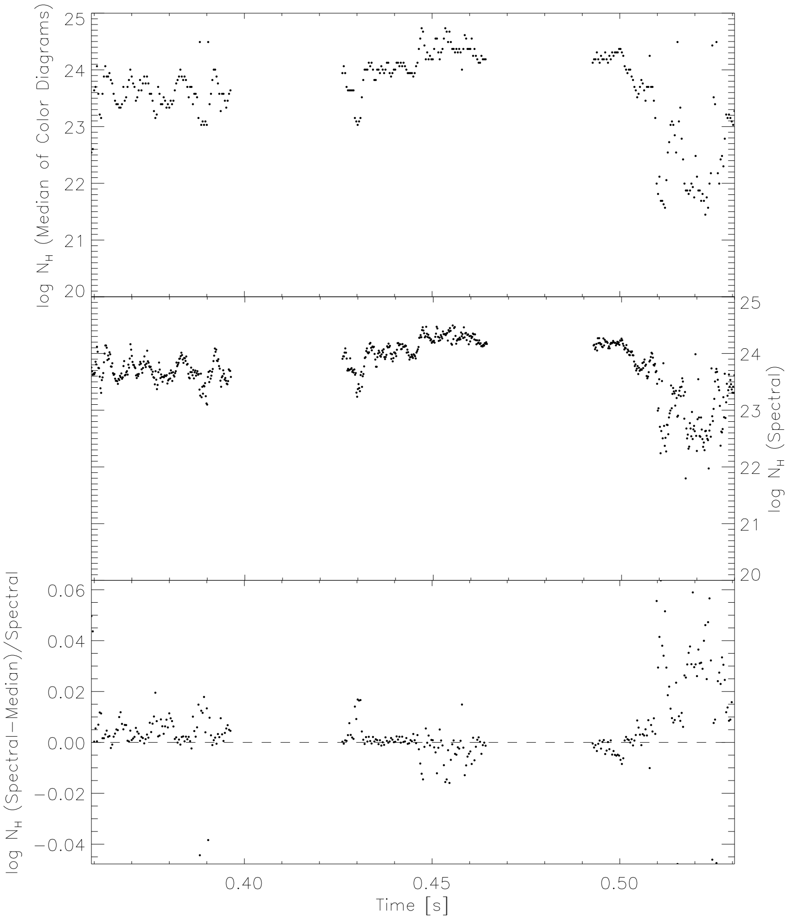


Abbildung 7.19: Zeitentwicklung der Säulendichte in Beobachtung #2. Vergleich der spektralen Methode mit dem Farb-Farb-Diagramm-Modell G-SEP. Nähere Erläuterung siehe Text.

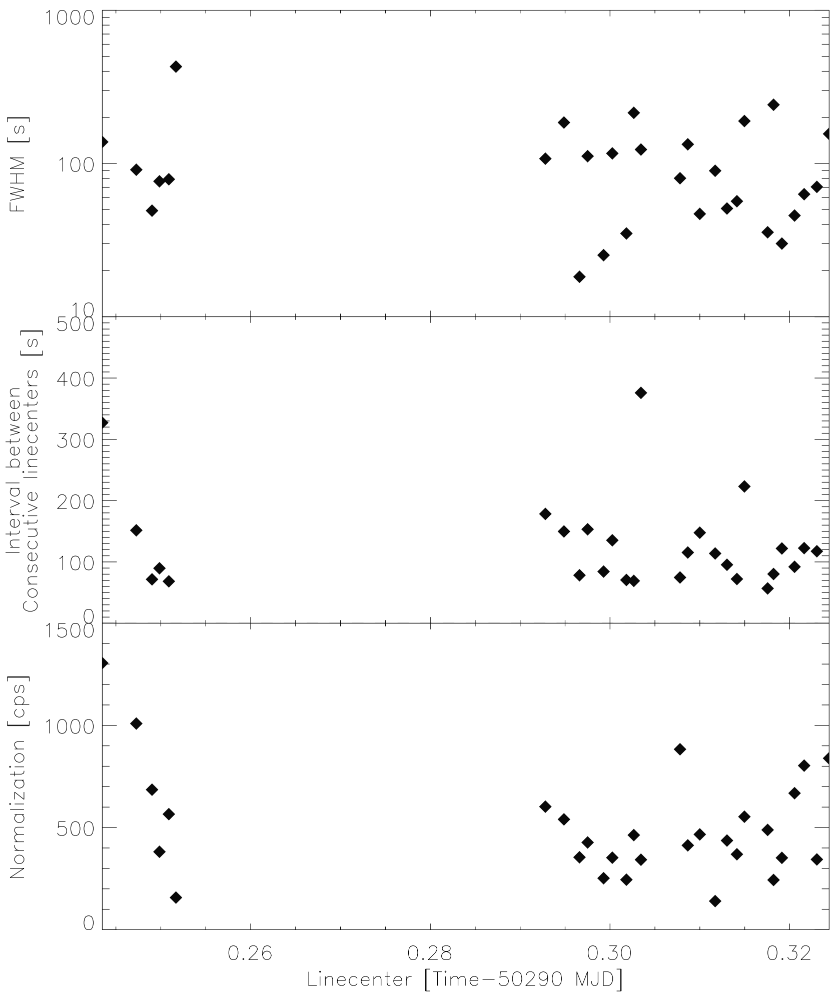


Abbildung 7.20: Parameter der Gaußkurven zur Modellierung der *dip*-Lichtkurve von Beobachtung #1. Zur Beschreibung des Untergrunds verwendete, breite Gaußkurven, deren Parameter beim Fit festgehalten wurden, sind nicht dargestellt. Zur genauen Definition der Parameter siehe Anhang E.

7.6 *Dip*-Profile

In der Einleitung zu diesem Kapitel wurde bereits darauf hingewiesen, daß die Lichtkurve Informationen über die Form und Struktur des absorbierenden Materials enthält. Zur Untersuchung dieses Sachverhalts ist allerdings eine bessere Zeitauflösung als die bisher verwendete 16 Sekunden-Basis nötig. Es wurde daher auf den GOOD XENON Mode zurückgegriffen, in dem Lichtkurven mit 2 Sekunden Auflösung erzeugt wurden. Da im folgenden nur noch der *dip*-Bereich der Beobachtungen #1 und #2 eine Rolle spielt, und dort alle Detektoren eingeschaltet waren, kann hier im Gegensatz zu den vorigen Betrachtungen die Detektoreinheit Nr. 3 ohne Einschränkungen an der Analyse beteiligt werden.

Der Verlauf des *dip*-Bereichs der Lichtkurve von Beobachtung #1 wurde durch eine Überlagerung von Gaußprofilen modelliert. Das Ergebnis ist in Abb. 7.21 dargestellt. Zur Vereinfachung des Fit-Prozesses wurde der *dip*-Bereich von Beobachtung #1 in drei Abschnitte unterteilt, die dann separat untersucht wurden. Zwischen Abschnitt 1 und 2 (Abb. 7.21 (a) und (b)) liegt eine Beobachtungslücke wegen einer Erdokkultation. Die Abschnitte 2 und 3 schließen direkt aneinander an. In der oberen Hälfte der Abbildungen 7.21 sind jeweils die einzelnen Fitfunktionen dargestellt. Diese Absorptionsprofile wurden auf einen als konstant

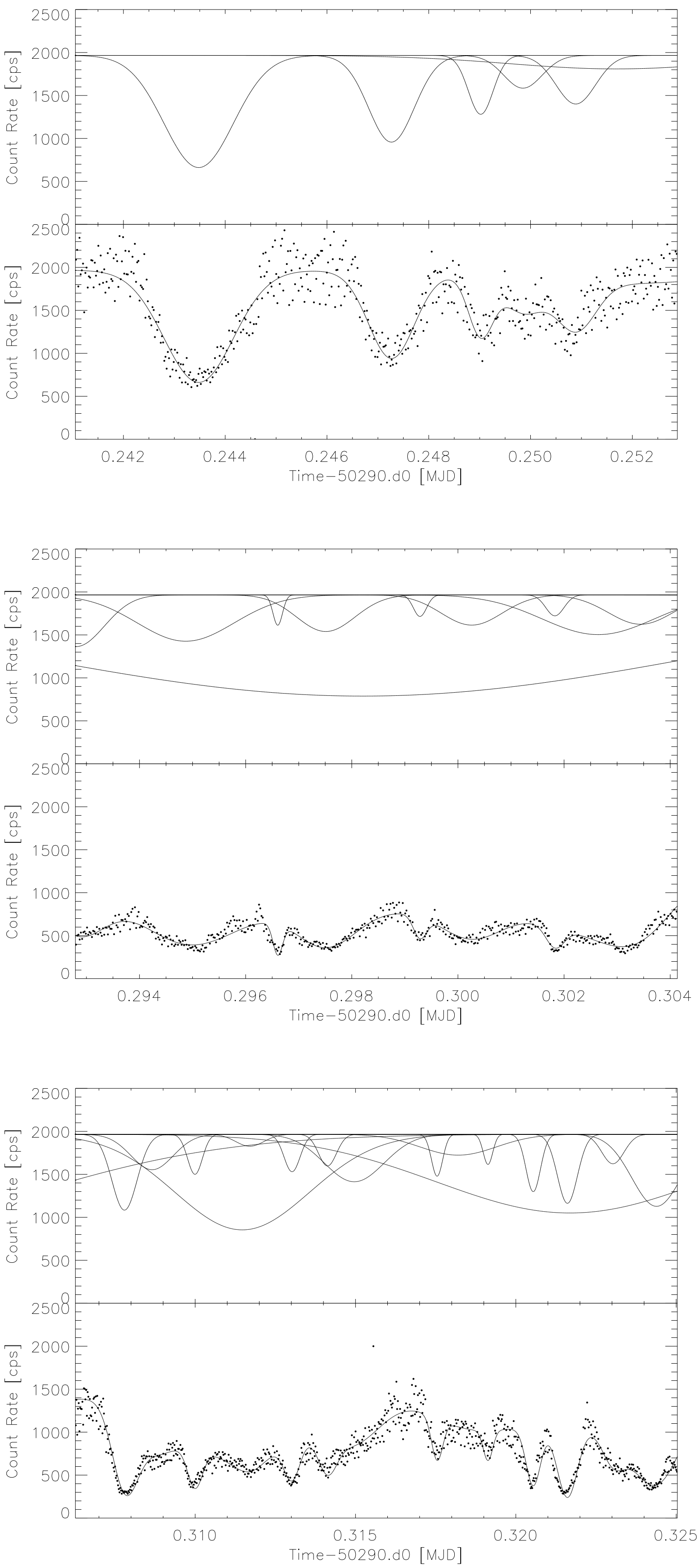


Abbildung 7.21: Modellierung der *PCA*-Lichtkurve von Beobachtung #1 im *dip* durch Anpassung von Gaußfunktionen.

angenommenen Untergrund 1967 cts/s aufgesetzt. Der Untergrund entspricht der mittleren Zählrate in der Lichtkurve unmittelbar vor dem *dip*. Wie aus der Grafik erkennbar ist, beschreibt eine Überlagerung von Gaußkurven die Strukturen der Lichtkurve sehr gut.

Durch das Überlappen der Gaußfunktionen wird der unterschiedlichen Tiefe der *dip*-Strukturen Rechnung getragen. Dabei stellt jede Gaußfunktion einen absorbierenden Materieklumpen dar. Die Breite einer solchen Gaußkurve entspricht in diesem Sinne der Zeitdauer zwischen Einsetzen und Ende der Absorption durch eine einzelne Wolke, d.h. also der Zeitspanne, die vergeht, bis die Wolke vor dem Gesichtsfeld des Beobachters vorübergezogen ist (siehe auch Abb. 7.1). Die Überlappung der Gaußfunktionen beschreibt Intensitätsvariationen auf verschiedenen Zeitskalen. Solche Intensitätsschwankungen kommen durch Dichtefluktuationen innerhalb eines absorbierenden Klumpens oder durch Aufreihung mehrerer Klumpen auf der Sichtlinie zustande.

Die Parameter der an den *dip*-Bereich von Beobachtung #1 angepaßten Gaußkurven sind in Anhang E zusammengestellt und in Abb 7.20 graphisch veranschaulicht. Die breite Lücke in Abb. 7.20 entspricht der Erdokkultation zwischen Orbit 4 und 5. Die meisten *dip*-Strukturen haben eine Breite von $50 \ldots 200\,\mathrm{s}$ FWHM. Einige sehr breite ($\sim 1000\,\mathrm{s}$ FWHM) Kurven sind nötig, um den Untergrund zu modellieren, auf dem die Kurzzeitschwankungen (schmale Gaußprofile) aufsitzen. Diese breiten Strukturen wurden beim Fit-Prozeß fest vorgegeben und werden in Abb. 7.20 nicht gezeigt.

Zur Umrechnung der gemessenen Breiten der Gaußkurven in die tatsächliche Ausdehnung der Wolken entlang ihrer Bewegungsrichtung müßte die Position der Wolken im Doppelsternsystem, d.h. ihr radialer Abstand vom Neutronenstern, bekannt sein. Da dies nicht der Fall ist, kann für die Größe der Wolken nur eine Abschätzung gegeben werden, die man unter der Annahme erhält, die Bahn der Wolken befände sich am äußeren Scheibenrand. Für den in Tab. 4.1 genannten Wert für den äußeren Scheibenradius findet man eine Keplergeschwindigkeit von rund $258260\,\mathrm{m/s}$. Daraus erhält man für typische Breiten der Gaußkurven eine Länge von $0.03 - 0.17\,\mathrm{lt\text{-}s}$.

Macht man die weitere vereinfachende Annahme, daß die Wolken kugelförmige Gestalt haben, so kann der N_{H}-Wert, welcher zum Zeitpunkt des Linienzentrums der Gaußkurve gemessen wurde, dazu verwendet werden, die Dichte der betreffenden Wolke zu berechnen. Da die Rechnung aufgrund der vielen unbestätigten Annahmen nur eine grobe Abschätzung sein kann, genügt es, für die Säulendichte unabhängig von der zeitlichen Lage des Linienzentrums einen mittleren Wert von $10^{24}\,\mathrm{cm}^{-2}$ zu verwenden. Die Abschätzung liefert dann für die Materiedichte in den absorbierenden Wolken $(2-10)\cdot 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}$ oder $(0.3-1.6)\cdot 10^{-6}\,\mathrm{kg/m}^3$.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Die Spektralanalyse der *RXTE*-Beobachtung wurde durch zahlreiche technische Probleme verzögert. Bis März 1997 konnten *HEXTE*-Daten nicht verwendet werden, da keine Analyse-Software zur Verfügung stand. Dies stellte die Suche nach der Zyklotronresonanz und ihrer Harmonischen, welche eigentlich Hauptaufgabe dieser Arbeit sein sollte, vorübergehend wieder in den Hintergrund.

Es bot sich an, die hervorragende Zeitauflösung des *PCA* zu nutzen, um die periodischen Strukturen in der Röntgenlichtkurve von Her X–1 zu untersuchen. Daraus entwickelte sich die Bestimmung von Pulsperiode und aktuellen Bahnparametern, sowie die Berechnung einer neuen Bahnephemeride. Die langfristige Bahnperiodenverkürzung von Her X–1 wurde bestätigt. Aus der gemessenen Änderung der Bahnperiode kann unter bestimmten Modellannahmen ein Zahlenwert für die Massenübertragsrate abgeleitet werden. Durch Vergleich des Ergebnisses mit der aus der Röntgenleuchtkraft berechneten Akkretionsrate konnten Akkretionsmodelle überprüft werden. Die in dieser Arbeit gefundenen Werte für die Massenakkretionsrate stützen das koronale Windmodell und ein Modell mit konservativem Massenübertrag gleichermaßen, da für beide Fälle vernünftige Werte für die Massenübertragsrate berechnet werden.

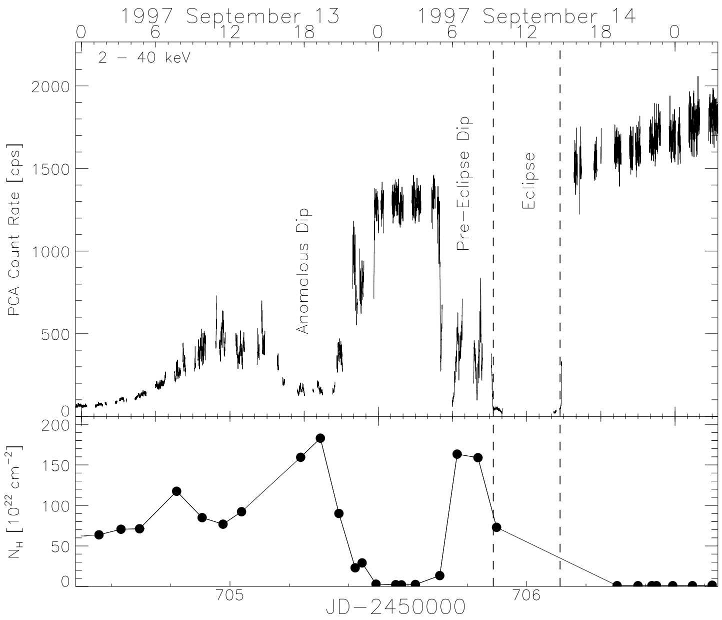


Abbildung 8.1: Der TURN ON von Her X–1 (Beobachtung vom September 1997)

In Anschluß an die Zeitanalyse von Kapitel 6 wurde mit der Untersuchung des *pre-eclipse dips* begonnen. Auch hier konnte wegen der Vernachlässigbarkeit der photoelektrischen Absorption für $E > 20\,\mathrm{keV}$ auf die Verwendung von *HEXTE*-Daten verzichtet werden. Durch direkte Spektralanalyse an Beobachtungsabschnitten von jeweils 16 Sekunden Länge ist eine Beschreibung des Zeitverhaltens der Säulendichte möglich. Der gefundene Verlauf $N_H(t)$ konnte durch eine unabhängige Methode, die Modellierung von Farb-Farb-Diagrammen, bestätigt werden.

Das in Kapitel 7 aufgestellte *dip*-Modell kann als Ausgangspunkt für eine weitere Untersuchung der Absorption im System Her X–1/HZ Her dienen. Von Interesse ist dabei nicht nur die Beobachtung weiterer *pre-eclipse dips*. Vielmehr sollte das Modell auch bei *anomalen dips* und im TURN ON gültig sein. Die Bestätigung dieser Vermutung wird in Kürze erfolgen, da eine neue *RXTE*-Beobachtung des TURN ON am 13./14. September 1997 vorgenommen wurde. In einer — bisher allerdings sehr oberflächlichen — Analyse des graduellen Intensitätsanstiegs bei dieser TURN ON-Beobachtung wurde festgestellt, daß die Säulendichte in der Tat das erwartete Verhalten zeigt: mit steigender Zählrate sinkt N_H (siehe Abb. 8.1). Wie aus Abb. 8.1 zu erkennen ist, ist die TURN ON–Beobachtung teilweise von *dips* durchsetzt. Dabei handelt es sich um einen *anomalen dip* und einen *pre-eclipse dip*.

In den *bestfits* der bisher an die Gesamtspektren (*HEXTE* und *PCA*) angepaßten Modelle wird eine Zyklotronabsorptionslinie bei $37\ldots41\,\mathrm{keV}$ gefunden. Die aus den oben genannten Gründen bisher wenig detaillierte spektrale Untersuchung (siehe Kapitel 5) sollte durch umfangreiche Analysen erweitert werden. Besonderes Augenmerk ist dabei auf die 2. Harmonische der Zyklotronresonanz zu richten. Wegen der in Kapitel 5 angesprochenen geringen Zählraten im Hochenergiebereich von *HEXTE* (die Linie wird bei ca. $80\,\mathrm{keV}$ erwartet) dürfte die eindeutige Detektion der Oberfrequenz schwierig werden.

(Puls-)Phasenaufgelöste Spektralfits sollten durchgeführt werden, um Aufschluß zu geben über eventuelle Variationen in der Linienlage und -stärke mit der Pulsphase. Schließlich lohnt ein Blick auf die Entwicklung des Pulsprofils im TURN ON.

Zusammenfassend festgestellt: Durch die neue TURN ON-Beobachtung wird es möglich, die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse zu überprüfen. Weitergehende Analysen sind insbesondere auf spektralem Gebiet nötig.

Anhang A

Pulsperiodenentwicklung

Nachfolgend sind historische Messungen der Pulsperiode von Her X–1 aufgelistet. Die Daten wurden u.a. der Arbeit von Kunz (1996) entnommen, wo die genaueren Referenzen aufzufinden sind. Ein neuer Punkt konnte hinzugefügt werden (siehe Kapitel 6).

JD-2440000	P_{spin}-1.237 s [μs]	Fehler [μs]	Referenz[1]
1258.800	820.644	0.051	1
1294.500	820.104	0.044	1
1311.500	819.521	0.340	1
1330.400	820.577	0.007	1
1366.400	820.592	0.010	1
1399.300	820.005	0.008	1
1423.700	818.866	0.030	1
1473.500	817.019	0.021	1
1507.550	815.472	0.011	1
1539.500	815.046	0.009	1
1576.500	815.121	0.013	1
1611.500	818.111	0.017	1
1645.500	817.817	0.045	1
1678.500	816.601	0.024	1
1713.500	815.339	0.018	1
1745.500	814.200	0.200	1
2483.000	796.000	8.000	1
2623.650	808.250	0.080	1
2656.760	806.541	0.006	1
2902.330	803.000	3.000	1
3177.200	813.000	5.000	1
3357.430	799.100	0.400	1
3390.000	796.600	0.004	1
3390.990	796.300	0.700	1
3570.000	793.725	0.004	1
3737.500	794.019	0.007	1
3774.500	794.140	0.450	1
3951.030	791.325	0.006	1
4368.950	790.000	4.000	1
4370.950	792.000	1.000	1
4507.940	791.000	2.000	1
4767.550	792.000	3.000	1
5136.000	793.900	0.100	1
5478.500	794.220	0.010	1
5761.500	797.300	0.300	1

JD-2440000	P_{spin}-1.237 s [μs]	Fehler [μs]	Referenz[1]
5779.060	792.000	0.050	1
5798.500	792.300	0.200	1
5864.500	791.100	0.300	1
5938.500	791.500	0.170	1
6145.500	785.000	1.000	1
6180.500	787.000	2.000	1
6218.500	781.100	0.200	1
6989.450	768.000	1.400	1
7022.200	773.100	0.200	1
7303.520	773.000	14.000	1
7368.180	766.500	1.400	1
7442.370	765.000	0.300	1
7404.700	765.884	0.002	1
7646.500	757.973	0.007	1
7664.200	757.758	0.013	1
7682.900	759.653	0.003	1
8015.200	751.400	0.260	1
8101.000	750.046	0.004	1
8120.800	749.000	1.000	1
8479.400	744.060	0.090	1
8517.000	742.860	0.050	1
8653.500	745.500	0.700	1
8896.300	746.212	0.003	1
10007.000	735.630	0.810	2
10008.000	737.840	0.910	2
10009.000	736.260	1.000	2
10014.000	736.970	0.870	2
10046.000	737.570	0.450	2
10047.000	737.330	0.720	2
10048.000	736.130	0.730	2
10077.000	739.610	1.030	2
10078.000	740.370	1.110	2
10079.000	740.990	1.430	2
10080.000	740.420	0.690	2
10081.000	740.780	0.750	2

[1] Datenquelle: 1=Kunz,2=BATSE,3=XTE

JD-2440000	P_{spin}-1.237 s [μs]	Fehler [μs]	Referenz[1]
10082.000	740.110	0.770	2
10083.000	740.190	1.190	2
10113.000	740.300	1.000	2
10114.000	739.230	0.730	2
10115.000	739.060	0.730	2
10116.000	739.450	0.660	2
10148.000	738.600	0.850	2
10149.000	738.970	1.470	2
10150.000	738.100	0.630	2
10182.000	738.010	1.030	2
10183.000	738.930	0.720	2
10184.000	737.590	0.560	2
10217.000	736.010	1.070	2
10218.000	736.820	0.610	2
10221.000	737.080	0.870	2
10222.000	736.900	0.730	2
10223.000	736.000	1.600	2
10254.000	738.050	0.840	2
10255.000	738.030	0.650	2
10256.000	738.540	0.990	2
10257.000	737.570	1.220	2
10258.000	739.200	1.300	2
10286.000	739.390	0.880	2
10287.000	740.000	1.030	2
10288.000	740.440	0.810	2
10289.000	738.740	0.570	2
10290.000	739.700	0.620	2
10291.000	739.340	0.630	2
10291.159	739.511	0.019	3
10292.000	738.720	0.920	2
10322.000	736.230	1.350	2
10323.000	736.530	0.630	2
10324.000	738.180	0.830	2
10325.000	737.780	0.540	2
10326.000	738.560	0.730	2
10327.000	737.570	1.800	2
10328.000	737.400	1.300	2
10356.000	737.000	1.200	2
10359.000	737.520	1.180	2
10360.000	738.540	1.390	2
10361.000	737.750	0.790	2
10392.000	736.560	0.880	2
10393.000	735.500	0.530	2
10394.000	738.390	0.860	2
10395.000	737.270	0.690	2
10397.000	737.390	1.460	2
10426.000	734.510	1.160	2
10427.000	734.690	0.970	2
10428.000	734.610	0.760	2

JD-2440000	P_{spin}-1.237 s [μs]	Fehler [μs]	Referenz[1]
10429.000	735.040	0.760	2
10430.000	734.910	0.780	2
10431.000	735.910	0.870	2
10432.000	734.770	0.840	2
10461.000	734.380	0.730	2
10462.000	734.400	1.160	2
10463.000	732.590	0.740	2
10464.000	732.440	0.900	2
10465.000	734.090	0.680	2
10466.000	732.500	0.520	2
10467.000	733.920	0.780	2
10497.000	730.900	2.800	2
10498.000	731.700	2.800	2
10499.000	731.800	1.900	2
10531.000	733.000	1.600	2
10532.000	733.600	1.400	2
10535.000	732.200	0.580	2
10536.000	732.780	0.660	2
10537.000	731.170	1.120	2
10565.000	733.210	2.390	2
10566.000	733.660	1.020	2
10567.000	733.530	0.960	2
10568.000	732.650	0.680	2
10569.000	733.070	0.590	2
10570.000	732.190	0.660	2
10571.000	733.640	1.040	2
10572.000	734.040	1.170	2
10573.000	732.260	0.690	2
10601.000	731.400	1.800	2
10602.000	731.600	1.200	2
10606.000	730.700	1.350	2
10636.000	733.250	1.360	2
10637.000	732.370	1.410	2
10638.000	731.620	0.840	2
10672.000	732.400	3.700	2
10674.000	733.100	1.400	2
10675.000	731.100	1.200	2
10705.000	730.370	0.950	2
10706.000	729.480	0.710	2
10707.000	729.710	0.810	2
10708.000	729.420	0.930	2
10709.000	729.340	0.820	2
10710.000	728.410	1.030	2
10711.000	729.180	0.740	2
10712.000	728.620	1.200	2
10739.000	735.200	1.500	2
10740.000	730.800	0.900	2
10741.000	732.930	1.530	2
10742.000	733.300	1.410	2

Anhang B

Berechnung der Bahnphase

In den folgenden Rechenschritten wird die Ableitung von Gleichung (6.5) skizziert.

Es gilt für die Bahnperiode $P(t)$ zu beliebigem Zeitpunkt t:

$$P(t) = P(T) + \dot{P}_{\mathrm{orb}}(T) \cdot (t - T) \tag{B.1}$$

wobei T ein fester Bezugszeitpunkt ist, zu dem die Periode bekannt ist. Nach Bildung des Kehrwertes von Gleichung (B.1) und Erweitern mit dem Ausdruck $1/P(t)$ kann eine Taylor-Entwicklung durchgeführt werden. Dabei macht man sich zunutze, daß für kleine x in etwa

$$\frac{1}{1+x} \simeq 1 - x \tag{B.2}$$

gilt. Identifiziert man die Variable x mit dem Ausdruck $\dot{P}_{\mathrm{orb}}(T)/P(T) \cdot (t - T)$ in der umgeformten Gleichung (B.1), so erhält man nach der Taylor-Entwicklung

$$\frac{1}{P(t)} = \frac{1}{P(T)} - \frac{\dot{P}_{\mathrm{orb}}(T)}{P^2(T)}(t - T) \quad . \tag{B.3}$$

Durch die Ersetzung $1/P = \omega = d\Phi/dt$ kommt die Bahnphase Φ ins Spiel. Integriert man Gleichung (B.3) nach dieser Substitution über die Zeit von T bis t, so findet man

$$\Phi(t) - \Phi(T) = \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t}(T) \cdot (t - T) - \frac{1}{2}\frac{\dot{P}_{\mathrm{orb}}(T)}{P^2(T)}(t - T)^2 \quad . \tag{B.4}$$

Rücksubstitution von $1/P$ für die Zeitableitung der Bahnphase bringt die Gleichung auf die Form von Abschnitt 6.2.2, wenn die Anfangsphase $\Phi(T)$ auf Null gesetzt wird. Dies ist per definitionem der Fall für den Zeitpunkt $T_{\frac{\pi}{2}}$.

Anhang C

Lokale Bestimmung der Bahnparameter

Die nachfolgende Tabelle enthält historische Werte für die Bahnepoche $T_{\frac{\pi}{2}}$ von Her X–1, die in dieser Arbeit zur Neubestimmung der Bahnephemeride verwendet wurden. Die Daten wurden den Arbeiten von Deeter, Boynton & Pravdo (1981), Deeter et al. (1991) und Wilson et al. (1994) entnommen. Die in Klammern angegebenen Unsicherheiten sind $1\,\sigma$-Abweichungen und beziehen sich auf die letzten aufgeführten Stellen.

HIGH STATE		Orbitzyklus Nr.	Orbit Epoche(MJD)	Satellit
Nov.	1971	0	41259.368894(276)	UHURU
Dec.	1971	21	41295.072154(99)	UHURU
Dec.	1971	31	41312.074729(538)	UHURU
Jan.	1972	41	41329.075709(25)	UHURU
Feb.	1972	62	41364.779201(33)	UHURU
Mar.	1972	83	41400.482697(29)	UHURU
Apr.	1972	103	41434.486079(97)	UHURU
Jun.	1972	124	41470.189623(60)	UHURU
Jul.	1972	144	41504.193014(39)	UHURU
Aug.	1972	165	41539.896552(34)	UHURU
Sep.	1972	185	41573.899775(50)	UHURU
Oct.	1972	205	41607.903103(57)	UHURU
Nov.	1972	226	41643.606730(270)	UHURU
Dec.	1972	245	41675.909880(45)	UHURU
Jan.	1973	266	41711.613330(57)	UHURU
Aug.	1975	820	42653.506434(100)	OSO 8
Aug.	1977	1253	43389.679037(12)	OSO 8
Aug.	1978	1458	43738.213349(24)	HEAO–1
Mar.	1979	1582	43949.034243(13)	Einstein
Jun.	1982	2279	45134.051130(170)	Hakucho
Mai	1983	2481	45477.485113(44)	Tenma
Apr.	1989	3756	47645.198575(25)	Ginga
Mai	1989	3767	47663.900428(16)	Ginga
?	1993	4435	48799.612350(10)	BATSE

Anhang D

Massenübertrag und Periodenänderung

Es soll hier gezeigt werden, wie aus der beobachteten Bahnperiodenänderung $\dot{P}_{\rm orb}/P_{\rm orb}$ der Wert der Massenakkretionsrate $\dot{M}_{\rm acc}$ berechnet werden kann. Zwei Verfahren, denen unterschiedliche Modelle zugrundeliegen, werden verwendet: (1) konservativer Massenübertrag und (2) das koronale Windmodell. Weitere Ansätze werden in Abschnitt 4.3 angesprochen.

4.1 Konservativer Massenübertrag

Ausgehend von $J = I \cdot \Omega_{\rm kep}$ mit dem totalen Trägheitsmoment I und der Kepler-Frequenz $\Omega_{\rm kep}$ der Bahnbewegung findet man mit Hilfe des Schwerpunktsatzes und des 3. Keplerschen Gesetzes für den Gesamtdrehimpuls der Bahnbewegung:

$$J = M_{\rm x} \cdot M_{\rm opt} \cdot \sqrt{\frac{Ga}{M_{\rm tot}}}. \tag{D.1}$$

Hier sind G die Gravitationskonstante, a der Abstand der Schwerpunkte der Einzelmassen und $M_{\rm tot} = M_{\rm x} + M_{\rm opt}$ die Gesamtmasse von Her X–1 ($M_{\rm x}$) und seinem Begleiter ($M_{\rm opt}$).

Bildet man die logarithmische Ableitung von Gleichung (D.1), so folgt für den Zusammenhang zwischen der Änderung des Bahnradius und dem Massentransfer:

$$\frac{\dot{a}}{a} = -2 \cdot \frac{\dot{M}_{\rm opt}}{M_{\rm opt}} \cdot \left(1 - \frac{M_{\rm opt}}{M_{\rm x}}\right) \tag{D.2}$$

Dabei wurde Drehimpulserhaltung ($\dot{J} = 0$) und Massenerhaltung ($\dot{M}_{\rm opt} = -\dot{M}_{\rm x}$) benutzt. Aus Gleichung (D.2) sieht man sofort, daß bei Massenübertrag vom massiveren Objekt auf die leichtere Komponente die Bahn schrumpft, da dann die rechte Seite von Gleichung (D.2) negativ wird ($\dot{M}_{\rm opt} < 0$). Die in Kapitel 6 aus den Beobachtungen abgeleitete Periodenänderung ist negativ (Verkürzung der Bahnperiode) und steht in Einklang mit dem hier vorgeführten theoretischen Ergebnis, da der masseverlierende Begleiter HZ Her eine größere Masse hat als Her X–1 (siehe Tab. 4.1).

Aus dem 3. Keplerschen Gesetz in der Form $a = \text{const.} \cdot P^{2/3}$ ergibt sich wiederum durch logarithmisches Ableiten

$$\frac{\dot{a}}{a} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\dot{P}_{\rm orb}}{P_{\rm orb}} \tag{D.3}$$

Durch Kombination der beiden letzten Gleichungen erhält man schließlich den Zusammenhang zwischen Periodenänderung und Massenübertrag:

Tabelle D.1: Massentransferraten für die Grenzfälle von flacher und stark verbogener Akkretionsscheibe nach dem koronalen Wind-Modell.

Kontinuierliche Periodenänderung: $\frac{\dot{P}_{\rm orb}}{P_{\rm orb}} = -1.01 \cdot 10^{-8}$ 1/yr				
Scheibenform	$\dot{M}_{\rm w}$[M$_\odot$/yr]	y	$\dot{M}_{\rm acc} = -\dot{M}_{\rm x}$[M$_\odot$/yr]	$\dot{M}_{\rm opt}$[M$_\odot$/yr]
flach	$6.28 \cdot 10^{-9}$	1.95	$-6.59 \cdot 10^{-9}$	$1.29 \cdot 10^{-8}$
verbogen	$1.58 \cdot 10^{-8}$	2.42	$-1.11 \cdot 10^{-8}$	$2.69 \cdot 10^{-8}$

Abrupte Periodenänderung: $\frac{\Delta P_{\rm orb}}{P_{\rm orb}} = -1.67 \cdot 10^{-7}$ d/d				
Scheibenform	$\dot{M}_{\rm w}$[M$_\odot$/yr]	y	$\dot{M}_{\rm acc} = -\dot{M}_{\rm x}$[M$_\odot$/yr]	$\dot{M}_{\rm opt}$[M$_\odot$/yr]
flach	$6.28 \cdot 10^{-9}$	1.10	$-6.31 \cdot 10^{-8}$	$6.94 \cdot 10^{-8}$
verbogen	$1.58 \cdot 10^{-8}$	1.23	$-6.76 \cdot 10^{-8}$	$8.34 \cdot 10^{-8}$

$$\dot{M}_{\rm x} = -\dot{M}_{\rm opt} = \frac{1}{3}\frac{\dot{P}_{\rm orb}}{P_{\rm orb}} \cdot \frac{M_{\rm opt} M_{\rm x}}{M_{\rm x} - M_{\rm opt}} \tag{D.4}$$

Mit den in Tab. 4.1 gegebenen System-Parametern und der Periodenänderung von Tab. 6.3 lassen sich die Massenübertragsraten berechnen. Das Ergebnis ist $\dot{M}_{\rm opt} = -1.45 \cdot 10^{-8}$ M$_\odot$/yr (siehe auch Kapitel 6.7). Deutlich höher fällt die Akkretionsrate aus, wenn der in Kapitel 6.7 für abrupte Periodenänderung berechnete Wert verwendet wird ($\Delta P_{\rm orb} = -2.84 \cdot 10^{-7}$ d). Man findet dann aus Gleichung (D.4) $\dot{M}_{\rm opt} = -2.40 \cdot 10^{-7}$ M$_\odot$.

4.2 Koronales Windmodell

Das koronale Windmodell unterscheidet sich grundlegend vom obigen Modell, da das System sowohl Massen- als auch Drehimpulsverlust erleidet. Letzterer führt zum Schrumpfen der Bahnperiode.

Der Zusammenhang zwischen der relativen Periodenänderung und dem Massenverlust wurde von Ritter & Kolb (1992) abgeleitet:

$$\frac{\dot{P}_{\rm orb}}{P_{\rm orb}} = \frac{\dot{M}_{\rm opt}}{M_{\rm opt}} \cdot \frac{1}{1+q} \cdot \left[3\nu(1-\eta) + \frac{\eta}{q}(2q+3) - (3q+2)\right] \quad , \tag{D.5}$$

mit

$$q = \frac{M_{\rm x}}{M_{\rm opt}}, \quad \eta = -\frac{\dot{M}_{\rm x}}{\dot{M}_{\rm opt}}, \quad \nu = \frac{1}{q} + \frac{(M_{\rm opt} + M_{\rm x})^{3/2}}{M_{\rm opt} \cdot M_{\rm x}^{1/2}} \cdot \sqrt{\frac{r_{\rm a}}{a}} \quad .$$

Die Bezeichnungen der Parameter folgen denjenigen in Tab. 4.1, aus der auch die entsprechenden Zahlenwerte für das System Her X–1/HZ Her zu entnehmen sind.

Gleichung (D.5) enthält noch zwei Unbekannte: die Massenänderungen der beiden Systemkomponenten, $\dot{M}_{\rm opt}$ und $\dot{M}_{\rm x}$. Da abgesehen vom Wind kein weiterer Massenverlust stattfindet, sind diese beiden Größen über $\dot{M}_{\rm opt} = \dot{M}_{\rm w} + \dot{M}_{\rm x} = -y \cdot \dot{M}_{\rm acc}$ miteinander verknüpft. Es gilt weiterhin $\dot{M}_{\rm acc} = -\dot{M}_{\rm x}$. Die Windrate, $\dot{M}_{\rm w}$, hängt von der Neigung der Scheibe ab und kann für die Extremfälle einer flachen bzw. stark verbogenen Scheibe im Rahmen des koronalen Windmodells abgeschätzt werden. Man erhält dann für die Grenzwerte $\dot{M}_{\rm w} \geq 6.28 \cdot 10^{-9}$ M$_\odot$/yr (flache Scheibe) bzw. $\dot{M}_{\rm w} \leq 1.58 \cdot 10^{-8}$ M$_\odot$/yr (verbogene Scheibe) (Horn 1992). Unter Verwendung dieser Zahlenwerte kann Gleichung (D.5) nach dem Parameter y aufgelöst werden, der das Verhältnis zwischen Massenverlust von HZ Her und

Massenaufnahme von Her X–1 durch Akkretion beschreibt. Das Ergebnis ist in Tab. D.1 tabelliert.

4.3 Andere Ansätze

Im allgemeinen Fall folgt aus Gleichung (D.1)

$$\frac{\dot{J}}{J} = \frac{\dot{M}_{\mathrm{x}}}{M_{\mathrm{x}}} + \frac{\dot{M}_{\mathrm{opt}}}{M_{\mathrm{opt}}} - \frac{1}{3}\frac{\dot{M}_{\mathrm{tot}}}{M_{\mathrm{tot}}} + \frac{1}{3}\frac{\dot{P}_{\mathrm{orb}}}{P_{\mathrm{orb}}} \tag{D.6}$$

Die beobachtete Periodenänderung kann also auch durch Drehimpulsverlust und Massenverlust aus dem System zustandekommen.

Um bei kleineren als den aus Gleichung (D.4) berechneten Massentransferraten zu der beobachteten Periodenänderung zu kommen, werden in der Literatur Massenverlust durch den äußeren Lagrange Punkt L_2, sowie Massenverlust durch den Wind von einem magnetischen Begleiter (Deeter et al. 1991) diskutiert. Das Scheibenmaterial besitzt allerdings nicht genügend Drehimpuls, um zu L_2 angehoben zu werden, so daß die erste Möglichkeit unrealistisch scheint. Windverluste am Begleiter kommen eher in Frage, da laut Ruderman, Shaham & Tavani (1989) HZ Her einen Wind von der Größenordnung der akkretierten Masse besitzt. Bei zusätzlicher Anwesenheit eines Magnetfelds kann durch den Wind viel Drehimpuls weggetragen werden (Mestel 1968).

Anhang E

Zeitliche Lage einzelner Dips

Die folgenden Tabellen enthalten eine Zusammenstellung der Fitparameter für die in Kapitel 7 untersuchten einzelnen Dipstrukturen. Wie dort erläutert, wurde die Lichtkurve in drei Abschnitte unterteilt. Die Parameter der an die jeweiligen Abschnitte angepaßten Funktionen werden daher in separaten Tabellen aufgeführt.

Die gesamte *dip*-Lichtkurve von Beobachtung _000 wurde durch Gaußprofile der Gestalt

$$N \cdot e^{\frac{1}{2}\left(\frac{t-T}{\sigma}\right)^2} \tag{E.1}$$

beschrieben. Die Parameter einer jeden Gaußkurve sind die Normierung N, das Linienzentrum T und die Breite σ. In der tabellarischen Liste der Parameter ist anstelle der Varianz das *Full Width Half Maximum* (FWHM) angegeben. Zwischen den beiden Größen sind besteht der Zusammenhang: FWHM $= 2.35\,\sigma$. Die Normierung N entspricht der Tiefe des Intensitätseinbruchs in cts/s gemessen von der mittleren Zählrate (1967 cts/s) im Bereich unmittelbar vor dem *dip-ingress*. Das Linienzentrum wird in Sekunden angegeben, bezogen auf die zeitliche Lage der ersten gefitteten Kurve. Man beachte, daß die ersten drei Fitkurven von Tabelle 2 und Tabelle 3 identisch sind. Es handelt sich dabei um breite Gaußfunktionen, die zur Unterstützung des Untergrunds dienen (Erläuterungen siehe Text in Abschnitt 7.6) und die in beiden Fitbereichen Wirkung entfalten.

Tabelle E.1: Fit-Region 1:

Nr.	Norm N [cps]		Linienzentrum T [s]		Breite FWHM [s]	
1	1305.20947	0.12783	0.00000	0.01038	138.34143	0.02029
2	1009.10046	0.17954	327.19531	0.01346	91.11071	0.02216
3	685.53961	0.26191	478.84375	0.02201	49.26154	0.02382
4	381.42368	0.22388	550.49218	0.03591	76.52728	0.05075
5	565.81696	0.21072	640.15625	0.02519	78.93007	0.03640
6	157.47600	0.10987	708.57812	0.21634	429.05640	0.41405

Tabelle E.2: Fit-Region 2:

Nr.	Norm N [cps]		Linienzentrum T [s]		Breite FWHM [s]	
1	1178.63220	fixed	4728.69531	fixed	1299.37500	fixed
2	1113.15259	fixed	5874.32031	fixed	426.51562	fixed
3	916.71387	fixed	6757.09375	fixed	843.10937	fixed
4	602.40894	0.05017	4261.86718	0.00620	107.52809	0.01137
5	540.09589	0.02571	4440.25781	0.00595	185.11836	0.01141
6	354.45602	0.07173	4590.06250	0.01184	18.24022	0.00480
7	427.00845	0.03156	4668.32812	0.00654	111.64156	0.01064
8	251.99033	0.07321	4821.60156	0.01647	25.23599	0.00925
9	352.54211	0.03395	4905.89843	0.00800	116.42874	0.01385
10	244.90521	0.05390	5041.25000	0.01334	34.96706	0.01034
12	463.10309	0.02369	5111.84375	0.00884	214.32068	0.01649
11	342.75598	0.03227	5180.98437	0.01039	123.40063	0.01695

Tabelle E.3: Fit-Region 3:

Nr.	Norm N [cps]		Linienzentrum T [s]		Breite FWHM [s]	
1	1178.63220	fixed	4728.69531	fixed	1299.37500	fixed
2	1113.15259	fixed	5874.32031	fixed	426.51562	fixed
3	916.71387	fixed	6757.09375	fixed	843.10937	fixed
4	883.29645	0.11234	5556.85156	0.00956	80.12108	0.01606
5	412.91269	0.10848	5631.51562	0.02251	133.47496	0.03685
6	466.63141	0.15964	5746.89062	0.02217	46.90979	0.02153
7	140.02949	0.13244	5894.62500	0.06503	89.65729	0.10329
8	436.54871	0.15700	6008.50781	0.02284	50.88074	0.02487
9	369.37427	0.16985	6103.95312	0.03003	56.74977	0.03253
10	553.23614	0.10624	6176.10937	0.02421	189.31671	0.04218
11	488.42184	0.00000	6399.27343	0.00000	35.58822	0.00000
12	243.47801	0.00000	6456.10156	0.00000	241.89772	0.00000
13	351.80453	0.00000	6536.39843	0.00000	30.03776	0.00000
14	668.21008	0.17046	6658.37500	0.01375	45.75177	0.01626
15	803.99683	0.12584	6750.46093	0.01124	63.06685	0.01501
16	343.96979	0.15211	6873.01562	0.02573	70.42216	0.03735
17	839.07306	0.09433	6990.49218	0.01520	156.09909	0.02912

Literaturverzeichnis

Bahcall, J. N., Bahcall, N. A., 1972, ApJ, 178, L1

Basko, M. M., Sunyaev, R. A., 1976, MNRAS, 175, 395

Bevington, P. R., Robinson, D. K., 1992, Data reduction and error analysis for the physical sciences, New York: McGraw Hill

Bhattacharya, D., 1995, in Lewin, van Paradijs & van den Heuvel 1995, 495–522

Blandford, R. D., Applegate, J. H., Hernquist, L., 1983, MNRAS, 204, 1025

Brainerd, J. J., Mészaros, P., 1991, ApJ, 369, 179

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

Bussard, R. W., 1980, ApJ, 237, 970

Charles, P. A., Seward, F. D., 1995, Exploring the X-ray universe, Cambridge: Cambridge University Press

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

Chevalier, R. A., 1976, ApJ, 18, 35

Choi, C. S., Nagase, F., Makino, F., et al., 1994a, ApJ, 437, 449

Choi, C. S., Nagase, F., Makino, F., et al., 1994b, ApJ, 422, 799

Crampton, D., 1974, ApJ, 187, 345

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

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

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

Deeter, J. E., Boynton, P. E., Miyamoto, S., et al., 1991, ApJ, 383, 324

Deeter, J. E., Boynton, P. E., Pravdo, S. H., 1981, ApJ, 247, 1003

Dennerl, K., 1991, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München

Frank, J., King, A. R., Raine, D. K., 1985, Accretion power in astrophysics, Cambridge: Cambridge University Press

Ghosh, P., Lamb, F. K., 1979, ApJ, 234, 296

Giacconi, R., 1962, Phys. Rev. Lett., 9, 439

Giacconi, R., Gursky, H., Kellogg, E., et al., 1973, ApJ, 184, 227

Gruber, D. E., Matteson, J. L., Nolan, P. L., and, F. K. K., 1980, ApJ, 240, L127

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

Harding, A. K., 1991, Nature, 251, 1033

Harding, A. K., Mészáros, P., Kirk, J. G., Galloway, D. J., 1984, ApJ, 278, 369

Herold, H., 1979, Phys. Rev. D, 19, 2868

Horn, S., 1992, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München

Howarth, I. D., Wilson, B., 1983, MNRAS, 204, 1091

Jahoda, K., Swank, J. H., Giles, A. B., et al., 1996, in O. H. W. Siegmund, M. A. Gummin (eds.), X-ray and Gamma ray instrumentation for Astronomy VII, Vol. 2808, 59

Jones, C. A., Forman, W., Liller, W., 1973, ApJ, 182, L109

König, M., 1994, Diplomarbeit, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Kretschmar, P., 1996, Dissertation, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Kreykenbohm, I., 1997, Diplomarbeit, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Kunz, M., 1991, Diplomarbeit, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Kunz, M., 1996, Dissertation, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Lamb, F. K., Pethick, C. J., Pines, D., 1973, ApJ, 184, 271

Leahy, D. A., 1995, ApJ, 450, 339

Leahy, D. A., Yoshida, A., Matsuoka, M., 1994, ApJ, 434, 341

Lewin, W. H. G., van Paradijs, J., van den Heuvel, E. P. J., (eds.) 1995, X-Ray Binaries, , Cambridge Astrophysics Series 26, Cambridge: Cambridge Univ. Press

Lipunov, V. M., 1987, Astrophysics of neutron stars, Berlin: Springer-Verlag

Longair, M. S., 1981a, High Energy Astrophysics, Vol. 1, Cambridge: Cambridge University Press

Longair, M. S., 1981b, High Energy Astrophysics, Vol. 2, Cambridge: Cambridge University Press

Makishima, K., Ohashi, T., 1990, Publ. Astron. Soc. Jpn., 42, 295

Margon, B., Ostriker, J. P., 1973, ApJ, 186, 91

Mavromatakis, F., 1993, A&A, 273, 147

McCray, R. A., Shull, J. M., 1982, ApJ, 262, 301

Mestel, L., 1968, MNRAS, 138, 359

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

Mihara, T., Makishima, K., Ohashi, T., et al., 1990, Nature, 346, 250

Mihara, T., Ohashi, T., Makishima, K., 1991, Publ. Astron. Soc. Jpn., 43, 501

Mineshige, S., Wheeler, J. C., 1989, ApJ, 343, 241

Ostriker, J. P., Gunn, J. E., 1969, ApJ, 157, 1395

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

Pravdo, S. H., Becker, R. H., Boldt, E. A., et al., 1977, ApJ, 215, L61

Reynolds, A. P., Parmar, A. N., 1995, A&A, 297, 747

Ritter, H., Kolb, U., 1992, A&A, 259, 159

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

Schandl, S., 1996, A&A, 307, 95

Schandl, S., König, M., Staubert, R., 1997, in Proceedings 4th Compton Symposium, AIP

Schandl, S., Meyer, F., 1994, A&A, 289, 149

Shakura, N. I., Sunyaev, R. A., 1973, A&A, 24, 337

Shapiro, S. L., Teukolsky, S. A., 1983, Black holes, White dwarfs and Neutron stars, New York: Wiley-Interscience

Soong, Y., Gruber, D. E., Peterson, L. E., Rothschild, R. E., 1990a, ApJ, 348, 641

Soong, Y., Gruber, D. E., Peterson, L. E., Rothschild, R. E., 1990b, ApJ, 348, 634

Stelzer, B., Staubert, R., Wilms, J., Geckeler, R. D., 1997, in Proceedings 4th Compton Symposium, AIP

Sutantyo, W., van der Linden, T. J., van den Heuvel, E. P. J., 1986, A&A, 169, 133

Tanaka, Y., 1986, Winkler

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

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

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

van Kerkwijk, M. H., van Paradijs, J., Zuiderwijk, E. J., 1995, A&A, 303, 497

van Paradijs, J., McClintock, J. E., 1995, in Lewin, van Paradijs & van den Heuvel 1995, 58–125

Verbunt, F., van den Heuvel, E. P. J., 1995, in Lewin, van Paradijs & van den Heuvel 1995, 457–494

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

Whelan, J., 1973, ApJ, 185, L127

White, N. E., Nagase, F., Parmar, A. N., 1995, in:Lewin,Paradijs and van den Heuvel

Wilson, R. B., Finger, M. H., Pendleton, G. N., et al., 1994, in Proceedings 2nd Compton Symposium, AIP

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

Zeldovich, Y. B., Guseynov, O. H., 1966, ApJ, 144, 840

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei **Herrn Prof. R. Staubert** bedanken. Er ermöglichte es mir durch die frühzeitige Zusicherung einer Diplomarbeit auf dem Gebiet der Datenanalyse mit *RXTE*, mich schon während meines Auslandsaufenthalts in Tucson mit der Materie vertraut zu machen.

Mein besonderer Dank gilt **Jörn Wilms**, ohne dessen Anregungen diese Arbeit – nicht nur der LaTeX-Feinheiten wegen – sicherlich nicht in dieser Form vorliegen würde. Er stand mir trotz seiner knappen Zeit stets als Ansprechpartner für Fragen aller Art zur Verfügung.

Eine große Hilfe war auch **Ingo Kreykenbohm**, der mir über die offene Zimmertür hinweg vor allem in Sachen UNIX zur Seite stand.

Von **Ralf D. Geckeler** erfuhr ich nicht nur das Neueste über Tee und Filme, sondern erhielt auch wichtige neue Erkenntnisse im Bereich der Datenanalyse.

Weiterhin möchte ich mich bei **Susanne Schandl** bedanken. Obwohl sie leider nur für kurze Zeit als Zimmerkollegin in greifbarer Nähe weilte, trugen die Gespräche mit ihr wesentlich zu meinem Verständnis vom System Her X–1 bei.

Auch von der Hilfsbereitschaft von **Katja Pottschmidt** konnte ich profitieren.

Michael König motivierte insbesondere meine handwerklichen Fertigkeiten und war beim Korrekturlesen behilflich.

Dank gebührt auch **Heinz Lenhart**, der mir die im Eifer des Gefechts versehentlich gelöschten Files zuverlässig wieder zurückzauberte.

Allen ungenannten Institutsmitgliedern, die in irgendeiner Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, sei hier ebenfalls mein Dank ausgesprochen, nicht zuletzt für das gute Arbeitsklima am IAAT.

Eine besondere Erwähnung verdienen **meine Eltern**, die viel Verständnis für meine Arbeit zeigten. Ihre ideelle und finanzielle Unterstützung über Jahre hinweg machte mir das Physikstudium erst möglich.

Dank der hervorragenden Rechtschreibkenntnisse **meines Bruders Joachim** konnte ich auf die Verwendung von Grammatikhilfeprogrammen und Lexika verzichten.

Nicht zuletzt bedanke ich mich bei meinem Freund **Jan** für das Interesse an meiner Arbeit und die große Hilfe, die er mir während des Studiums sowohl in persönlicher als auch in fachlicher Hinsicht war.

Ebenfalls nicht zu vergessen sind meine langjährigen Mitbewohner **Roland** und **Florian**. Unser außergewöhnlich harmonisches gemeinsames WG-Leben begleitete fast mein gesamtes Studium.

Vela und **Ari** schließlich geben mir auch in schwierigen Phasen Kraft und beflügeln mich täglich neu.