

**Hochenergieröntgenspektren
der akkretierenden Röntgenpulsare
Vela X-1 und A 0535+26**

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Peter Kretschmar
aus Tübingen
1996

Selbstverlegt von:

Peter Kretschmar
Neckarsulmer-Str. 17
D-72072 Tübingen

Tag der mündlichen Prüfung:

17. April 1996

Dekan:

Prof. Dr. H. Herold

1. Berichterstatter:

Prof. Dr. R. Staubert, Tübingen

2. Berichterstatter:

Prof. Dr. G. Hasinger, Potsdam

Abstract

Kretschmar, Peter

Hochenergie-Röntgenspektren der akkretierenden Pulsare Vela X-1 und A 0535+26

In dieser Arbeit wurden Daten aus gemeinsamen, zeitgleichen Beobachtungen der beiden akkretierenden Röntgenpulsare Vela X-1 und A 0535+26 durch die Instrumente *HEXE* und *TTM* an Bord der Raumstation *Mir* ausgewertet. Die Kombination der gemeinsamen Beobachtungen erlaubte zum ersten Mal die Analyse von Lichtkurven, Pulsprofilen und Spektren dieser Quellen im breiten Energieband von 2–200 keV.

Obwohl die Systemparameter und Akkretionsmechanismen der beiden Quellen recht verschieden sind, weisen sie im Röntgenbereich einige Ähnlichkeiten auf. So zeigen die Lichtkurven beider Quellen starke Puls-zu-Puls Variationen. Erst bei der Überlagerung hinreichend vieler Pulse ($\gtrsim 10$) ergeben sich die recht stabilen mittleren Pulsprofile. Das Spektrum einzelner Pulse kann deutlich vom mittleren Spektrum abweichen, es ergaben sich aber keine Hinweise auf systematische Zusammenhänge mit anderen Größen, wie z.B. dem Gesamtfluß.

Die Kontinuumsspektren der beiden Röntgenpulsare werden am besten durch das "Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall" beschrieben. "Physikalische" Spektren, die auf stark vereinfachten Modellen beruhen, wie z.B. comptonisierte Spektren, beschreiben das erstmals aus zeitgleichen Beobachtungen bestimmte Breitbandkontinuum systematisch schlechter. In beiden Quellen hängt die Form der Kontinuumsspektren von der Pulsphase ab, allerdings in unterschiedlicher Ausprägung: Für Vela X-1 ergibt sich eine signifikante Variation unterhalb des spektralen Knicks bei ~ 20 keV, für A 0535+26 dagegen oberhalb.

In den Spektren beider Quellen gibt es deutliche Hinweise auf Zyklotronresonanzlinien, wobei die Stärke und Signifikanz der Strukturen mit der Pulsphase variiert. A 0535+26 zeigt statistisch sehr signifikante Strukturen bei ~ 50 und ~ 100 keV. Die statistisch etwas weniger signifikanten Strukturen bei ~ 23 und ~ 45 keV in den Vela X-1 Spektren stimmen gut überein mit Ergebnissen der *Ginga*-Beobachtungen dieser Quelle (Mihara 1995). Die Beobachtungsstatistik der vorliegenden Daten erlaubte wegen der komplexen Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Parametern der untersuchten Modellspektren keine gesicherten Aussagen über die Variation der Linienparameter mit der Pulsphase. Tendenziell sprechen die Ergebnisse für stärker ausgeprägte Linienstrukturen in den Pulsen und zumindest im Falle von A 0535+26 für eine *pencil beam* Emissionsgeometrie.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Röntgenpulsare in Doppelsternsystemen	1
2.1	Allgemeines Modell eines Röntgendoppelsterns	1
2.2	Materietransfer in Röntgendoppelsternsystemen	3
2.2.1	Das Roche-Potential	3
2.2.2	Akkretion durch überströmende Materie	4
2.2.3	Akkretion aus dem Sternwind	5
2.2.4	Akkretion in Be-Systemen	9
2.3	Klassen von Röntgendoppelsternen	11
2.3.1	Low Mass X-Ray Binaries	11
2.3.2	High Mass X-Ray Binaries	12
2.4	Das Modell akkretierender Röntgenpulsare	13
2.4.1	Die Magnetosphäre	13
2.4.2	Die Akkretionssäule	19
2.4.3	Strahlungsprozesse in der Akkretionssäule	21
2.5	Beobachtungseigenschaften akkretierender Röntgenpulsare	24
2.5.1	Pulsperioden	24
2.5.2	Lichtkurven und Pulsprofile	24
2.5.3	Röntgenspektren	27
2.5.4	Zyklotronresonanzlinien	28
3	Die Instrumente HEXE und TTM	31
3.1	Das Kvant-Modul	31
3.1.1	Instrumentierung	31
3.1.2	Beobachtungsverfahren und Datentransport	32
3.2	Das Hochenergie-Experiment HEXE	34
3.2.1	Aufbau des Instruments	34
3.2.2	Aufbereitung der Detektorereignisse in der Elektronik	35
3.2.3	Telemetrieformate	36
3.2.4	Eigenschaften der HEXE-Detektoren	37
3.3	Das Coded-Mask-Teleskop TTM	40
3.3.1	Aufbau des Instruments	40
3.3.2	Aufbereitung der Detektorereignisse in der Elektronik	41
3.3.3	Telemetrie	43
3.3.4	Eigenschaften des TTM-Detektors	43

4	Datenreduktion und Analyseverfahren	47
4.1	Aufbereitung der HEXE-Daten	47
4.1.1	Phasengemittelte Spektren	47
4.1.2	Zeitanalyse und Pulsphasenspektroskopie	49
4.2	Aufbereitung der TTM-Daten	52
4.2.1	Rekonstruktion des Röntgenbilds	52
4.2.2	Spektralanalyse	54
4.2.3	Zeitanalyse und Pulsphasenspektroskopie	54
4.3	Gemeinsame Analyse der Daten beider Instrumente	54
4.3.1	Vorbereitende Arbeiten	55
4.3.2	Spektralanalyse	55
4.3.3	Vergleich mit früheren Ergebnissen	57
4.4	Probleme der gemeinsamen Auswertung	57
5	Vela X-1	61
5.1	Einführung	61
5.2	HEXE/TTM-Beobachtungen von Vela X-1	64
5.3	Probleme der gemeinsamen Auswertung	65
5.4	Periodenbestimmung, Lichtkurven und Pulsprofile	66
5.5	Phasengemittelte Spektren	71
5.6	Puls-Phasen-Spektroskopie	81
5.7	Zusammenfassung	89
6	A 0535+26	91
6.1	Einführung	91
6.2	HEXE/TTM-Beobachtungen von A 0535+26	96
6.3	Probleme der gemeinsamen Auswertung	96
6.4	Periodenbestimmung, Lichtkurven und Pulsprofile	97
6.5	Phasengemittelte Spektren	101
6.6	Pulsphasenspektroskopie	103
6.7	Zusammenfassung	108
7	Zusammenfassung und Ausblick	111
7.1	Lichtkurven und Pulsprofile	111
7.1.1	Kurzzeitvariationen	111
7.1.2	Emissionsgeometrie	112
7.2	Spektren	113
7.2.1	Verlauf der Kontinua	113
7.2.2	Zyklotronlinien	114
7.3	Zukünftige Beobachtungen	116

A	Statistische Methoden	119
A.1	Poisson- und Normalverteilung	119
A.2	Die χ^2 -Statistik	119
A.3	Konfidenz-Konturen	121
A.4	F -Test	121
B	Analytische Darstellung der Spektralgesetze	123
B.1	Potenzgesetz	123
B.2	Potenzgesetz mit Knick	123
B.3	Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall	124
B.4	Thermische Bremsstrahlung	124
B.5	Exponentialgesetz	124
B.6	Schwarzkörperstrahlung	125
B.7	Wiengesetz	125
B.8	Comptonisierung nach Sunyaev & Titarchuk	125
B.9	Comptonisierung nach Lamb & Sanford	126
B.10	Gekoppelte Zyklotronresonanzlinien	126

Kapitel 1

Einleitung

Die Röntgenastronomie ist einer der vielen jungen Zweige der Astronomie, die erst aufgrund der wissenschaftlich-technischen Möglichkeiten des zwanzigsten Jahrhunderts entstehen konnten. Röntgenastronomen befassen sich mit Photonen im Energiebereich von etwa 0.1 bis 500 keV, oder anders ausgedrückt Wellenlängen im Nano- und Picometer-Bereich. Für diesen Bereich des elektromagnetischen Spektrums sind die unteren Schichten der Erdatmosphäre praktisch undurchdringlich. Astronomische Beobachtungen im Röntgenbereich erfordern deshalb Instrumente in großen Höhen — an Bord von Ballongondeln, Raketen oder Satelliten.

Um intensive hochenergetische Strahlung erzeugen zu können, müssen in den Quellen extreme physikalische Bedingungen herrschen. Beobachtungen im Röntgenbereich erlauben Einblicke in die Struktur und das Verhalten dieser Objekte, die in anderen Energiebereichen unmöglich sind. Außerdem sind Rückschlüsse auf das Verhalten von Materie und Strahlung unter Bedingungen, die in irdischen Labors nicht dupliziert werden können, möglich; wenn auch die Beobachtungen oft mehr neue Fragen aufwerfen, als bestehende beantworten helfen.

Extraterrestrische Röntgenstrahlung wurde zum ersten Mal im September 1949 nachgewiesen — eine Forschungsgruppe um Herbert Friedman erbrachte mit einer Höhenforschungsrakete den Nachweis, daß von der Sonne Röntgenstrahlung ausgeht. Der nächste wichtige Schritt ließ dann bis zum Juni 1962 auf sich warten — bei einem Versuch, die vom Mond reflektierte solare Röntgenstrahlung zu messen, wurde überraschend die galaktische Röntgenquelle Sco X-1, der erste "Röntgenstern", entdeckt. Die ursprünglich angestrebte Beobachtung des reflektierenden Mondes wurde erst fast dreißig Jahre später während der Kalibrationsphase des deutschen ROentgenSATelliten (*ROSAT*) erfolgreich nachgeholt.

In den nächsten Jahren folgten in rascher Folge neue Entdeckungen, bis 1970 waren durch Raketenflüge etwa 50 verschiedene Röntgenquellen bekannt. Mit *Uhuru* begann im Dezember 1970 die Ära der Röntgensatelliten und damit die Möglichkeit zu Langzeitbeobachtungen. *Uhuru* führte eine vollständige Himmelsdurchmusterung im Röntgenbereich durch, mehr als 400 diskrete Röntgenquellen wurden auf diese Weise entdeckt.

Eine ganze Reihe weiterer erfolgreicher Weltraumexperimente erweiterten die Zahl der bekannten Quellen und die Menge neuer faszinierender Phänomene. Mit der Himmelsdurchmusterung des *ROSAT* ist die Zahl bekannter Quellen auf etwa 100 000 gestiegen. Die Satelliten- und Raketenmissionen wurden und werden durch viele erfolgreiche Ballonexperimente ergänzt. Einige entscheidende Beobachtungsergebnisse für

einzelne Quellen stammen aus Ballonbeobachtungen, so zum Beispiel die erste Entdeckung einer Zyklotronresonanzlinie im Spektrum eines Röntgenpulsars und damit die Messung der Magnetfeldstärke an der Oberfläche des Neutronensterns in Herkules X-1 (Trümper et al. 1978).

‘Klassische’ Objekte der Röntgenastronomie — sofern man bei einem so jungen Gebiet überhaupt von klassischen Objekten sprechen kann — sind Quellen die im Zusammenhang mit ‘exotischen’ Himmelskörpern, wie weißen Zwergen, Neutronensternen oder Schwarzen Löchern, stehen. Beispiele sind Röntgenpulsare, Kataklysmische Variable, Aktive Galaktische Kerne (Seyfert-Galaxien, Quasare) oder Supernovaüberreste. Durch die immer empfindlicher werdenden Instrumente sind aber auch zum Beispiel die Koronen heißer Sterne oder Planetarische Nebel in das Blickfeld der Röntgenastronomie gerückt.

Im Rahmen dieser Dissertation wurden die Eigenschaften der beiden akkretierenden Röntgenpulsare Vela X-1 und A 0535+26 analysiert. Grundlage der Untersuchungen waren gemeinsame Beobachtungen dieser Quellen durch die Röntgeninstrumente *HEXE* und *TTM* an Bord des *Mir/Kvant*-Moduls. Die Analyse der *HEXE*-Daten dieser Quellen war bereits in der Dissertation von Bruno Mony (1991) durchgeführt worden. Durch die Hinzunahme der Daten des *TTM*-Instrumentes ist in dieser Arbeit der untersuchte Energiebereich deutlich erweitert worden, wodurch insbesondere der Verlauf der Kontinuumsspektren der Quellen viel strenger festgelegt ist. Weitere Änderungen gegenüber der Arbeit von Mony ergaben sich aus einer weiter verbesserten Eichung des *HEXE*-Instrumentes sowie aus neueren Informationen über die Beobachtungsbedingungen, insbesondere die Ausrichtung der Instrumente während der Beobachtungen.

Kapitel 2

Röntgenpulsare in Doppelsternsystemen

2.1 Allgemeines Modell eines Röntgendoppelsterns

Ein Röntgendoppelsternsystem besteht aus einem Hauptreihen- oder Riesenstern und einem kompakten Objekt — Schwarzes Loch, Neutronenstern oder Weißer Zwerg — die einander umkreisen. Der Stern verliert Materie, die zumindest zum Teil vom kompakten Objekt akkretiert wird. Die dabei freigesetzte Energie wird zum Großteil in Form von Röntgenstrahlung abgegeben. In der Literatur über Röntgendoppelsterne wird mal der Stern, mal das kompakte Objekt als "Begleiter" bezeichnet, je nachdem welcher Partner im Mittelpunkt der Untersuchungen steht. In dieser Arbeit ist mit "Begleiter" stets der Hauptreihen- oder Riesenstern gemeint.

Im Gravitationspotential eines kompakten Objekts der Masse M_X und des Radius' R_X gewinnt ein akkretiertes Teilchen der Masse m die Energie

$$\Delta E_{\text{acc}} = \frac{GM_X m}{R_X} = \frac{R_S(M_X)}{2R_X} mc^2, \quad (2.1)$$

dabei ist G die Gravitationskonstante und $R_S(M_X)$ der Schwarzschildradius. Einfallende Elektronen können danach bis zu ~ 100 keV an kinetischer Energie bei der Akkretion auf einen Neutronenstern ($M_X \approx 1.4 M_\odot$, $R_X \approx 10$ km) gewinnen; Protonen entsprechend ihrer Masse ~ 200 MeV. Für ein Schwarzes Loch ergeben sich noch etwas höhere Werte. Die Akkretion auf einen Weißen Zwerg ($M_X \approx 0.5 M_\odot$, $R_X \approx 8400$ km) liefert ~ 100 eV beziehungsweise ~ 200 keV. Die Umsetzung dieser Energien in extrem aufgeheizten Plasmen an den oder nahe bei den kompakten Objekten bietet eine einfache Erklärung für die beobachtete hochenergetische Strahlung. Dabei sind vor allem die Elektronen für die Strahlungsemission verantwortlich.

Unter der Annahme einer konstanten Massenzufuhr \dot{M} und der vollständigen Umsetzung der kinetischen Energie in Strahlung erhält man aus Gleichung 2.1 für die Leuchtkraft der akkretierenden Röntgenquelle:

$$L_{\text{acc}} = \frac{GM_X \dot{M}_{\text{acc}}}{R_X}. \quad (2.2)$$

Um die Leuchtkraft ($L_X \approx 10^{30}$ W) einer hellen galaktischen Röntgenquelle zu erzeugen, benötigt man nach der obigen Gleichung eine Akkretionsrate von $\dot{M}_{\text{acc}} \approx 10^{-9} M_\odot$

pro Jahr für einen Neutronenstern mit den obigen Parametern — in entsprechenden Doppelsternsystemen leicht erreichbar — ebenso für ein Schwarzes Loch, und $\approx 10^7 M_\odot$ pro Jahr für einen Weißen Zwerg.

Diese Leuchtkraft kann allerdings für ein bestimmtes System nicht beliebig groß werden. Je intensiver die Strahlung wird, desto häufiger streuen emittierte Photonen an einfallenden Elektronen. Der dabei übertragene Impuls bremst die einfallenden Elektronen und, über die Coulomb-Wechselwirkung, auch die Protonen. Für den Fall sphärisch symmetrischer Akkretion ergibt sich bei der sogenannten **Eddington-Leuchtkraft** L_{Edd} ein Gleichgewicht zwischen dem Strahlungsdruck und der Gravitation:

$$\begin{aligned} \frac{L_{\text{Edd}}}{4\pi r^2 c} \sigma_T &= \frac{GM_X (m_p + m_e)}{r^2} & (2.3) \\ \Rightarrow L_{\text{Edd}} &= \frac{4\pi GM_X (m_p + m_e) c}{\sigma_T} \approx 1.26 \cdot \left(\frac{M_X}{M_\odot}\right) \cdot 10^{31} \text{ W} \\ &(\sigma_T = \text{Thomson - Wirkungsquerschnitt}). \end{aligned}$$

Geschehen Akkretion und Emission nicht sphärisch symmetrisch, läßt sich keine einfache Gleichung für die maximale Leuchtkraft angeben. Eine entsprechende Berechnung erfordert ein detailliertes Modell der Akkretionsgeometrie und der Emissionscharakteristik der Quelle. Die analog definierte kritische Leuchtkraft

$$L_{\text{krit}} = \frac{GM_X (m_p + m_e) c}{\sigma} \frac{A_{\text{em}}}{R_X^2} \quad (2.4)$$

mit der emittierenden Fläche A_{em} , dem Radius der Quelle R_X und einem mittleren Wirkungsquerschnitt σ erlaubt aber eine Abschätzung der Leuchtkraft, ab welcher der Strahlungsdruck dem Druck des einfallenden Plasma entspricht. Dies wird wichtig für Modelle der Akkretionssäulen in Röntgendoppelsternen (siehe Abschnitt 2.4.2, S.19).

Eine große Zahl von Quellen taucht nur sporadisch am Röntgenhimmel auf. Sie werden als Röntgennova oder häufiger als *transient* bezeichnet. Wenn sich die Ausbrüche in regelmäßigen Abständen wiederholen, kann man auf einen Zusammenhang mit der Orbitalperiode schließen; z.B. weil aufgrund eines exzentrischen Orbits die Röntgenquelle nur nahe des Periastrons genügend Materie akkretiert, um mit heutigen Detektoren entdeckt zu werden. Eine andere Möglichkeit bieten instabile Begleiter, die episodisch eine größere Menge Gas aus ihrer Hülle ausstoßen. Ein Beispiel für einen *transient* ist der in dieser Arbeit behandelte Röntgenpulsar A 0535+26.

2.2 Materietransfer in Röntgendoppelsternsystemen

2.2.1 Das Roche-Potential

In der Diskussion möglicher Mechanismen zum Transfer der akkretierten Materie vom Begleiter zur Röntgenquelle spielen das **Roche-Potential** und das daraus abgeleitete **Roche-Volumen** eine entscheidende Rolle.

Unter den Annahmen, daß die beiden Partner eines Doppelsternsystems

1. gravitativ als Punktmassen betrachtet werden können,
2. sich auf zirkularen Orbits bewegen
3. und mit der Orbitalbewegung korotieren,

läßt sich das effektive Potential aus Gravitations- und Zentrifugalkräften in einem um den Schwerpunkt korotierendem Koordinatensystem darstellen als:

$$\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{GM_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_2|} - \frac{1}{2}(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})^2. \quad (2.5)$$

Dabei sind $M_{1,2}$ und $\mathbf{r}_{1,2}$ die Massen bzw. Ortsvektoren der beiden Massenpunkte und $\boldsymbol{\omega}$ ist die Winkelgeschwindigkeit der Orbitalbewegung.

Abbildung 2.1 stellt den Verlauf einiger Äquipotentiallinien in der Orbitalebene eines solchen Potentials dar. Dicht bei den Punkten \mathbf{r}_1 und \mathbf{r}_2 sind die Äquipotentialflächen nahezu kugelförmig; mit zunehmender Entfernung von den Massepunkten werden sie zunächst immer stärker verzerrt bis die erste gemeinsame Äquipotentialfläche — die **kritische Roche-Fläche** — in "Sanduhrform" erreicht ist. Der Schnittpunkt der "Sanduhr" auf der Verbindungsachse zwischen den beiden Massen ist der **innere Lagrange Punkt** L_1 , in dem sich alle Kräfte gegenseitig aufheben. Innerhalb der kritischen Roche-Fläche liegen die jeweiligen **Roche-Volumina** (engl. *Roche lobes*) der beiden Sterne. Korotierende Sterne befinden sich im hydrostatischen Gleichgewicht mit dem Roche-Potential, d.h. sofern die obigen Bedingungen näherungsweise erfüllt sind, entsprechen die Sternoberflächen dem Verlauf der Äquipotentialflächen — kugelförmig weit innerhalb der Roche-Volumina, tränenförmig verzerrt, wenn sich die Ausdehnung eines Sterns dem Roche-Volumen annähert.

Der Einfachheit halber wird die Größe des Roche-Volumens oft durch den **charakteristischen Roche-Radius** R_{RL} einer Sphäre gleichen Volumens beschrieben. Für diesen Radius existieren eine Reihe von Näherungsformeln als Funktion des Abstands a der beiden Komponenten und des Massenverhältnisses, zum Beispiel:

$$\frac{R_{RL,1}}{a} = \begin{cases} 0.38 + 0.2 \log \frac{M_1}{M_2} & \text{für } 0.3 < \frac{M_1}{M_2} < 20 \\ 0.462 \left(\frac{M_1}{M_1 + M_2} \right) & \text{für } 0.0 < \frac{M_1}{M_2} < 0.8 \end{cases} \quad (2.6)$$

(aus Paczynski 1971).

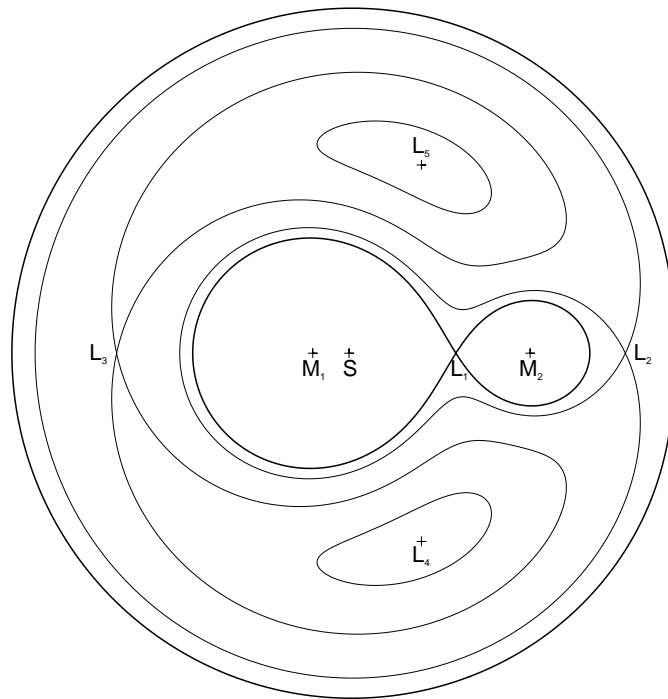


Abbildung 2.1: Geometrie der Äquipotentialflächen in einem engen Doppelsternsystem mit einem Masseverhältnis $M_1/M_2 = 0.2$. Die Grenzen der Roche-Volumina berühren sich im Lagrange-Punkt L_1 . S ist der Schwerpunkt des Systems.

2.2.2 Akkretion durch überströmende Materie

Für Röntgendoppelsterne, in denen der Begleiter keinen starken Sternwind produziert, oder für Systeme, in denen die abgeleiteten Akkretionsraten extrem hoch sind, ist die übliche Erklärung, daß sich der Begleiter aufgrund seiner Entwicklung über sein Roche-Volumen hinaus ausgedehnt hat (*Roche lobe overflow*) und nun direkt Materie in Richtung der Röntgenquelle strömt. Das überströmende Material besitzt allerdings aufgrund der Bahnbewegung einen hohen Drehimpuls gegenüber der Röntgenquelle, kann also nicht einfach auf den Neutronenstern stürzen, sondern wird in Abwesenheit weiterer Wechselwirkungen zuerst einen Ring um die Röntgenquelle formen. Durch inelastische Stöße, Schocks und viskose Reibung kann ein Großteil der Materie Drehimpuls abgeben und langsam nach innen diffundieren. Ein kleinerer Teil der Materie gewinnt Drehimpuls, wird immer weiter nach außen transportiert und schließlich aus dem System geschleudert. Zum kompakten Objekt hin werden die Umlaufbahnen zirkularisiert. Schließlich bildet sich eine dünne Scheibe differentiell rotierenden Materials, das nach innen hin durch die Reibungsprozesse stark aufgeheizt ist.

Die Akkretionsscheibe wird nach außen hin durch die Gezeitenkräfte des Begleiters begrenzt. Aus Beobachtungen in geeigneten Systemen ergeben sich Scheibenradii von etwa 80% des charakteristischen Roche-Radius', im Einklang mit numerischen Modellrechnungen (Livio 1994). Der Ort des inneren Scheibenrands hängt vom kompakten Objekt ab. Für Weiße Zwerge und Neutronensterne mit einem relativ schwachen

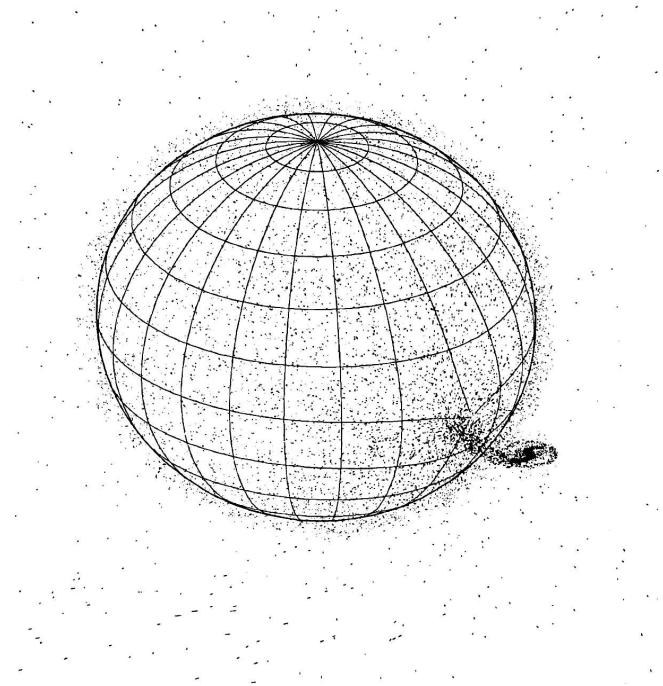


Abbildung 2.2: Modell eines Röntgendoppelsterns (LMC X-4), indem die Röntgenquelle überströmende Materie akkretiert. Mit freundlicher Genehmigung aus Dennerl (1991)

Magnetfeld kann die Akkretionsscheibe bis auf die Oberfläche hinunterreichen. Bei Objekten mit starkem Magnetfeld ($\gtrsim 10^6$ T für Neutronensterne) wird der innere Rand durch den Punkt bestimmt, ab dem die Magnetosphäre die Plasmabewegung dominiert (siehe Abschnitt 2.4.1). Die letzte stabile Bahn um ein Schwarzes Loch befindet sich im Abstand von drei Schwarzschildradien.

2.2.3 Akkretion aus dem Sternwind

Ist der Begleiter einer Röntgenquelle ein entwickelter Riese oder Superriese, dann kann die starke UV-Strahlung dieses Sterns sehr effizient einen starken Sternwind antreiben, da viele der möglichen Linienübergänge des Hüllenmaterials im UV liegen (siehe z.B. Castor et al. 1975, Friend & Castor 1983, Friend & Abbott 1986). Ein solcher Begleiter kann bis zu 10^{-5} Sonnenmassen pro Jahr durch Sternwind verlieren; ein kleiner Bruchteil dieser Menge reicht aus, um eine Röntgenquelle mittlerer Leuchtkraft mit Nachschub zu versorgen (siehe Gleichung 2.2, S.1). Die Geschwindigkeit des Sternwinds $v(r)$ lässt sich parametrisieren als:

$$v(r) \approx v_{\infty} (1 - R_{\star}/r)^{\beta}, \quad (2.7)$$

mit der Endgeschwindigkeit v_{∞} und einem Exponenten $\beta = 0.5-1.0$ für O- und B-Sterne. Die Endgeschwindigkeit erreicht für typische massive Begleitsterne ($R \geq 10^{10}$ m, $M \geq 10 M_{\odot}$) Werte von $v_{\infty} \geq 1000$ km/s.

Davidson & Ostriker (1973) schlugen Akkretion aus dem Sternwind als Grundlage der Energieproduktion in Röntgenpulsaren vor. Sie griffen dabei zurück auf die ‘klassische Theorie’ der Windakkretion von Hoyle & Lyttleton (1939) und Bondi & Hoyle (1944), die ganz allgemein die Akkretion von Gas auf ein sich bewegendes Gravitationszentrum untersucht hatten. Auch ohne Berücksichtigung weiterer Effekte wird ein Teil des Sternwinds in der Nähe eines kompakten Objekts — hier des Neutronensterns — gravitativ abgelenkt und dahinter fokussiert. Aus unterschiedlichen Richtungen zusammenstoßende Teilchen verlieren ihren Tangentialimpuls und können innerhalb eines bestimmten Abstands vom Neutronenstern schließlich von diesem akkretiert werden. Der so abgeleitete Akkretionsradius beträgt:

$$R_{\text{acc}} = \frac{2GM_X}{(v_{\text{rel}}^2 + c_s^2)}, \quad (2.8)$$

dabei ist M_X die Masse des Neutronensterns, v_{rel} die Relativgeschwindigkeit zwischen Sternwind und Neutronenstern und c_s die Schallgeschwindigkeit im Sternwind.

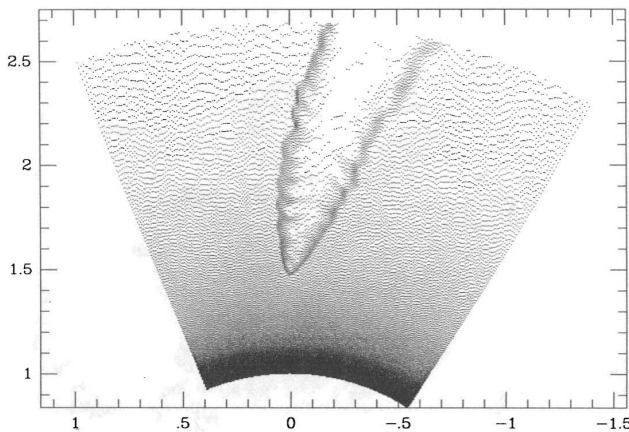


Abbildung 2.3: Akkretionskegel um ein kompaktes Objekt in einem adiabatischen, konstant beschleunigten Sternwind (Aus Blondin 1990).

(siehe z.B. Fryxell & Taam 1988; Taam & Fryxell 1989; Blondin et al. 1990). Auslöser ist die leicht asymmetrische Strömung um den Neutronenstern aufgrund seiner Bewegung im Sternwind. Abbildung 2.4 zeigt ein Beispiel aus Fryxell & Taam (1988). Taam & Fryxell (1989) fanden in ihren Modellrechnungen auch temporär entstehende Akkretionsscheiben, je nach den angesetzten Parametern manchmal sogar alternierend im und gegen den Drehsinn des Neutronensterns. In den ursprünglichen Betrachtungen zur Windakkretion war die Bildung einer Scheibe ausgeschlossen worden, da ja nach der einfachen Theorie die Teilchen erst ihren Drehimpuls verlieren müssen, um überhaupt akkretiert werden zu können. Die Ergebnisse von Fryxell & Taam wurden von Zarinelli et al. (1995) unabhängig bestätigt.

Durch die Fokussierung des Sternwinds bildet sich eine stabile Schockfront um das kompakte Objekt. Die Spitze dieser Front liegt in $\sim R_{\text{acc}}$ Abstand vor der Röntgenquelle in Richtung Begleiter. Die davon ausgehenden “Flügel” bilden eine ausgedehnte kegelförmige Struktur, die durch die Corioliskraft etwas gegen den Umlaufsinn verbogen wird, den “Akkretionskegel”. Hydrodynamische Rechnungen in zwei Dimensionen ergaben, daß der Akkretionskegel normalerweise nicht stabil ist, sondern quasi-periodisch von einer zur anderen Seite des Neutronensterns schwingt

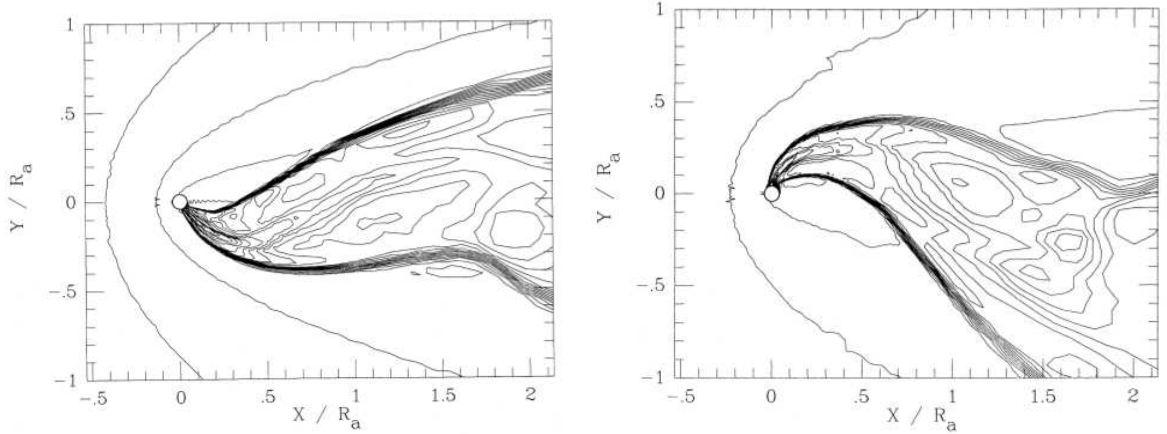


Abbildung 2.4: Ergebnisse einer hydrodynamischen Modellrechnung in zwei Dimensionen für das Zeitverhalten eines Akkretionskegels (aus Fryxell & Taam 1988). Die Höhenlinien repräsentieren logarithmische Dichtekonturen. Die Längenskalen sind in Einheiten des Akkretionsradius'. Der Akkretionskegel schwingt quasiperiodisch von einer zur anderen Seite.

Die Massenakkretion läßt sich im einfachsten Modell zu

$$\dot{M}_{\text{acc}} = \rho v_{\text{rel}} \pi R_{\text{acc}}^2 \quad (2.9)$$

abschätzen; dabei ist ρ die Dichte des Sternwinds am Ort des Neutronensterns. Diese Abschätzung entspricht bis auf einen Faktor < 2 den Ergebnissen aufwendiger numerischer Simulationen (Taam & Fryxell 1989). Nimmt man an, daß sich die Röntgenleuchtkraft L_X aus der Massenakkretion \dot{M}_{acc} über einen Energiekonversionsfaktor η ergibt ($L_X = \eta \dot{M}_{\text{acc}} c^2$), so erhält man vernünftige Abschätzungen des beobachteten Röntgenflusses zumindest für die weniger leuchtkräftigen Systeme. Allerdings läßt die starke Abhängigkeit der Akkretionsrate von der relativen Windgeschwindigkeit ($\dot{M}_{\text{acc}} \propto v_{\text{rel}}^4$) keine eindeutigen Aussagen zu.

Eine realistischere Beschreibung eines solchen Röntgendoppelsterns muß allerdings noch eine ganze Reihe weiterer Effekte berücksichtigen. So fanden Blondin et al. (1991) in hydrodynamischen Simulationen eine deutliche Verstärkung des Sternwinds in Richtung des Neutronensterns mit abnehmender Distanz zwischen den beiden Komponenten. De facto ergibt sich ein fließender Übergang zwischen 'klassischer' Windakkretion (s.o.) und einem direkten Materiestrom vom Riesenstern. Der verdichtete Gasstrom trifft im allgemeinen aufgrund der Corioliskraft nicht direkt auf den Neutronenstern, sondern geht dicht hinter der Röntgenquelle vorbei. Zusätzlich fanden Bjorkman & Cassinelli (1993), daß der Sternwind eines rasch rotierenden Sterns in der Äquatorebene fokussiert wird. Dieses für Be-Sterne gewonnene Ergebnis läßt sich teilweise auch auf die Riesensterne in bekannten Röntgendoppelsternen übertragen (Vela X-1, 4U 1700–37, Cen X-3, SMC X-1), deren Rotationsgeschwindigkeiten ebenfalls recht hoch sind.

Eine wichtige Rolle spielt auch die Rückwirkung der Röntgenquelle auf den Sternwind. In der Nähe der Quelle kann das strömende Gas durch die Röntgenstrahlung soweit ionisiert werden, daß die meisten Übergangslinien der häufig vertretenen Ionen im Röntgenbereich liegen. Der heiße Stern kann dieses 'superionisierte' Gas nicht mehr effizient beschleunigen; um den Neutronenstern bildet sich eine Zone dichteren, 'treibenden' und damit langsameren Materials. Ist diese Zone hinreichend groß, dann kann aufgrund der verringerten Windgeschwindigkeit eine deutlich erhöhte Massenakkretion zustande kommen (siehe Gleichung 2.8). Durch die Corioliskraft bleibt das treibende Gas hinter dem Neutronenstern zurück. Beim Zusammenstoß mit dem weiterhin beschleunigten Wind außerhalb der Ionisationszone entsteht eine "Photoionisationswelle", die dem Neutronenstern nachfolgt. Im Extremfall reicht die Zone bis an den Begleiter; in diesem Fall wird der strahlungsgetriebene Sternwind praktisch vollständig unterdrückt (Blondin 1994).

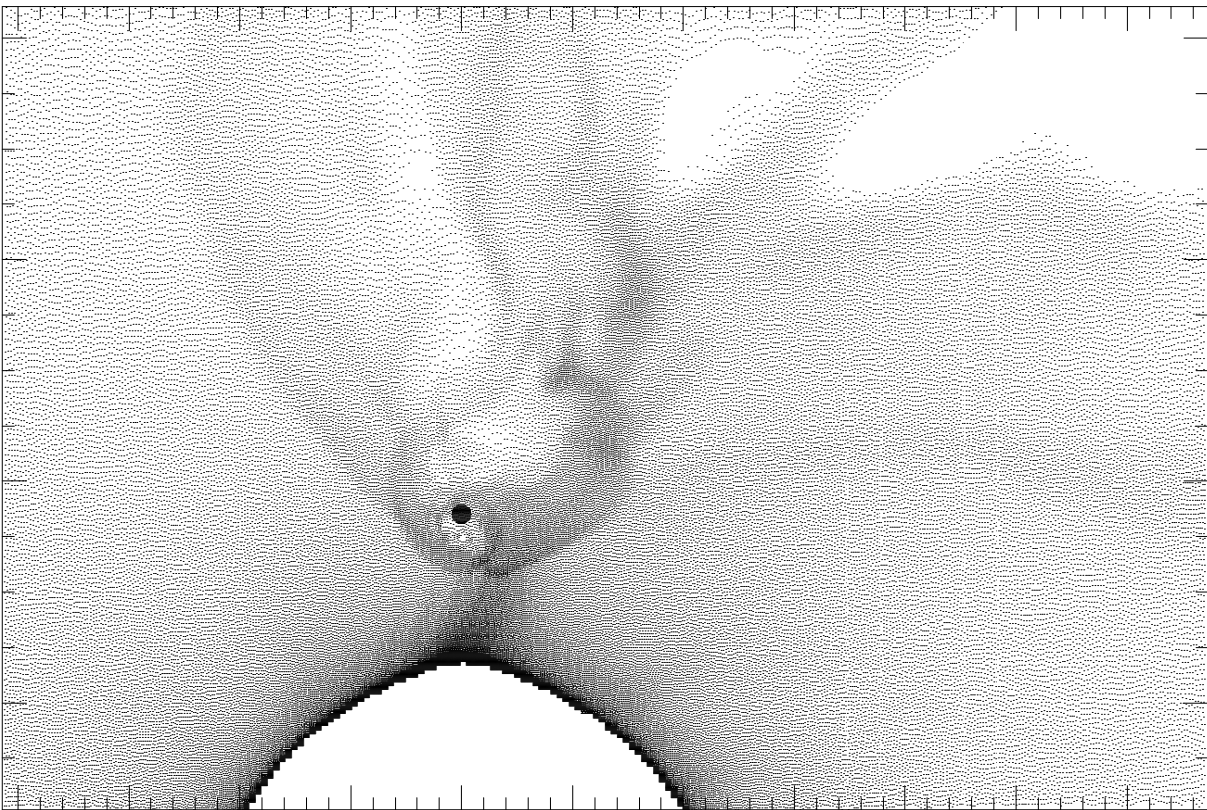


Abbildung 2.5: Momentaufnahme der Gasdichte in Halbtondarstellung aus einer zweidimensionalen hydrodynamischen Simulation eines Röntgendoppelsternsystems. Die Parameter sind ähnlich zu denen des Vela X-1 Systems gewählt. Der Neutronenstern bewegt sich gegen den Uhrzeigersinn, seine Position ist durch einen schwarzen Punkt markiert. Aus Blondin (1994).

Ein weiterer Effekt der intensiven Röntgenstrahlung ist die Aufheizung des Gases durch Comptonstöße auf einige 10^7 K sehr dicht bei der Quelle gegenüber einigen 10^4 K im Sternwind. Dies bewirkt eine höhere Schallgeschwindigkeit im Gas und damit eine Verkleinerung des Akkretionsradiuses, sowie einen schwächer ausgeprägten

Akkretionskegel. Nach den Simulationen von Blondin et al. (1990) spielt die Stärke der Aufheizung und die Größe der entsprechenden Region eine entscheidende Rolle für die Stabilität der Akkretion aus dem Sternwind.

Unter Umständen kann die Röntgenstrahlung selbst zur Entstehung eines starken Sternwinds beitragen, indem sie die Atmosphäre des Begleiters soweit aufheizt, daß diese nicht mehr an den Stern gebunden ist. Ein solcher durch Röntgenstrahlung angeregter Wind wurde zum Beispiel von Day & Stevens (1993) für Cen X-3 vorgeschlagen. Umgekehrt wirkt, wie oben beschrieben, die Strahlung einer sehr leuchtkräftigen Röntgenquelle ihrerseits der Akkretion entgegen und wirkt so als limitierender Faktor.

Alles in allem ergibt sich statt des relativ statischen Modells, wie es in Abbildung 2.3 dargestellt ist, ein hochgradig dynamisches turbulentes Strömungsbild. Abbildung 2.5 zeigt eine "Momentaufnahme" für eine zweidimensionale Simulation eines Röntgendoppelsternsystems mit Parametern entsprechend denen des Vela X-1 Systems (Blondin 1994).

2.2.4 Akkretion in Be-Systemen

Ein besonderer Mechanismus des Materietransfers besteht in den *B-Emissions-* oder *Be-Systemen*, in denen die Begleiter sich durch — zumindest zeitweise auftretende — Balmerlinien in Emission auszeichnen. Ansonsten handelt es sich um relativ normale Sterne des Spektraltyps O9–B2, die, soweit diese bestimmt werden können, deutlich innerhalb ihrer Roche-Volumina bleiben. Aus UV-Beobachtungen ist bekannt, daß diese Sterne einen heißen, schnellen Sternwind aufweisen. Dieser Wind ist allerdings zu dünn und am Ort der Röntgenquelle zu schnell, um leuchtstarke Röntgenquellen, wie sie gerade in *Be-Systemen* sporadisch auftreten, zu erklären (van den Heuvel 1994).

Eine Erklärung sowohl für die Emissionslinien, wie für die gelegentlich auftretenden hohen Akkretionsraten, liefert die Annahme, daß *Be-Sterne* mindestens zeitweise von einer rotierenden, scheibenförmig abgeplatteten Hülle in der Äquatorialregion umgeben sind (z.B. Slettebak (1988) und dort angegebene Referenzen). In dieser Scheibe, die einige Sternradien weit um den *Be-Stern* ausgedehnt ist, strömt das Material, verglichen mit typischen Sternwindgeschwindigkeiten, relativ langsam und entsprechend dicht nach außen. Die Röntgenquelle wird nun sehr unterschiedliche Mengen an Material akkretieren; je nachdem, ob ihr Orbit sie gerade durch die Scheibe führt oder nicht und wieviel Material überhaupt in der Scheibe enthalten ist (siehe Abbildung 2.6). Es gibt allerdings auch besonders starke Ausbrüche in *Be-Röntgendoppelsternen*, die anscheinend nicht mit der Orbitalperiode korreliert sind. Diese "irregulären" Ausbrüche (Stella et al. 1986) könnten mit Episoden extremen Masseverlusts, wie dem Ausstoß einer äußeren Schale, zusammenhängen.

Der Ausstoß von Materie aus der Äquatorialregion rasch rotierender Sterne war schon von Struve (1931) zur Erklärung der Emissionslinien in Spektren von *B-Sternen* vorgeschlagen worden. Weitere Beobachtungen in verschiedenen Wellenlängenbereichen

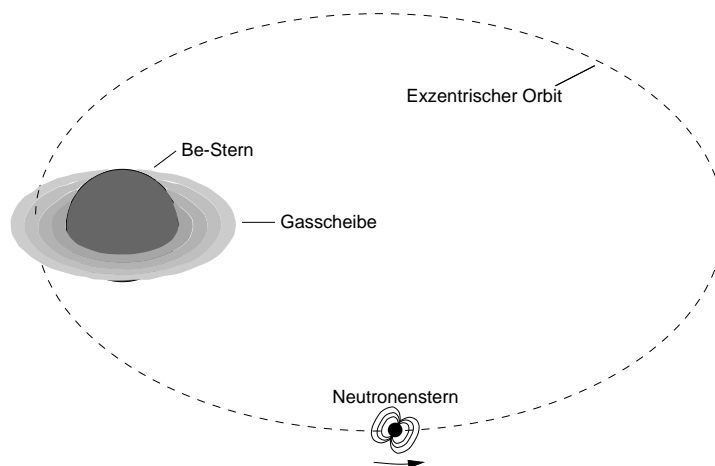


Abbildung 2.6: Schematisches Modell eines sporadisch ausbrechenden Be-Röntgendoppelsternsystems. Der Neutronenstern bewegt sich auf einer exzentrischen Bahn um den Be-Stern. In der Nähe des Periastrons trifft er auf die zirkumstellare Scheibe und akkretiert genügend Material für einen Ausbruch. Nach van den Heuvel (1992).

stützten das Bild eines starken Materieverlusts in Äquatornähe, ergaben aber auch, daß rasche Rotation nicht die einzige Grundlage der "Be-Scheiben" sein kann. Der zugrundeliegende Mechanismus ist bis heute umstritten; Slettebak (1988) nennt fünf konkurrierende Modellvorstellungen:

Rotationsverstärkte Sternwinde — Bei Berücksichtigung der begrenzten Ausdehnung des Sterns und seiner Rotation ergeben sich höhere Winddichten in der Äquatorialregion, die eventuell zur Ausbildung einer scheibenartigen Hülle führen könnten. Dies wird bestätigt durch die Ergebnisse dreidimensionaler hydrodynamischer Simulationen (Bjorkman & Cassinelli 1993), die eine Fokussierung des Sternwindes in der Äquatorebene ergaben. Allerdings lassen sich Beobachtungen von Linienprofilen einer Be-Scheibe durch Hanuschik et al. (1993) nicht mit solch einem rein radialen Ausfluß in Einklang bringen.

Ellipsoider, gebremster Massenverlust — Durch Wechselwirkung verschieden schneller Sternwinde aus verschiedenen Epochen oder zwischen dem Sternwind und der lokalen Umgebung entsteht ein Schock, der das heiße ausströmende Gas abkühlt und so eine ausgedehnte, kühle Hülle erzeugt. Die scheibenartige Abplattung entsteht durch die ellipsoide Form der Be-Stern Atmosphäre. Im Rahmen dieses ursprünglich sphärisch angelegten Modells läßt sich eine stark abgeplattete Scheibe, wie sie durch Polarisationsmessungen nahegelegt wird, allerdings nur schwer erklären.

Wechselwirkung im Doppelsternsystem — Nach diesem Modell ist die Be-Scheibe eine Folge der Sternentwicklung und der Wechselwirkungen in einem Doppelsternsystem; zum Beispiel als Überbleibsel einer Akkretionsscheibe oder einer gemeinsamen Hülle um den früher akkretierenden, nun aber massiveren und deutlich helleren Partner. Es erscheint allerdings unwahrscheinlich, daß es so

viele nichtidentifizierte, enge Doppelsternsysteme unter den Be-Systemen gibt. Außerdem würde man in diesem Fall eine höhere Zahl von Bedeckungsveränderlichen erwarten.

Nichtradiale Pulsationen — Es gibt verschiedene Hinweise auf starke nichtradiale Pulsationen in Be-Sternen, deren Amplitude mit dem Auftreten von Be-Scheiben korreliert ist. Die Pulsationen böten einen einfachen Mechanismus für den Auswurf von Material in der Äquatorregion, es gibt aber Zweifel, ob die nötigen Amplituden in den kühleren Be-Sternen überhaupt erreicht werden können.

Magnetische Schleifen — Es besteht auch die Möglichkeit, daß das Scheibenmaterial durch aufsteigende Protuberanzen ausgeworfen wird. Die äquatoriale Konzentration folgt wie bei anderen Modellen aus der raschen Rotation des Sterns, die den Auswurf am Äquator stark begünstigt. Aufgrund der ungeordneten Feldstruktur wären die über den gesamten Stern gemittelten Felder sehr schwach, womit kein Widerspruch dazu besteht, daß bislang keine Magnetfelder in Be-Sternen nachgewiesen wurden.

Abgesehen von den bereits erwähnten Schwierigkeiten können die drei erstgenannten Modellvorstellungen nur schwer eine zeitlich stark variable Scheibenstruktur, wie sie aus Langzeitbeobachtungen der Emissionslinien folgt (z.B. Hanuschik et al. 1993), erklären. In der Dissertation von Kroll (1995) wurden detaillierte Modellrechnungen für die beiden letzten Vorschläge durchgeführt. Im Vergleich zu den Beobachtungen konnte allerdings nur der Parameterraum beider Modelle etwas eingeschränkt werden. Zu viele Parameter blieben frei justierbar, um eine Aussage über die relative Wahrscheinlichkeit der Modelle zu treffen.

2.3 Klassen von Röntgendoppelsternen

Der Spektraltyp und die Masse des Begleiters bestimmen vor allem, welche Möglichkeiten zum Transfer von Materie im Doppelsternsystem zur Verfügung stehen. Röntgendoppelsterne können deshalb bereits anhand des Begleiters in zwei grobe Gruppen unterteilt werden — *Low Mass X-ray Binaries* (LMXB) und *High Mass X-ray Binaries* (HMXB).

2.3.1 Low Mass X-Ray Binaries

In einem LMXB-System ist der Begleiter vom Spektraltyp A oder später, mit einer Masse $\lesssim 1.2 M_{\odot}$. Da diese Sterne von sich aus keinen hinreichend starken Sternwind produzieren, um die beobachtete Röntgenemission zu erklären, muß die akkretierte Materie vom Begleiter über den inneren Lagrangeunkt strömen, wobei sich eine Akkretions-scheibe um das kompakte Objekt bildet (siehe Abschnitt 2.2.2). Die Aufheizung der

Scheibe und eines Teils des Begleiters durch die Röntgenquelle dominieren die optische Emission des Systems, das im allgemeinen als schwacher blauer Stern erscheint.

Nur in wenigen Fällen, wie z.B. Her X-1, zeigen die Röntgenquellen in LMXB-Systemen regelmäßige Pulsationen. Dagegen weisen eine ganze Reihe von Quellen quasiperiodische Oszillationen (QPO) ihrer Röntgenemission auf (siehe van der Klis (1995) für eine Übersicht). Eine andere Gruppe zeigt teils regelmäßig, teils unregelmäßig sich wiederholende, kurze Röntgenausbrüche ($\tau \approx 10\text{ s} - 1000\text{ s}$) im Abstand von Minuten bis Stunden. Diese Ausbrüche (Typ I *bursts*) werden als thermonukleare Explosion langsam auf der Oberfläche akkretierter Materie verstanden. Von einer Quelle, dem sogenannten *Rapid Burster* (X 1730–335), sind auch sehr viel rascher aufeinanderfolgende Ausbrüche im Abstand von wenigen Sekunden bekannt (Typ II *bursts*), die durch Instabilitäten in der Akkretion hervorgerufen werden. Eine aktuelle Übersicht dieser Phänomene geben Lewin et al. (1995a).

2.3.2 High Mass X-Ray Binaries

Ein HMXB-System hat einen heißen massereichen Stern vom Typ O oder B als Begleiter, dessen Leuchtkraft vergleichbar oder größer als die Leuchtkraft der Röntgenquelle ist. Der Einfluß von Röntgenheizung auf das optische Spektrum des in diesem Bereich klar dominierenden Begleiters ist meist vernachlässigbar klein.

In den Superriesen-Systemen (Leuchtkraftklasse I–II) ist der Begleiter ein entwickelter Riese oder Überriese mit einer ursprünglichen Masse $\gtrsim 20 M_{\odot}$ und einem Radius von 10 bis $30 R_{\odot}$, der annähernd sein Roche-Volumen (siehe Abschnitt 2.2.1, S.3) ausfüllt. Bei typischen Bahnperioden $\lesssim 10$ Tagen geschieht die beobachtete Röntgenemission relativ gleichmäßig, abgesehen von Bedeckungen durch den Begleiter. Der Begleiter verliert durch starken Sternwind Materie, die von der Röntgenquelle zum Teil akkretiert wird. Unter Umständen wird dieser Sternwind noch durch die Strahlung der Röntgenquelle selbst verstärkt (siehe Abschnitt 2.2.3, S.5). In den leuchtkräftigsten Systemen hat höchstwahrscheinlich zusätzlich der Materiestrom über den inneren Lagrange-Punkt eingesetzt.

Die Begleiter in Be-Systemen (siehe Abschnitt 2.2.4, S.9) sind im allgemeinen noch Hauptreihensterne vom Spektraltyp O9Ve–B2Ve, in einigen Fällen auch Unterriesen der Leuchtkraftklasse III oder IV mit Radien $\lesssim 5 - 10 R_{\odot}$ und Massen von $8 M_{\odot} - 20 M_{\odot}$. Soweit die Bahnparameter bekannt sind, sind die Orbitperioden der Röntgenquellen typischerweise länger ($P_{\text{orb}} \gtrsim 15\text{ d}$) und die Bahnen exzentrischer als in den Superriesensystemen. Wie schon in Abschnitt 2.2.4 angesprochen, sind Be-Röntgendoppelsterne häufig *transients*, im Ausbruch können sie zu den hellsten Quellen am Himmel zählen. Einige strahlen auch beständig, aber mit relativ geringer Leuchtkraft ($10^{26} - 10^{28}\text{ W}$) und erratischen Fluktuationen der Intensität um etwa eine Größenordnung. Zum Teil variiert ihre Leuchtkraft mit der Bahnperiode oder es ereignen sich seltene größere Ausbrüche.

2.4 Das Modell akkretierender Röntgenpulsare

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Ergebnisse von Beobachtungen zweier akkretierender Röntgenpulsare untersucht — Vela X-1 und A 0535+26. Im folgenden beschränkt sich die Diskussion daher auf Modelle und Beobachtungsergebnisse für diese Untergruppe der Röntgendoppelsterne.

Wie der Name schon sagt, zeichnen sich akkretierende Röntgenpulsare durch eine regelmäßige Pulsation des beobachteten Röntgenflusses aus. Das grundsätzliche Modell dafür wurde schon bald nach der Entdeckung der ersten Röntgenpulsare — Centaurus X-3 (Schreier et al. 1972) und Herkules X-1 (Tananbaum et al. 1972) — unabhängig voneinander von Pringle & Rees (1972), Davidson & Ostriker (1973) und Lamb et al. (1973) entworfen: Ein rotierender Neutronenstern mit einem starken magnetischen Dipolfeld akkretiert Materie, die in der einen oder anderen Form vom Begleiter abgegeben wird. Ab einer bestimmten Entfernung vom Neutronenstern wird die Bewegung des Plasmas von diesem Feld dominiert. Die Materie koppelt ‘starr’ an die Magnetfeldlinien an und fällt schließlich gebündelt auf relativ kleine Flächen ($A \lesssim 1 \text{ km}^2$) an den magnetischen Polen des Neutronensterns. Sofern die Magnetachse nicht genau mit der Rotationsachse des Neutronensterns übereinstimmt, sieht der Beobachter eine mit der Rotationsperiode modulierte Emission der Quelle, wobei die Modulation noch durch anisotrope Strahlungsemission verstärkt wird (“Leuchtturmeffekt”).

Dieses Modell kann die grundsätzlichen Eigenschaften eines akkretierenden Pulsars in einem Röntgendoppelstern plausibel erklären. Im Detail müssen für jedes System, wie in den vorhergehenden Abschnitten beschrieben, der Spektraltyp des Begleiters, die Systemgeometrie und die Möglichkeiten des Materietransfers sowie die Rückwirkung der intensiven Röntgenstrahlung auf die Umgebung der Quelle berücksichtigt werden. Hinzu kommen für Röntgenpulsare die Auswirkungen des starken Magnetfelds auf Akkretion und Strahlungsemission, die in den folgenden Abschnitten diskutiert werden.

2.4.1 Die Magnetosphäre

Die **Magnetosphäre** ist der Bereich um ein Objekt, innerhalb dessen die Bewegung von Plasma durch das Magnetfeld des Objektes dominiert wird. Diese Definition ist gleichwertig mit der Forderung, daß innerhalb der Magnetosphäre die Feldrichtung des Gesamtfeldes vom Feld des Objektes und nicht von den Feldern in der Umgebung bestimmt wird (Vasyliunas 1979).

Der Magnetosphärenradius R_{mag} wird oft auch als **Alfvénradius**¹ bezeichnet. In der Literatur gibt es allerdings mehrere, etwas verschiedene Definitionen dieser Größe, die alle bis auf Faktoren ≈ 1 zum gleichen Resultat führen:

¹Laut Vasyliunas (1979) hat Alfvén selbst diese Bezeichnung abgelehnt.

1. Durch Gleichsetzung des magnetischen Drucks mit dem kinetischen Druck einfallenden Plasmas bei R_{mag} (Davidson & Ostriker 1973).
2. Korotation des Plasmas mit dem Neutronenstern innerhalb von R_{mag} , abgeschätzt über die Gleichsetzung der magnetischen und der kinetischen Energiedichte bei R_{mag} (Lamb et al. 1973).
3. Aus der Plasmaphysik, über die Gleichsetzung der Geschwindigkeit des Akkretionsstroms mit der Geschwindigkeit einer Alfvén-Welle im lokalen Feld (Elsner & Lamb 1976). Es läßt sich zeigen, daß dies einen kritischen Radius definiert, der etwa den Bereich der Korotation des Plasmas angibt.

Nach der ersten Definition ergibt sich der Magnetosphärenradius zu

$$R_{\text{mag}} \approx 300 \cdot R_X \cdot \left(\frac{B_X}{10^8 \text{ T}} \right)^{4/7} \left(\frac{L_X}{10^{30} \text{ W}} \right)^{-2/7} \left(\frac{R_X}{10^4 \text{ m}} \right)^{3/7} \left(\frac{M_X}{M_\odot} \right)^{1/7} \quad (2.10)$$

mit dem Magnetfeld B_X , der Leuchtkraft L_X , dem Radius R_X und der Masse M_X des Neutronensterns (Vasyliunas 1979). Für typische Werte der eingehenden Größen ergibt sich also ein Magnetosphärenradius von einigen hundert Neutronensternradien oder mehreren 1000 km; sehr weit ausgedehnt im Vergleich zum Neutronenstern, aber klein gegenüber dem Abstand der Doppelsternkomponenten und dem Roche-Radius des Pulsars.

Seit den ersten Formulierungen von Modellen für Röntgenpulsare hat es eine ganze Reihe von Versuchen gegeben, theoretische Modelle für die Magnetosphäre eines Röntgenpulsars zu entwerfen. Wichtige Fragen sind dabei die Struktur des Magnetfelds, die Verteilung und Bewegung des Plasmas im Feld sowie die Form, der Ort und die genaue Natur der Grenzschicht. Das große Interesse an einem guten theoretischen Modell hat eine Reihe von Gründen:

- Durch die praktisch starre Kopplung der Materie an das Magnetfeld in der Magnetosphäre wird nicht nur die Materie in Richtung der Magnetpole gebündelt, das rotierende Magnetfeld kann auch eine zentrifugale Barriere bilden, die unter Umständen sogar hereinkommendes Plasma fortschleudern kann (**Propeller-Effekt**, siehe z.B. Illarionov & Sunyaev 1975; Holloway et al. 1978). Ein vollständiges Magnetosphärenmodell ergäbe eine bessere Abschätzung der tatsächlichen Akkretionsrate an den Polkappen.
- Betrag und Vorzeichen des Drehimpulsübertrags durch Akkretion auf die Röntgenquelle werden entscheidend durch die Magnetosphäre bestimmt. Man benötigt ein Modell, um Rückschlüsse aus den beobachteten Änderungen in der Pulsperiode zu ziehen. Die durch Akkretion ausgeübten Drehmomente können auch eine Rolle in der Entwicklung des Röntgendoppelsternsystems spielen.
- Die Plasmaeigenschaften innerhalb der Magnetosphäre, wie Temperatur und Dichte, werden benötigt, um Spektrum und Strahlungscharakteristik der emittierten Photonen detailliert zu berechnen.

- Instabilitäten und zeitliche Variationen der Magnetosphäre könnten eine Rolle im Verständnis von irregulären Variationen der Röntgenstrahlung spielen.

Bis heute gibt es allerdings kein vollständiges, allgemein akzeptiertes Modell der Magnetosphäre um ein akkretierendes kompaktes Objekt. Die in der Literatur beschriebenen Modelle basieren alle auf individuell verschiedenen Annahmen und Vereinfachungen, die erst die Lösung der entsprechenden Gleichungen erlauben.

Die ersten Modelle von Röntgenpulsaren gingen von der Akkretion durch Trichter aus offenen Magnetfeldlinien an den Polen aus. Spätere Modelle fanden auch für abgeschlossene Magnetosphären Möglichkeiten zur Akkretion — entweder aufgrund des trichterförmigen Magnetfeldverlaufs an den Polen oder indem das Plasma durch Instabilitäten an der Grenzschicht in die Magnetosphäre eindringt (siehe Vasylunas (1979) und die dort zitierte Literatur). Die letztere Möglichkeit ist besonders von Bedeutung, um ein System mit einer Akkretionsscheibe zu modellieren, da sich hier eventuell sehr wenig Material von vorneherein in der Nähe der Magnetpole aufhält.

Für die Wechselwirkung zwischen einer Akkretionsscheibe und der Magnetosphäre eines Röntgenpulsars haben Ghosh & Lamb (1978; 1979a; 1979b) ein detailliertes Modell entwickelt, das insbesondere eine Beziehung zwischen dem magnetischen Moment des Röntgenpulsars, seiner Pulsperiode und der zeitlichen Änderung derselben herstellt. Abbildung 2.7 skizziert einige wichtige Punkte dieses Modells:

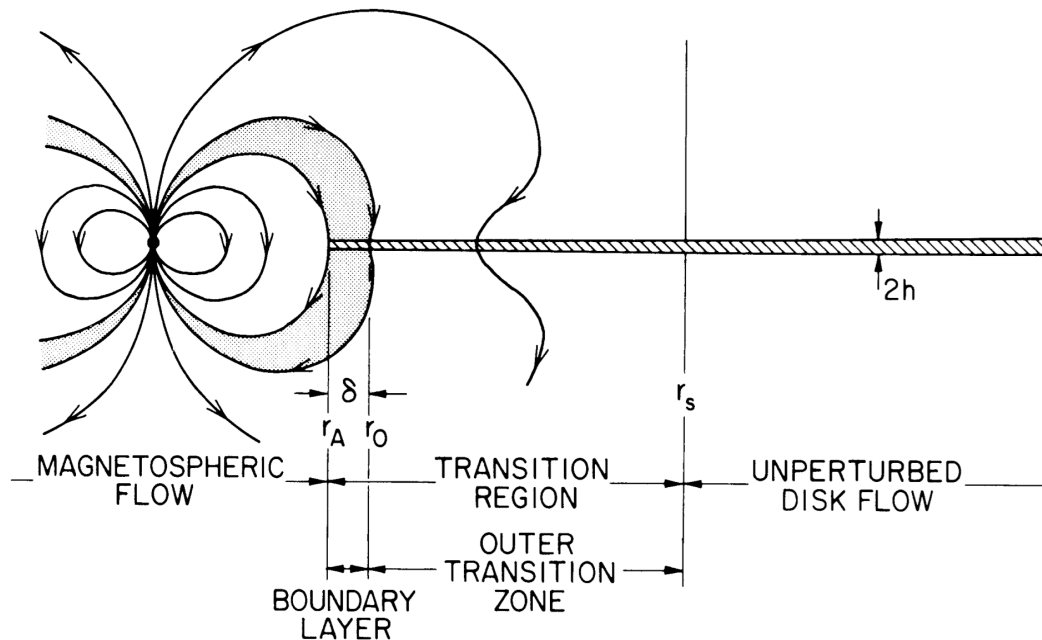


Abbildung 2.7: Schematische Skizze der wichtigen Regionen beim Übergang von einer Akkretionsscheibe zur Magnetosphäre aus Ghosh & Lamb (1978). Die Begriffe werden im Text (S. 15) erläutert.

- Innerhalb der Magnetosphäre ist das Dipolfeld des Neutronensterns ungestört ausgebildet.

- Außerhalb davon existiert eine breite Übergangsregion (*transition region*), in der Magnetfeldlinien die Scheibe durchdringen und so mit dem Plasma wechselwirken. Die Übergangsregion ist weiter unterteilt in eine schmale Grenzschicht der Breite $\delta \ll R_{\text{mag}}$, in der das Plasma senkrecht aus der Scheibe gerissen wird, und eine breite *outer transition zone*, in der die viskosen Kräfte über die magnetischen dominieren.
- Die radiale Drift des Plasmas quer zum durchdringenden Feld erzeugt einen schwachen abschirmenden Strom, der außerhalb des *screening radius* $r_s \gg R_{\text{mag}}$ die Scheibe vollständig gegen das Feld abschirmt.

Entscheidend für die Übertragung von Drehmoment auf den Pulsar sind die Breite der Übergangszone und das Verhältnis zwischen dem Magnetosphärenradius, der die Lage der Übergangszone definiert, und dem **Korotationsradius**

$$R_{\text{Co}} \equiv \left(\frac{GM_X}{\Omega_X^2} \right)^{1/3}, \quad (2.11)$$

der sich aus der Bedingung ergibt, daß unbeeinflusstes Material im Keplerpotential gerade mit dem Neutronenstern mitrotiert. In einer Akkretionsscheibe mit dem gleichen Drehsinn wie der Pulsar, zerrt Scheibenmaterial in der Übergangsregion, das sich innerhalb des Korotationsradius befindet, die Magnetfeldlinien in Drehrichtung mit. Reicht die Übergangszone über diesen Radius hinaus, dann bremst das langsamere Plasma außerhalb R_{Co} den Pulsar. Abhängig vom Verhältnis der Größen R_{mag} , R_{Co} und der Ausdehnung der Übergangszone kann die Summe der übertragenen Drehmomente positiv oder negativ sein. Im Prinzip kann man bei gegebener Akkretionsrate und magnetischem Moment des Neutronensterns eine Gleichgewichtsperiode finden, bei der der Pulsar weiterhin Röntgenstrahlung emittiert, ohne seine Pulsperiode entscheidend zu verändern.

Aus der detaillierten Analyse dieses Modells folgt die Beziehung:

$$-\dot{P} \propto \left(\frac{R^{6/7}}{M^{3/7} I} \right) \cdot n(\omega_s) \cdot \mu^{2/7} (PL^{3/7})^2. \quad (2.12)$$

Dabei sind R , M , I und μ in dieser Reihenfolge Radius, Masse, effektives Trägheitsmoment und magnetisches Moment der Quelle. P , $-\dot{P}$ und L sind die beobachtbaren Größen Pulsperiode, deren zeitliche Änderung und Leuchtkraft. $n(\omega_s)$ ist eine dimensionslose Funktion der **fastness** ω_s , des Verhältnisses zwischen der Winkelgeschwindigkeit des Neutronensterns und der Keplergeschwindigkeit am Magnetosphärenradius. Für sehr kleine Werte von ω_s ist $n(\omega_s) \approx 1.4$, oberhalb einer "kritischen fastness" ω_c wird die Funktion negativ, die Quelle also durch die Akkretion abgebremst. Ghosh & Lamb (1978) fanden ursprünglich $\omega_c \approx 0.35$, spätere Verbesserungen und Korrekturen ihrer Modellrechnungen ließen einen Wert von 0.8–0.9 realistischer erscheinen (Lamb 1989). Eine neue Veröffentlichung (Wang 1995) nennt einen plausiblen Bereich für ω_c von 0.875–0.95.

Bei genauerer Betrachtung findet man, daß in diesem Modell die Änderungsrate der Pulsperiode sich für jede einzelne Quelle als Funktion des magnetischen Moments, der Pulsperiode und der Leuchtkraft ergibt ($\dot{P} = f(\mu, PL^{3/7})$). Für **langsame Rotatoren** ($\omega_s \ll 1$) ist $-\dot{P} \propto (PL^{3/7})^2$, praktisch unabhängig von μ ; für **schnelle Rotatoren** ($\omega_s \approx \omega_c$) geht die Periodenänderung rasch gegen Null und wird schließlich positiv. Im Vergleich mit den Beobachtungsergebnissen von neun Röntgenpulsaren fanden Ghosh & Lamb (1979b) eine gute Übereinstimmung zwischen der Beziehung 2.12 und den gemessenen Werten, vorausgesetzt, das magnetische Moment — als der am wenigsten festgelegte Parameter — blieb frei (siehe Abbildung 2.8). Umgekehrt kann nach diesem Modell das magnetische Moment des Neutronensterns aus den Beobachtungsgrößen P , \dot{P} und L_X abgeschätzt werden, indem man sinnvollen Annahmen über R , M und I ansetzt.

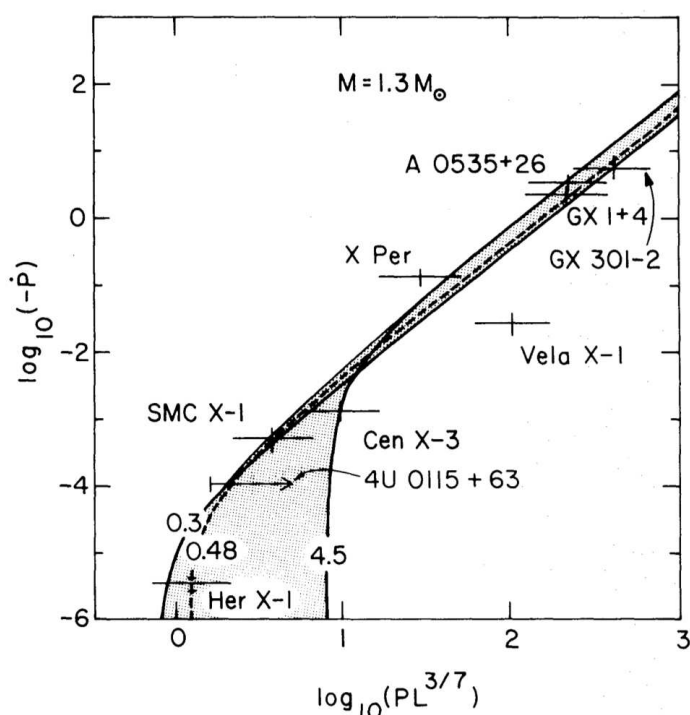


Abbildung 2.8: Vergleich der theoretischen Beziehung zwischen der spin up Rate $-\dot{P}$ und dem Produkt $(PL^{3/7})$ für neun Pulsare. $-\dot{P}$ ist in Einheiten von s/a , $(PL^{3/7})$ in Einheiten von $s \cdot (10^{30} \text{ W})^{3/7}$ aufgetragen. Die Zahlenangaben an den Kurven geben das zugrunde gelegte magnetische Moment in 10^{20} Tm^3 an. Für alle Pulsare wurde eine Masse von $1.3 M_{\odot}$ angenommen. Aus Ghosh & Lamb (1979b).

Wang (1987) griff das Modell von Ghosh & Lamb auf und modifizierte es etwas, insbesondere ging er von einer deutlich breiteren Übergangszone zwischen Keplerrotation und Korotation mit der Magnetosphäre aus. Dadurch ändern sich einige quantitative Resultate, nicht aber die prinzipiellen Aussagen. Dieses Modell wird in der Dissertation von Mony (1991) detailliert besprochen.

Auch wenn das Drehmomentmodell von Ghosh & Lamb und Wang grundsätzlich in der Lage ist, das beobachtete Verhalten der Pulsperiode von Röntgenpulsaren zu erklären, bleiben doch einige Probleme beim Vergleich mit den Beobachtungen:

- Für Her X-1 — den einzigen 'Meßpunkt' klar unterhalb der $-\dot{P} \propto P^2 L^{6/7}$ Geraden in Abbildung 2.8 — ergibt sich nach Ghosh & Lamb ein magnetisches Moment von etwa $5 \cdot 10^{19} \text{ Tm}^3$. Dagegen folgt aus der Zyklotronresonanzlinie bei $\sim 35 \text{ keV}$ (Trümper et al. 1978; Kunz 1996) ein Wert von $3 \cdot 10^{20} \text{ Tm}^3$ (siehe Abschnitt 2.5.4, S.28). Um diese Diskrepanz zu erklären, nahmen Ghosh & Lamb eine starke Quadrupolkomponente des Feldes an den Polen an, die die Zyklotronresonanzlinie hervorbrächte, zusätzlich zum viel schwächeren Dipolfeld, das in die Drehmomentsbetrachtungen eingeht.
- Mony (1991) fand für A 0535+26 ebenfalls signifikant unterschiedliche Werte für die aus der Theorie von Wang abgeleitete und die anhand von Zyklotronresonanzlinien bestimmte Magnetfeldstärke.
- Bei der Entdeckung des *transient* Pulsars EXO 2030+375 fanden Parmar et al. (Parmar et al. 1989b; Parmar et al. 1989a) eine klare Korrelation zwischen $-\dot{P}$ und L , allerdings ergab sich aus ihren Daten eine Proportionalität $-\dot{P} \propto L^{1.08-1.35}$ statt $L^{6/7}$.

Ein weiterer wichtiger Einwand kommt von Anzer & Börner (1983). Diese untersuchten ein ganz anders aufgebautes Modell des Übergangs von einer Akkretionsscheibe zur Magnetosphäre: Durch die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen dem starr rotierenden Magnetfeld und der Scheibe ist diese der Kelvin-Helmholtz-Instabilität unterworfen, was zur Folge hat, daß Scheibenplasma turbulent in die Magnetosphäre hineindiffundiert. Die Analyse dieses Modells für einen Neutronenstern mit der magnetischen Dipolachse in der Scheibenebene ergab:

$$\dot{P} = \alpha P^{7/3} \dot{M} \frac{(GM)^{2/3}}{(2\pi)^{4/3} I}. \quad (2.13)$$

Dabei ist α das Verhältnis zwischen der Änderung des Drehimpulses des Neutronensterns und dem Drehimpuls der Scheibenmaterie bei R_{Co} , G ist die Gravitationskonstante, \dot{M} die akkretierte Masse, P , \dot{P} und I entsprechend zu Gleichung 2.12.

Mit $\alpha \approx 0.05$ — was darauf hindeuten würde, daß die meisten Quellen nahezu mit Gleichgewichtsgeschwindigkeit rotieren — ergab sich auch für dieses Modell eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten. Weiterhin zeigten sie, daß sich auch für ein völlig unrealistisches Modell — ungestörte Keplerrotation bis zur Oberfläche des Neutronensterns — eine gute Anpassung zwischen der theoretischen Funktion und den bis dato vorliegenden Beobachtungen in einem Diagramm ($-\dot{P}$) gegen $(P^2 L)$ finden ließ. Ergo reichen die Beobachtungsdaten einfach nicht aus, um über die Plausibilität eines Akkretionsmodells zu entscheiden.

Angesichts der offenkundigen Schwierigkeiten, gesicherte Aussagen über das Magnetfeld eines Röntgenpulsars allein aus den Änderungen der Pulsperiode zu ziehen, gewinnt die Suche nach Zyklotronresonanzlinien verstärkt an Bedeutung. Besonders interessant wäre die Kombination von genauen Messungen der Pulsperiode und gut bestimmten Zyklotronresonanzlinien. Bei bekannter Magnetfeldstärke blieben nur noch gut abschätzbare freie Parameter (Radius, Masse, Trägheitsmoment), um die quantitativen Aussagen eines bestimmten Modells über den Zusammenhang zwischen \dot{P} und L zu beschränken; konkurrierende Modelle der Magnetosphäre und der Akkretion könnten viel besser geprüft werden.

2.4.2 Die Akkretionssäule

Unabhängig von der spezifischen Theorie der Struktur der Magnetosphäre und des Akkretionswegs wird das Plasma schließlich an den Magnetpolen des Pulsars gebündelt und auf einer Fläche $\leq 1 \text{ km}^2$ zusammengeführt. Aus diesen — im Vergleich zum Gesamtsystem winzigen — Gebieten stammt praktisch die gesamte im System erzeugte Röntgenstrahlung; sie weisen damit die höchste bekannte Strahlungsenergie-dichte im Universum auf. Bis heute gibt es kein konsistentes, alle Aspekte einbeziehendes Modell der physikalischen Bedingungen in den Akkretionssäulen. Wie im folgenden noch genauer erläutert wird, bewirken die extremen Magnetfeldstärken und enormen Strahlungsdichten physikalische Eigenschaften des Plasmas, die teilweise völlig verschieden von den im feldfreien Raum üblichen sind und sich oft nur mühsam oder angenähert berechnen lassen. Akkretionssäulenmodelle postulieren daher meist entweder eine einfache Geometrie des Emissionsgebietes, um das Strahlungsfeld zu untersuchen, oder stark vereinfachte Auswirkungen der Strahlung zur Untersuchung der hydrodynamischen Vorgänge in der Säule und ihrer internen Struktur. Trotz dieser Probleme lassen sich einige Aussagen über Struktur und Strahlungsverhalten der Akkretionssäulen machen, die allerdings eher qualitativer Natur sind.

Eine wichtige Unterscheidung ergibt sich aus der Frage, ob der Strahlungsdruck des Plasmas in der Lage ist, den Akkretionsstrom zu bremsen oder nicht. Die kritische Leuchtkraft, ab der der Strahlungsdruck sich auswirkt, kann nach Gleichung 2.4 (S. 2) abgeschätzt werden. Für typische Neutronensternparameter ergibt sich $L_{\text{krit}} \approx 10^{29} \text{ W}$, also gerade im typischen Bereich für Röntgenpulsare. Für leuchtstarke Quellen mit $L_X \gg L_{\text{krit}}$ bildet sich im Akkretionstrichter ein Strahlungsschock (Basko & Sunyaev 1976; Wang & Frank 1981). Im Schock wird die kinetische Energie des Plasmas effektiv in thermische Energie umgewandelt; unterhalb der Schockfront entsteht eine Säule langsam sinkenden, sehr heißen Gases. Am Fuß der Gassäule entwickelt sich wahrscheinlich ein Hügel aus abgekühltem inaktivem Material (siehe z.B. Burnard et al. 1991). Das Plasma kühlt durch Strahlung ab und wirkt so zurück auf das einfallende Material. Die Höhe der Schockfront über der Neutronensternoberfläche hängt demnach von den Strahlungsprozessen ab, die hauptsächlich zur Kühlung beitragen. Im nächsten Abschnitt wird auf die denkbaren Strahlungsprozesse in den Akkretionssäulen eingegangen; allen gemein ist, daß ihre Wirkungsquerschnitte in ex-

trem starken Magnetfeldern stark vom feldfreien Fall abweichen und bis heute nicht vollständig bekannt sind. Es ist daher schwierig, genaue Aussagen über die Höhe der strahlenden Säule zu machen, nach Basko & Sunyaev (1976) kann sie für sehr helle Quellen bis zum mehrfachen des Neutronensternradius reichen.

Liegt die Leuchtkraft der Quelle deutlich unter L_{krit} , dann gibt es zwei verschiedene Szenarien, wie das Gas schließlich abgebremst wird. Im ersten Modell bildet sich in der Akkretionssäule ein sogenannter "stoßfreier Schock", darunter versteht man einen Schock, in dem die Übergangszone klein ist gegenüber der mittleren freien Weglänge der Gasteilchen. Ein solcher Schock wird zum Beispiel beim Auftreffen des Sonnenwinds auf die irdische Magnetosphäre beobachtet. Dieser Mechanismus wurde von Shapiro & Salpeter (1975) für nichtmagnetische Neutronensterne vorgeschlagen; es ist unklar, ob sich ein stoßfreier Schock auch in einem hochmagnetischen Plasma — in dem die magnetische Energiedichte weit höher ist als die der Teilchen — bilden kann. Langer & Rappaport (1982) untersuchten die Eigenschaften eines solchen Modellsystems. Sie fanden eine Schockfront bei $\sim 1.5R_X$ und ein Spektrum, das von einer stark dopplerverbreiterten Zyklotronemissionslinie dominiert wurde.

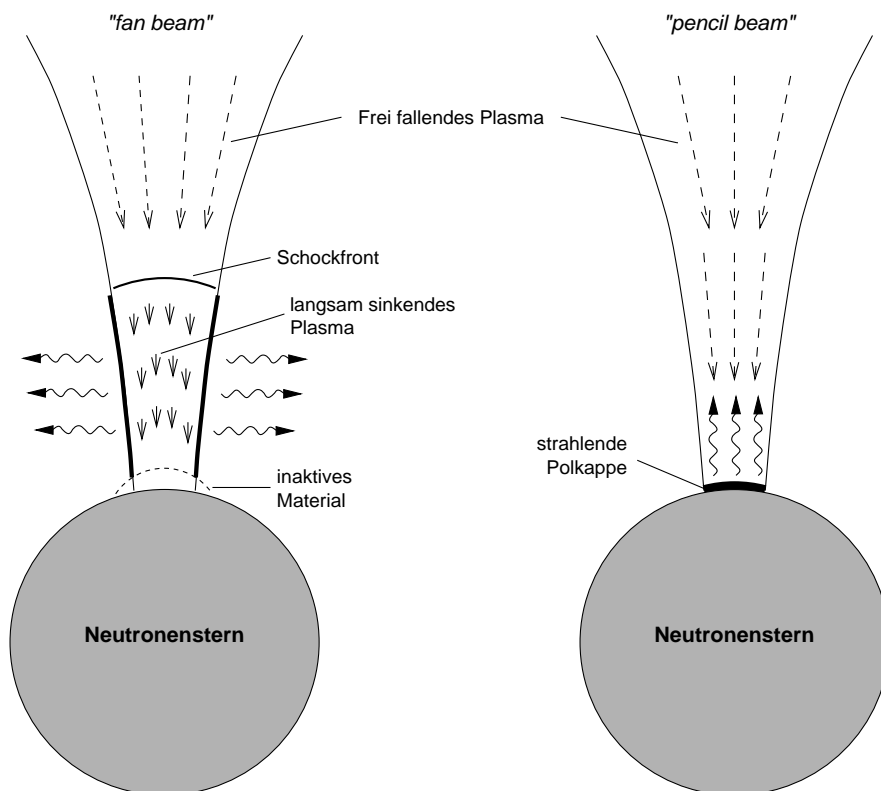


Abbildung 2.9: Schematische Skizze der Akkretions- und Emissionsgeometrien an der Magnetpolkappe eines Röntgenpulsars. Links ist der Fall einer ausgedehnten strahlenden Säule unterhalb einer Schockfront skizziert; rechts die für weniger leuchtkräftige Quellen erwartete Konfiguration mit einer dünnen strahlenden Polkappe. Im ersten Fall wird die Röntgenstrahlung hauptsächlich quer zur Magnetfeldachse (fan beam) austreten, im zweiten parallel dazu (pencil beam). Nach Harding (1994).

Die wahrscheinlichere Alternative ist eine Abbremsung der einfallenden Protonen durch Coulombwechselwirkung mit Elektronen oder Zusammenstöße mit Protonen in der Neutronensternatmosphäre. Eine der Schwierigkeiten für Akkretionsmodelle ist allerdings, daß die Weglänge für Coulombwechselwirkung der Protonen im extrem starken Magnetfeld nicht bekannt ist. Sicher ist nur, daß sie deutlich höher liegt als die 4.3 g/cm^2 im feldfreien Fall, da die Elektronen praktisch keinen Impuls quer zum Feld austauschen können. Die Berechnungen verschiedener Autoren reichen von 15 g/cm^2 bis 200 g/cm^2 , mit einer Mehrheit bei $30\text{--}40 \text{ g/cm}^2$ (siehe Harding (1994) und die dort angegebenen Referenzen). Für Proton-Proton-Stöße liegt der Wert bei etwa 50 g/cm^2 . Je nachdem, welcher Wert der Weglänge für Coulombwechselwirkung angenommen wurde, ergeben sich etwas unterschiedliche Modelle der Vorgänge in der Atmosphäre. Das Ergebnis ist aber stets eine geometrisch wie optisch relativ dünne, strahlende Kappe am Fuß der Akkretionssäule. Nach Harding et al. (1984) liegen die Skalenhöhen solcher Kappen bei nur $0.5\text{--}20 \text{ m}$.

Die beiden grundsätzlichen Konfigurationen — Säule oder dünne Kappe — lassen sich prinzipiell anhand der Emissionsgeometrie unterscheiden. Im ersten Fall erwartet man eher einen breiten "Fächer" emittierter Strahlung quer zum Magnetfeld (*fan beam*), im zweiten einen schmalen "Stift" parallel zur Feldrichtung (*pencil beam*). Abbildung 2.9 skizziert die beiden grundsätzlichen Muster; in der Praxis wird dieses Bild allerdings noch durch vielerlei Effekte verkompliziert. Abschnitt 2.5.2 geht genauer auf die beobachteten Strahlungsmuster von Röntgenpulsaren und die Möglichkeiten der Interpretation ein.

2.4.3 Strahlungsprozesse in der Akkretionssäule

Der wichtigste Effekt des extremen Magnetfelds in Röntgenpulsaren im Hinblick auf die Strahlungsprozesse in der Emissionsregion ist die Quantisierung der Elektronenenergien senkrecht zur Feldrichtung:

$$E_n = m_e c^2 \sqrt{1 + \left(\frac{p_{\parallel}}{m_e c}\right)^2 + 2n \frac{B}{B_{\text{crit}}}} \quad (2.14)$$

dabei ist p_{\parallel} der Teilchenimpuls parallel zum Feld, n die Hauptquantenzahl und

$$B_{\text{crit}} \equiv m_e^2 c^2 / e \hbar \approx 4.4 \cdot 10^9 \text{ T} \quad (2.15)$$

die kritische Magnetfeldstärke, bei der die Zyklotronenergie eines Elektrons im Feld gerade $m_e c^2$ entspricht. Die Eigenwertgleichung enthält also einen kontinuierlichen Term, der der Bewegung parallel zum Feld entspricht, und quantisierte Energieniveaus (**Landau-Niveaus**) senkrecht zum Magnetfeld.

Für Feldstärken $B \ll B_{\text{crit}}$ ist der Abstand zwischen zwei Landau-Niveaus gerade die Zyklotronenergie:

$$E_{\text{cyc}} \equiv E_{n+1}(B) - E_n(B) = \hbar \omega_C = \frac{\hbar e}{m_e} B \approx 11.6 \cdot \left(\frac{B}{10^8 \text{ T}}\right) \text{ keV} \quad (2.16)$$

Die thermische Energie der Elektronen läßt sich aus dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz abschätzen: $kT_e \sim k(L_X/\sigma A_{\text{em}})^{1/4} \approx 10 \text{ keV}$, dabei ist L_X die Röntgenleuchtkraft und A_{em} die emittierende Fläche. Im Vergleich mit den bekannten Magnetfeldstärken von Röntgenpulsaren (siehe auch Tabelle 2.2) ergibt sich $kT \lesssim \hbar\omega_C$ — demzufolge werden sich die Elektronen vor allem im Grundzustand der Landau-Niveaus aufhalten. Die typische Zeitskala für spontane Zyklotronemission eines angeregten Elektrons ist nur $\sim 10^{-15}/(B/10^8 \text{ T})^2 \text{ s}$ und damit viel kürzer als die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen. Die Besetzung der Landau-Niveaus wird demnach nicht thermisch verteilt, sondern vom Strahlungsfeld dominiert sein.

Diese (Teil-)Quantisierung der Elektronenenergien hat enorme Auswirkungen auf die Möglichkeiten zur Erzeugung von Photonen und ihre Wechselwirkung mit dem Plasma. Erstens zeigen die verschiedenen Wirkungsquerschnitte stark resonantes Verhalten bei Vielfachen der Zyklotronenergie, und zweitens kann das starke Magnetfeld transversalen Impuls aufnehmen und erlaubt so auch ‘exotische’ — im feldfreien Raum unmögliche — Prozesse. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die in der Literatur besprochenen Möglichkeiten. Im einzelnen spielen eine Rolle:

Thermische Bremsstrahlung — die Emission von Photonen durch freie Elektronen, die im elektrischen Feld der Nukleonen abgelenkt werden. Dieser Prozeß tritt auch für relativ schwache Felder in Erscheinung.

Resonante Bremsstrahlung oder Zyklotronkühlung — ein Elektron wird durch einen Stoß auf ein höheres Landau-Niveau gehoben und gibt die Energie durch Emission eines Zyklotronphotons mit $E = n \hbar\omega_C$ wieder ab. Nach Harding et al. (1984) wirkt dieser Prozeß bzw. seine Inversion praktisch als ‘Thermostat’ für die Temperatur in der Neutronensternatmosphäre: $kT \lesssim \hbar\omega_C$.

Zweiphotonen-Emission — im Prinzip der gleiche Prozeß, nur geht das Elektron über einen virtuellen Zwischenzustand und verteilt seine Energie frei auf zwei Photonen (Melrose & Kirk 1986). Es kann so auch sehr weiche Photonen erzeugen.

Comptonstreuung — verteilt Energie zwischen Elektronen und Photonen um und ist aufgrund der Resonanzterme im Wirkungsquerschnitt schließlich für die Zyklotronresonanzlinien verantwortlich (siehe Abschnitt 2.5.4). Im Energiebereich unterhalb kT_e können weiche Photonen durch Streuung an heißen Elektronen Energie gewinnen (z.B. Sunyaev & Titarchuk 1980).

Zweiphotonen-Comptonstreuung — ein Elektron im Grundzustand wird von einem Photon oberhalb der Zyklotronenergie gestreut und dabei angeregt. Bei der sofortigen spontanen Emission (s.o.) entsteht ein Zyklotronphoton zusätzlich zum gestreuten, weichen Photon. Bussard et al. (1985) schlug diesen Prozeß als Quelle weicher Röntgenphotonen aus Akkretionssäulen vor.

Magnetische Photonenteilung — ein Mitglied des von einem Photon kurzfristig erzeugten, virtuellen Elektron-Positron-Paars strahlt als Folge der Wechselwirkung

mit dem Feld und bewirkt so, daß das eine Photon in zwei weniger energetische zerfällt. Während bisherige Abschätzungen einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt lieferten, ergab eine neuere numerische Berechnung (Mentzel et al. 1994) einen deutlich größeren Wert. Davon ausgehend stellten Wunner et al. (1995) fest, daß dieser Prozeß für Quellen mit einem magnetischen Feld von einigen 10^8 T durchaus eine wichtige Rolle spielen sollte.

Paarerzeugung — der Zerfall von Photonen in ein Elektron-Positron-Paar. In starken Magnetfeldern kann auch ein einzelnes Photon auf diese Weise zerfallen, sofern seine Energie $\geq 2m_e c^2$ ist (siehe Daugherty & Harding (1983) und dort angegebene Referenzen). Bedeutung erreicht dieser Prozeß ab Feldstärken $\geq 0.1 B_{\text{crit}}$, also $\sim 4 \cdot 10^8$ T.

Prozeß	Schematischer Ablauf ¹⁾	Auswirkungen
Thermische Bremsstrahlung	$e^- \rightleftharpoons A^+ \implies e^- + \gamma$	Kontinuumsspektrum
Magnetische Bremsstrahlung, Zyklotronemission	$e^- \rightleftharpoons e^- \implies e^- + \gamma_c$ $e^- \rightleftharpoons e^{-*} \implies e^- + \gamma_c$	Quelle der Zyklotronphotonen, 'Thermostat'
Zyklotronabsorption und -reemission	$e^- + \gamma_c \implies e^{-*} \implies e^- + \gamma_c$	
Zweiphotonen-Emission	$e^- \rightleftharpoons e^- \implies e^- + \gamma\gamma$ $e^- \rightleftharpoons e^{-*} \implies e^- + \gamma\gamma$	Umverteilung zu niedrigeren Energien
Comptonstreuung	$e^- + \gamma \implies e^- + \gamma$	Energieumverteilung, Resonanzlinien
Zweiphotonen-Comptonstreuung	$e^- + \gamma \implies e^{-*} \implies e^- + \gamma\gamma$ $e^- + \gamma \implies e^- + \gamma\gamma$	Energieumverteilung, Resonanzlinien
Magnetische Photonenteilung	$\gamma \implies \gamma\gamma$	Energieumverteilung
Einphotonen-Paarerzeugung	$\gamma \implies e^- + e^+$	

¹⁾ e^-/e^{-*} stehen für ein Elektron im untersten/höheren Landau-Niveau; A^+ steht für einen beliebigen Atomkern; γ für ein Photon beliebiger Energie und γ_c für ein Zyklotronphoton; \leftrightarrow symbolisiert ganz allgemein eine Wechselwirkung.

Tabelle 2.1: Übersicht der möglichen Strahlungsprozesse in der Akkretionssäule eines Röntgenpulsars.

2.5 Beobachtungseigenschaften akkretierender Röntgenpulsare

2.5.1 Pulsperioden

Langzeitbeobachtungen haben eine große Bandbreite in der zeitlichen Variation der Pulsperioden akkretierender Röntgenpulsare ergeben. Während einige Quellen über den gesamten Beobachtungszeitraum eine fortdauernde Verringerung der Pulsperiode (*spin up*) zeigen (z.B. 4U 1626–67), folgte bei GX 1+4 nach mehreren Jahren stabilen Hochdrehens eine mehrjährige *spin down* Phase (Draxler 1995); seit Anfang 1995 scheint der Pulsar wieder zu beschleunigen. Bei anderen Quellen, wie Vela X-1, findet man zufällige Variationen der Periode auf allen Zeitskalen von Jahren bis hinunter zu Tagen. Der *transient* A 0535+26 zeigt eine Art "Sägezahn-Kurve" mit starkem *spin up* in den Ausbrüchen und *spin down* in den Ruhephasen.

Es liegt nahe, dieses Verhalten mit dem jeweils vorherrschenden Akkretionsmechanismus in den verschiedenen Röntgendoppelsternsystemen in Verbindung zu bringen. So lassen sich die Periodenschwankungen des Vela X-1 Pulsars leicht aus einer inhomogenen Akkretion aus dem Sternwind des Begleiters verstehen, während relativ stabile Periodenänderungen auf Akkretion aus einer Scheibe vom Begleiter überströmenden Materials hindeuten. Für *transients* ändert sich mit der Akkretionsrate und der resultierenden Leuchtkraft unter anderem auch der Magnetosphärenradius, so daß nach den Modellen von Ghosh & Lamb und Wang (siehe Abschnitt 2.4.1, S. 15) der Neutronenstern durch Akkretion sowohl beschleunigt wie gebremst werden kann.

Für Be-Röntgenpulsare ist die Pulsperiode proportional zur Orbitalperiode des Systems (Corbet 1984). Eine Erklärung hierfür ist, daß die Pulsare nahe des Gleichgewichtszustands, der sich aus der Gleichsetzung von Magnetosphärenradius und Korotationsradius ergibt, rotieren und die Akkretion aus einer dichten äquatorialen Scheibe um den Begleiter erfolgt (Waters & Van Kerkwijk 1989), also in Bestätigung des üblichen Be-Modells. In einer weiteren Untersuchung fand Corbet (1986), daß die bekannten HMXB-Pulsare in einem Diagramm P_{puls} gegen P_{orb} drei Gruppen bilden, die sich durch den vorherrschenden Akkretionsmechanismus unterscheiden — langperiodische, windakkretierende Superriesensysteme; kurzperiodische Superriesensysteme mit einsetzendem *Roche lobe overflow* und Be-Systeme. Abbildung 2.10 zeigt dieses "Corbet-Diagramm" mit aktuellen Daten nach van Paradijs (1995).

2.5.2 Lichtkurven und Pulsprofile

Die von einem Röntgenpulsar ausgehende Strahlung ist, wie man den vorhergehenden Abschnitten entnehmen kann, stark davon abhängig, bei welcher Energie und unter welchem Winkel das Emissionsgebiet beobachtet wird. Eine weitere Komponente

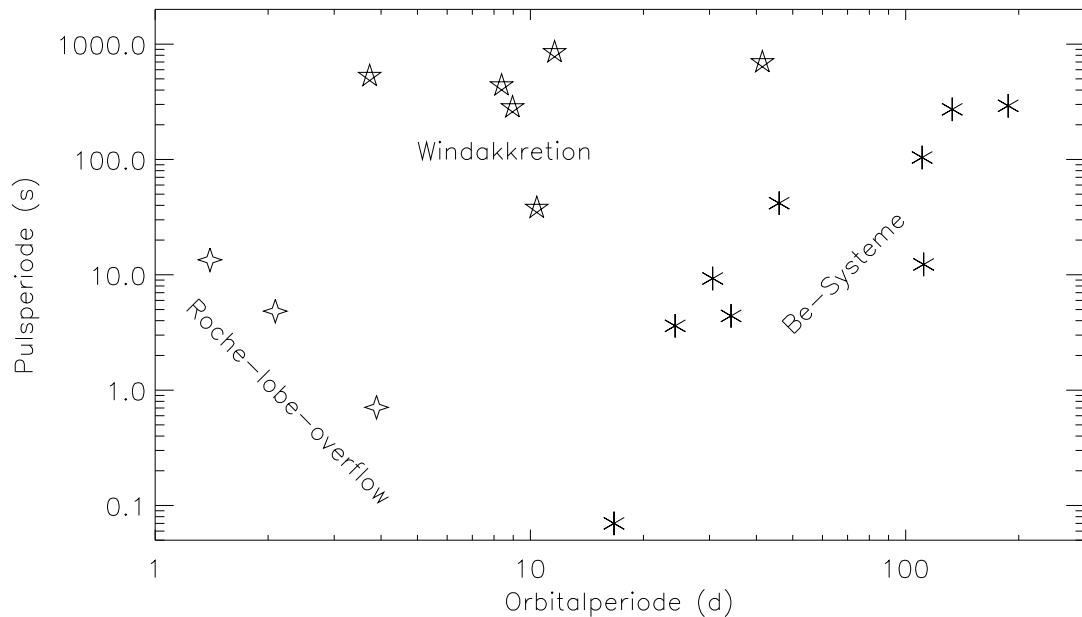


Abbildung 2.10: Pulsperiode gegen Orbitalperiode für Röntgenpulsare in HMXB-Systemen.

kommt für die Vielzahl von Quellen hinzu, für die auch der Akkretionsfluß mit der Zeit variiert.

Das Höchstmaß an Information über die Emissionsvorgänge in der Quelle liefern demzufolge energieaufgelöste Lichtkurven, die im Prinzip zu jedem Zeitpunkt die Emission in Richtung des Beobachters genau nachvollziehen lassen. Praktisch ergibt sich dabei allerdings das Problem, daß die üblicherweise geringen Detektorzählraten oft keine signifikante Messung des Strahlungsflusses in den nötigen kurzen Zeitintervallen erlauben. Außerdem ist man am grundlegenden Emissionsmuster meist eher interessiert als an Momentaufnahmen der Abstrahlung, die — z.B. durch ungleichmäßige Akkretion — schon intrinsisch zufällig variieren kann. Durch Faltung der Photonenankunftszeiten mit der Pulsperiode der Quelle erhält man das **Pulsprofil**, ein Abbild der Emission abhängig von der Energie und — über die Pulsphase — den Winkeln zwischen Magnetfeld- und Rotationsachse beziehungsweise Rotationsachse und Beobachtungsrichtung.

Während die phasengemittelten Spektren der bekannten Röntgenpulsare eine typische Grundform aufweisen — siehe Abschnitt 2.5.3 — findet man in den Pulsprofilen ganz verschiedene Formen und Eigenschaften (White et al. 1983). Die Pulsprofile einzelner Quellen haben zusätzlich oft verschiedene Formen in verschiedenen Energiebändern oder variieren mit der Leuchtkraft (Parmar et al. 1989a). Das Grundproblem bei der Interpretation dieser reichhaltigen Informationen ist — wie so oft — das Fehlen eines vollständigen, selbstkonsistenten Modells der Emissionsregionen, weswegen immer mit vereinfachenden Annahmen gearbeitet werden muß.

Das erste Problem ist die korrekte Berücksichtigung der konkurrierenden Strahlungs- und Wechselwirkungsprozesse in den Emissionsgebieten (siehe Abschnitt 2.4.3). Die Wirkungsquerschnitte sind meist komplexe Funktionen verschiedener Größen wie Energie, Polarisierung, Spin und relativer Winkel. Selbst unter vereinfachenden Annahmen und für den Fall statischer Atmosphären erfordert die Berechnung der Emissionseigenschaften und der daraus abgeleiteten Profile aufwendige numerische Kalkulationen (z.B. Harding et al. 1984 oder Mészáros & Nagel 1985).

Eine realistische Betrachtung muß außerdem die Dynamik im Emissionsgebiet und der darüberliegenden Akkretionssäule berücksichtigen. Im Fall einer emittierenden Polkappe (siehe Abb. 2.9, S.20) streut das einfallende, relativistische Plasma Photonen, die gerade die lokale Zyklotronenergie aufweisen, zurück in Richtung Neutronenstern. Wie in einer Reihe von Artikeln des Lehrstuhls für Theoretische Astrophysik in Tübingen demonstriert wurde (Rebetzky et al. 1988; Rebetzky et al. 1989; Kraus et al. 1989; Maile et al. 1989), kann sich um den Fuß der Säule ein leuchtender 'Halo' bilden, der durch die rückgestreuten Photonen geheizt wird. In diesem Fall können Säule und Halo ganz verschiedene Emissionsgeometrien aufweisen.

Die gravitative Krümmung der Lichtwege in der Nähe des Neutronensterns spielt schließlich auch noch eine entscheidende Rolle — der Radius eines Neutronensterns beträgt, je nachdem welche Zustandsgleichung angesetzt wird, nur etwa 2–4 Schwarzschildradien. Wie Riffert & Mészáros (1988) und Riffert et al. (1993) zeigten, ergeben sich im Vergleich zwischen Rechnungen ohne und mit Berücksichtigung der Lichtkrümmung quantitativ und qualitativ verschiedene Ergebnisse. Einfache, 'intuitive' Vorstellungen, wie z.B. die geringere Modulation von *fan beam* Emission im Vergleich zum *pencil beam* werden nicht bestätigt. Unter Umständen kann nur noch eine obere Grenze für die Ausdehnung des Emissionsgebietes angegeben werden. Rein geometrische Modellrechnungen, wie zum Beispiel von Leahy (1991), haben demnach nur geringe Aussagekraft.

Einen sehr interessanten Ansatz zur Analyse von Pulsprofilen verfolgen Kraus et al. (1995) — sie versuchen, modellunabhängig, unter wenigen allgemeinen Annahmen und unter Berücksichtigung relativistischer Effekte, die Einzelbeiträge der beiden Emissionsregionen zu bestimmen. Aus dieser Information lassen sich unter Umständen auch Rückschlüsse auf Lage, Größe und intrinsische Strahlungscharakteristik an den Magnetpolen ziehen. Die grundlegende Annahme ist dabei, daß sich das asymmetrische Pulsprofil eines Röntgenpulsars aus zwei, um die Magnetachse symmetrischen Anteilen der Einzelregionen zusammensetzt. Die Asymmetrie kommt durch eine relativ zur Rotationsachse windschiefe oder verbogene Magnetachse zustande.

In der Analyse werden die beiden Einzelbeiträge separiert; die Menge der möglichen Kurven wird dabei erheblich eingeschränkt durch die natürliche Bedingung, daß die Beiträge überall positiv sein müssen. Wenn sich die Beiträge beider Magnetpole überlappen, kann unter der Annahme, daß beide Regionen intrinsisch gleiche Emissionseigenschaften haben — eine Bedingung, die nicht unbedingt zutreffen muß (siehe z.B.

Abschnitt 6.6) — die Lage der Magnetpole als Funktion des Beobachtungswinkels bestimmt werden. Die ‘richtige’ Lagebestimmung der Pole erfordert die Kenntnis der Lage der Rotationsachse des Pulsars relativ zum Betrachter. Um die intrinsische Strahlungscharakteristik zu ermitteln und die Ausdehnung der Emissionsregionen einzuschränken, müssen dann noch Werte für Masse und Radius des Neutronensterns angenommen werden.

Nachdem viele der zu berücksichtigenden Parameter (z.B. Masse, Radius, Winkel zwischen Rotationsachse und Beobachter) nur unzureichend bekannt sind, ist es nicht verwunderlich, daß diese Analyse oft zu mehreren, prinzipiell verschiedenen Lösungen führt. Eine Möglichkeit zur Verbesserung ist die Analyse mehrerer, gleichzeitig aufgenommener Pulsprofile in verschiedenen Energiebändern, wie sie derzeit an verschiedenen Quellen vorgenommen wird. Ansonsten kann durch zusätzliche Informationen aus anderen Beobachtungen der Lösungsraum weiter eingeschränkt werden.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Aufnahme und Analyse von Lichtkurven und Pulsprofilen einen sehr wichtigen Beitrag zum Verständnis der Emissionsregionen in Röntgenpulsaren liefern. Allerdings kann der Zusammenhang zwischen den beobachtbaren und den intrinsischen Emissionsmustern sehr kompliziert sein. Rückschlüsse aus den Beobachtungen auf die Eigenschaften der Polregionen sind daher schwierig und können leicht in die Irre führen; so daß zum Beispiel die Bestimmung der Magnetfeldstärke aus der Variation des Pulsprofils mit der Energie mit großer Vorsicht zu betrachten ist. Die Bestimmung der Feldstärke über Zyklotronresonanzlinien ist deutlich sicherer.

2.5.3 Röntgenspektren

Während die bekannten akkretierenden Röntgenpulsare in vielerlei Hinsicht ganz verschiedene Eigenschaften besitzen, zeigen sie bei der Form des Röntgenspektrums im Bereich von einigen keV bis jenseits 100 keV eine überraschende Ähnlichkeit (White et al. 1983; Nagase 1989): Im allgemeinen ist das Spektrum ein flaches Potenzgesetz mit Photonenindex $\alpha = 1-2$, das jenseits von $E_C = 10-30$ keV exponentiell abfällt — näherungsweise gilt $N(E) \propto \exp[(E_C - E)/E_F]$. Die **Faltungenergie** E_F liegt ebenfalls bei etwa 10–30 keV. Einige, meist relativ leuchtschwache ($L_X < 10^{28}$ W) Quellen haben weichere Spektren.

Als zusätzliche Komponente findet man in vielen Spektren eine Emissionslinie bei ~ 6.5 keV und eine Absorptionskante bei ~ 7.3 keV. Diese Strukturen werden der Reprozessierung höherenergetischer Strahlung durch zirkumstellare Materie zugeschrieben, die Emissionslinie ist demnach die $K\alpha$ -Linie von Eisen der Ionisationsstufe V–X (Nagase 1989; White et al. 1995).

Für einige Quellen wird in Phasen starker photoelektrischer Absorption ein *soft excess*, d.h. ein Überschuß an Photonen bei niedrigen Energien ($E \lesssim 5$ keV) im Vergleich zum erwarteten Spektralverlauf, beobachtet. Dieser Überschuß kommt zum einem wohl

durch Streuung von Röntgenstrahlung an einem dichten Sternwind oder Gasstrom zustande, zum anderen durch Verringerung der Opazität des umgebenden Materials aufgrund der Ionisation durch die Strahlung der Röntgenquelle (siehe z.B. Haberl & White 1990).

In den Spektren einiger Röntgenpulsare zeigen sich schließlich noch Strukturen, die sich als Zyklotronresonanzlinien erklären lassen. Aufgrund der großen Bedeutung dieser Linien für die Messung der Magnetfeldstärke und damit der theoretischen Beschreibung akkretierender Röntgenpulsare, geht der folgende Abschnitt genauer auf dieses Phänomen ein.

2.5.4 Zyklotronresonanzlinien

Nachdem die Emission von Photonen bei der Zyklotronenergie und Vielfachen davon ein bedeutender Strahlungsprozeß in Akkretionssäulen von Röntgenpulsaren ist (siehe Abschnitt 2.4.3), ging man ursprünglich davon aus, im Zweifelsfall Emissionslinien entdecken zu können. Beim ersten Nachweis einer Zyklotronresonanzlinie im Spektrum eines Röntgenpulsars (Her X-1) durch Trümper et al. (1978) wurde die Interpretation des spektralen Merkmals als Emissionslinie bei ~ 58 keV deswegen auch gegenüber der ebenfalls angeführten Möglichkeit einer Absorptionslinie bei ~ 42 keV bevorzugt.

Wie in Abschnitt 2.4.3 erläutert wurde, haben aber auch die Wirkungsquerschnitte für Absorption und Streuung — sowohl im einfachen Fall wie im Fall der exotischen Zweiphotonen-Prozesse (siehe Tabelle 2.1) — resonante Terme als Funktion der Zyklotronenergie und in gewissen Umfang des Einfallswinkels der Photonen (siehe Gleichung 2.17). Für eine detaillierte Berechnung müssen auch noch die Polarisation der Photonen sowie der Spin der Elektronen berücksichtigt werden, was allerdings nichts am prinzipiellen Verhalten ändert.

Diese Resonanz hat zur Folge, daß das Emissionsgebiet für entsprechende Photonen praktisch 'verspiegelt' ist — die mittleren freien Weglängen liegen nur in der Größenordnung von Zentimetern. Erst wenn die Photonen durch Compton-Streuung Energie verlieren oder gewinnen — "in die Linienflügel gestreut werden" — können sie das Emissionsgebiet mit einiger Wahrscheinlichkeit verlassen. Die Absorption von Photonen spielt kaum eine Rolle, da aufgrund der extrem kurzen Lebenszeiten der angeregten Zustände und der vergleichsweise geringen Teilchendichte absorbierte Photonen so gut wie immer zur Reemission eines oder mehrerer Zyklotronresonanzphotonen führen; es handelt sich also eher um eine resonante Streuung. Die beobachteten "Zyklotronresonanz-Absorptionslinien" entstehen also durch Streuprozesse und müßten demzufolge richtiger "-Streulinien" heißen. Der erste Begriff entspricht allerdings eher dem intuitivem Verständnis. Außerdem werden in Modellrechnungen meist nur die Absorptionsquerschnitte verwendet, die für Feldstärken von wenigen 10^8 T und die ersten beiden Harmonischen der Resonanz eine sehr gute Näherung der viel komplexeren Streuquerschnitte ergeben (Harding & Daugherty 1991).

Die ursprünglich erwarteten Zyklotronresonanz-Emissionslinien können nach dem derzeitigen Stand des Wissens eigentlich nur für Quellen mit sehr geringer Akkretionsrate, entsprechend dünnen Atmosphären, aber eben auch kleiner Leuchtkraft erwartet werden. Eine von Nelson et al. (1995) vorgeschlagene Möglichkeit wäre die Röntgenemission von isolierten Neutronensternen, die direkt aus dem interstellaren Medium akkretieren. Die in Tabelle 2.2 aufgeführte Zyklotron-Emissionslinie für die ungewöhnliche Quelle 1E 2259+586 (Koyama et al. 1989) ist umstritten (Iwasawa et al. 1992; Corbet et al. 1995).

Hat man eine Zyklotronresonanzlinie beobachtet, dann ergibt sich in erster Näherung die Stärke des Magnetfeld direkt aus der Zyklotronenergie (siehe Gleichung 2.16, S.21). Die Messung wird sicherer, wenn man mehrere Linien beobachten kann, so daß kein Zweifel über die Ordnung der beobachteten Linie mehr besteht. Berücksichtigt man relativistische Korrekturen, ist die Lage der Resonanzlinie vom Winkel θ zwischen der Magnetfeldachse und der Einfallrichtung der Photonen abhängig (Harding 1994):

$$\hbar\omega_n = mc^2 \frac{\left(\sqrt{1 + 2n(B/B_{\text{crit}})\sin^2\theta} - 1\right)}{\sin^2\theta} \quad \left[= n \cdot \hbar\omega_{\text{cyc}} \text{ für } \theta = 0 \right] \quad (2.17)$$

Mit zunehmendem Winkel θ nimmt die Linienenergie ab, bei Beobachtung senkrecht zum Feld ($\theta = 90^\circ$) ist die Linie um $\Delta E \approx -1/2 n^2(B/B_{\text{crit}}) \cdot E_{\text{cyc}}$ verschoben. Aus dieser Variation der Linienlage kann man etwas über die grundsätzliche Geometrie der Röntgenemission lernen, je nachdem, bei welchen Pulsphasen die Linienenergie ihr Minimum und Maximum hat. In der Dissertation von Kunz (1996) wird diese Frage für den Röntgenpulsar Her X-1 untersucht. Eine solche Untersuchung erfordert allerdings eine gute Vorstellung über den Zusammenhang zwischen beobachtetem Pulsprofil und Emissionsgeometrie, sowie Daten hinreichender Qualität, um die Variation der Linienenergie signifikant zu bestimmen.

Da sich das Emissionsgebiet wahrscheinlich recht dicht am Neutronenstern befindet, ist die beobachtete Zyklotronenergie auch noch der Gravitationsrotverschiebung unterworfen:

$$E_Z^{\text{obs}} = \frac{E_Z}{1+z} = E_Z \left(1 - \frac{2GM_{\text{NS}}}{Rc^2}\right)^{1/2} \quad (2.18)$$

Dabei ist M_{NS} die Masse des Neutronensterns und R der Abstand der Region, in der die Linien entstehen, vom Zentrum des Neutronensterns. Für eine Emissionsregion direkt an der Oberfläche und die typischen Werte $M_{\text{NS}} = 1.4M_\odot$, $R_{\text{NS}} = 10 \text{ km}$ wäre der Multiplikationsfaktor 0.76, die tatsächliche Feldstärke an der Oberfläche also um $\sim 25\%$ höher als die aus Gleichung 2.16 abgeleitete.

Tabelle 2.2 faßt die bis heute veröffentlichten Beobachtungen von Zyklotronresonanzlinien in Röntgenpulsaren zusammen. Danach scheinen die Magnetfelder von Röntgenpulsaren im allgemeinen im relativ engen Bereich von $1\text{--}5 \cdot 10^8 \text{ T}$ zu liegen. Etwas Vorsicht bei dieser Interpretation ist allerdings angebracht, da es nicht auszuschließen

Quelle	Begleiter	E_{cut}	beob. E_{cyc}	Referenz
Her X-1	A9-B	17–22	27–35 ¹⁾	Kunz (1996)
4U 0115+63	Be	7–9	12, 23, (36?)	Nagase et al. (1991)
X 0331+53	Be	14–17	28.5, (56?)	Makishima et al. (1990)
X 2259+586	??	≤ 4	5 & 10 oder 7em? ²⁾	Iwasawa et al. (1992)
Cep X-4	Be?	15–17	30–32 ¹⁾	Mihara et al. (1991)
A 0535+26	Be	18–25	45–55, 100–110 ¹⁾	<i>diese Arbeit</i>
Vela X-1	B0.5Ib	15–30	20–27, 40–60 ¹⁾	<i>diese Arbeit</i>
4U 1907+09	OB/Be	14–16	21	Makishima et al. (1992)
4U 1538–52	B0I	14–16	21	Clark et al. (1990)
GX 301–2	B1.5Ia	19–21	40	Makishima et al. (1992)

¹⁾ Variation mit der Pulsphase

²⁾ em = Linie in Emission. Existenz ist umstritten

Tabelle 2.2: Übersicht der beobachteten Zyklotronresonanzlinien in den Spektren von Röntgenpulsaren.

ist, daß es sich hier um einen Auswahleffekt handelt. Quellen mit schwächerem Magnetfeld könnten schlicht ein zu früh abknickendes Spektrum haben (s.u.); Magnetfelder $\gtrsim 10^9$ T würden zu Zyklotronresonanzlinien im Bereich $\gtrsim 100$ keV führen, die mit heutigen Detektoren angesichts der steil abfallenden Pulsarspektren praktisch nicht entdeckt werden können. Weiterhin ist zu bedenken, daß alle ‘Linienentdeckungen’ auf Abweichungen zwischen gefaltetem Modell- und gemessenem Zählratenspektrum beruhen. Zum einen birgt dies die Gefahr, durch ungünstige Wahl des Kontinuums künstliche ‘Linienstrukturen’ in den Abweichungen zu erzeugen, zum anderen sind auch bei größter Sorgfalt die genauen Linienparameter abhängig vom verwendeten Spektralmodell.

Makishima et al. (1992) machten auf eine positive Korrelation zwischen der Lage der ersten Zyklotronresonanzlinie und der *cutoff* Energie E_{cut} , ab der das Röntgenspektrum exponentiell abfällt, aufmerksam. Ein solcher Zusammenhang ist leicht zu verstehen — die in Abschnitt 2.4.3 besprochenen Prozesse der Photonenemission und Energieumverteilung sind alle resonant bei der Zyklotronenergie, es steht also auch zu erwarten, daß die Form des daraus resultierenden Spektrums die Magnetfeldstärke widerspiegelt. Die zu Beginn dieses Abschnitts angesprochene Ähnlichkeit im Verlauf der Photonspektren der bekannten Röntgenpulsare wäre nach dieser Interpretation ein weiterer Hinweis auf ähnliche Magnetfeldstärken in allen diesen Quellen.

Kapitel 3

Die Instrumente HEXE und TTM

Im folgenden sollen die beiden Röntgenexperimente *HEXE* und *TTM* kurz vorgestellt werden — mechanischer Aufbau, Verarbeitung der Signale, Übermittlung der Daten zur Bodenstation (Telemetrie) und Ansprechverhalten der Detektoren, also die Auswirkungen der Detektoreigenschaften auf die Form der gemessenen Röntgenspektren.

3.1 Das Kvant-Modul

Beide Instrumente sind Teil des *Kvant*-Observatoriums, eines Erweiterungsmoduls zur russischen Raumstation *Mir*, das am 31. März 1987 in die Umlaufbahn gebracht wurde — gerade rechtzeitig, um das Jahrhundertereignis Supernova 1987A im Röntgenbereich zu beobachten (Sunyaev et al. 1987).

3.1.1 Instrumentierung

Das *Kvant*-Observatorium umfaßt insgesamt vier Röntgenteleskope: *TTM*, *HEXE*, *Sirene-2* und *Pulsar X-1*, deren Eigenschaften in Tabelle 3.1 zusammengefaßt sind:

Das abbildende *COded Mask Imaging Spectrometer (COMIS/TTM)*¹ arbeitet am unteren Rand des abgedeckten Energiebereichs (2–25 keV). Es wurde von Instituten in Birmingham und Utrecht gebaut und soll vor allem die galaktische Scheibe im Röntgenbereich abrastern. Das ursprüngliche Instrument fiel bereits im Oktober 1987 durch einen Defekt aus und konnte erst ein Jahr später durch einen baugleichen Detektor ersetzt werden. Eine detaillierte Beschreibung folgt in Abschnitt 3.3.

Eine zusätzlich an *TTM* angebrachte Sternkamera diente dazu, die exakte Ausrichtung (Pointierung) des gesamten Moduls zu bestimmen, fiel aber im April 1988 aus und konnte nicht repariert werden. Seit Oktober 1988 werden die Röntgenbilder des zweiten *TTM*-Geräts verwendet; diese geben aber erst dann eine sichere Information über die Pointierung, wenn mehr als eine hinreichend starke Röntgenquelle im Blickfeld liegt. Mit einer einzelnen starken Quelle bleiben Unsicherheiten in Bezug auf den Rollwinkel um die Blickrichtung. Für den Zeitraum zwischen dem Ausfall der Sternkamera und der Inbetriebnahme des zweiten *TTM*-Geräts sind nur die nominellen Ausrichtungen der Instrumente bekannt.

¹*TTM* ist das russische Kürzel, das in den Veröffentlichungen verwendet wurde und sich im Gebrauch durchgesetzt hat

Sirene-2, ein Gasproportionalzähler des *ESTEC*, sollte im Energiebereich von 3 bis 100 keV spektrale Untersuchungen vornehmen. Aufgrund von starken Schwankungen der Hochspannungsversorgung und damit der Verstärkung des Detektors, selbst über kurze Zeiträume hinweg, mußte das Instrument aufgegeben werden.

Das *High Energy X-Ray Experiment (HEXE)* ist das dritte Instrument in der Reihenfolge der Energiebereiche. Vier Phoswich-Szintillationszähler erlauben im Bereich von 20 bis 200 keV (nominell 15–200 keV) die Untersuchung von Spektren und zeitlichen Verläufen. Eine ausführliche Beschreibung folgt in Abschnitt 3.2.

Das *Pulsar X-1 Experiment* des IKI Moskau arbeitet im Energiebereich von 30 bis 800 keV. Der Nachweis geschieht wie bei *HEXE* mit Phoswich-Detektoren, allerdings mit einem um eine Größenordnung dickeren Nachweiskristall. Der hohe detektorinterne Hintergrund dieses Instruments läßt allerdings nur die Beobachtung sehr heller Quellen mit harten Spektren zu.

Instrument	TTM	Sirene-2	HEXE	Pulsar X-1
Aufgabe	Abbildung von Röntgenquellen	Spektroskopie mit mittlerer Energieauflösung	Analyse von Spektren und Zeitvariationen	Studium des zeitlichen Verhaltens von Röntgenspektren
Aufbau	Proportionalzähler mit Coded Mask Camera	Gasszintillationsproportionalzähler	4 Phoswich-Detektoren mit 3.2 mm NaI(Tl), 50 mm CsI(Tl)	4 Phoswich-Detektoren mit 30 mm NaI(Tl), 50 mm CsI(Tl)
nomineller Energiebereich	2–25 keV	3–100 keV	15–200 keV	30–800 keV
Energieauflösung	18% bei 6 keV	11% bei 6 keV, 4% bei 60 keV	25% bei 60 keV	25% bei 124 keV
Ortsauflösung	3 Bogenminuten	—	—	—
Gesichtsfeld	7.5°×7.5° FWHM	2.3°×2.3° FWHM	1.6°×1.6° FWHM	3.0°×3.0° FWHM
Nachweisfläche	300 cm ²	314 cm ²	4×200 cm ²	4×250 cm ²

Tabelle 3.1: Eigenschaften der vier Röntgenteleskope des Kvant-Observatoriums

3.1.2 Beobachtungsverfahren und Datentransport

Die Raumstation *Mir* umkreist die Erde einmal etwa alle 90 Minuten in einer Höhe von ~350 km. Der erdnahe Orbit läßt leider keine ununterbrochenen Langzeitbeobachtungen zu, was Zeitanalysen erschwert. Eine Röntgenquelle wird stattdessen üblicherweise an jedem Beobachtungstag während mehrerer aufeinanderfolgender Erdumrundungen beobachtet. Eine einzelne kontinuierliche Beobachtung wird als **Session** bezeichnet.

Um *Sirene-2* und *Pulsar X-1* Hintergrundbeobachtungen zu ermöglichen, schwenkt die gesamte Raumstation in Intervallen von etwa 4 Minuten zwischen der Quelle und einem Feld ohne bekannte Quelle hin und her (**Mir-Rocking**). *HEXE* und *TTM* können auch im zweiten Beobachtungsmodus, in dem die Raumstation auf die Quelle ausgerichtet bleibt, den Hintergrund bestimmen. Bei *TTM* geschieht dies während der Bildanalyse, während für *HEXE* die beiden Kollimatoren in Abständen von typischerweise 2 Minuten abwechselnd auf die Quelle und auf ein Hintergrundfeld schwenken, wobei immer zwei der vier Detektoren auf die Quelle gerichtet sind (**HEXE-Rocking**).

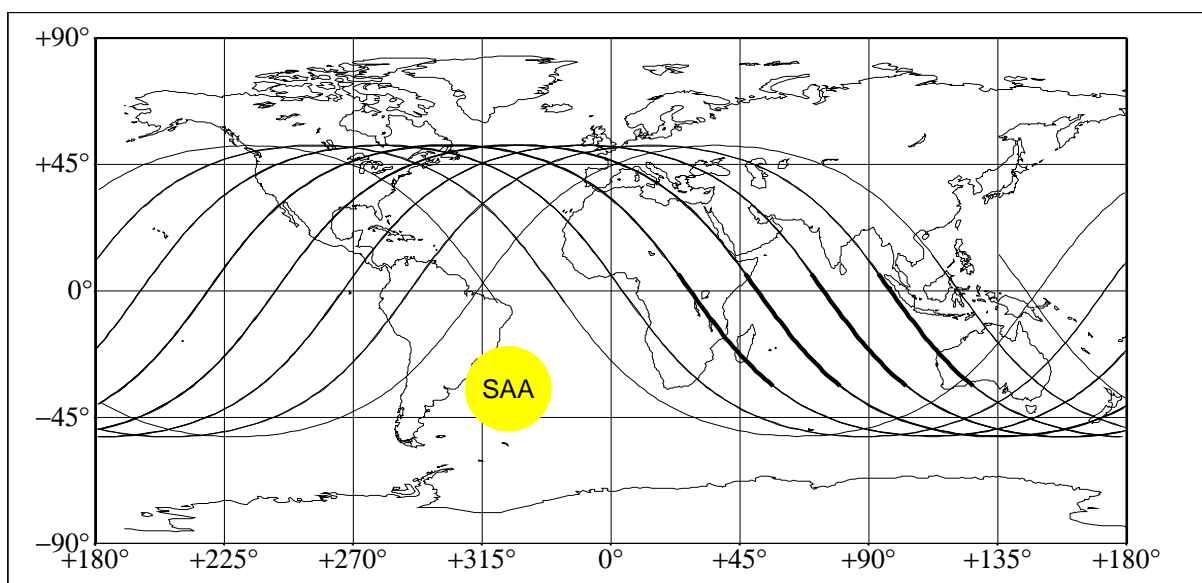


Abbildung 3.1: Sukzessive Orbits der Raumstation Mir während der Beobachtungen von A 0535+26 am 9.4.89. Die eigentlichen Beobachtungszeiten sind stärker hervorgehoben. Südöstlich des südamerikanischen Kontinents ist die Lage der Südatlantikanomalie (SAA) angedeutet. Das Bild wurde freundlicherweise von Jakob Englhauser erstellt.

Die Meßdaten werden an Bord der Raumstation auf einem Magnetband aufgezeichnet und beim nächsten Überfliegen einer Bodenstation zur Erde gefunkt. Die maximale Dauer einer Session beträgt aufgrund der beschränkten Kapazität des Magnetbands etwa 2000 Sekunden oder ungefähr 35 Minuten. Die Beobachtungszeit wird weiter eingeschränkt durch den Umstand, daß die Beobachtungen erfolgen müssen, solange *Mir* im Tageslicht liegt, damit genügend Leistung aus den Solarzellen zur Verfügung steht. Kreuzt der Orbit der Raumstation die Südatlantikanomalie (SAA), werden sämtliche Experimente kurzfristig abgeschaltet, um Schäden durch die hohen Teilchen- und Photonenflüsse in dieser Region zu vermeiden.

Am Institut für Weltraumforschung in Moskau (IKI) werden die Daten der einzelnen Instrumente aus dem Datenstrom herausgeschnitten. Die *HEXE*-Daten gelangen dann, wieder per Magnetband, an das MPE Garching, wo sie weiter aufbereitet und in einen standardisierten Katalog geschrieben werden. Die *TTM*-Daten gehen an die Universitäten von Utrecht und Birmingham.

3.2 Das Hochenergie-Experiment HEXE

3.2.1 Aufbau des Instruments

Herzstück des *HEXE*-Detektors sind vier je 200 cm^2 große Phoswichkristalle. Der vordere Szintillationskristall, $3,2\text{ mm}$ dickes NaI(Tl) , übernimmt dabei den eigentlichen Nachweis der Röntgenphotonen; der hintere, 50 mm dicke CsI(Tl) , schirmt gegen Strahlung aus dem rückwärtigen Halbraum ab und dient zum Nachweis unerwünschter Ereignisse, also zur aktiven Hintergrundunterdrückung. Die Unterscheidung zwischen Signalen aus dem Abschirm- und solchen aus dem Nachweiskristall geschieht elektronisch über den materialtypischen Zeitverlauf des Stromimpulses.

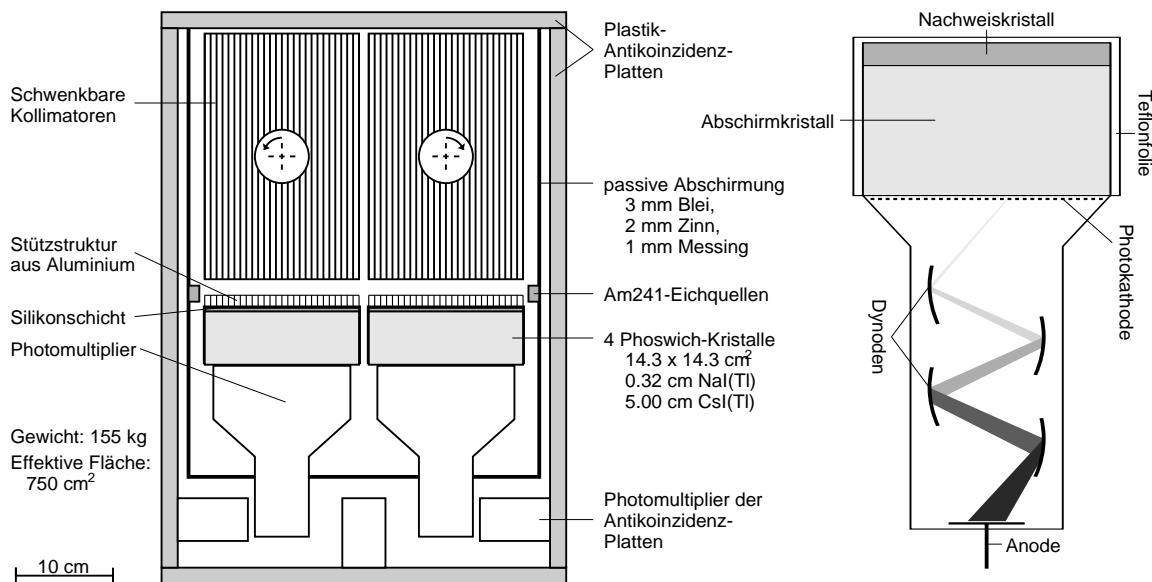


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des *HEXE* Instruments (links) und Funktionsskizze eines Phoswich-Detektors (rechts).

Eine weiße Teflonfolie um die Kristalle herum verteilt das Szintillationslicht diffus im Kristallblock und macht so den Photonenfluß möglichst unabhängig vom Ort der Wechselwirkung. Nichtuniformitäten, die sich aus dem Aufbau und der Geometrie der Kristalle ergeben, werden so ausgeglichen. Vor den Phoswichkristallen befinden sich eine dünne Schicht Silikonkautschuk und eine Stützstruktur aus Aluminium, deren Deckflächen mit je $0,1\text{ mm}$ Aluminiumfolie bezogen sind. Die Stützstruktur und der Silikonkautschuk fixieren die Meßkristalle und sorgen für die nötige licht- und luftdichte Abdeckung.

Das Gesichtsfeld der Detektoren wird durch zwei 'Bienenwaben'-Kollimatoren aus Wolfram auf etwa $1,6^\circ$ FWHM eingeschränkt. Die Kollimatoren reduzieren die effektive Detektorfläche bei senkrechtem Einfall der Röntgenphotonen auf 750 cm^2 , bei schrägem Einfall natürlich noch stärker. Die Auswirkungen der Kollimatoren wurden in der Diplomarbeit von Hünerkopf (1986) untersucht. Um gleichzeitig Quell- und

Hintergrundbeobachtungen zu ermöglichen (siehe S. 32), können die Kollimatoren unabhängig voneinander um 2.3° geschwenkt werden.

Der Detektorblock ist auf allen sechs Seiten von Plastiksintillatorplatten umschlossen. Diese wirken als aktive Antikoinzidenz-Abschirmung — verliert ein geladenes Teilchen eine definierte Energiemenge in den Antikoinzidenzplatten, wertet die Elektronik gleichzeitig registrierte Ereignisse in den Phoswichkristallen nicht aus. Gegen Hintergrundphotonen, die in Plastik kaum absorbiert werden, bieten die Antikoinzidenzplatten allerdings nur begrenzten Schutz. Zu höheren Energien hin steigt aber die Wahrscheinlichkeit, daß seitlich einfallende Photonen sich durch einen Compton-Stoß in den Antikoinzidenzplatten 'verraten' und als Hintergrundereignis registriert werden können.

Um Hintergrundphotonen, auch solche etwas niedrigerer Energie, zuverlässig abzufangen, umgibt ein *graded shield* den Detektor auf allen Seiten außer in Blickrichtung. Das *graded shield* besteht aus drei verschiedenen Metallschichten — von außen nach innen 3 mm Blei, 2 mm Zinn und 1 mm Messing. Die bei der Absorption von Röntgenphotonen freiwerdende Fluoreszenzstrahlung wird aufgrund der Materialauswahl von der nächstinneren Schicht wieder absorbiert.

Vier in kleine Plastiksintillatoren eingebettete Am^{241} -Eichpräparate stellen die richtige Zuordnung zwischen der Lichtausbeute im Detektorkristall und der Energie des einfallenden Photons, auch bei schwankender Hochspannungsversorgung der Photomultiplier und unterschiedlicher Temperatur der Kristalle, sicher. Zur Kontrolle der Energieeichung dient der Schwerpunkt der 59.54 keV Linie des Am^{241} , die Detektorsignale werden durch den Nachweis der beim Zerfall emittierten α -Teilchen als Eichereignisse registriert. Vor Beginn jedes Beobachtungsintervalls wird ein Eichspektrum erzeugt und mit dieser Information die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier wenn nötig nachgeregelt. Die während der eigentlichen Messung auftretenden Am^{241} -Ereignisse werden markiert und mit den sonstigen Meßdaten übertragen. Damit ist eine nachträgliche Kontrolle der Detektoreichung über den gesamten Zeitraum der Messung möglich.

3.2.2 Aufbereitung der Detektorereignisse in der Elektronik

Der durch ein Ereignis ausgelöste Lichtblitz im Szintillationskristall setzt an der Kathode des Photomultipliers Elektronen frei. Das Signal wird durch die Dynoden verstärkt und an der Anode als Stromimpuls abgegriffen.

Ein ladungsempfindlicher Vorverstärker wandelt diesen Impuls in ein Spannungssignal um, das dann in der PHA/PSD-Karte, einem Pulshöhen- und Pulsform-Analysator, auf Amplitude und Anstiegszeit untersucht wird. Liegen diese Werte innerhalb bestimmter 'Fenster', werden die digitalisierten Ergebnisse in zwei Hardware-FIFO-Puffer geschrieben und stehen für die Weiterverarbeitung durch den Mikroprozessor bereit. Die PHA/PSD-Karte erhält auch Informationen über andere Meßeinrichtungen,

wie Antikoinzidenzplatten und Am^{241} -Szintillatoren. So können Hintergrundereignisse unterdrückt und Am^{241} -Ereignisse beim Weiterreichen markiert werden.

Die von der PHA/PSD-Karte akzeptierten Daten werden schließlich vom Mikroprozessorsystem übernommen und je nach gewähltem Programm für die Telemetrie aufbereitet. Neben den eigentlichen Ereignissen müssen noch verschiedene "Haushaltszähler" mit Informationen zu Temperaturen, Spannungen, Totzeiten der Detektoren, Zahl der Ereignisse in den Antikoinzidenzplatten, usw. ausgelesen und in den Datenstrom integriert werden. Aufgrund der recht geringen Telemetrikapazität können bei starken Quellen, wie A 0535+26 im Ausbruch, je nach Telemetrie-Modus nicht alle Ereignisse übertragen werden. Bereits an Bord werden aber die gemessenen Photonen in mehreren, breiten Energiebereichen gezählt, so daß — abgesehen von Übertragungsfehlern — eine genaue Kontrolle der Verlustrate möglich ist.

Genauere Informationen zum Aufbau der *HEXE*-Elektronik finden sich in den Diplomarbeiten von Petrik (1984), John (1984) und Mony (1988).

3.2.3 Telemetrieformate

Wie bereits erwähnt, können die Meßdaten in drei verschiedenen Formaten gespeichert und übertragen werden. Die Wahl des Telemetrieformats geschieht von der Bodenstation aus. Das am häufigsten verwendete Format ist das DTM-RT (*Direct Transmission Mode – Risetime*) Format. Energiekanalnummer und gemessene Anstiegszeit jedes Ereignisses werden, soweit möglich, direkt an die Telemetrie weitergegeben, d.h. der Datenstrom besteht aus einer Folge von Ereignissen und leeren Datenworten, entsprechend dem Fluß von Quell- und Hintergrundphotonen während der Messung, nur unterbrochen durch die Übertragung von "Haushaltsdaten" und Verwaltungsinformation.

Die erreichbare Zeitauflösung ist durch die Übertragungsrate vorgegeben — der Zeitpunkt eines bestimmten Ereignisses ergibt sich aus der Position im Datenstrom, der bekannten Übertragungsrate und Zeitmarken, die in regelmäßigen Abständen übertragen werden — theoretisch ist eine Übertragungsrate von 1200 Byte/s möglich, praktisch muß die Telemetrikapazität meist mit zwei anderen Geräten des Kvant-Moduls geteilt werden, so daß 400 Byte/s übertragen werden. Das Datenformat gibt vor, daß ein bestimmter Detektor bestenfalls alle 10 Byte ausgelesen wird — das entspricht normalerweise einer Zeitauflösung von 25 ms. Übersteigt die Ereignisrate die Übertragungsrate, verschlechtert sich die Zeitauflösung durch Zwischenspeicherzeiten auf bis zu 75 ms.

Ganz ähnlich ist das DTM-HTR (*High Time Resolution*) Format aufgebaut. Auch hier werden wieder einzelne Ereignisse direkt übertragen. Die Energieinformation ist auf 6 Bit oder 64 Kanäle beschränkt und die Anstiegszeit entfällt gänzlich, dafür stehen 8 Bit für eine hochgenaue Zeitinformation zur Verfügung. In diesen speichert der Mikroprozessor die Zeitdifferenz zwischen dem Einlesen des Ereignisses in die

Hardware-FIFOs und der Weitergabe an die Telemetrie. Der Zeitpunkt eines Ereignisses kann so noch genauer bestimmt werden als im DTM-RT Format — die Zeitauflösung beträgt $328 \mu\text{sec}$. Ein Fehler in der An-Bord-Software führt leider dazu, daß zuviele CsI(Tl)-Ereignisse übertragen werden, und verhindert so einen sinnvollen Einsatz des HTR Formats, da die Telemetrie mit unerwünschten Ereignissen überlastet wird.

Im dritten Telemetrieformat, dem *Buffered Transmission Mode* (BTM), werden statt einzelner Ereignisse bereits an Bord über kurze Zeiträume hinweg aufintegrierte Kanalspektren übertragen. Auf diese Weise lassen sich weit höhere Ereignisraten und damit auch extreme Hintergrundraten oder besonders starke Röntgenquellen verarbeiten. Für jeden Detektor einzeln werden Energie-, Anstiegszeit- und Eich-Spektren gebildet; die Daten werden dabei schon etwas reduziert. Die Reduktion der Daten erlaubt eine passable Zeitauflösung auch im BTM. Die Zeitauflösung wird ja bestimmt durch die Integrationszeit, d.h. den Zeitraum zwischen zwei Übertragungen eines Detektorspektrums — je mehr Datenworte pro Spektrum übertragen werden, desto schlechter wird die Zeitauflösung. Die mittlere Integrationszeit eines Spektrums im BTM liegt bei $\sim 0.85 \text{ sec}$.

Genauere Informationen zum Aufbau der Telemetrieformate finden sich zum Beispiel in den Diplomarbeiten von John (1984) und Kretschmar (1991).

3.2.4 Eigenschaften der HEXE-Detektoren

Wie oben beschrieben, wird die Röntgenstrahlung gemessen, indem die einfallenden Photonen Lichtblitze in den zentralen Phoswichdetektoren auslösen. Idealerweise wäre die Lichtausbeute der Kristalle genau proportional zur Energie des einfallenden Photons. In Wahrheit ist der Zusammenhang zwischen den beiden Größen recht kompliziert, da eine ganze Reihe von Effekten diese Ausbeute modifizieren:

- In den Fenstermaterialien vor den Detektoren wird ein erheblicher Teil der Röntgenphotonen unterhalb von $\sim 25 \text{ keV}$ absorbiert.
- Bei der Absorption von Röntgenphotonen mit Energien $\geq 33.16 \text{ keV}$, der K-Kante des Jods, entsteht charakteristische Röntgenfluoreszenzstrahlung. Mit einer gewissen, energieabhängigen Wahrscheinlichkeit entweicht diese Strahlung, ein entsprechend verringerter Energiebetrag verbleibt im Kristall.
- Besonders höherenergetische Photonen führen eventuell nur einen inelastischen Compton-Stoß an einem äußeren Kristallelektron durch, anstatt absorbiert zu werden. Sofern sie nicht in Folge im Anti-Koinzidenzkristall absorbiert werden, erzeugen sie so scheinbar Ereignisse bei deutlich geringerer Energie.
- Ein im Kristall absorbiertes Photon löst eine kleine Kaskade sekundärer Elektronen (z.B. Auger-Elektronen) und optischer Photonen aus. Die am Ende resultie-

rende Szintillationsausbeute ergibt sich als Summe der Lichtausbeuten der Sekundärelektronen. Die Ausbeute eines einzelnen solchen Elektrons hängt nicht linear von seiner Energie ab, demzufolge ist die Gesamtausbeute ebenfalls keine lineare Funktion der Photonenenergie sondern ist deutlich strukturiert — grob gesagt hat die Ausbeute ein breites Maximum zwischen ~ 20 keV und ~ 70 keV mit einem Einbruch oberhalb 33.16 keV, der K-Kante des Jods (siehe Kretschmar (1991), Abbildung 5.8).

- Die Energie der einfallenden Photonen wird teils durch Prozesse im Kristall, teils durch geometrische und statistische Effekte in den Photomultipliern, 'verschmiert' — die effektive Energieauflösung beträgt $\sim 25\%$ bei 60 keV, zu hohen Energien wird sie etwas besser, zu niedrigeren schlechter.

Alles in allem wird das ursprüngliche Photonenspektrum auf ein für jeden Detektor spezifisches Zählraten- oder **Rohspektrum** abgebildet, das keinen eindeutigen Rückschluß mehr auf das ursprüngliche Photonenspektrum zuläßt.

Mathematisch wird diese 'Abbildung' des ursprünglichen Energiespektrums durch die sogenannte **Responsematrix** beschrieben. Quellspektrum und gemessenes Rohspektrum lassen sich aufgrund der Rasterung in Energiekanäle als Vektoren darstellen; den Zusammenhang zwischen den beiden Vektoren stellt die Responsematrix her:

$$\text{Rohspektrum } \mathbf{r} = \text{Responsematrix } \mathbf{R} \otimes \text{Quellspektrum } \mathbf{q}$$

Nachdem keine eineindeutige Abbildung vorliegt, ist die Matrix nicht invertierbar. Die Form des Quellspektrums kann nur indirekt erschlossen werden, indem eine Schar verschiedener Modellspektren mit der Responsematrix gefaltet und mit dem gemessenen Spektrum verglichen wird. Abbildung 3.3 demonstriert die Abbildung eines Quellspektrums durch einen *HEXE*-Detektor.

Im Prinzip kann die Responsematrix durch Ausmessen des Detektors mit gut definierten Spektren bestimmt werden. Die zur Verfügung stehenden Linienspektren radioaktiver Materialien und Röntgenfluoreszenzquellen reichen allerdings nicht aus, um das Detektorverhalten mit hinreichender Genauigkeit auszumessen. Stattdessen wurde die Responsematrix mit einem halbanalytischen Verfahren bestimmt, das schon bei den Ballonexperimenten mit den Vorgängermodellen des *HEXE* erfolgreich angewendet wurde. Noch genauer, aber auch sehr viel aufwendiger, wäre die Messung des Detektorverhaltens mittels fein abgestimmter Linienspektren, wie sie aus dem Synchrotronpektrum eines Elektronenbeschleunigers gewonnen werden können.

Das Verfahren zur Ermittlung der Responsematrizen wird in der Diplomarbeit von Kahabka (1983) im Detail beschrieben, weitere Informationen finden sich bei Menacher (1986). Nach Inbetriebnahme des *Kvant*-Moduls stellte sich allerdings heraus, daß die *HEXE*-Detektoren deutliche Abweichungen im Ansprechverhalten gegenüber den zur Eichung herangezogenen Prototypen aufweisen. Die notwendige Nacheichung anhand von Spektren gut bekannter astronomischer Röntgenquellen war ein langwieriger und komplizierter Prozess (Kretschmar 1991; Döbereiner 1993).

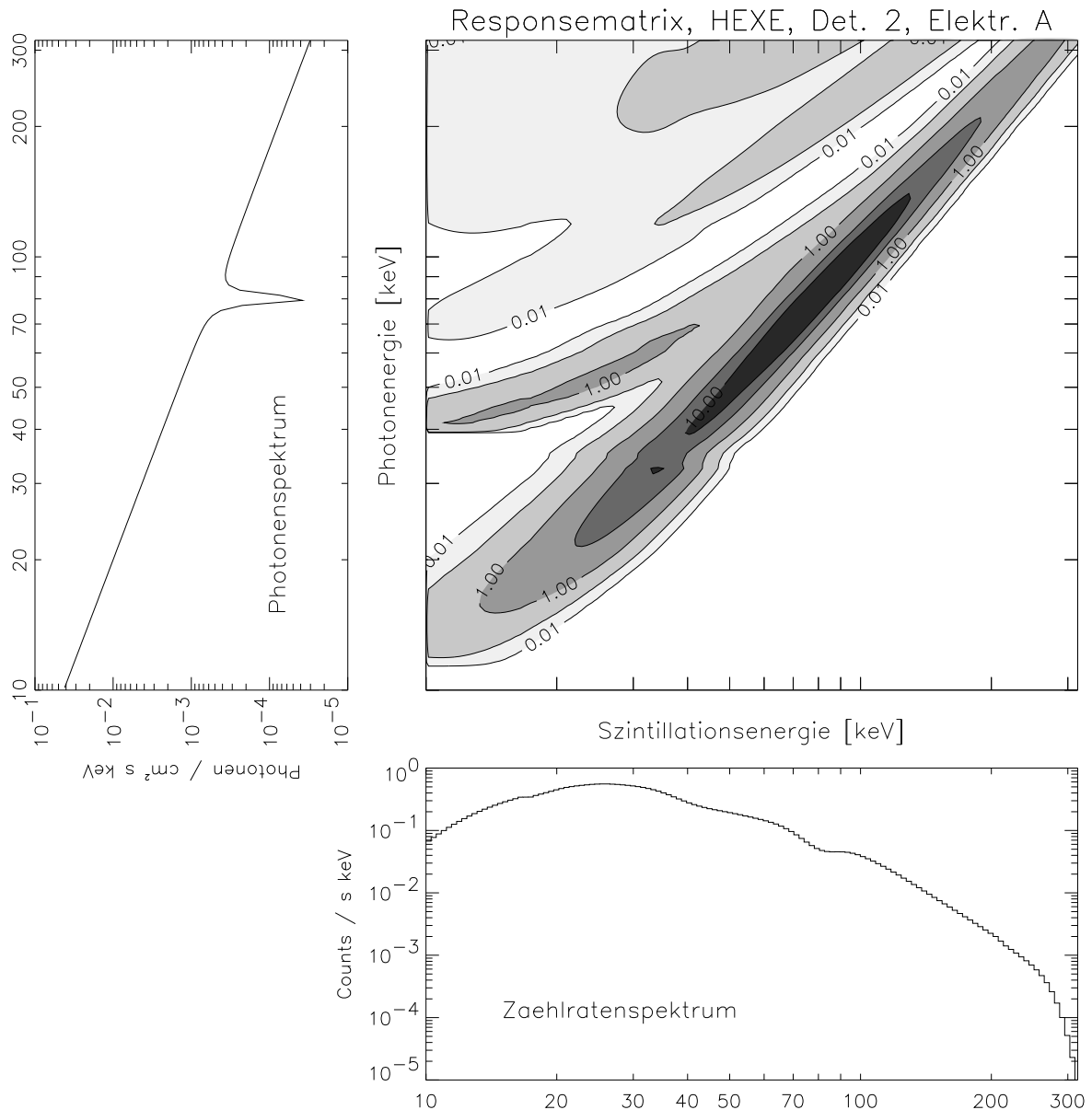


Abbildung 3.3: Abbildung eines theoretischen Photonenspektrums durch die Responsematrix eines HEXE-Detektors. Zum besseren Vergleich mit der TTM-Responsematrix (siehe Abbildung 3.5, S.45) wurde die Matrix mit der Detektorfläche multipliziert. Das willkürlich gewählte Photonenspektrum ist ein Potenzgesetz mit $\alpha = 2.1$ und einer Zyklotronresonanzlinie bei 80 keV. In der Darstellung der Matrix erkennt man oberhalb der durch die Energieauflösung aufweiteten Diagonale noch einen deutlichen Beitrag durch Fluoreszenzverluste und den relativ kleinen Beitrag durch Compton-Wechselwirkungen (siehe Text).

3.3 Das Coded-Mask-Teleskop TTM

Der Aufbau des *TTM* Instruments, die Techniken zur Rekonstruktion der Bilder und die Details der Kalibration werden in der Doktorarbeit von in't Zand (1992) im Detail besprochen. Im folgenden sollen die wichtigsten Punkte kurz abgehandelt werden.

3.3.1 Aufbau des Instruments

Wie bereits beschrieben, ist *TTM* das einzige abbildende Instrument an Bord des *Kvant*-Moduls. Die Abbildung erfolgt durch eine Maske mit einem genau definierten unregelmäßigem Muster aus für Röntgenstrahlen durchlässigen und undurchlässigen Elementen — die *Coded Mask*. Jede hinreichend starke Röntgenquelle im Gesichtsfeld des Instruments projiziert das Maskenmuster auf den Detektor. Das Gesamtbild wird rekonstruiert, indem die relativen Stärken aller denkbaren Projektionen und damit indirekt der Röntgenfluß von jedem Punkt des Gesichtsfelds aus dem Detektorbild errechnet werden.

Die *TTM* Maske hat 257×255 Bildelemente mit je 1×1 mm Kantenlänge. Das Muster basiert auf einer Pseudo-Zufallsverteilung, es hat 32768 offene und 32767 geschlossene Elemente und ist symmetrisch zur mittleren (129ten) Reihe. Das Maskenmuster und die Stützstruktur im 1 mm Raster wurden in eine Platte aus vergoldetem, 0.1 mm starken rostfreiem Stahl geätzt. Im Flug ist die Maske noch durch eine dünne aluminiumbeschichtete Kapton-Folie geschützt. Die effektiv offene Fläche betrug vor dem Flug 41%. Oberhalb von ~ 18 keV werden auch die geschlossenen Maskenfelder für Röntgenstrahlung durchlässig — bei 24 keV zu etwa 12%, bei 30 keV schon zu etwa 30% — was weniger Kontrast und damit eine schlechtere Kodierung der Bildinformation bei diesen Energien zur Folge hat.

Als orts- und energieaufgelöst arbeitender Detektor dient ein Gasproportionalzähler (95% Xenon, 5% CO₂ bei 1.12 bar), der in einem Gehäuse den eigentlichen Photonen-detektor (50 mm tief) und einen Antikoinzidenzdetektor (20 mm tief) vereint (siehe Abbildung 3.4). Der Photonendetektor ist mit drei Gittern realisiert, einem Anoden- und zwei Detektionsgittern. Primärelektronen aus der Wechselwirkung einfallender Röntgenphotonen mit dem Detektorgas treiben aufgrund der angelegten elektrischen Felder in Richtung Anode. In der "aktiven Region" zwischen den Detektionsgittern und der Anode lösen sie eine Sekundärelektronenlawine aus. Die Position der Wechselwirkung wird aus dem Schwerpunkt der Ladungsverteilung auf den Detektionsgittern ermittelt. Die auf der Anode deponierte Ladungsmenge erlaubt es, die Energie des einfallenden Photons zu ermitteln. Die äußersten sechs Drähte der Detektoranode — der "Anodenrand" — werden unabhängig von den anderen behandelt und dienen zur Unterdrückung des Hintergrundes. Unterhalb eines geerdeten Trenngitters liegt ein weiteres Anodengitter, das als Antikoinzidenzdetektor wirkt.

Das Eingangsfenster des Proportionalzählers besteht aus einer $200 \mu\text{m}$ dicken Berylliumfolie gestützt durch ein Stahlgitter mit $16 \cdot 16$ quadratischen Feldern von 14.5 mm

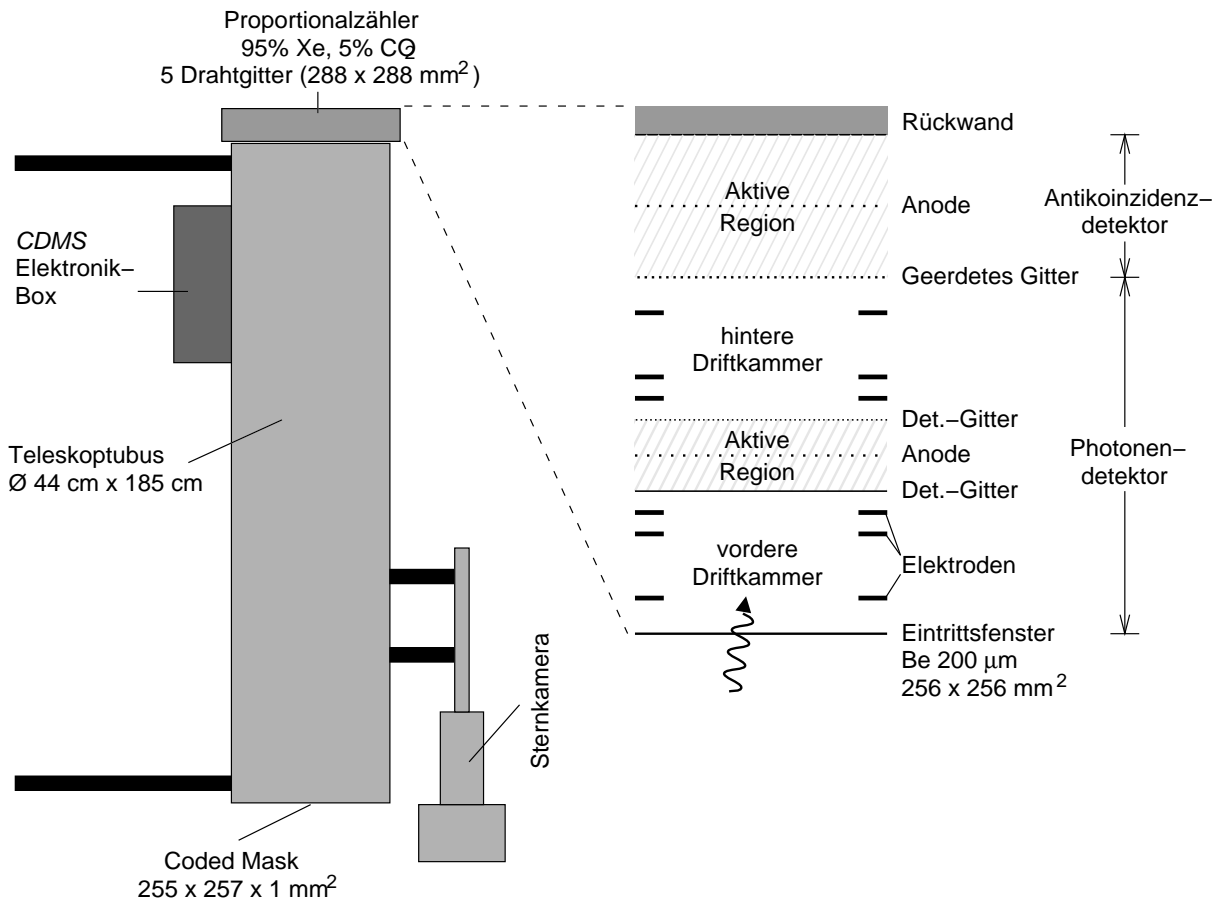


Abbildung 3.4: Schematische Skizze des TTM-Teleskops (links) und des inneren Aufbaus des Proportionalzählers (rechts). Die Einzelheiten werden im Text erläutert. Nach in't Zand (1992).

Kantenlänge. Zur Kontrolle der Detektorkalibration während des Fluges sind in die Stützstruktur mehrere radioaktive Quellen eingelassen — fünf Fe^{55} -Quellen (6 keV) an verschiedenen Positionen und eine Cd^{109} -Quelle (22 keV).

Maske und Proportionalzähler sind durch einen ~185 cm langen, dreiteiligen Tubus von 44 cm Durchmesser miteinander verbunden. Außen am Tubus befestigt sind der Detektor mit seiner Elektronik, das *Command and Data Managing System* (CDMS), die Maske und die Sternkamera. In Abbildung 3.4 ist der Aufbau skizziert.

3.3.2 Aufbereitung der Detektorereignisse in der Elektronik

Aus der Sicht der weiterverarbeitenden Elektronik sind die beiden Detektionsgitter in je zwölf grobe Sektionen unterteilt, jede Sektion besteht wiederum aus vier Unterbereichen. Um die Menge der zu verarbeitenden Informationen geringer zu halten, sind die einander entsprechenden Unterbereiche aller Sektionen eines Gitters elektronisch miteinander verbunden. Der Ort der Elektronenwolke ist grob durch das Signal der Sektionen bestimmt, die Unterbereichssignale ermöglichen dann die genaue Rekon-

struktion. Die Signale der Anodendrähte, bis auf den Randbereich der Detektoranode (s.o.), werden ebenfalls zusammengeführt.

Die Eingangslogik der Detektorelektronik spricht an, sobald von der Detektoranode ein Signal oberhalb eines unteren Schwellwerts anliegt. Danach wird geprüft, ob innerhalb eines bestimmten Zeitraums ($10 \mu\text{s}$) auch ein Signal vom Anodenrand oder von der Antikoinzidenzanode eintrifft oder ob das Signal der Detektoranode eine obere Schwelle überschreitet. In all diesen Fällen wird das Ereignis verworfen, und die Logik schaltet wieder auf Bereitschaft.

Anderenfalls werden die relevanten Signale digitalisiert und vom Prozessor in einen drei Ebenen tiefen Puffer eingelesen. Die Einleseroutine verwirft außerdem alle Ereignisse, die nicht die richtige Form aufweisen, und solche mit unmöglichen Kombinationen getroffener Sektionen — z.B. zwei nicht aneinander anschließende Sektionen, oder mehr als zwei getroffene Sektionen.

Wenn der Prozessor nicht mit Einlesen beschäftigt ist, versucht er fortlaufend, Daten aus dem Puffer zu lesen. Falls gültige Ereignisse vorliegen, werden sie nun weiterverarbeitet. Im einzelnen werden:

- die Position in der Gitterebene in Einheiten von 0.375 mm berechnet;
- die Detektionsebene — oberhalb oder unterhalb der Anode — bestimmt;
- die 1024 Kanäle des gewandelten Detektoranodensignals zu 32 Kanälen zusammengefaßt;
- das Signal für das *CDMS* aufbereitet und an dieses weitergereicht.

Nebenbei wird das Ereignis noch einmal überprüft: wurde es am unteren Detektionsgitter registriert, muß das Anodensignal oberhalb von Kanal 18 (das entspricht etwa 8.6 keV) liegen, ansonsten wird das Ereignis als ungültig markiert. Diese Maßnahme eliminiert zwar auch erwünschte Ereignisse — die Gesamtzahl sinkt um $1\text{--}2\%$ — verbessert die Hintergrundunterdrückung aber so deutlich, daß die Verluste mehr als aufgewogen werden (in't Zand 1992). Das schließlich erstellte Signalpaket für ein gültiges Ereignis besteht aus 26 Bits: je 10 für die Koordinaten in der Detektorebene, 1 Bit für das betroffene Detektionsgitter und 5 Bits für die Energie des Signals.

Insgesamt benötigt die Elektronik $1790 \mu\text{s}$ zur Verarbeitung eines gültigen Ereignisses. Bei ungültigen Ereignissen hängt die Zeit von der Stufe ab, in der das Ereignis verworfen wurde. Die maximale Rate gültiger Ereignisse, die der Prozessor verarbeiten könnte — sofern keine Hintergrundereignisse stören — ist demnach 558 pro Sekunde. Durch den zwischengeschalteten Puffer wird die Verarbeitung zufällig (Poissonverteilt) eintreffender Photonen mit Raten bis 1500 pro Sekunde deutlich verbessert.

3.3.3 Telemetrie

Die Schnittstelle zwischen den Komponenten des *TTM* Instruments und dem *Kvant*-Modul bildet das *CDMS*. Es kontrolliert die Sternkamera, den Zustand des Detektors und die Stromversorgung der Komponenten. Außerdem bündelt es die Daten der Sternkamera, der Haushaltszähler und des Röntgendetektors und reicht sie an die Telemetrie weiter. Röntgendaten, die nicht direkt telemetriert werden können, werden in einem 1 MByte großen Speicher gepuffert.

Das Telemetrieformat besteht aus 400 Byte großen, sogenannten *Minor Frames (MIF)*, die neben den sonstigen Daten jeweils 112 Ereignisse ($\cong 364$ Byte) übertragen. Zeitmarken mit 0.1 s Genauigkeit werden zum Beginn, in der Mitte und am Ende eines *MIF* eingefügt. Die Größe eines *MIF* entspricht gerade der normalerweise nutzbaren Übertragungskapazität für ein einzelnes Instrument des *Kvant*-Moduls.

3.3.4 Eigenschaften des TTM-Detektors

Die in Abschnitt 3.2.4 gemachten Aussagen über den nichtlinearen Zusammenhang zwischen ursprünglichem Quellspektrum q und gemessenem Rohspektrum r des *HEXE* Instruments gelten in ähnlicher Form auch für *TTM*. Im einzelnen spielen für die spektrale Analyse folgende Effekte eine Rolle:

- 18% aller senkrecht einfallenden Photonen werden von der Stützstruktur des Eintrittsfensters vor dem Detektor absorbiert. Für schräg einfallende Photonen ist die Verlustrate wegen der endlichen Höhe der Streben noch etwas größer. Unterhalb von ~ 5 keV absorbiert das Beryllium-Eintrittsfenster einen erheblichen Teil der Photonen.
- Die Effizienz der Absorption durch Xenon fällt oberhalb von ~ 10 keV deutlich ab ($\sim 50\%$ bei 20 keV, $\sim 20\%$ bei 30 keV), der Wiederanstieg oberhalb der Xenon K-Kante bei 34.6 keV spielt aufgrund der oberen Energieschwelle bei 30.2 keV für die Akzeptanz von Ereignissen keine Rolle mehr. Durch die L-Absorptionskante und die Unterdrückung bestimmter Ereignisse der Energie $\lesssim 8.6$ keV (siehe Abschnitt 3.3.2) zeigt die Effizienz zwei kleinere Einbrüche ($\lesssim 2\%$) bei ~ 5 keV und ~ 8.6 keV.
- Die Drähte der verschiedenen Gitter im Proportionalzähler (siehe Abbildung 3.4, S.41) schatten die tieferliegenden Detektorregionen ab. Die Detektionsgitter absorbieren $\sim 8.6\%$ der bis dorthin vorgedrungenen Photonen, die weniger dicht angelegte Detektoranode nochmals $\sim 0.6\%$. Für niederenergetische Photonen spielt der Effekt keine wirkliche Rolle, da sie meist schon vor dem ersten Gitter absorbiert werden.
- Ein Teil der Energie eines absorbierten Röntgenphotons kann als Fluoreszenzstrahlung entweichen, woraufhin nicht die gesamte Energie registriert wird. Photonen oberhalb der Xenon K-Kante (34.6 keV) können so einen 'Scheinbeitrag'

zum Spektrum im erlaubten Energiebereich liefern. Unter Umständen löst ein Fluoreszenzphoton auch ebenfalls eine Detektion aus. Wenn die Antikoinzidenzlogik das Ereignis nicht verwirft, ergibt sich eine falsche Ortsbestimmung, da der Schwerpunkt beider Ladungswolken — einfallendes Photon und Fluoreszenzphoton — die scheinbare Position bestimmt. Der Beitrag durch Fluoreszenzphotonen bleibt, auch durch die bei hohen Energien meist steil abfallenden Quellspektren, allerdings bei $\lesssim 2\%$, spielt also eine geringere Rolle.

- Die zunehmende Transparenz der geschlossenen Maskenelemente bei Energien $\gtrsim 18$ keV (siehe Abschnitt 3.3.1) verringert den Kontrast des Bildes und verringert so die effektive Fläche des Detektors, da die Bildrekonstruktion erschwert wird.

Bei einem abbildenden Instrument sind natürlich auch die optischen Eigenschaften für die Analyse wichtig; insbesondere das Verhalten der *Point Spread Function (PSF)*, die beschreibt, wie weit das Bild einer Punktquelle effektiv in der Bildebene aufgeweitet wird. Eine möglichst genaue Kenntnis der PSF wird sowohl für die Positionsbestimmung von Röntgenquellen wie für die Bestimmung von Quellflüssen benötigt. Es hat sich gezeigt, daß eine ganze Reihe von Faktoren die Ausdehnung der PSF und die mögliche Genauigkeit der Bildrekonstruktion beeinflussen:

- Wenn die Lochmaske gegenüber dem Detektorsystem verdreht ist, führt dies ohne Korrektur zu einer deutlichen Aufweitung der PSF. Wie die Eichung des Instruments ergab, ist die Lochmaske um $\sim 0.34^\circ$ verdreht, bei der Analyse werden alle Daten entsprechend korrigiert. Die Parallelität von Masken- und Detektorebene spielt dagegen praktisch keine Rolle, der Fehler müßte einige Grad aufweisen, um merklich zu werden.
- In der Praxis bleibt das Kvant-Modul nicht völlig stabil auf die angepeilte Position ausgerichtet. Das Signal einer Punktquelle driftet während einer Beobachtung erratisch um bis zu 2 mm in der Detektorebene.
- Die Ausdehnung der PSF hängt stark von der Energie der Photonen und der Position der Quelle relativ zur optischen Achse ab — sie wird breiter mit zunehmender Energie (wachsender Eindringtiefe) und zunehmendem Ablagewinkel.
- Die Positionsbestimmung anhand der Ladungsverteilungen hat nur eine begrenzte Genauigkeit. Die Fehler parallel und senkrecht zu den Anodendrähten sind unterschiedlich groß.
- Ein gewisser konstanter Beitrag zur PSF entsteht durch das Rekonstruktionsverfahren selbst.

Im besten Fall ergibt sich nach in't Zand (1992) eine Genauigkeit von $\sim 2\%$ für die Flußmessung und $\sim 10''$ für die Positionsbestimmung einer Röntgenquelle.

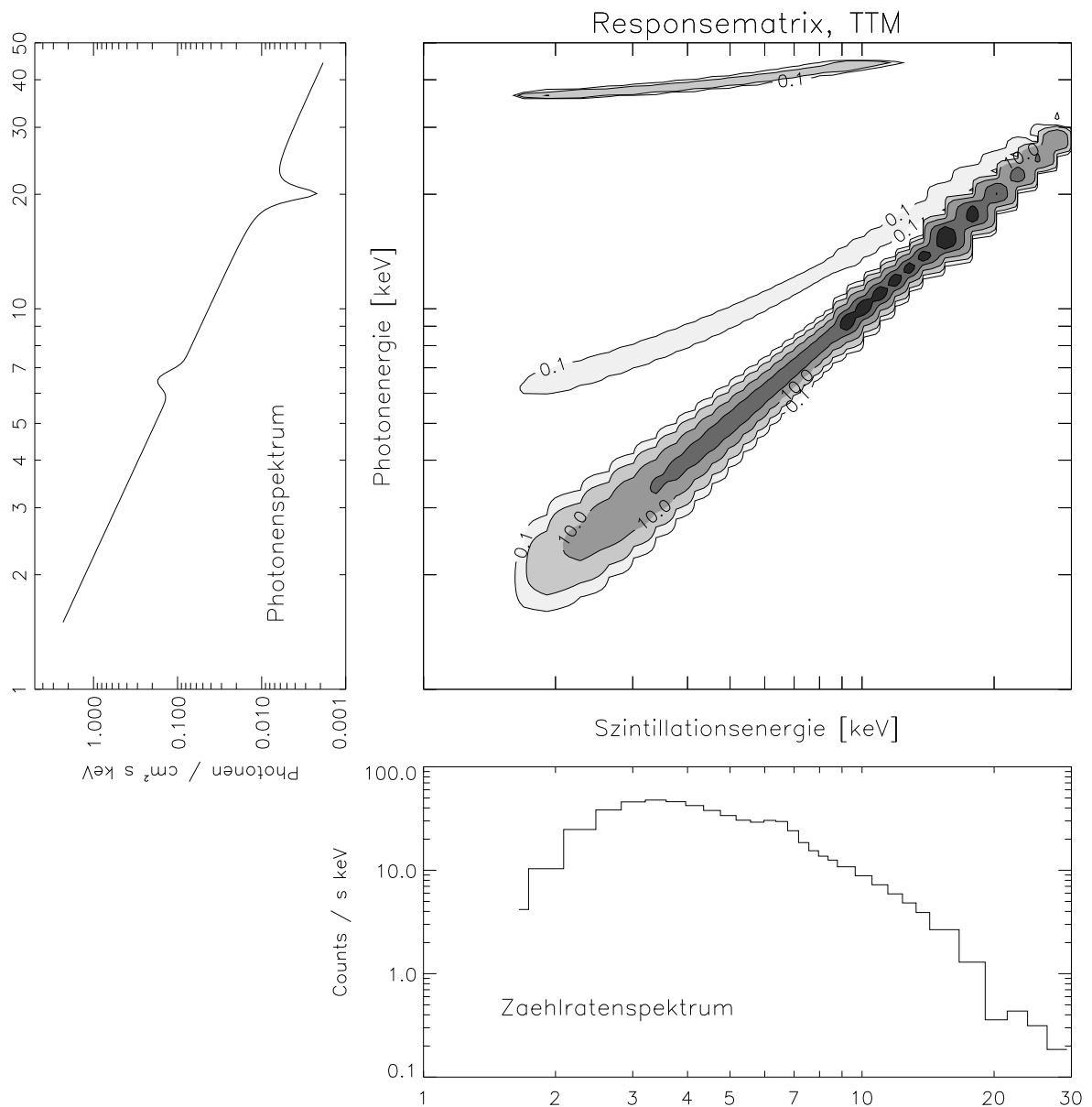


Abbildung 3.5: Abbildung eines theoretischen Photonenspektrums durch die Responsematrix des TTM-Detektors. Das willkürlich gewählte Spektrum ist ein Potenzgesetz mit $\alpha = 2.1$, einer Zyklotronresonanzlinie bei 20 keV und einer gaußförmigen Emissionslinie bei 6.5 keV. Neben der Hauptdiagonale hat die Matrix noch Beiträge durch Fluoreszenzverluste oberhalb der L-Kanten (~ 5 keV) und der K-Kante (~ 34.6 keV) von Xenon (siehe Text).

Die Eichung des TTM Instruments geschah anhand von Bodenmessungen und von Beobachtungen des Crab-Nebels, dessen Spektrum sehr gut bekannt ist. Unter anderem wurden die Werte für die oberen und unteren Grenzen der 32 Energiekanäle etwas modifiziert, um ein glattes Crab-Spektrum zu reproduzieren, sowie der Wert für die leichte Drehung der Maske gegenüber dem Detektor festgestellt.

Kapitel 4

Datenreduktion und Analyseverfahren

Die Daten des *HEXE* werden mit einer umfangreichen Sammlung von Programmen ausgewertet, die im Laufe der Zeit von Mitgliedern der Arbeitsgruppen in Tübingen und Garching geschrieben wurde, und die weiterhin verbessert, erweitert und ergänzt wird. Im Folgenden werden nur die wichtigsten, allgemein üblichen Arbeitsschritte der Datenreduktion und -analyse kurz beschrieben, weitere Informationen finden sich z.B. in den Arbeiten von Maisack (1991), Döbereiner (1993) und Kretschmar (1991).

Zur Auswertung von *TTM*-Daten steht an den beteiligten Instituten eine entsprechende Zahl von Programmen und Methoden zur Verfügung. Nachdem die Reduktion der Daten für die in dieser Arbeit verwendeten *TTM*-Spektren und Pulsprofile nicht vom Autor selbst, sondern von Dr. Hong Chao Pan an der Universität Birmingham durchgeführt wurde, werden die benutzten Verfahren (siehe Abschnitt 4.2) etwas weniger detailliert besprochen.

4.1 Aufbereitung der HEXE-Daten

Der erste Schritt der *HEXE*-Datenreduktion, unabhängig von der weiteren Analyse, ist die Bestimmung der nutzbaren Zeitfenster jeder einzelnen Session. Durch das Schwenken der Detektoren bzw. der gesamten Raumstation (siehe Abschnitt 3.1.2, S.32) ist der Beobachtungszeitraum unterteilt in *On*-Zeiten (Quellbeobachtung), *Off*-Zeiten (Hintergrundmessung) und nicht nutzbare Schwenkzeiten.

Die Abschattung der Quelle durch die Kollimatoren, insbesondere bei ungenauer Ausrichtung des Instruments, muß ebenfalls berücksichtigt werden. Die tatsächliche Ausrichtung während jedes Zeitabschnitts wird — sofern entsprechende Daten vorliegen — aus den Daten der Sternenkamera bzw. des *TTM*-Instruments ermittelt (siehe auch Abschnitt 3.1). Aus der tatsächlichen Ausrichtung und den bekannten Eigenschaften der Kollimatoren (Hünerkopf 1986) kann dann für jedes Zeitfenster ein "Wichtfaktor" berechnet werden, der angibt, um wieviel die effektive Fläche des Detektors gegenüber der perfekten Ausrichtung reduziert ist.

4.1.1 Phasengemittelte Spektren

Zur Spektralanalyse werden die im Katalog gespeicherten Daten jeder Session, die innerhalb der nutzbaren Zeitfenster liegen, zu Pulshöhenspektren zusammengefaßt

und entsprechend dem Status (*On/Off*) des Zeitfensters als Quell- oder Hintergrundspektrum markiert. Dabei werden die Kriterien für die Annahme eines Ereignisses gegenüber der An-Bord-Software weiter verschärft. Am²⁴¹-Ereignisse werden ausgeklammert. Nach der Zusammenfassung werden die Spektren noch mit einem Faktor multipliziert, der den Einfluß der Elektroniktotzeit ausgleicht.

Im nächsten Schritt werden mit Hilfe des gleichzeitig gemessenen Am²⁴¹-Eichspektrums den Kanälen Energiewerte zugewiesen und die gemessenen Photonen dann auf ein festes Raster von 2 keV breiten Energiekanälen verteilt. Die Breite der Kanäle ist deutlich kleiner als die Energieauflösung der *HEXE*-Detektoren, so daß keine verwertbare Energieinformation durch das Umverteilen verloren geht.

Die so erhaltenen Detektorspektren werden dann auf Verluste durch Telemetrietotzeit, also auf durch die beschränkte Übertragungskapazität verlorengegangene Ereignisse, korrigiert. Dazu wird die Zahl der an Bord registrierten Ereignisse mit der Zahl der übertragenen Ereignisse verglichen, der Korrekturfaktor ist einfach der Quotient dieser beiden Größen. Für rasch variable, helle Quellen ist das Verfahren allerdings etwas problematisch, da die entsprechenden Zähler nur alle 10.24 Sekunden übertragen werden.

Gleichzeitig mit der Totzeitkorrektur werden auch Datenblöcke ausgeschlossen, für die bestimmte Kenngrößen — Integrationszeit des Spektrums, Hintergrundrate, Totzeitkorrekturfaktor, An-Bord-Fluß — nicht innerhalb bestimmter, individuell vorgegebener Grenzen bleiben. Auf diese Weise läßt sich eine "Qualitätskontrolle" der Daten durchführen.

Die zusammengefaßten und totzeitkorrigierten 'Quell'-Spektren enthalten zu diesem Zeitpunkt noch immer einen detektorspezifischen Hintergrundbeitrag, der für viele Quellen über dem eigentlichen Quellfluß liegt. Dieser Beitrag wird vor allem durch Wechselwirkungen von Teilchenstrahlung im Erdorbit mit dem Instrument, sowie die Folgeprozesse dieser Wechselwirkungen verursacht (Mony 1988). Er variiert auf einer Zeitskala von wenigen Minuten und kann im allgemeinen nicht befriedigend durch eine einfache Interpolation zwischen den Hintergrundmessungen bestimmt werden.

Das übliche und auch in dieser Arbeit verwendete Verfahren benutzt die beobachtete Korrelation zwischen der spektralen Form des Hintergrundspektrums und bestimmten Haushaltszählern — genauer der aufsummierten Ereignisrate in den Antikoinzidenzplatten (SUAK) oder der Zähler für die Elektroniktotzeit (ELDT). Das abgeschätzte Hintergrundspektrum für eine bestimmte Session setzt sich zusammen aus einem über die gesamte Messung konstanten und einem vom verwendeten Haushaltszähler abhängigen, und damit über die Messung variablen, Anteil. Die Form der Hintergrundmodellspektren wurde aus einer Vielzahl von Hintergrundmessungen bestimmt (Maisack 1991). Die Erfahrung hat gezeigt, daß sich für Messungen guter Qualität der Hintergrundbeitrag sehr gut über dieses Verfahren abschätzen läßt. Es wird kontrolliert über die während der einzelnen Messungen erfolgten Hintergrundbeobachtungen.

Nach all diesen Schritten hat man für jede Session einen Datensatz mit den Rohspektren der einzelnen Detektoren. Diese Rohspektren werden nun weiter zusammengefaßt und aufaddiert, sowohl die Spektren der Einzeldetektoren, wie Spektren verschiedener Sessions. Welche und wieviele Daten zusammengefaßt werden, hängt von der Zählratenstatistik — schließlich braucht man Spektren mit signifikanten Datenpunkten —, der wissenschaftlichen Fragestellung und der Variabilität der Daten selbst ab.

Die zusammengefaßten Rohspektren werden schließlich mit theoretischen Modellspektren verglichen. Der Vergleich kann, wie in dieser Arbeit, gleichzeitig für *HEXE*-Spektren und die Ergebnisse eines anderen Instruments geschehen. Abschnitt 4.3 beschreibt das Vorgehen bei der Bestimmung des Photonenspektrums einer Quelle.

4.1.2 Zeitanalyse und Pulsphasenspektroskopie

Nach der Bestimmung der Zeitfenster und Wichtfaktoren (s.o.) besteht der erste Schritt der Zeitanalyse in der Extraktion der Photonenankunftszeiten aus dem *HEXE*-Katalog. Die Ankunftszeiten sind bestimmt durch die Position der Ereignisse im Datenstrom, die während der einzelnen Session gültigen Übertragungsrate, sowie durch in regelmäßigen Abständen in den Datenstrom integrierte Zeitmarken, die nachträglich eine absolute Zeit zugewiesen bekommen. Dazu wird eine in das *Pulsar X-1* Experiment eingebaute Uhr vor und nach jeder Session ausgelesen und so die von den Zeitmarken unterteilte Gesamtzeit bestimmt. Die Uhr des *Pulsar X-1* Experiments wird selbst in einer sogenannten *Timing*-Session vor jeder Beobachtungsphase mit einer exakteren Uhr am Erdboden abgeglichen. Die so bestimmten Absolutzeiten unterliegen allerdings einer gewissen Unsicherheit, da sich herausstellte, daß zum einen die Borduhr eine variable Drift aufzeigt und zum anderen die Uhren der verschiedenen Bodenstationen nicht völlig synchron laufen. Deswegen werden durch Interpolation zwischen den *Timing*-Sessions Korrekturzeiten bestimmt. Die ermittelten Ankunftszeiten werden üblicherweise noch auf die Bewegung der Erde um die Sonne und der Raumstation um die Erde korrigiert (Baryzentrumskorrektur). Soweit Bahndaten zur Verfügung stehen, wird auch auf die Bewegung von Quellen in Röntgendoppelsternsystemen um den Systemschwerpunkt korrigiert (Doppelsternkorrektur).

Für Daten, die im BTM-Modus (siehe 3.2.3) aufgezeichnet wurden, können strenggenommen keine Ankunftszeiten einzelner Photonen angegeben werden, da ja bereits an Bord über kurze Zeiträume (durschnittlich ~ 0.85 Sekunden) hinweg Spektren integriert werden. Für langperiodische Quellen, wie den in dieser Arbeit behandelten Röntgenpulsaren, reicht diese Zeitauflösung allerdings völlig aus. Für diese Daten werden den Einzelphotonen zufällige, gleichmäßig verteilte Ankunftszeiten innerhalb des durch das jeweilige Kurzzeitspektrum vorgegebenen Intervalls zugewiesen, um eine kontinuierliche Verteilung der Zeitmeßpunkte zu erreichen.

Um später auch zeit- oder pulsphasenaufgelöste Spektroskopie betreiben zu können, werden die Ankunftszeiten getrennt für einzelne, vom Benutzer vorgegebene Ener-

giebänder ermittelt und gespeichert. Die 'Qualitätskontrolle' der Daten findet für diesen Analyseweg bereits hier statt. Die vorgegebenen Zeitfenster werden demzufolge eventuell noch weiter unterteilt, wenn kurze Zeitabschnitte aufgrund der Zusatzinformationen im Katalog ausgeblendet werden. Die erzeugten Datensätze enthalten für jedes Energieband einzeln die tatsächlich benutzten Zeitfenster samt zugehöriger Wichtfaktoren, die Ankunftszeiten, sowie Informationen über die Korrekturen der Ankunftszeiten.

Zeitaufgelöste Spektroskopie erfordert auch die Kenntnis des Hintergrundes zu jedem Zeitpunkt einer Session — im Gegensatz zur phasengemittelten Spektroskopie, für die nur ein mittleres Hintergrundspektrum berechnet werden muß. Um ein zeitvariables Hintergrundspektrum zu erhalten, wird zuerst der zeitliche Verlauf einiger Haushaltszähler, insbesondere SUAK und ELDT (s.o.) für jede Session aus dem Katalog gelesen. An diese zeitliche Entwicklung wird eine *Spline*-Funktion angepaßt, um einen glatteren Verlauf zu erhalten, 'Ausreißer' in den Haushaltszählern beeinflussen so nicht mehr die Hintergrundberechnung. Die Anpassung der *Spline*-Funktion kann und muß vom Benutzer kontrolliert werden, die Anpassungsparameter sind einstellbar. Anhand des geglätteten zeitlichen Verlaufs der Haushaltszähler, den tatsächlich gemessenen Hintergrundspektren und der bekannten Hintergrundmodelle (s.o.) wird der zeitliche Verlauf des Hintergrundes für jede Session berechnet.

Der erste Schritt der eigentlichen Zeitanalyse ist für Pulsare die Bestimmung der Pulsperiode. Im Prinzip könnte eine Fourieranalyse der Daten durchgeführt werden, um über einen breiten Bereich hinweg kohärente Perioden zu finden. In den resultierenden Fourierspektren wäre allerdings das eigentliche Signal mit der **Fensterfunktion**, die die Beobachtungszeiten parametrisiert, gefaltet. Die zur Verfügung stehenden Daten haben unregelmäßig platzierte Meßzeitfenster, deren typische Dauer von der Größenordnung der gesuchten Perioden ist, demzufolge ist die Fourieranalyse zur Periodensuche in diesen Daten schlecht geeignet.

Da außerdem die Pulsperioden der in dieser Arbeit untersuchten Quellen aus den Ergebnissen anderer Experimente schon ziemlich genau bekannt sind, bietet sich das χ^2 -Verfahren zur Periodenbestimmung an. Dazu werden für eine Schar von Versuchsperioden jeweils die Ankunftszeiten in einem breiten Energieintervall zu einem Pulsprofil gefaltet. Das Pulsprofil setzt sich aus einer vorgegebenen Anzahl von "Phasenbins" zusammen. Jedes Phasenbin gibt an, wieviele Ereignisse innerhalb eines bestimmten Intervalls der gesamten Pulsperiode stattfanden. Eventuell wird dabei auch schon der Hintergrund subtrahiert und die Telemetrietotzeitkorrektur für die Daten durchgeführt. Ist die Gesamtbeobachtungszeit groß gegenüber der Pulsperiode, dann sind für nichtperiodische Röntgenquellen oder Versuchsperioden weit ab von der wahren Periode die Beiträge in den einzelnen Phasenbins statistisch gleichverteilt. Versuchsperioden nahe der wahren Periode einer regelmäßig pulsierenden Quelle führen dagegen zu einem deutlich von der Gleichverteilung verschiedenem Pulsprofil.

Für jede Versuchsperiode wird der χ^2 -Wert des resultierenden Pulsprofils im Vergleich zu einem unmodulierten Signal berechnet (siehe Abschnitt A.2, S.119). Das Ergebnis

ist eine Verteilung von χ^2 -Werten als Funktion der Suchperioden. Die gesuchte Periode ist als Maximum der Verteilung zu erkennen, allerdings tauchen daneben im allgemeinen auch sogenannte *Beat*-Maxima auf. Diese kommen durch die Zeitlücken in der Beobachtung der Quelle zustande — paßt die wahre Periode n mal in den Zeitraum zwischen zwei Beobachtungen, dann ergibt sich auch für Versuchsperioden, die $n\pm 1, n\pm 2, n\pm 3, \dots, n\pm k$ mal in diesen Zeitraum passen, ein richtiger Phasenanschluß und ein dementsprechend hoher χ^2 -Wert. Im Idealfall sind diese Nebenmaxima symmetrisch um die wahre Periode verteilt und nehmen mit wachsendem k in der Höhe ab; sie sind somit leicht zu identifizieren. Zufällige Schwankungen der Daten, unregelmäßige, kurze Beobachtungszeitfenster und schlechte Photonenstatistik können diese Merkmale aber verwischen und die Suche nach der wahren Periode ausgesprochen schwierig gestalten. Für die in dieser Arbeit behandelten Quellen traten allerdings keine solchen Probleme auf. Für ein enges Suchintervall um die wahre Periode ähnelt die Verteilung einer Glockenkurve. Der eigentliche Periodenwert wird durch den Schwerpunkt dieser Glockenkurve — ermittelt durch Anpassung einer Gaußfunktion an die Datenpunkte — definiert.

Ein Problem des χ^2 -Verfahrens ist, daß keine direkte Information über die Unsicherheit der Periodenbestimmung existiert. Der Fehler ΔP wird deswegen über die Bedingung abgeschätzt, daß sich für $P_0 \pm \Delta P$ eine Verschiebung des Pulsprofils um ein Phasenbin gegenüber der ermittelten Periode P_0 ergibt:

$$\Delta P = \pm \frac{P_0^2}{n \cdot T} \begin{cases} P_0 & \text{wahre Periode} \\ n & \text{Zahl der Phasenbins} \\ T & \text{Dauer des Beobachtungsintervalls} \end{cases} \quad (4.1)$$

Diese Abschätzung des Meßfehlers ist direkt antiproportional zur Zahl der benutzten Phasenbins. Theoretisch könnte man also den Fehler beliebig klein abschätzen, indem man einfach immer mehr Phasenbins bei der Analyse verwendet. Praktisch ist man durch die Photonenstatistik oder instrumentelle Eigenschaften, wie z.B. die Integrationszeit der BTM-Spektren (s.o.), beschränkt.

Für die in dieser Arbeit behandelten Quellen waren bereits von Mony (1991) anhand der *HEXE*-Daten die Pulsperioden bestimmt worden. Nachdem seitdem noch ein kleinerer Fehler in der entsprechenden Software gefunden worden war, wurde die Bestimmung in allen Fällen wiederholt.

Ist für eine Gruppe von Sessions die Pulsperiode der Quelle bestimmt, können aus den entsprechenden Datensätzen mit Photonenankunftszeiten und den zugehörigen Hintergrundbeschreibungen hintergrundsubtrahierte Lichtkurven und Pulsprofile berechnet werden. Die Pulsprofile stellen das mittlere Emissionsverhalten der Quelle in Abhängigkeit von der Pulsperiode dar; anhand der Lichtkurven lassen sich Variationen dieses mittleren Verhaltens studieren. So kann unter anderem eine "empirische Varianz" des Quellflusses in den einzelnen Phasenbins des Pulsprofils bestimmt werden, wenn man die Streuung der Flüsse in den entsprechenden Bins der Lichtkurven als intrinsisches Rauschen der Quelle auffaßt. Für die in dieser Arbeit behandelten Quellen ist diese empirische Varianz deutlich größer als die Varianz aus der Zählratenstatistik.

Für zeitaufgelöste Spektroskopie werden die Flüsse der entsprechenden Bins für jeden Energiekanal einzeln aufaddiert. Die notwendige Breite der einzelnen Abschnitte ist nur eine Frage ausreichender Photonenstatistik. Für Pulsare ist vor allem die **Pulsphasenspektroskopie**, die Untersuchung der Variationen des Quellspektrums mit der Pulsphase, von Interesse. Anhand der Lichtkurven kann man aber auch **Intensitätsspektroskopie** betreiben, indem man Zeitabschnitte mit einem spezifischen Gesamtfluß auswählt und für diese das Rohspektrum berechnet.

4.2 Aufbereitung der TTM-Daten

Der erste und entscheidende Schritt bei der Analyse von *TTM*-Daten ist die möglichst exakte Rekonstruktion des abgebildeten Röntgenhimmels. Im Prinzip stehen dafür mehrere Verfahren zur Verfügung, praktisch wird ein bestimmtes — die Kreuzkorrelation — in etwas verfeinerter Form verwendet. Ausgehend von diesen Röntgenbildern können dann andere Analysen vorgenommen werden.

4.2.1 Rekonstruktion des Röntgenbilds

Wie schon erwähnt, ist die Methode der Wahl die Kreuzkorrelation des Detektorbildes D mit dem Muster der Lochmaske M . Etwas genauer wird nicht direkt das Maskenmuster — das offensichtlich als Matrix mit Einträgen von 0 oder 1 kodierbar ist — verwendet, sondern eine **Rekonstruktionsmatrix** R . Diese ist so angelegt, daß im Idealfall alle Hintergrundbeiträge verschwinden und sich zumindest für Punktquellen das ursprüngliche Bild des Himmels, gerastert durch die Elemente der Maske, direkt aus der Kreuzkorrelation $D \otimes R$ ergibt. Die Berechnung der Rekonstruktionsmatrix wird in der Arbeit von in't Zand (1992) beschrieben; eine allgemeinere Diskussion des Verfahrens, auch im Vergleich mit anderen Methoden, geben Hammersley et al. (1992).

In der Praxis verhindern die Abschattung durch die Stützstruktur des Detektoreintrittsfensters und die ganz unterschiedlichen Gesichtsfelder verschiedener Bereiche des Detektors eine exakte Rekonstruktion des ursprünglichen Bildes. In jedem Bildpunkt verbleibt nach der direkten Rekonstruktion ein individueller Fehlerbeitrag, der sich aus drei Komponenten zusammensetzt:

- Dem unumgänglichen *coding noise*, der durch die Überlappung der Schattenmuster der einzelnen Punktquellen entsteht. Dieser Beitrag ist zwar deterministisch und im Mittel gleich null, kann aber nur dann exakt eliminiert werden, wenn man die Verteilung der Quellen kennt — die man gerade herausfinden will.
- Einem Beitrag durch den diffusen Röntgenhintergrund, der aufgrund der gerade genannten Schwierigkeiten nicht völlig eliminiert werden konnte. Dieser Beitrag ist im großen und ganzen konstant.

- Einem entsprechenden Beitrag durch den Teilchenhintergrund im Detektor. Das Spektrum dieses Beitrags wurde empirisch ermittelt, dabei wurde festgestellt, daß er gut mit der Antikoinzidenzzählrate korreliert.

Zur Rekonstruktion eines TTM-Bilds wird ein iteratives Verfahren verwendet, das die verschiedenen Fehlerbeiträge weitmöglichst eliminiert — *Iterative Removal Of Sources (IROS)*:

1. Die Kreuzkorrelation zwischen Detektorbild und Rekonstruktionsmatrix wird unter Verwendung speziell optimierter Algorithmen durchgeführt.
2. Im rekonstruierten Bild werden die Positionen starker Punktquellen bestimmt. Der Fluß dieser Quellen wird durch einen Fit mit der erwarteten PSF abgeschätzt. Wird keine Quelle gefunden, entfallen die weiteren Schritte.
3. Der Gesamtbeitrag zum Detektorbild durch diese Quellen wird simuliert und vom beobachteten Detektorbild abgezogen. Aus Effizienzgründen wird die PSF für die einzelnen Quellen dabei nur näherungsweise berücksichtigt.
4. Die Beiträge des Hintergrundes (diffus und detektorintern) werden subtrahiert.
5. Das reduzierte Bild wird erneut mit der Rekonstruktionsmatrix kreuzkorreliert.
6. Das neu rekonstruierte Bild wird auf Residuen an den Positionen der berücksichtigten Quellen und auf eventuell neu auftauchende Quellen untersucht. Dabei kann es nötig sein, auch mit 'negativen Quellbeiträgen' zu rechnen, wenn die Flußschätzung in einem früheren Schritt zu hoch war. Werden signifikante Residuen und/oder neue Quellen gefunden, beginnt der Ablauf wieder bei Schritt 3, allerdings ohne weitere Hintergrundsubtraktion.
7. Das schließlich verbleibende Detektorbild wird darauf geprüft, ob es flach und die Summe der Zählraten mit Null verträglich ist. Anderenfalls liegt entweder eine ausgedehnte Röntgenquelle vor, die nicht wie die Punktquellen eliminiert wurde, oder die Hintergrundbeiträge weichen von den Erwartungen ab. Beide Fälle erfordern weitere Analysen.
8. Die subtrahierten Punktquellen — deren Flüsse während der Iteration bestimmt wurden — werden in die letzte rekonstruierte Himmelskarte wieder eingefügt. Das Ergebnis ist die gültige Himmelskarte.

Üblicherweise benötigt *IROS* nur wenige Iterationen, oft reicht ein einziger Schritt, um das gewünschte Ergebnis zu erhalten.

Aufgrund der Beobachtungen in kurzen Sessions (siehe Abschnitt 3.1.2, S.32) müssen üblicherweise mehrere Beobachtungen mit eventuell etwas verschiedener Ausrichtung zu einem Gesamtbild kombiniert werden. Die direkte Überlagerung der Detektorbilder und eine gemeinsame Rekonstruktion ist nur unter günstigen Umständen möglich.

Bei der Kombination verschiedener, einzeln rekonstruierter Bilder ergibt sich dann das Problem, daß die Pixel der einzelnen Bilder normalerweise nicht deckungsgleich sind, der Fluß aus jedem Pixel also auf mehrere Pixel des Referenzbilds aufgeteilt werden muß. Die exakte Aufteilung ist ziemlich rechenintensiv, so daß je nach Anwendung auch Näherungslösungen verwendet werden.

4.2.2 Spektralanalyse

Um eine spektrale Analyse einzelner Quellen durchzuführen, wird im Prinzip dasselbe Verfahren angewandt; nur daß zur Rekonstruktion eben jeweils nur Daten eines bestimmten Energiekanals verwendet werden. Üblicherweise wird zuerst das Gesamtbild ermittelt und die spektral aufgelöste Analyse beschränkt sich dann auf Himmelsbereiche nahe den beobachteten Punktquellen, was die Kreuzkorrelationsrechnungen deutlich vereinfacht und beschleunigt. Das *IROS* Verfahren bleibt trotzdem wichtig, da in verschiedenen Kanälen die Quellen unterschiedliche relative Flüsse haben. Logischerweise muß auch der Hintergrund spektral aufgelöst subtrahiert werden.

4.2.3 Zeitanalyse und Pulsphasenspektroskopie

Ganz analog geschieht auch die Analyse von zeitlichen Variationen, indem eben nur Daten aus bestimmten Zeitfenstern zur Rekonstruktion herangezogen werden. Für kurze Zeiträume und schmale Energiebänder — wie zum Beispiel bei der Ermittlung pulphasenaufgelöster Spektren — wird die Rekonstruktion allerdings zunehmend unsicherer. Angesichts des aufwendigen Verfahrens ist *TTM* nicht für die Analyse von kurzzeitigen Variationen in Röntgenquellen geeignet.

Im Zusammenspiel mit anderen Instrumenten ergeben sich zusätzliche Probleme durch Unsicherheiten in der Integrationszeit für kurze Zeitabschnitte und in der absoluten Zeitbestimmung für *TTM*-Daten. Abschnitt 4.4 geht unter anderem auf diese Fragen ein.

4.3 Gemeinsame Analyse der Daten beider Instrumente

Im Rahmen dieser Arbeit wurden für die Röntgenpulsare A 0535+26 und Vela X-1 gemeinsame Spektren der beiden Instrumente im breiten Energieband 2–200 keV gewonnen und zwar sowohl pulphasengemittelte wie -aufgelöste Spektren. Die zugrundeliegenden Daten stammen aus gemeinsamen, zeitgleichen Beobachtungen der jeweiligen Quelle durch die beiden Instrumente.

4.3.1 Vorbereitende Arbeiten

Die Bestimmung der Pulsperioden für die gemeinsame Analyse geschah anhand der *HEXE*-Daten, da eine entsprechende Analyse mit *TTM* einen nicht mehr vertretbaren Aufwand erfordert hätte. Die aus den *HEXE*-Daten gewonnenen Lichtkurven und Pulsprofile erlaubten die Drift der *TTM*-Zeitmarken (siehe Abschnitt 4.4) zu kontrollieren und die den ausgesuchten Pulsphasenabschnitten entsprechenden Zeitabschnitte zu ermitteln.

Anhand der durch die Vorgaben festgelegten Zeitabschnitte wurden von Hong Chao Pan (Birmingham) in langwieriger Arbeit die zeitgleich zu den *HEXE*-Beobachtungen von *TTM* gemessenen Spektren berechnet. Abschließend wurden die Zählratenspektren der beiden Instrumente gemeinsam spektral analysiert.

4.3.2 Spektralanalyse

Wie aus den Abschnitten 3.2.4 und 3.3.4 hervorgeht, kann von einem gegebenen Rohspektrum nicht eindeutig auf die Form des ursprünglichen Quellspektrums geschlossen werden. Stattdessen müssen eine Vielzahl theoretischer Modellspektren durch Variation ihrer Parameter so gut wie möglich an die Daten angepaßt und dann als mögliche Beschreibung akzeptiert oder verworfen werden. Dabei können durchaus mehrere, etwas verschiedene Spektralformen für das Quellspektrum herauskommen.

Zur Anpassung wird für das jeweilige Modellspektrum und einen willkürlich festgelegten Satz von Startparametern ein theoretisches Photonenspektrum in einem vorgegebenen Raster von Energiekanälen berechnet. Dieses wird dann mit den Responsematrizen der Detektoren gefaltet und das erhaltene theoretische Zählratenspektrum umgerechnet auf die durch das Vergleichs-Rohspektrum vorgegebenen N Energiekanäle. Nach dem **Marquardt-Verfahren** (Bevington & Robinson 1992) werden nun die freien Parameter des Modellspektrums so lange variiert, bis die Abweichungen zwischen theoretischem Modellspektrum und Beobachtung minimal werden. Als Maß für diese Abweichungen wird dabei, wie allgemein üblich, die χ^2 -Statistik (siehe Anhang A, S.119) verwendet.

Kurz gesagt kann ein Modell wahrscheinlich verworfen werden, wenn die Zahl χ^2 groß wird gegen die Zahl der Freiheitsgrade. Der Umkehrschluß ist allerdings nicht erlaubt — auch ein falsches Modell kann zufällig mit den Meßdaten übereinstimmen, man kann nur falsifizieren. Es hat sich eingebürgert, als Maß der Übereinstimmung den "reduzierten" χ^2 -Wert (χ_{red}^2) anzugeben, der nichts weiter ist als χ^2 geteilt durch die Zahl der Freiheitsgrade der minimierten Verteilung (siehe Gleichung A.4, S.120), für ein schlechtes Modell ist $\chi_{\text{red}}^2 \gg 1$.

In Abbildung 4.1 ist das Ergebnis einer solchen Anpassung dargestellt. Ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall wurde an das mittlere Spektrum der Vela X-1 Beobachtungen von 20. November 1988 angepaßt ($\chi_{\text{red}}^2 = 1.50$). Neben dem numerischen

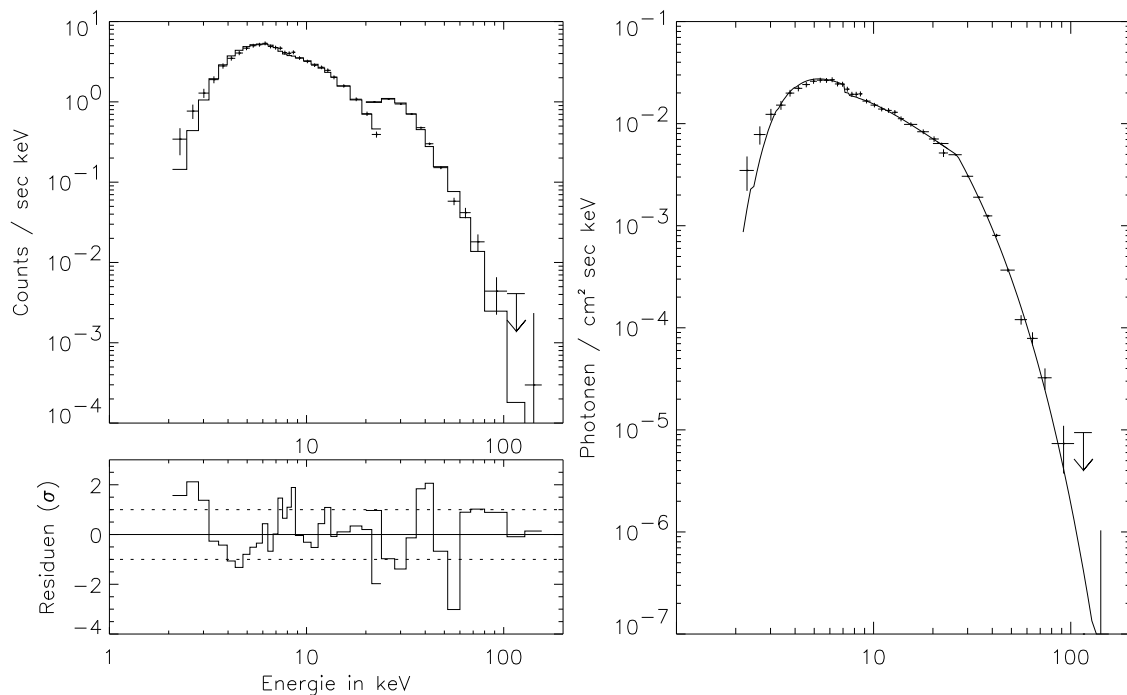


Abbildung 4.1: Darstellung der Ergebnisse der Anpassung einer theoretischen Modellfunktion (Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall) an Beobachtungsdaten von Vela X-1. Links oben die gemessenen Zählraten (Kreuze) und das mit den beiden Responsematrizen gefaltete theoretische Spektrum (Treppenfunktion). Links unten die Abweichungen zwischen durchgefaltetem Modell und Zählraten in Einheiten von σ . Rechts das theoretische Photonenspektrum (durchgezogene Linie) und die 'zurückgefalteten' Datenpunkte (siehe Text).

Ergebnis interessiert bei der wissenschaftlichen Auswertung vor allem, wo und in welcher Form die Abweichungen zwischen dem durchgefaltetem theoretischen Spektrum und den gemessenen Zählraten auftreten. Sinnvoller als die Darstellung der absoluten Differenz oder des Quotienten zwischen den beiden Spektren ist die in dieser Arbeit durchgängig verwendete Darstellung in Einheiten von σ , dem formalen Fehler der einzelnen Datenpunkte. Abbildung 4.1 zeigt auch ein Photonenspektrum aus 'zurückgefalteten' Datenpunkten. Dazu wird das theoretische Spektrum mit dem Verhältnis zwischen beobachtetem und theoretischem Fluß im Zählratenraum multipliziert; das Ergebnis ist also nicht eindeutig, sondern vom jeweiligen Modellspektrum abhängig.

Systematisch auftretende Abweichungen zwischen Modell und Daten, wie in Abbildung 4.1, führen üblicherweise dazu, daß die Modelle um zusätzliche Komponenten — z.B. um Zyklotronresonanzlinien — erweitert werden. Die Frage, ob diese komplexeren Modelle noch eine signifikante Verbesserung der Anpassung bringen, ob also die zusätzlichen Parameter überhaupt benötigt werden, kann in gewissen Grenzen durch den F -Test entschieden werden. Dieser wird in Abschnitt A.4 genauer beschrieben.

Hat man eine gute Beschreibung der Meßdaten durch eine Modellfunktion gefunden, müssen die möglichen Variationen in den Parametern, mit denen das Modell noch immer eine gute Beschreibung der Daten darstellt, bestimmt werden. Ein Beispiel ist

die Amplitude einer angenommenen Absorptionslinie — hier ist der reine Zahlenwert nicht besonders aussagekräftig, viel entscheidender ist die Frage, ob der Wert für diese Amplitude auch mit Null verträglich, die Linie also eventuell gar nicht vorhanden ist. Die möglichen Wertebereiche für die Modellparameter wurden über χ^2 -Konturen (siehe Abschnitt A.3, S.121) ermittelt.

4.3.3 Vergleich mit früheren Ergebnissen

Zur Kontrolle der Spektralanalyse wurden die in dieser Arbeit untersuchten *HEXE*-Spektren auch noch einmal unter Verwendung der von Mony (1991) benutzten Responsematrizen mit Modellspektren verglichen. Die Ergebnisse unterschieden sich nur insofern signifikant, als bei einigen Vela X-1 Beobachtungen durch verbesserte Informationen über die Ausrichtung des *HEXE*-Instruments die gemessenen Flüsse korrigiert wurden.

Bei Verwendung der aktuellen Detektorresponsematrizen fallen im Vergleich mit den Ergebnissen von Mony die Linienstrukturen teilweise etwas schwächer aus. Die früher verwendeten Matrizen sorgten systematisch für einen scheinbaren leichten Überschuß der gemessenen Zählraten im Vergleich zu den gefalteten Spektren im Bereich 40–45 keV (siehe auch Döbereiner 1993), der jede darauffolgende Linienstruktur noch verstärkte.

4.4 Probleme der gemeinsamen Auswertung

Die gemeinsame Analyse der Daten zweier verschiedener Instrumente kann zu besonderen Problemen führen, die für ein einzelnes Instrument nicht auftreten. Vorbedingung jeder gemeinsamen Analyse ist eine erfolgreiche Interkalibration der Instrumente. Für *HEXE* und *TTM* ist diese anhand des von beiden Instrumenten zur Eichung herangezogenen Crab-Spektrums durchgeführt worden. Die erfolgreiche Interkalibration ist auch in verschiedenen, gemeinsamen Veröffentlichungen anhand der Analyse anderer Quellen (Maisack et al. 1994; Döbereiner 1993; Kendziorra et al. 1994) demonstriert worden.

Trotz dieser Vorarbeiten zeigten sich schon bei der ersten, groben Analyse der in dieser Arbeit untersuchten Quellen deutliche Probleme beim Anschluß einiger *TTM*- an die entsprechenden *HEXE*-Spektren. Natürlich ist aufgrund der verschiedenen Detektoreigenschaften kein direkter Vergleich der Zählratenspektren möglich, aber die Versuche, ein gemeinsames Spektrum beider Instrumente zu erhalten, führte in einigen Fällen zu Problemen, die offensichtlich aus recht unterschiedlichen Ergebnissen für den gemessenen Photonenfluß herrührten, während für andere Zeitblöcke oder Phasenabschnitte keine solchen Probleme bestanden.

Die Analyse des Meß- und Datenreduktionsweges zeigt mehrere einfache Erklärungen für eine eventuelle Diskrepanz zwischen den 'gemessenen' Photonennraten der beiden Instrumente:

1. Die Ausrichtung des *HEXE* ist seit dem Ausfall der Sternkamera (siehe Abschnitt 3.1, S.31) nicht mehr völlig eindeutig bestimmbar. Aus der Analyse des *TTM*-Bildes läßt sich zwar meist die Ausrichtung bestimmen, doch wenn — wie z.B. im Fall von Vela X-1 — meist nur ein helles Objekt im Blickfeld von *TTM* ist, besteht prinzipiell die Möglichkeit einer falschen Einschätzung der Ausrichtung. Die Abschattung der *HEXE*-Detektoren durch den Kollimator wird mit Hilfe dieser Pointierungsangabe korrigiert, ein Fehler in der Bestimmung der Pointierung kann so zu einer falschen Skalierung aller Flüsse der entsprechenden Session führen.
2. Bei der Auswertung von *TTM*-Daten wird die Meßdauer aus der Zählrate der Fe^{55} Eichquellen (siehe Abschnitt 3.3.1, S.40) bestimmt. Dies führt bei kurzen Zeiträumen zu Unsicherheiten von einigen Prozent in der Bestimmung der effektiven Meßzeit und damit im gemessenen Fluß. Dieser Fehler kann in jedem einzelnen Spektrum unabhängig von anderen auftreten, da bei der Analyse von *TTM*-Daten die Trennung in einzelne Phasenbereiche zu Beginn der Datenauswertung erfolgt, jedes Phasenspektrum also unabhängig von den anderen erstellt wird.
3. Da die Zeitangaben zu *TTM*-Daten nur auf der eigenen Uhr dieses Instruments beruhen, müssen die Daten der beiden Instrumente erst noch phasenrichtig synchronisiert werden. Dieser Prozeß läßt sich nicht vollständig automatisieren, da es ungeklärte 'Zeitsprünge' der *TTM*-Uhr von einer Session zur anderen gibt — die endgültige Synchronisation wird 'per Auge' vorgenommen, indem die Lichtkurven beider Instrumente verglichen werden.

Die Genauigkeit dieser Synchronisation ist anhand der deutlicheren Merkmale im Pulsprofil, wie z.B. abfallende Pulsflanken, recht gut — kleiner als 5% der Pulsperiode, oder einem **bin** der in Birmingham zum Vergleich verwendeten *HEXE*-Lichtkurven. Eine Verwechslung der beiden Pulse, also effektiv eine Phasenschiebung um 180° läßt sich aber aufgrund der sich verändernden Pulsform zu niedrigeren Energien hin nicht hundertprozentig ausschließen, die Zuordnung muß daher anhand der Spektren der ausgewählten Pulsabschnitte kontrolliert werden.

Um diese Effekte kontrollieren und eventuell Korrekturfaktoren an die Einzelspektren anbringen zu können, wurden Quotientenspektren der gemessenen Zählraten mit dem jeweiligen Zählratenspektrum des Crab gebildet.

Das Spektrum des Crabnebels kann nach dem vorliegenden Wissensstand im Bereich beider Instrumente durch ein glattes Potenzgesetz beschrieben werden, das so auch zur Eichung der Detektoren verwendet wurde (siehe Kapitel 3, S.31). Dividiert man ein

Zählratenspektrum durch das des Crab, erhält man eine Darstellung des Verhältnisses der beiden Quellflüsse, die in erster Näherung unabhängig von den Eigenschaften der Detektoren ist. Auffällige Merkmale dieses Quotientenspektrums gehen auf das verwendete Quellspektrum zurück, das ja durch ein glattes Spektrum dividiert wurde. In Abbildung 4.2 sind zwei solche Quotientenspektren dargestellt, einmal für den Fall guter Übereinstimmung und einmal für den Fall deutlicher Abweichungen.

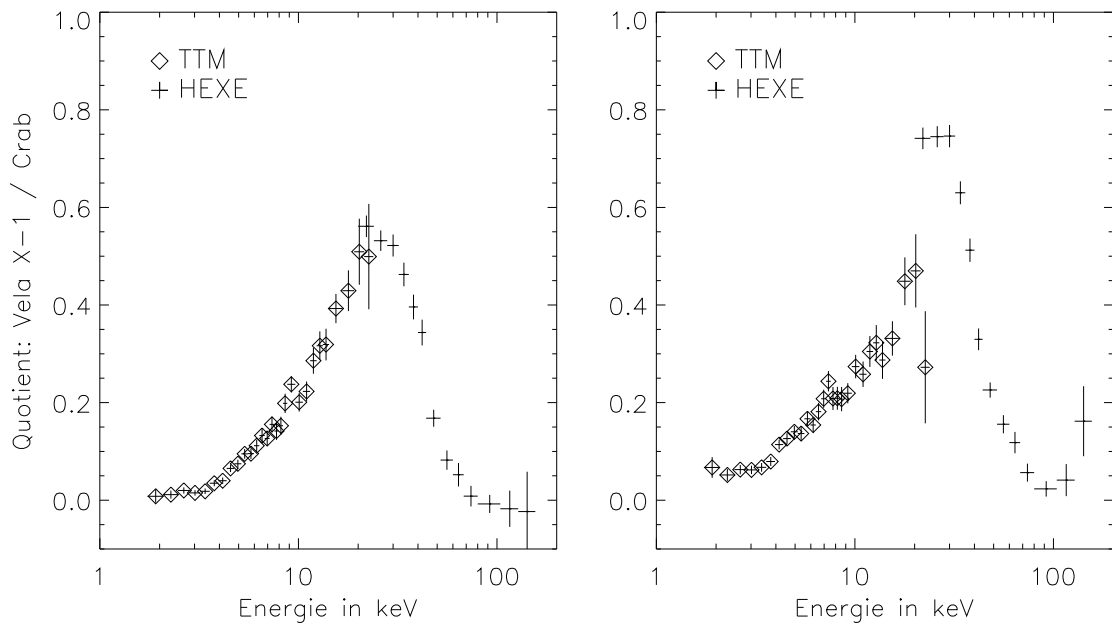


Abbildung 4.2: Quotientenspektren von Vela X-1 und Crab für zwei verschiedene Messungen; links mit guter Übereinstimmung der unkorrigierten Zählratenspektren, rechts mit offensichtlichen Abweichungen

Die Korrektur der ermittelten Zählratenspektren auf einen glatten Übergang zwischen den beiden Instrumenten ist nicht einfach. Man benötigt zusätzliche Informationen über die beteiligten Spektren und es bleibt meist eine gewisse Unsicherheit über das nötige Ausmaß der Korrektur bestehen. In den Kapiteln 5 und 6 wird im einzelnen auf nötige Korrekturen und ihre Begründung eingegangen.

Kapitel 5

Vela X-1

5.1 Einführung

Vela X-1 ist ein typisches Beispiel für einen Superriesen-HMXB (siehe Abschnitt 2.3) — ein Neutronenstern akkretiert aus dem starken Sternwind seines massereichen Begleiters. Entdeckt wurde die Röntgenquelle durch Chodil et al. (1967) bei der Auswertung eines Raketenflugs vom 20. September 1966. Ulmer et al. (1972) fanden periodische Intensitätsschwankungen mit einer Periode von knapp 9 Tagen, die von Forman et al. (1973) auf die Bedeckung der Röntgenquelle durch den Begleiter zurückgeführt werden konnten. Rappaport & McClintock (1975) entdeckten die Pulsation der Röntgenstrahlung mit einer Periode von ~ 283 Sekunden. Die nebenstehende Tabelle 5.1 faßt einige Daten des Systems zusammen, die Werte sind Nagase et al. (1986), Nagase (1989) und van Kerkwijk et al. (1995) entnommen. Eine annähernd maßstabsgetreue Skizze des Vela X-1 Systems stellt Abbildung 5.1 (S. 63) dar. Nicht berücksichtigt wurde dabei die Verzerrung des Begleiters, der bei einem charakteristischen Roche-Radius $R_{\text{RL}} \approx 33R_{\odot}$ sein Roche-Volumen (siehe Abschnitt 2.2.1, S.3) fast ausfüllt. Angesichts der Unsicherheiten in den Massen und Radien ist es auch möglich, daß die Sternoberfläche die kritische Grenze erreicht. Im Röntgenbereich zeigt Vela X-1 ein sehr vielschichtiges Bild; dies gilt sowohl für die zeitlichen Variationen des Quellflusses, wie für die spektralen Eigenschaften:

Vela X-1	
Leuchtkraft	$\sim 5 \times 10^{29} \text{ W}$
Masse	$1.9_{-0.5}^{+0.7} M_{\odot}$
Rotationsperiode	$\sim 283 \text{ s}$

HD 77581	
Spektraltyp	B0.5Iab
Eff. Temperatur	25000 K
Leuchtkraft	$1.3 \times 10^{32} \text{ W}$
Masse	$23_{-1.5}^{+3.5} M_{\odot}$
Sternradius	$31_{-3}^{+4} R_{\odot}$
Rotationsperiode	19 d
Massenverlust	$\sim 4 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{y}$

Doppelsternsystem	
Umlaufperiode	$8.96442 \pm 0.00005 \text{ d}$
Exzentrizität	0.089 ± 0.003
Mittl. Abstand	$53 R_{\odot}$
Bedeckung	$\sim 1.7 \text{ d}$
Inklination	$73^{\circ} - 90^{\circ}$
Entfernung	$1.9 \pm 0.2 \text{ kpc}$

Tabelle 5.1: Vela X-1 / HD 77581

Die Messungen der Pulsperiode seit 1975 (siehe Abbildung 5.2, S.67) zeigen Variationen der Pulsationsfrequenz auf allen Zeitskalen von wenigen Tagen bis mehreren Jahren (siehe z.B. Nagase et al. 1984). Diese Variationen können sehr gut als weißes Rauschen der Winkelbeschleunigung des Pulsars beschrieben werden (Boynton et al. 1984; Deeter et al. 1989).

Lichtkurven im harten Röntgenbereich zeigen starke Schwankungen der Intensität und der Pulsform von einem Puls zum nächsten; das über viele Pulsperioden gemittelte Profil ist dagegen recht stabil (Staubert et al. 1980). Die Form des mittleren Pulsprofils ist stark energieabhängig — während es unterhalb ~ 10 keV eine komplexe Struktur mit bis zu fünf Maxima aufweist, beobachtet man bei hohen Energien eine einfache Doppelpulsstruktur. Die dritte Harmonische der Pulsationsfrequenz ist laut Orlandini (1993) unabhängig vom Energiebereich ausgesprochen schwach ausgeprägt; davon ausgehend schließt er auf einen Winkel zwischen Sichtlinie und Rotationsachse von $\sim 90^\circ$ oder auf einen entsprechenden Winkel zwischen Rotationsachse und Magnetfeld.

Flare-artige Ausbrüche der Quelle von bis zu 45 Minuten Dauer wurden von Tanaka (1986) und Haberl & White (1990) beobachtet. In einem anderen Fall ging der Quellfluß binnen einer Minute um mehr als 90% zurück und blieb für mindestens 18 Minuten auf diesem niedrigen Niveau; eine gute Stunde später wurden wieder normale Pulsationen beobachtet (Inoue et al. 1984). Die Gründe für dieses dramatische Verhalten blieben unklar — gegen eine kurzfristig extrem erhöhte Absorption sprach das nur wenig veränderte Spektrum, gegen Abschattung durch einen unsichtbaren dritten Partner die verbleibenden, schwachen Pulsationen, die für gestreute Strahlung sicherlich ausgeschmiert worden wären.

Extreme Variationen in der Absorption der Röntgenstrahlung sind für Vela X-1 andererseits nichts Ungewöhnliches. Aufgrund der engen Bahn ist der Röntgenpulsar tief in den starken Sternwind des Begleiters eingebettet. Haberl & White (1990) fanden in ihrer systematischen Analyse aller *EXOSAT*-Beobachtungen von Vela X-1 eine Zunahme der Wasserstoffsäulendichte von $N_{\text{H}} = 3 \times 10^{22}$ bei Orbitalphase $\phi = 0.2$ bis $N_{\text{H}} = 15 \times 10^{22}$ bei $\phi = 0.85$ und zusätzlich unregelmäßige, sprunghafte Absorptionsmaxima bis hinauf zu $N_{\text{H}} = 5 \times 10^{23}$. Die deutlich zunehmende Absorption nach Orbitalphase $\phi = 0.5$ wurde von den Autoren als Hinweis auf einen dichten Gasstrom gewertet, der dem Neutronenstern folgt. Als Erklärung für die erratischen Absorptionsschwankungen schlugen sie die zeitweilige Ausbildung einer instabilen Akkretionsscheibe vor.

Das Spektrum der Röntgenquelle zeigt den typischen Verlauf für akkretierende Röntgenpulsare (siehe Abschnitt 2.5.3, S.27), ein je nach Orbitalphase unterschiedlich absorbiertes Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall. Die Lage des spektralen 'Knicks' scheint allerdings vom beobachtenden Instrument abzuhängen — Nagase et al. (1986) fanden anhand von *Tenma*-Daten im Energiebereich 2-30 keV eine Abknickenergie von etwa 16 keV; Instrumente, die oberhalb von 20 keV empfindlich sind, fanden den Knick eher bei 25 keV (Staubert et al. 1980, Bautz et al. 1983). Im Niederenergiespektrum weist Vela X-1 außerdem eine ausgeprägte Eisenfluoreszenzlinie bei ~ 6.4 keV (Nagase et al. 1986) und einen *soft excess* unterhalb ~ 3 keV (Lewis et al. 1992) auf.

Im Rahmen seiner Dissertation fand Bruno Mony bei einer phasenaufgelösten Analyse der aufsummierten *HEXE*-Beobachtungen von Vela X-1 eine Absorptionslinie im Bereich von 50 keV, insbesondere in der abfallenden, steilen Flanke des einen Pulses, so-

wie Hinweise auf eine entsprechende Struktur im Zentrum des zweiten Pulses (Mony 1991; Kendziorra et al. 1992). Diese Ergebnisse wurden ergänzt und unterstützt durch die Analyse von Vela X-1 Beobachtungen des japanischen Röntgensatelliten *Ginga*, die eine Absorptionslinie bei ~ 25 keV nachwies und die Existenz einer zweiten Linie bei ~ 50 keV nahelegte (Makishima et al. 1992). Eine spätere Analyse dieser Daten durch Mihara (1995) mit verbesserten Kontinuumsmodellen ergab Variationen der Zyklotronenergie (22–26 keV) und der Linientiefen über die Pulsphase. Bei manchen Pulsphasen trat nur eine der beiden Linien meßbar in Erscheinung.

Gegenüber der Dissertation von Mony (1991) ist in dieser Arbeit durch die Hinzunahme der Daten des *TTM*-Instrumentes der untersuchte Spektralbereich deutlich erweitert. Damit ist der Verlauf der Kontinuumspektren viel stärker festgelegt, da nun Daten beiderseits des spektralen Knicks vorliegen. Unter anderem mußte das für die *HEXE*-Daten alleine favorisierte durchgehende Bremsstrahlungskontinuum verworfen werden. Weitere Änderungen ergaben sich aus verbesserten Informationen über die Ausrichtung der *HEXE*-Detektoren während der Vela X-1 Beobachtungen und damit einhergehend teilweise deutlich veränderte Korrekturfaktoren für den gemessenen Fluß (siehe Abschnitt 3.2, S.34), sowie aus den seither weiter verbesserten Responsematrizen (siehe Abschnitt 3.2.4, S.37).

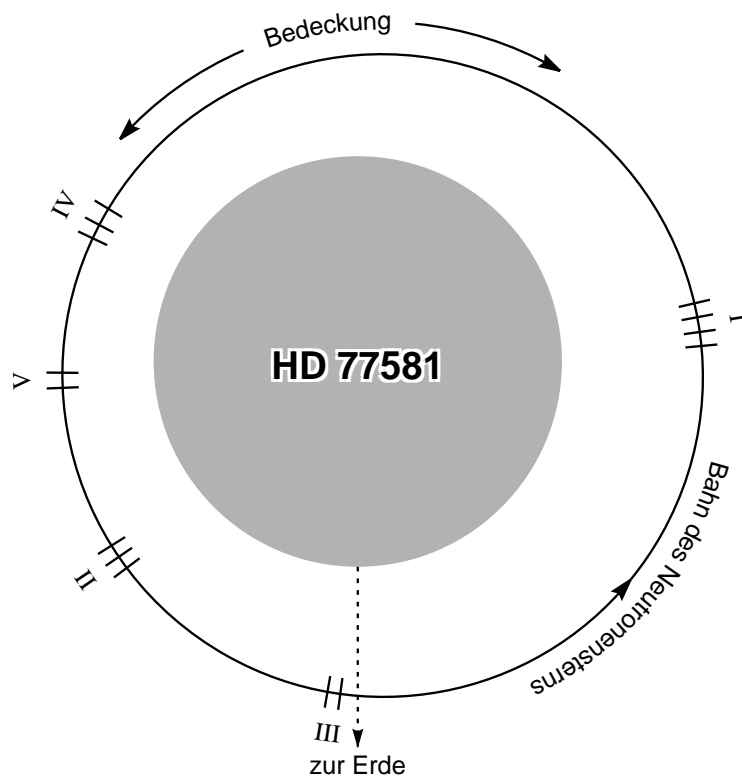


Abbildung 5.1: Skizze des Vela X-1 Systems, dargestellt ist der projizierte Orbit des Neutronensterns. Die Bewegung des Begleiters HD 77581 wurde vernachlässigt. Die mit römischen Ziffern markierten Striche stellen in etwa die erwartete Position des Pulsars während der einzelnen Beobachtungen durch *HEXE* und *TTM* dar.

5.2 HEXE/TTM-Beobachtungen von Vela X-1

Vela X-1 war in insgesamt 57 Sessions das Ziel der Beobachtungen von *TTM* und *HEXE*. Beobachtet wurde im November 1988, im Januar, Februar und Juli 1989, sowie im Januar 1991. Für eine genaue wissenschaftliche Auswertung der Daten beider Instrumente ließen sich allerdings nur 14 Sessions benutzen. Von den restlichen entfallen 14 wegen zu hoher Fehlerraten in den von der Raumstation übertragenen Daten. Zehn Sessions wurden während der Bedeckung der Röntgenquelle durch den Begleiter durchgeführt, weitere fünf so kurz vor oder nach der Bedeckung, daß im Hochenergiebereich kein signifikanter Quellfluß meßbar war. Bei den restlichen Messungen war der beobachtete Quellfluß extrem niedrig, obgleich die Quelle definitiv nicht in der Bedeckung war. Während für fünf Messungen dieses Problem auf eine schlechte Ausrichtung der Detektoren auf die Quelle und damit eine starke Abschattung (>75%) durch den Kollimator zurückgeführt werden kann, zeigen die Messungen vom Juli 1989 und einige Messungen im Januar 1991 offensichtlich Vela X-1 in einer Phase sehr geringer Aktivität.

Die 14 für die gemeinsame Datenauswertung verwendeten Sessions verteilen sich auf fünf Gruppen in denen die Messungen jeweils aufeinanderfolgen. In Tabelle 5.2 sind einige Daten der einzelnen Sessions zusammengefaßt.

Zeitblock	Session	Datum	Orbitalphase *	Dauer [s]	Rocking Mode
I	1577	20.11.88	0.7721	840	<i>HEXE</i>
	1578	20.11.88	0.7792	840	<i>HEXE</i>
	1579	20.11.88	0.7863	840	<i>HEXE</i>
	1580	20.11.88	0.7935	840	<i>HEXE</i>
II	1587	25.11.88	0.3183	1770	<i>Mir</i>
	1588	25.11.88	0.3254	1770	<i>Mir</i>
	1589	25.11.88	0.3325	1770	<i>Mir</i>
III	1599	26.11.88	0.4602	1800	<i>HEXE</i>
	1600	26.11.88	0.4673	1674	<i>HEXE</i>
IV	1764	03.02.89	0.1466	1560	<i>HEXE</i>
	1765	03.02.89	0.1537	1560	<i>HEXE</i>
	1766	03.02.89	0.1612	1560	<i>HEXE</i>
V	2342	13.01.91	0.2264	1245	<i>HEXE</i>
	2343	13.01.91	0.2336	1248	<i>HEXE</i>

*Nach der Ephemeride von Deeter et al. (1987) bezogen auf den Beginn der Beobachtung.

Tabelle 5.2: Übersicht der Vela X-1 Beobachtungen durch *HEXE* und *TTM*.

Für die nachfolgenden Analyseschritte wurden im allgemeinen die Daten jedes Zeitblocks zu einem gemeinsamen Datensatz zusammengefaßt, nachdem eine kurze Untersuchung bestätigt hatte, daß die Ergebnisse aufeinanderfolgender Sessions gut

übereinstimmten. Bei der Berechnung pulphasenaufgelöster Spektren wurde die Einteilung in sechs Phasenabschnitte (A–F) von Mony (1991) beibehalten, da zum einen bereits phasenaufgelöste Spektren des *TTM* Instruments nach dieser Einteilung vorlagen und zum anderen auf diese Weise die Ergebnisse mit denen der Arbeit von Mony verglichen werden konnten. Die Einteilung der Pulsphasenabschnitte ist in Abbildung 5.14 (S. 81) dargestellt.

5.3 Probleme der gemeinsamen Auswertung

Wie in Abschnitt 4.4 beschrieben, stellten sich bald einige Schwierigkeiten heraus, einzelne *TTM*-Spektren von Vela X-1 mit den *HEXE*-Ergebnissen in Einklang zu bringen. Die Problemstellen waren im einzelnen:

Zeitblock II — Für den ersten Puls (Phasenbereiche A und B) lagen die Werte der *TTM*-Quotientenspektren zum Crab (siehe Abschnitt 4.4, S.58) im Übergangsbereich deutlich unterhalb der *HEXE*-Werte. Es ließ sich zeigen, daß der Fehler aller Wahrscheinlichkeit nach bei den *TTM*-Einzelspektren lag — wurden die phasenaufgelösten Spektren für beide Instrumente aufaddiert, so ergab sich bei den *TTM*-Daten eine Differenz zum unabhängig erstellten phasengemittelten Spektrum, im Gegensatz zu den *HEXE*-Spektren.

Diese Differenz ließ sich aufheben, indem die *TTM*-Spektren mit einem Korrekturfaktor multipliziert wurden, der die Quotientenspektren der beiden Instrumente gerade aneinander anglich.

Zeitblock IV — Hier gab es Diskrepanzen bei allen Einzelspektren ohne einen gemeinsamen Faktor. Die genauere Betrachtung zeigte außerdem, daß für diesen Zeitblock die Pulsstruktur der Quelle in den *TTM*-Daten nicht richtig auftaucht — der Zwischenpulsbereich C hat anscheinend gleichen oder höheren Fluß als die Pulsbereiche D und E.

Um die Möglichkeit einer Phasenverschiebung zu kontrollieren, wurden aus den *HEXE*-Daten mehrfach phasenaufgelöste Spektren mit leicht versetzten Abschnitten erstellt; eine sinnvolle Angleichung der Quotientenspektren gelang aber mit keinem der ‘verschobenen’ Datensätze.

Die spektrale Untersuchung der phasenaufgelösten *TTM*-Daten zeigte starke Abweichungen von allen anderen Zeitblöcken (siehe auch Abbildung 5.15, S. 82), so daß wohl von einem sehr grundlegenden Fehler bei der Erzeugung dieser Spektren ausgegangen werden muß.

Nachdem ein direkter Zugriff auf die *TTM*-Rohdaten leider nicht mehr möglich war (siehe S. 47), wurde für diesen Zeitblock nur das phasengemittelte Spektrum mit den Daten beider Instrumente ausgewertet. Eine Pulsphasenspektroskopie wurde nur mit den *HEXE*-Daten unternommen, wobei der Parameterraum der Modellspektren mit Blick auf die Ergebnisse des phasengemittelten Spektrums und der anderen Zeitblöcke eingeschränkt wurde.

Zeitblock V — Mit Ausnahme des Phasenbereichs D lagen alle *HEXE*-Quotientenspektren unterhalb der *TTM*-Daten. Ein entsprechendes Bild ergab sich auch beim Vergleich der phasengemittelten Spektren. Im Unterschied zu Zeitblock I paßte hier auch die Addition der phasenaufgelösten *TTM*-Spektren gut zum unabhängig bestimmten phasengemittelten Spektrum.

Werden die *HEXE*-Daten allerdings gleichmäßig mit dem Faktor 1.25 multipliziert, verschwinden diese Diskrepanzen — abgesehen natürlich von Bereich D, indem erst nach der Multiplikation eine Diskrepanz auftaucht — ein relativ deutlicher Hinweis auf eine falsch bestimmte Ausrichtung des *HEXE*.

Für die weitere Auswertung wurden deshalb alle *HEXE*-Daten mit diesem Korrekturfaktor multipliziert, die *TTM*-Daten von Abschnitt D ebenso, um auch hier einen sauberen Übergang sicherzustellen.

5.4 Periodenbestimmung, Lichtkurven und Pulsprofile

Wie in den vorhergehenden Kapiteln erläutert wurde, ist eine genauere Untersuchung zeitlich variabler Vorgänge nur anhand der Daten des *HEXE* Instruments möglich. Wo nichts anderes erwähnt ist, beziehen sich die Aussagen der folgenden Abschnitte deshalb stets auf den Energiebereich >20 keV.

Die neu bestimmten Perioden bestätigen trotz leichter Änderungen die Ergebnisse von Mony (1991). Eindeutige Aussagen über die kurzfristige Periodenentwicklung während der *HEXE*-Beobachtungen sind aufgrund der relativ großen Unsicherheiten in der Periodenbestimmung nicht möglich. Der seit etwa 1980 beobachtete *spin-down* Trend ist aber offensichtlich ungebrochen, die hier wiedergegebenen, längeren Perioden decken sich im Rahmen der Unsicherheiten auch gut mit den Ergebnissen des *Watch*-Instruments an Bord des *Granat*-Observatoriums (Lapshov et al. 1992). In Abbildung 5.2 sind die *HEXE*-Ergebnisse im Vergleich mit anderen Messungen dargestellt.

Zeitblock	Datum	Julian. Datum *	Periode [s] †	Integrationszeit [s] ‡
I	20.11.88	2447486.32	283.28 ± 0.05	3116
II	25.11.88	2447491.29	283.23 ± 0.07	2078
III	26.11.88	2447492.34	283.12 ± 0.12	2691
IV	03.02.89	2447561.30	283.08 ± 0.07	3400
V	13.01.91	2448270.24	283.33 ± 0.12	2486

* Für die Mitte des Beobachtungszeitraums

† Siehe Abschnitt 4.1.2 zur Ermittlung des Fehlers

‡ Effektive Integrationszeit der verwendeten *HEXE*-Daten

Tabelle 5.3: Ermittelte Perioden für die *HEXE/TTM Vela X-1* Beobachtungen

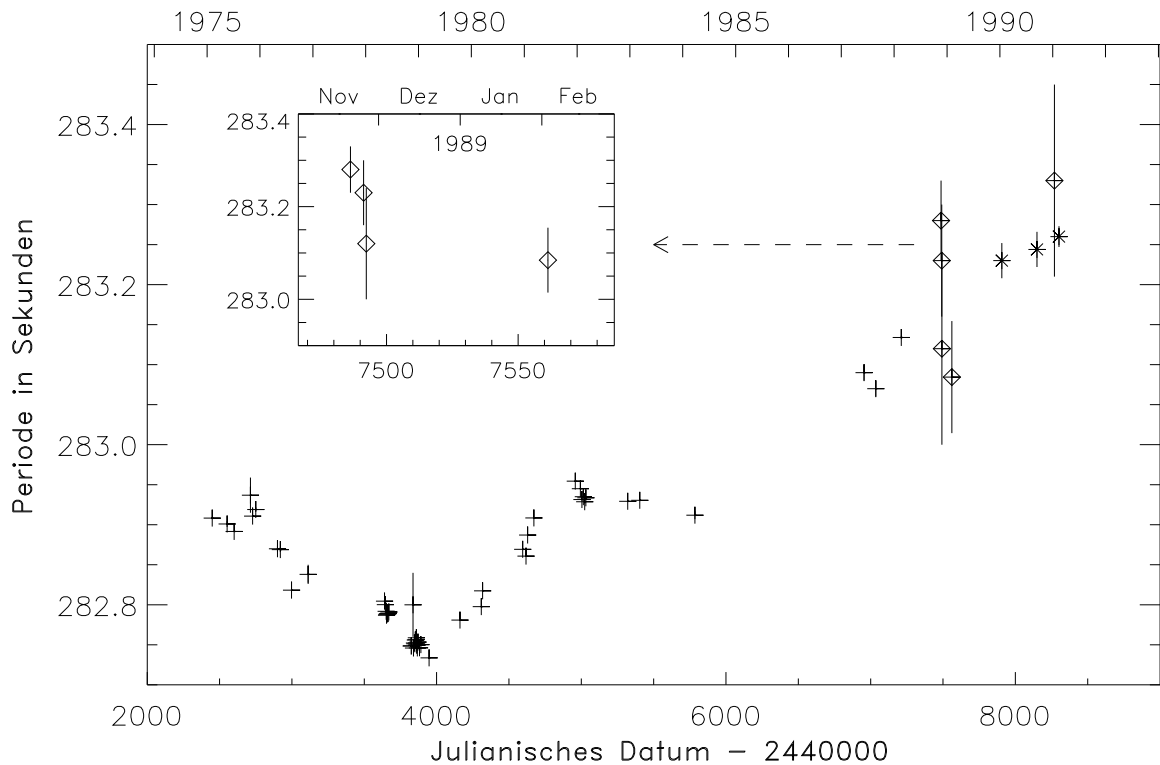


Abbildung 5.2: Veröfentlichte Pulsperioden für Vela X-1. Die Ergebnisse anderer Instrumente sind Nagase 1989 (Kreuze) und Lapshov et al. 1992 (Sternchen) entnommen; die Ergebnisse dieser Arbeit sind als Rauten dargestellt. Für die meisten Ergebnisse sind die Fehlerbalken kleiner als das verwendete Plotsymbol. Die ersten vier HEXE-Ergebnisse sind links oben noch einmal mit vergrößerter Zeitskala wiedergegeben.

Aufgrund der starken Variation des Quellflusses und der photoelektrischen Absorption im niederenergetischen Bereich von einem Beobachtungstag zum anderen, wurden die Daten für die gemeinsame Analyse tageweise zusammengefaßt. Abbildung 5.3 stellt die mittleren Pulsprofile der fünf Zeitblöcke in einem groben Energieraster dar; für diese Quelle liegen auch Pulsprofile der TTM Daten vor, allerdings nur in den zwei dargestellten Energiebändern.

Ein augenfälliges Merkmal der Lichtkurven einzelner Vela X-1 Sessions ist die große Variabilität einzelner Pulse — der Strahlungsfluß zeigt plötzliche Einbrüche mitten in einem Pulsmaximum, sowie besonders starke und besonders schwache Pulse ohne erkennbare Korrelation von einem Puls zum nächsten. Aufgrund des ungünstigen Verhältnisses zwischen Beobachtungszeit und Pulsperiode ließen sich diese Variationen immer nur über wenige aufeinanderfolgende Pulse verfolgen. In Abbildung 5.4 sind vier ausgewählte Einzelpulse des ersten Beobachtungstags zusammengestellt, die die Variabilität der Emission demonstrieren.

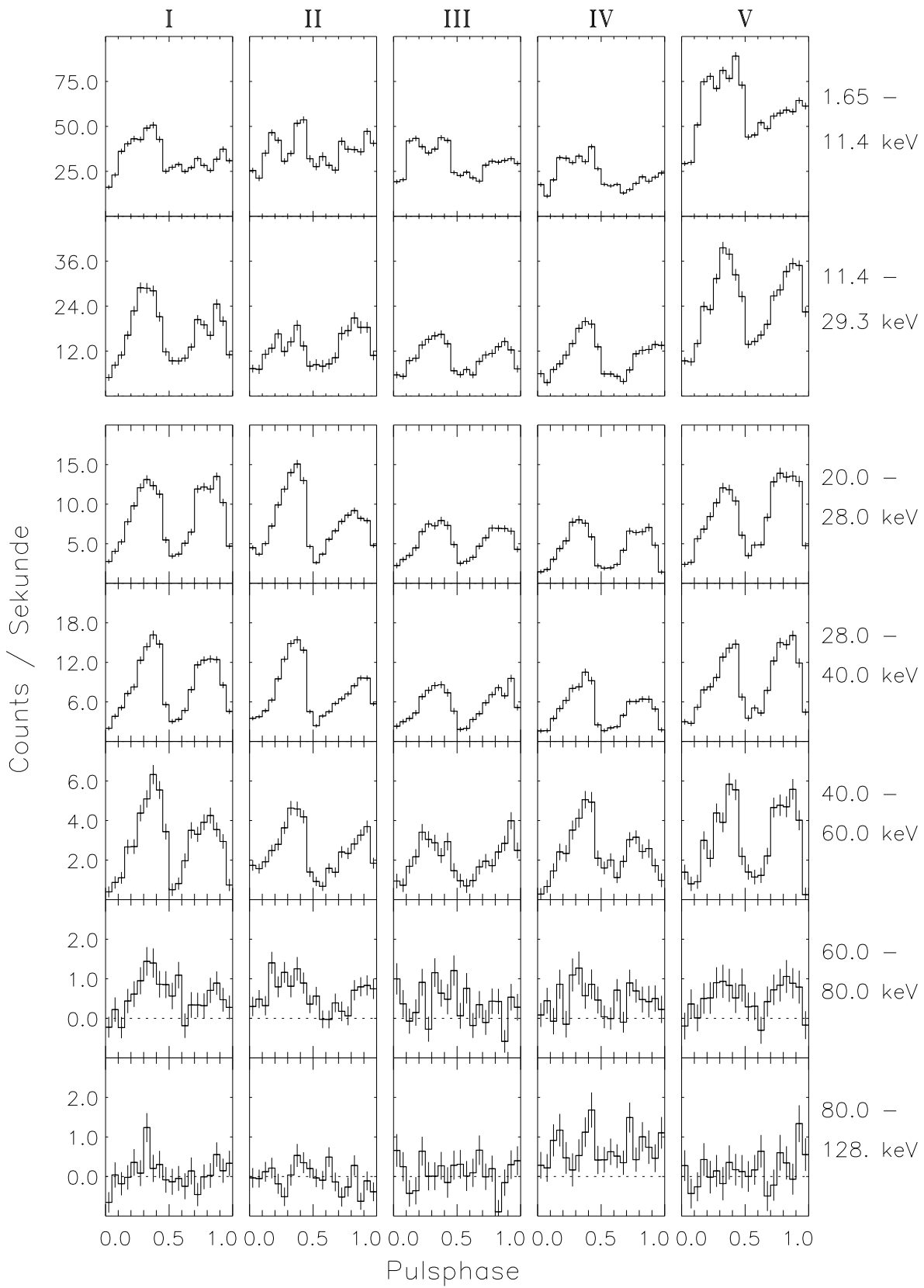


Abbildung 5.3: Mittlere Vela X-1 Pulsprofile für die einzelnen Zeitblöcke. Oben die Ergebnisse des TTM-Instruments (1.65–29.3 keV), unten die Profile anhand der HEXE-Daten (20–128 keV).

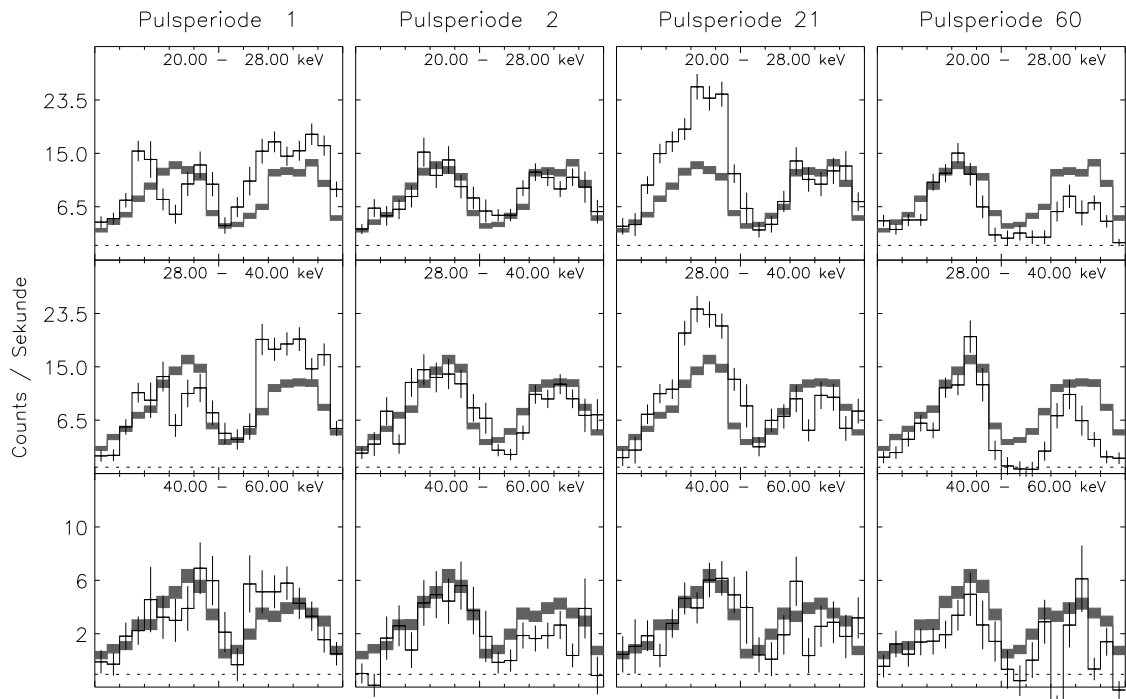


Abbildung 5.4: Einzelne Vela X-1 Pulse vom 20. November 1988 im Vergleich mit dem mittleren Pulsprofil dieses Tages (grau schraffiert). Beim mittleren Pulsprofil entspricht die Dicke der Stufen dem statistischen Fehler.

Dem ersten Augenschein nach variiert die Form der Pulsprofile im Hochenergiebereich deutlich, insbesondere zwischen Zeitblock I und II. Eine genauere Betrachtung zeigt allerdings, daß dieser Effekt wohl durch die relativ geringe Integrationszeiten — für jeden Beobachtungstag nur 7–12 Pulsperioden — zustandekommt: Betrachtet man die Streuung der Phasenbins in den aufaddierten Einzelpulsen als empirische Varianz des mittleren Profils und normiert den mittleren Quellfluß, dann sind die verschiedenen Pulsprofile miteinander verträglich.

Der naheliegende Gedanke, alle Vela X-1 Beobachtungen zum Vergleich mit den Einzelergebnissen zusammenzufassen, ließ sich allerdings nicht umsetzen. Zum einen liegen, wie in Abschnitt 5.3 bereits erläutert wurde, für Zeitblock IV keine verwertbaren, phasenaufgelösten *TTM*-Spektren vor; zum anderen hatten sich im Zeitraum bis zu den Beobachtungen des Zeitblocks V die Kanalgrenzen und die Eichwerte des *TTM*-Instruments verschoben, so daß diese Kanalspektren nicht einfach zu den anderen addiert werden konnten. Die Beobachtungen vom November 1988 leiden unter keinen solchen Einschränkungen und haben zusätzlich den Vorteil, innerhalb weniger Tage gewonnen worden zu sein. Daher wurden die Pulsprofile der Zeitblöcke I–III zu einem mittleren Profil zusammengefaßt und die daraus resultierenden Spektren zusätzlich zu den Spektren der einzelnen Tage untersucht.

An den Pulsprofilen lassen sich eventuelle Variationen des Spektrums mit der Pulsphase bereits grob ablesen. Eine Möglichkeit, solche Variationen genauer zu erfassen,

ist die Berechnung der sogenannten **Hardness Ratio** zwischen phasengleichen Bins in zwei unterschiedlichen Energiebändern:

$$HR_i = \frac{H_i - S_i}{H_i + S_i}, \quad (5.1)$$

dabei ist H_i der Fluß im Phasenbin i des harten Energiebands und S_i der Fluß im entsprechenden Bin des weichen Bands.

Abbildung 5.5 zeigt die Variation der spektralen Härte mit der Pulsphase für beide Instrumente. Die Berechnung geschah anhand des mittleren Pulsprofils vom November 1988, für die Einzelbeobachtungen ergeben sich keine signifikanten Abweichungen. Wie unschwer zu erkennen ist, weisen im Niederenergiebereich bis 20–30 keV die Pulse ein härteres Spektrum auf als der Zwischenpulsbereich; dagegen variiert bei höheren Energien die spektrale Härte nur wenig über die Phase.

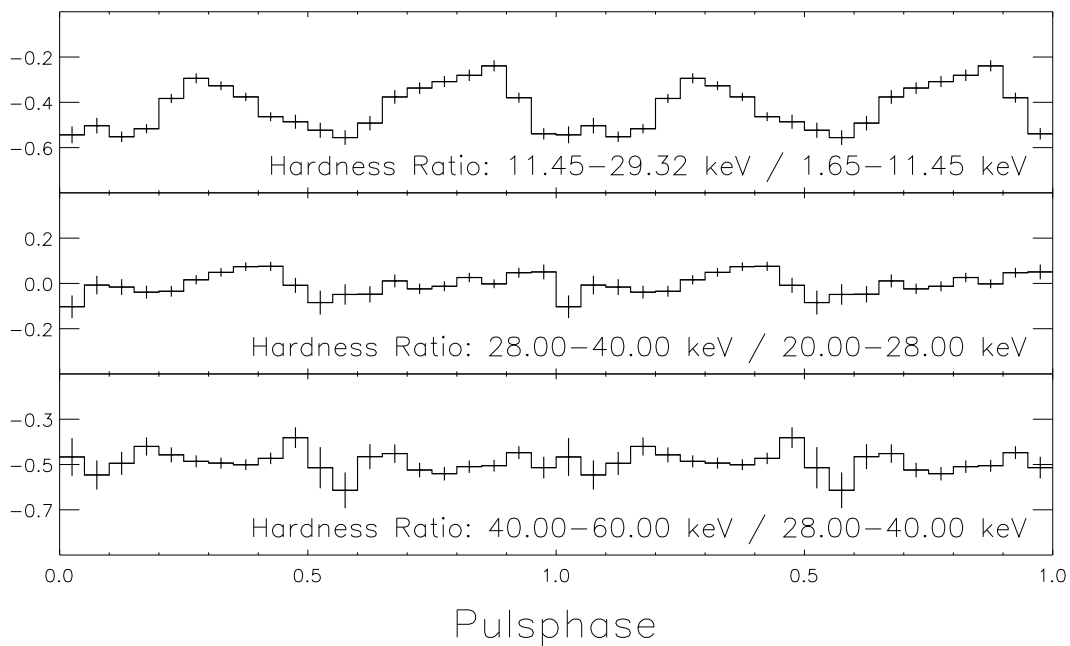


Abbildung 5.5: Variation der spektralen Härte mit der Pulsphase im Vergleich verschiedener, breiter Energiebänder.

Um zu überprüfen, ob sich das Spektrum der Röntgenemission systematisch mit der stark variierenden Quellintensität ändert, wurden die Lichtkurven in einzelne Abschnitte unterteilt und für diese dann jeweils die Hardness Ratio und der Gesamtfluß berechnet. Nachdem von *TTM* keine Lichtkurven vorliegen, blieb diese Untersuchung auf den von *HEXE* beobachteten Energiebereich beschränkt. Die Analyse ergab keine Korrelation zwischen Quellfluß und spektraler Härte. Die Ergebnisse für *HR* streuen unabhängig vom Gesamtfluß zufällig um einen mittleren Wert. Für kurze Zeitabschnitte kann das Spektrum signifikant härter oder weicher als im Durchschnitt sein.

5.5 Phasengemittelte Spektren

Als erster Schritt der spektralen Analyse wurden die phasengemittelten Vela X-1-Daten untersucht. Auf diese Weise wurde zum einen die Auswahl der betrachteten Photonenspektren für die anschließende Pulsphasenspektroskopie eingeschränkt, zum anderen sollten die Ergebnisse der einzelnen Datensätze miteinander verglichen werden.

Zur Spektralanalyse wurden die Meßdaten, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben, mit einer Auswahl verschiedener Spektralgesetze verglichen. Es wurden nur Spektralgesetze in die engere Wahl gezogen, die den grundsätzlich bekannten und auch von den Daten bestätigten Verlauf mit einem flachen Spektrum unterhalb ~ 20 keV und einem steiler werdendem Verlauf oberhalb davon beschreiben konnten. Für die gemeinsame Analyse der *HEXE*- und *TTM*-Daten wurde bei den Kontinuumsspektren stets noch die interstellare Absorption (N_{H}) berücksichtigt. Außerdem wurde die Intensität einer Eisenemissionslinie (Gaußprofil) bei 6.4 keV mitangepaßt.

Der von anderen Experimenten her bekannte Überschuß unterhalb von 3 keV wurde in den Gesetzen nicht berücksichtigt, da die Eigenschaften des *TTM*-Detektors keine hinreichende Festlegung eines solchen Beitrags zum Spektrum erlauben. Bei den Spektren der einzelnen Beobachtungstage tritt der nicht berücksichtigte *soft excess* nicht signifikant in Erscheinung und wirkt sich vor allem auf ermittelten Werte für die Wasserstoffsäulendichte N_{H} aus, was angesichts der ohnehin sehr großen Unsicherheit in der Bestimmung dieses Parameters hingenommen wurde. Bei der Anpassung von Modellen an das zusammengefaßte Spektrum der ersten drei Beobachtungstage bewirkt der nicht berücksichtigte Überschuß eine schlechte Anpassung bei Energien $\lesssim 4$ keV und damit systematisch höhere χ^2 -Werte der bestangepaßten Spektren. Die Modellparameter bei höheren Energien ($\gtrsim 15$ keV) ändern sich allerdings nicht signifikant, wenn ein *soft excess* berücksichtigt wird. Um die direkte Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, wurde deshalb auch für das zusammengefaßte Spektrum der Zeitblöcke I–III diese spektrale Komponente nicht mitangepaßt.

Im folgenden werden die verschiedenen Modellkontinua durch Kürzel gekennzeichnet, Tabelle 5.4 faßt die verwendeten Kürzel zusammen.

In Tabelle 5.5 sind die Ergebnisse für die Anpassung verschiedener Kontinuumsmodelle an die phasengemittelten Spektren der einzelnen Datensätze zusammengefaßt. Wie unschwer zu erkennen ist, scheiden Thermische Bremsstrahlung und Exponentialgesetz als mögliche Beschreibung der gemessenen Daten völlig aus. Beide Modelle sind nicht in der Lage, den flachen Verlauf der Spektren bis ~ 20 keV und den steilen Abfall zu höheren Energien auch nur annähernd richtig zu modellieren.

Die Ergebnisse der anderen Modellspektren zeigen, daß die Mehrheit der phasengemittelten Spektren durch die verwendeten Kontinuumsmodelle nicht ausreichend beschrieben wird. Bei diesen Datensätzen ergeben sich mit allen untersuchten Modellspektren mehr oder weniger deutliche Abweichungen zwischen den durchgefalteten

Kürzel	Spektrales Modell	Referenz
PoExp	Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall	Katz 1976
Expo	Exponentialgesetz	Giacconi & Gursky 1974
ThBr	Thermische Bremsstrahlung	Mätzler et al. 1978
CoLS	Comptonisiertes Bremsstrahlungsspektrum	Lamb & Sanford 1979
CoST	Comptonisiertes thermisches Spektrum	Sunyaev & Titarchuk 1980
CoBB	Comptonisiertes thermisches Spektrum	Becker & Begelman 1986

Tabelle 5.4: Kürzel der in dieser Arbeit verwendeten Kontinuumsmodellenspektren. Die analytischen Formen sind in Anhang B aufgeführt.

Modellspektrum	p^*	d^\dagger	Reduziertes χ^2 für Zeitblock ...					
			I	II	III	I-III	IV	V
ThBr	4	36	32.2	55.4	22.7	76.7	7.22	37.7
Expo	4	36	8.28	18.3	15.9	10.7	2.17	4.49
CoLS	5	35	2.58	5.32	2.27	5.08	1.51	1.93
CoST	5	35	2.13	4.78	2.85	3.27	1.72	3.40
CoBB	5	35	1.87	4.34	1.87	3.00	1.51	1.65
PoExp	6	34	1.50	1.25	0.98	2.30	1.72	2.53

* Freie Parameter des Modellspektrums

† Zahl der Freiheitsgrade der minimierten χ^2 -Verteilung

Tabelle 5.5: Ergebnisse der Anpassung verschiedener Modellspektren an die phasengemittelten Daten der einzelnen Datensätze.

Photonenspektren und den gemessenen Zählraten. Sie treten zum einen am unteren Rand der Energieskala als *soft excess* auf, zum anderen als 'Absorptionsstrukturen' bei Energien von 20–30 und, stärker ausgeprägt, 40–60 keV. Diese Strukturen variieren in ihrer Lage und relativen Stärke von Datensatz zu Datensatz, was einerseits ihren Nachweis erschwert, aber andererseits ein gutes Zeichen dafür ist, daß sie nicht durch Fehler bei der Eichung der Responsematrizen zustandekommen. In Abbildung 5.6 sind diese Abweichungen für zwei verschiedene Kontinuumsmodelle als Residuen in Einheiten von σ dargestellt (siehe auch Abschnitt 4.3.2, S. 56). Der Vergleich demonstriert, wie bestimmte Merkmale unabhängig vom verwendeten Kontinuum in Erscheinung treten.

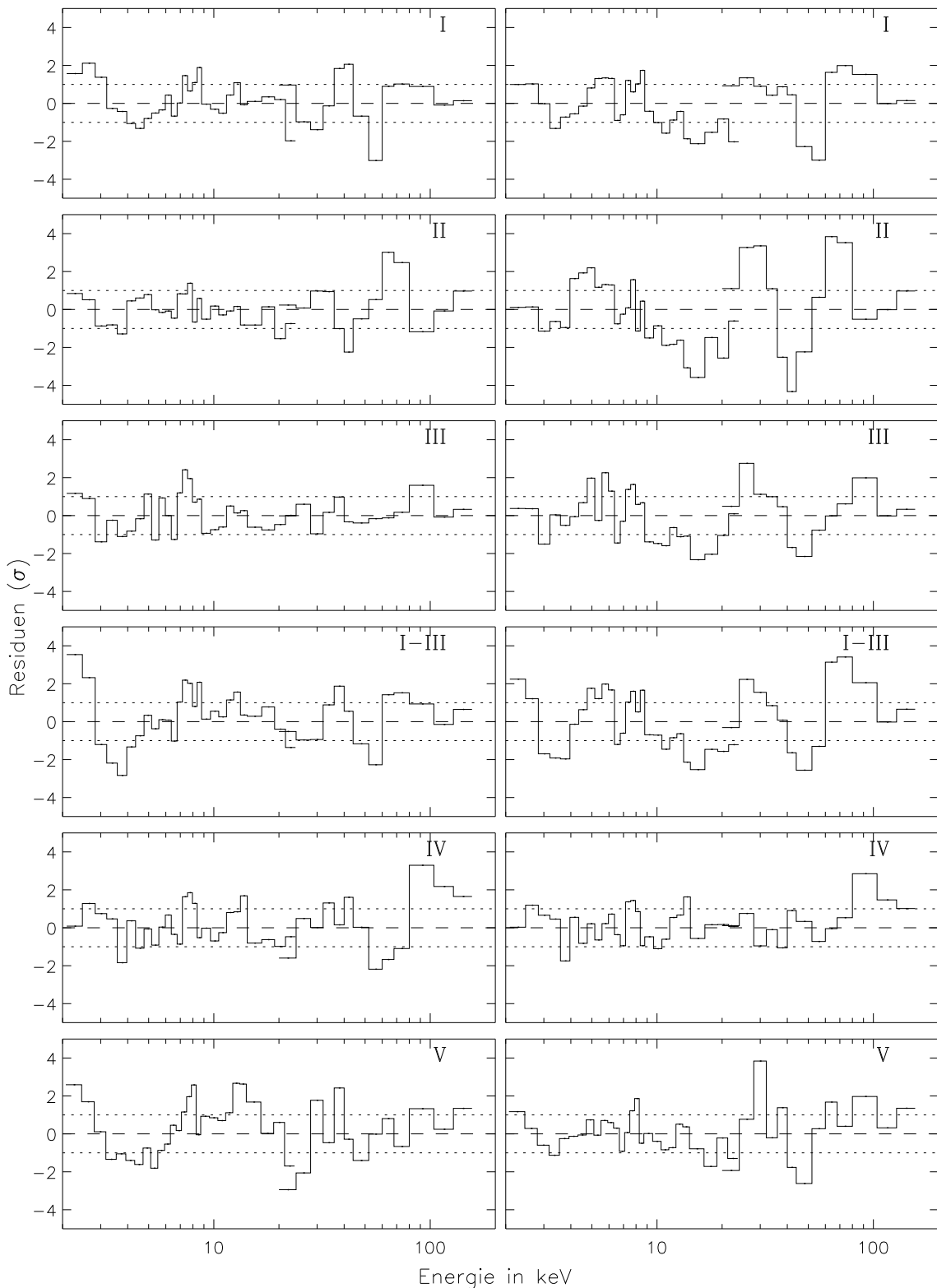


Abbildung 5.6: Abweichungen zwischen dem angepassten durchgefalteten Modellspektrum und den gemessenen Daten für die phasengemittelten Spektren der einzelnen Zeitblöcke. Links für ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall, rechts für ein comptonisiertes thermisches Spektrum nach Becker & Begelman (1986).

Die beobachteten Strukturen legten im Zusammenhang mit den Ergebnissen von Mony (1991) und Mihara (1995) nahe, zeitlich variable Zyklotronresonanzlinien im Spektrum von Vela X-1 anzunehmen. Zur Überprüfung dieser Hypothese wurden die comptonisierten Spektren und das Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall durch zwei gekoppelte Zyklotronresonanzlinien in der von Tanaka (1986) vorgeschlagenen Form (siehe Gleichung B.10, S.126) modifiziert und diese komplexeren Spektren dann wieder mit den Beobachtungsdaten verglichen. Die Zyklotronenergie wurde dabei in den Energiebereich 15–35 keV gelegt, um eventuell die *Ginga*-Ergebnisse (siehe S. 63) bestätigen zu können. In Tabelle 5.6 sind die Ergebnisse der um Zyklotronresonanzlinien erweiterten Modellspektren zusammengefaßt.

Aufgrund der schlechten Energieauflösung des *HEXE* ließen sich selbst bei festgehaltenen anderen Parametern und einer guten Anpassung Linienbreite und -amplitude nicht unabhängig voneinander eingrenzen. Von den Linienparametern wurden deshalb nur die Amplitude und die Lage angepaßt. Die Linienbreite W (siehe Gleichung B.10, S.126) wurde bei einem Wert von 1.5 keV für die fundamentale Linie fixiert. Dieser Wert ergab sich als gerundeter Mittelwert der einzelnen Versuche, ihn durch Anpassung zu bestimmen, und er ist mit allen Einzelergebnissen verträglich; ein deutlich höherer oder niedrigerer Wert wäre allerdings genauso möglich. Ein Vorteil der fixierten Linienbreite ist, daß sich die ermittelten Linienamplituden direkt vergleichen lassen.

Modellspektrum	p	d	Reduziertes χ^2 für Zeitblock ...					
			I	II	III	I-III	IV	V
CoLS & Zyklol.	8	32	2.39	2.61	1.57	3.03	2.18	1.08
CoST & Zyklol.	8	32	1.37	2.21	1.63	1.77	1.96	1.03
CoBB & Zyklol.	8	32	1.10	1.30	1.37	2.54	2.02	0.94
PoExp & Zyklol.	9	31	0.96	0.85	0.85	1.70	1.18	1.09

Tabelle 5.6: Ergebnisse der Anpassung verschiedener Modellspektren mit Zyklotronresonanzlinien an die phasengemittelten Daten der einzelnen Zeitblöcke.

Auch mit der Modifikation durch Absorptionslinien ist das Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall alles in allem die beste Beschreibung der gemessenen Spektren. Die verschiedenen comptonisierten Spektren modellieren im allgemeinen das zugrundeliegende Kontinuum nicht so gut wie das abfallende Potenzgesetz. Allerdings sind die Unterschiede recht klein, die verschiedenen theoretischen Modellspektren ergeben auch ähnliche Photonenspektren. Der Umstand, daß das abstrakte Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall die Daten teils signifikant besser beschreibt als die Spektren, denen physikalische Modellvorstellungen zugrunde liegen, ist ein Hinweis darauf, daß sich die Mechanismen, die zur Entstehung des Röntgenspektrums führen, nicht durch stark vereinfachende Modelle beschreiben lassen.

Abschließend wurde anhand des Potenzgesetzes mit exponentiellem Abfall als Kontinuum, mittels des F -Tests (siehe Abschnitt A.4, S.121) untersucht, inwieweit die Er-

weiterung des Kontinuumspektrums um Zyklotronresonanzlinien signifikant bessere Anpassungen ergibt. Tabelle 5.7 faßt die Ergebnisse zusammen, sowohl für das Modell mit zwei gekoppelten Linien, wie für die Anpassung eines Modells, in dem nur die fundamentale Linie oder die erste Harmonische auftrat.

	d	I	II	III	I–III	IV	V
χ^2 (ohne Linien)	34	50.9	42.6	33.3	78.1	58.5	86.3
χ^2 (nur 1. Linie)	32	41.2	42.3	31.9	59.4	42.5	40.7
$\Rightarrow Q(F)$		3.36%	89.9%	49.9%	1.24%	0.62%	$6 \cdot 10^{-6}$
χ^2 (nur 2. Linie)	32	31.6	26.6	32.3	59.9	30.6	79.5
$\Rightarrow Q(F)$		0.05%	0.05%	59.4%	1.45%	$3 \cdot 10^{-5}$	26.9%
χ^2 (beide Linien)	31	29.6	26.5	31.9	52.7	30.6	37.6
$\Rightarrow Q(F)$		0.07%	0.18%	70.1%	0.63%	0.01%	$9 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 5.7: Ergebnisse des F -Tests für die Signifikanz einer verbesserten Übereinstimmung zwischen Modell und Daten nach Erweiterung eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Abfall um eine oder zwei Zyklotronresonanzlinien bei ~ 25 bzw. ~ 50 keV. $Q(F)$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Anpassung des jeweiligen erweiterten Modells nur zufällig besser ist als die des unmodifizierten Kontinuums.

Im ganzen zeigt sich, daß die Hinzunahme von Zyklotronresonanzlinien die Übereinstimmung zwischen Modell und Daten signifikant verbessert — abgesehen von Zeitblock III, dessen Spektrum bereits sehr gut durch ein einfaches Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall beschrieben wird. Die relative Signifikanz der Linien ist sehr unterschiedlich: für die Zeitblöcke I, II und IV ist vor allem die Linie bei ~ 50 keV signifikant — im hier zugrundegelegten Modell also die erste Harmonische — während für Zeitblock V die fundamentale Linie besonders in Erscheinung tritt. Dieses numerische Ergebnis wird auch durch den Augenschein der Strukturen in den Residuen bei Anpassung eines Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall an die einzelnen Zeitblöcke gestützt.

Die Abbildungen 5.7–5.12 (S. 77 ff.) zeigen im Vergleich die Anpassung des Gesetzes mit und ohne Zyklotronresonanzlinien, sowie die dabei verbleibenden Residuen in Einheiten von σ . Modell und Datenpunkte wurden als Photonenspektren dargestellt, da die Unterschiede der Modellspektren nach der Faltung zu Zählratenspektren nicht mehr augenfällig sind. In Abbildung 5.13 (S. 80) ist der Vergleich zwischen den verschiedenen Modellspektren mit Zyklotronresonanzlinien nach der Faltung durch die Responsematrizen und den gemessenen Zählraten dargestellt. Die Ergebnisse wurden dabei durch die gefalteten Kontinuumsmodelle geteilt, um die Strukturen deutlicher hervortreten zu lassen.

Tabelle 5.8 faßt die Parameter der abgeleiteten Photonenspektren für die einzelnen Zeitblöcke und das mittlere Spektrum für November 1988 zusammen. Erwartungsgemäß unterscheiden sich die einzelnen Spektren deutlich im mittleren Quellfluß und in der Stärke der photoelektrischen Absorption. Vergleichsweise konstant sind dagegen der Exponent des Potenzgesetzes α , die Abknickenergie E_C und die Faltungsenener-

Parameter		I	II	III	I-III	IV	V
Intensität bei 10 keV	I_{10}^*	18_{-1}^{+1}	15_{-1}^{+1}	11_{-1}^{+1}	15_{-1}^{+1}	12_{-1}^{+1}	25_{-1}^{+1}
Photonenindex	α	$1.3_{-0.2}^{+0.1}$	$1.2_{-0.2}^{+0.1}$	$1.3_{-0.2}^{+0.1}$	$1.1_{-0.1}^{+0.1}$	$1.3_{-0.3}^{+0.3}$	$1.2_{-0.1}^{+0.1}$
Abknickenergie in keV	E_C	25_{-3}^{+3}	26_{-3}^{+2}	27_{-3}^{+11}	25_{-2}^{+1}	18_{-5}^{+10}	25_{-2}^{+1}
Faltungsenergie in keV	E_F	14_{-3}^{+3}	12_{-1}^{+3}	14_{-7}^{+3}	12_{-1}^{+2}	21_{-8}^{+9}	12_{-2}^{+2}
Wasserstoffsäulendichte	N_H^\dagger	14_{-4}^{+4}	1_{-1}^{+2}	1_{-1}^{+2}	4_{-2}^{+1}	13_{-5}^{+4}	4_{-1}^{+1}
Linienzentrum in keV	E_L	27_{-3}^{+2}	20_{-3}^{+3}	$26_{-\infty}^{+\infty}$	24_{-4}^{+3}	$30_{-\infty}^{+7}$	22_{-2}^{+2}
-breite in keV (<i>fixiert</i>)	W_L	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5
Amplitude der 1. Linie	A_1	$0.2_{-0.2}^{+0.3}$	$0.0_{-0.0}^{+0.4}$	$0.0_{-0.0}^{+1.7}$	$0.2_{-0.2}^{+0.2}$	$0.0_{-0.0}^{+0.8}$	$0.4_{-0.2}^{+0.3}$
Amplitude der 2. Linie	A_2	$1.8_{-1.6}^{+3.6}$	$0.5_{-0.4}^{+0.6}$	$0.4_{-0.4}^{+\infty}$	$0.5_{-0.5}^{+1.2}$	$4.3_{-4.3}^{+\infty}$	$0.3_{-0.3}^{+0.9}$
Intensität der Eisenlinie	I_{Fe}^*	1_{-1}^{+4}	5_{-5}^{+6}	4_{-4}^{+3}	4_{-4}^{+4}	1_{-1}^{+4}	5_{-5}^{+5}
Reduziertes χ^2		0.96	0.85	1.04	1.70	0.99	1.21

*in 10^{-3} Photonen / $\text{cm}^2 \text{ sec keV}$

†in 10^{22} pro cm^2

Tabelle 5.8: Ergebnisse der Anpassung eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Abfall und Zyklotronresonanzlinien, modifiziert durch interstellare Absorption und eine in Lage und Breite fixierte Eisenlinie, an die phasengemittelten Spektren der einzelnen Zeitblöcke.

gie E_F ; das heißt die prinzipielle Form des Spektrums variiert nur wenig zwischen den einzelnen Zeitblöcken. Die Zählratenstatistik erlaubt keine klare Aussage über die Variation der Zyklotronlinienparameter. Alle Einzelergebnisse sind verträglich mit einer Zyklotronenergie von ~ 23 keV und Amplituden < 1 .

Nachdem die fundamentale Linie im Übergangsbereich von *HEXE* und *TTM* liegt, gelten die hier angegebenen Werte und Fehlergrenzen für diese Linie nur unter dem Vorbehalt, daß die in Abschnitt 5.3 besprochenen Korrekturen zur Interkalibration der beiden Instrumente richtig sind.

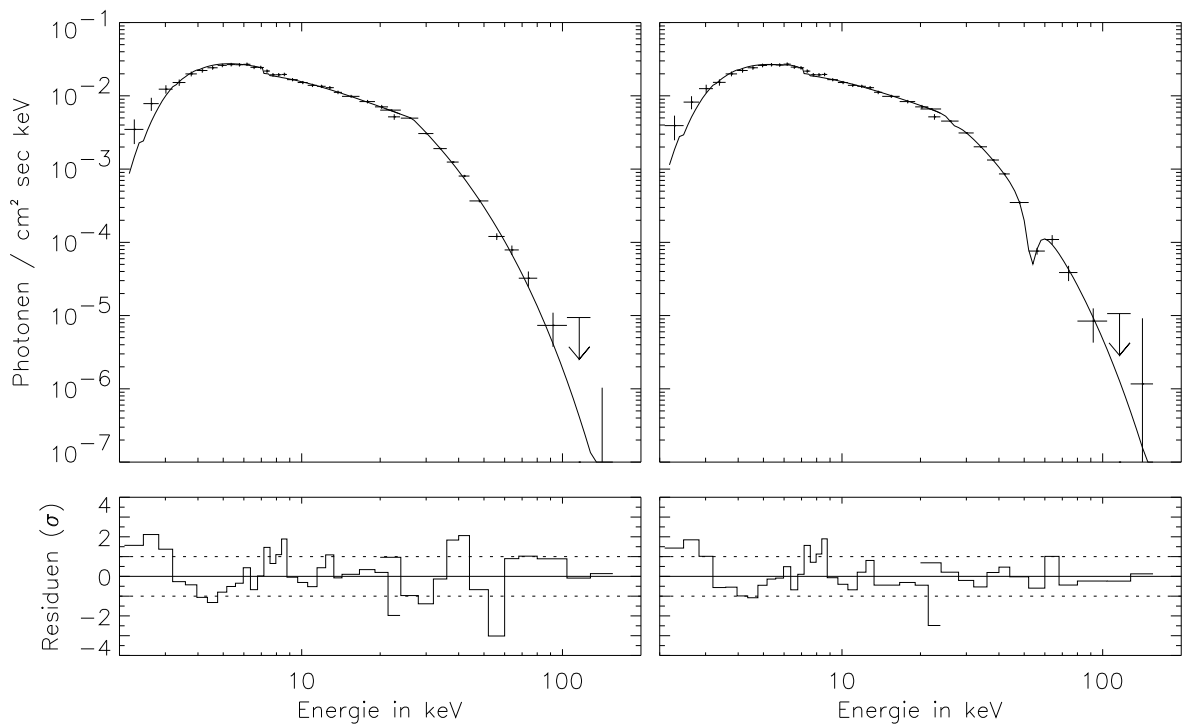


Abbildung 5.7: Vergleich der Faltung eines Potenzgesetzes mit exp. Abfall (links) und desselben Kontinuums weiter modifiziert durch Zyklotronresonanzlinien (rechts) für die Messung vom 20. November 1988 (Zeitblock I).

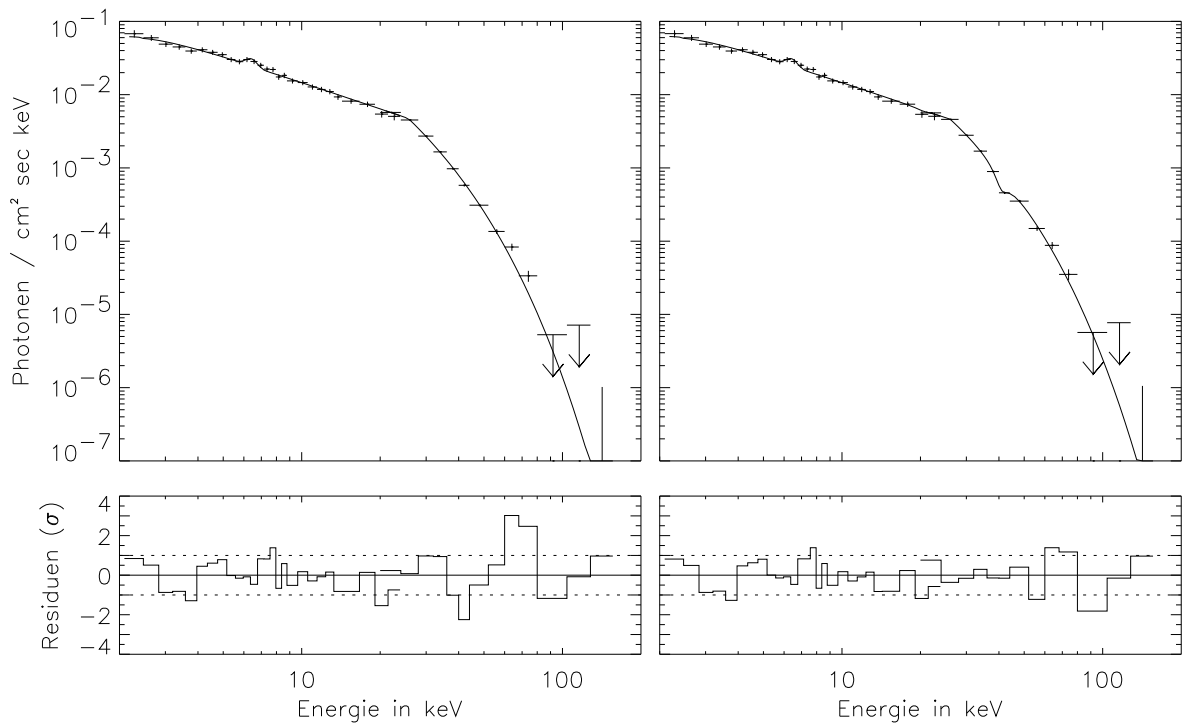


Abbildung 5.8: Vergleich der Faltung eines Potenzgesetzes mit exp. Abfall (links) und desselben Kontinuums weiter modifiziert durch Zyklotronresonanzlinien (rechts) für die Messung vom 25. November 1988 (Zeitblock II).

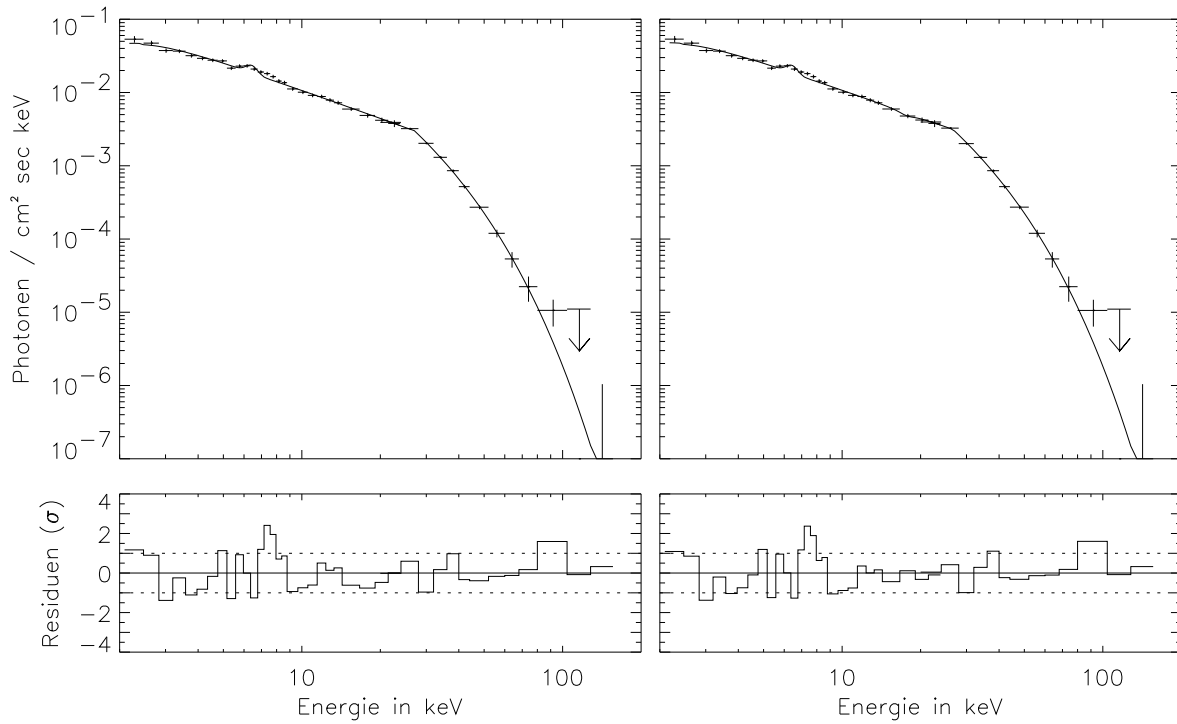


Abbildung 5.9: Vergleich der Faltung eines Potenzgesetzes mit exp. Abfall (links) und desselben Kontinuums weiter modifiziert durch Zyklotronresonanzlinien (rechts) für die Messung vom 26. November 1988 (Zeitblock III).

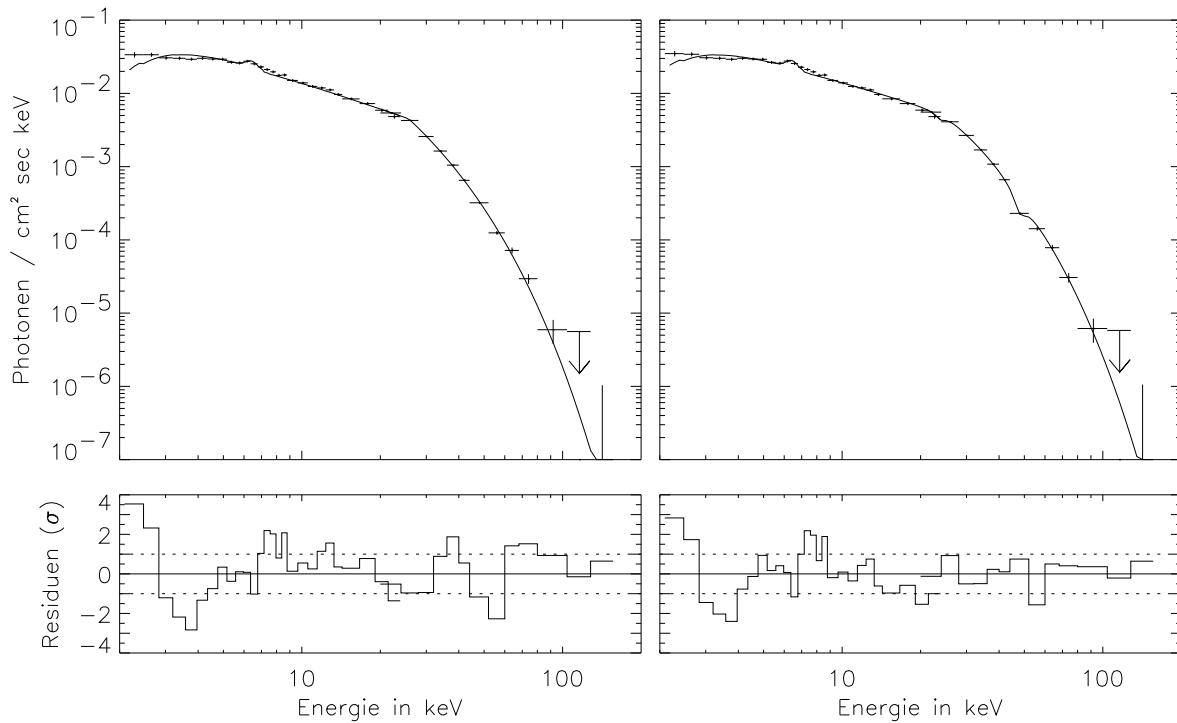


Abbildung 5.10: Vergleich der Faltung eines Potenzgesetzes mit exp. Abfall (links) und desselben Kontinuums weiter modifiziert durch Zyklotronresonanzlinien (rechts) für das mittlere Spektrum der Messungen vom November 1988 (Zeitblock I-III).

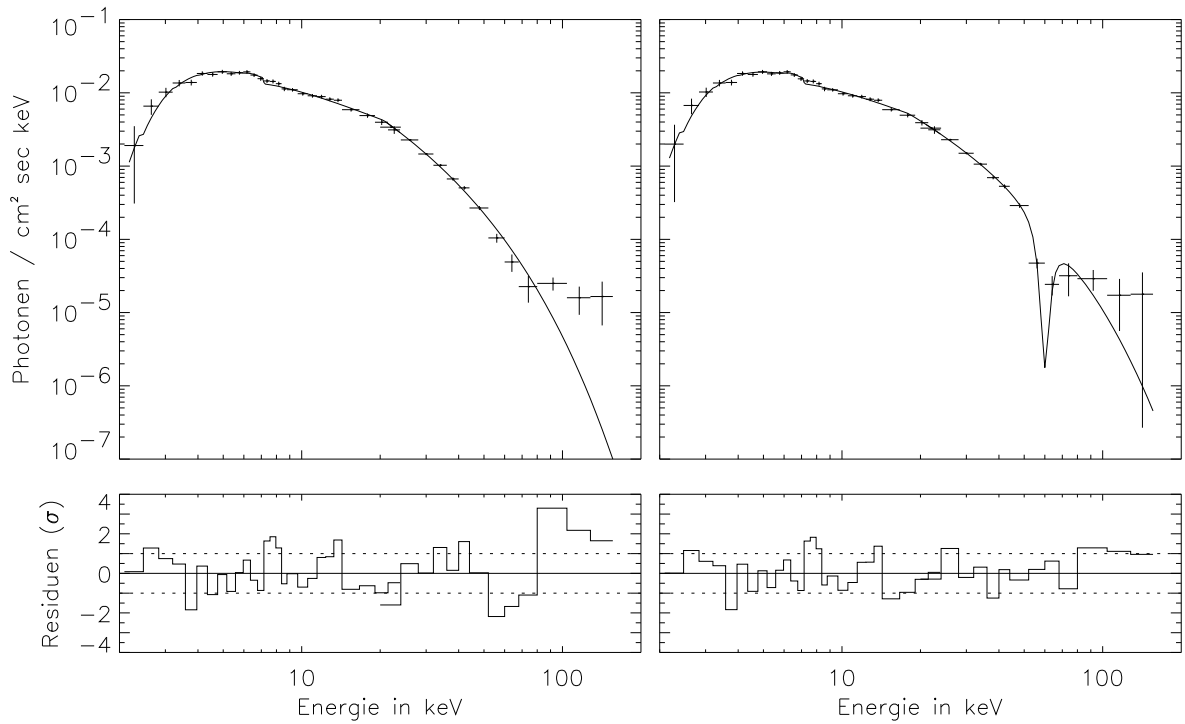


Abbildung 5.11: Vergleich der Faltung eines Potenzgesetzes mit exp. Abfall (links) und desselben Kontinuums weiter modifiziert durch Zyklotronresonanzlinien (rechts) für die Messung vom 3. Februar 1989 (Zeitblock IV).

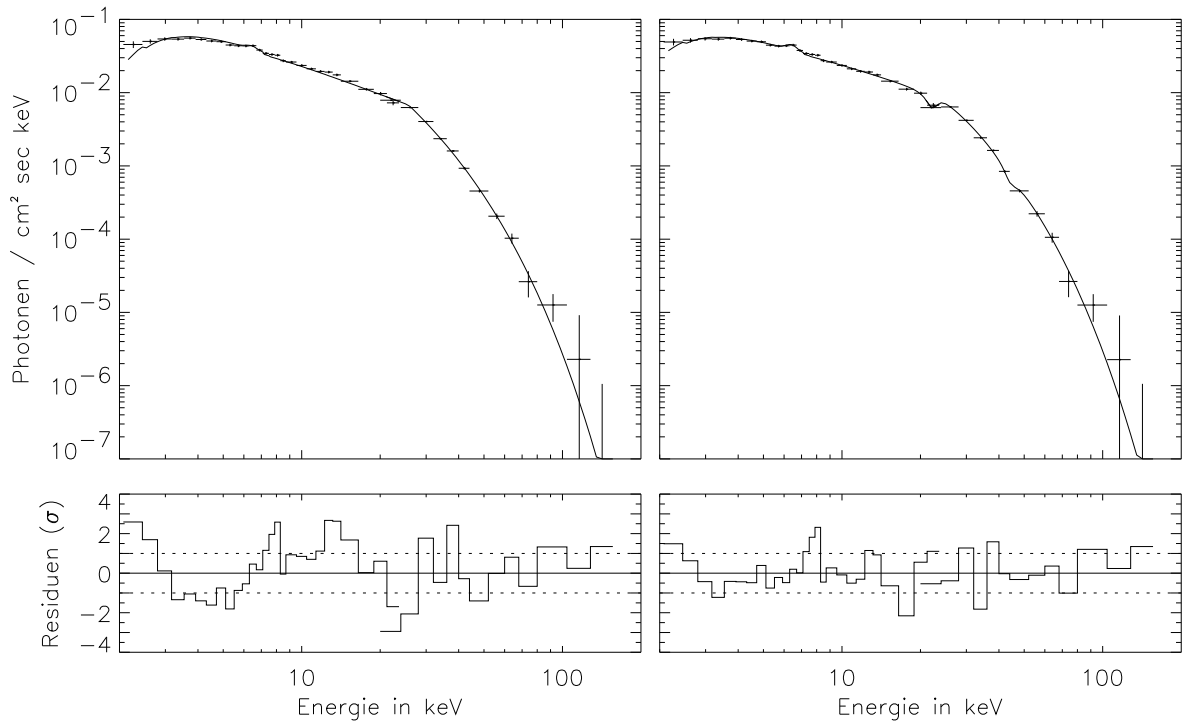


Abbildung 5.12: Vergleich der Faltung eines Potenzgesetzes mit exp. Abfall (links) und desselben Kontinuums weiter modifiziert durch Zyklotronresonanzlinien (rechts) für die Messung vom 13. Januar 1991 (Zeitblock V).

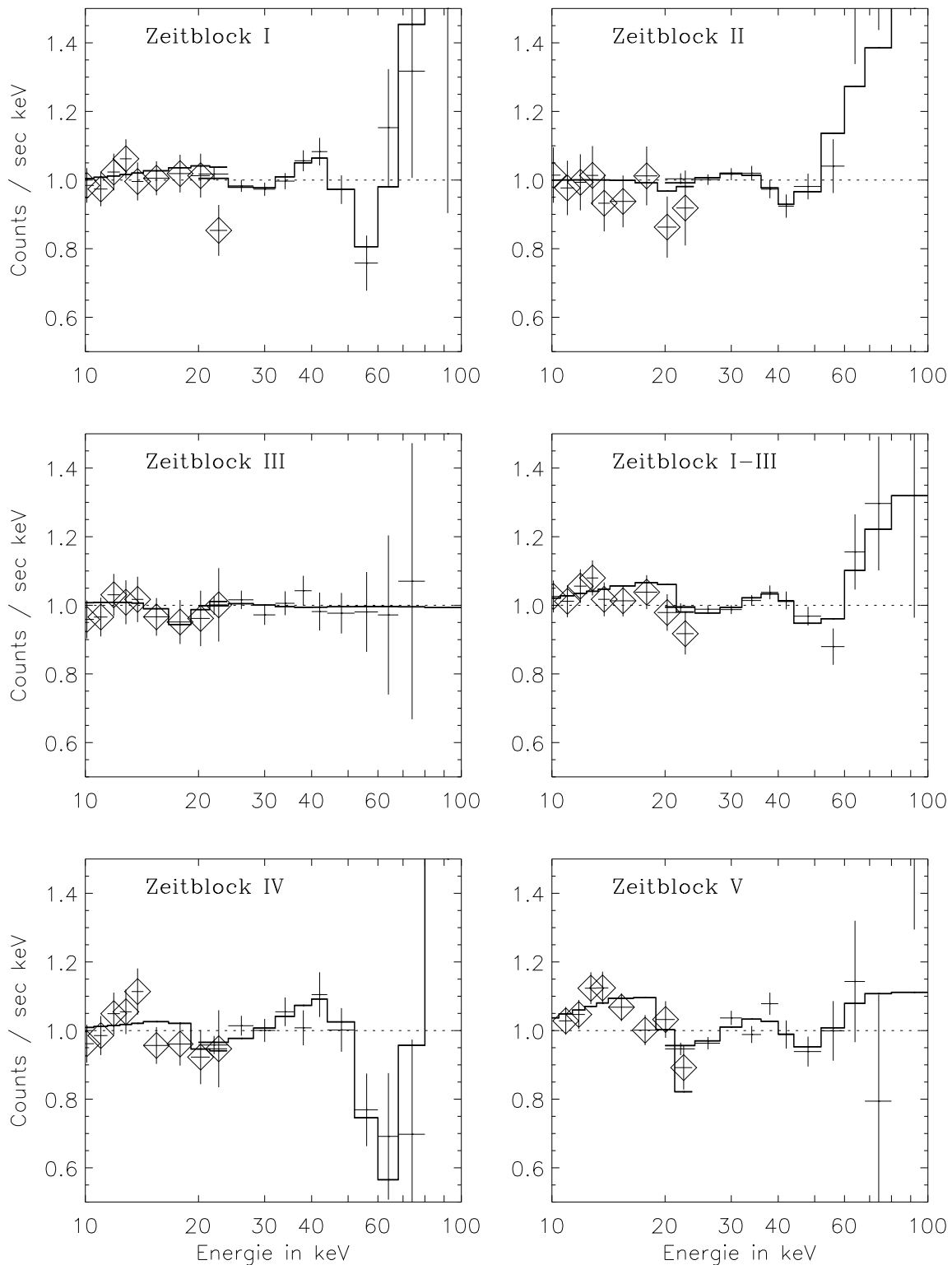


Abbildung 5.13: Vergleich der durchgefalteten Zyklotronresonanzlinienspektren (durchgezogene Treppelinie) mit den gemessenen Zählraten (Rauten und Kreuze). Um die Strukturen besser hervortreten zu lassen, wurden alle Spektren durch das Zählratenspektrum des jeweils am besten passenden Potenzgesetzes mit exponentiellem Abfall dividiert.

5.6 Puls-Phasen-Spektroskopie

Die Daten der einzelnen Zeitblöcke wurden schließlich noch in die sechs in Abbildung 5.14 definierten Pulsphasenabschnitte unterteilt und spektral untersucht. Wie erwartet zeigte sich bereits in den ersten, groben Untersuchungen, daß die in den phasengemittelten Spektren gefundenen Linienstrukturen vor allem im Phasenabschnitt B, der das Maximum und die abfallende Flanke des ersten Pulses umfaßt, auftreten.

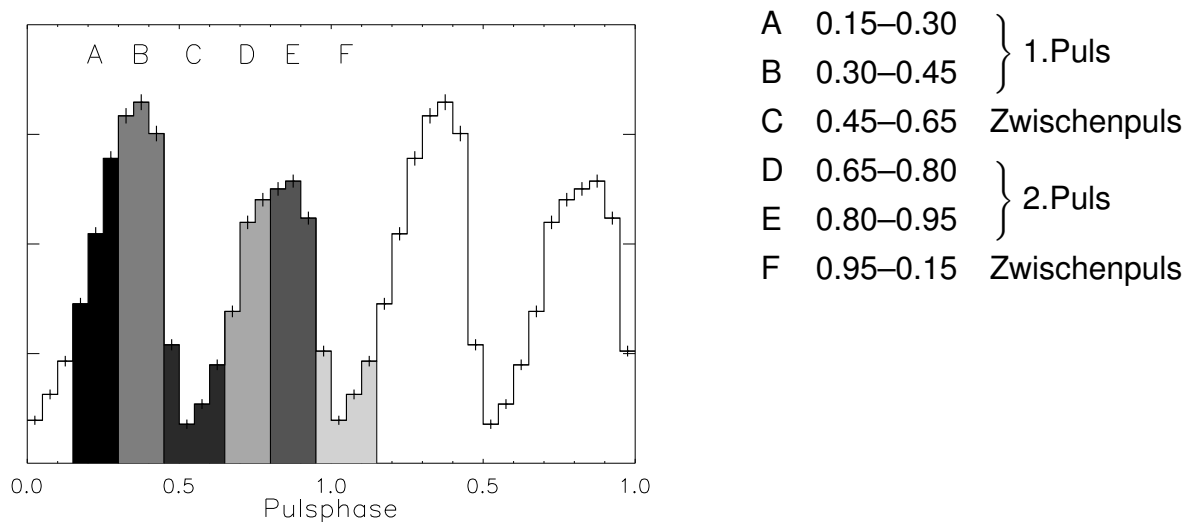


Abbildung 5.14: Einteilung der Vela X-1-Daten für die Pulsphasenspektroskopie

Leider konnte die Auswertung nicht vollständig mit diesen sehr fein unterteilten Daten durchgeführt werden. Um statistisch einigermaßen signifikante Ergebnisse zu erhalten, erwies es sich als unumgänglich, die nun 30 Einzelspektren weiter zusammenzufassen. Für die weitere Auswertung wurden die Daten deshalb nach Zeitblöcken und größeren Pulsabschnitten unterteilt — Phasenabschnitte A und B als Spektrum des ersten Pulses, D und E als das des zweiten Pulses und C und F als Zwischenpulspektrum.

Die drei Pulsphasenbereiche unterscheiden sich deutlich in der Form ihrer Kontinuumspektren. Sieht man von Zeitblock IV ab, dessen phasenaufgelöste *TTM*-Spektren allem Anschein nach fehlerhaft sind, dann hat der zweite Puls im Energiebereich bis ~ 20 keV stets das härteste Spektrum und der Zwischenpulsbereich das weichste. Oberhalb des spektralen Knicks weist der zweite Puls dagegen tendenziell das weichste Spektrum auf, auch wenn sich die Parameter nicht mehr hinreichend einschränken lassen, um eine eindeutige Aussage darüber zu treffen. Abbildung 5.15 zeigt im Vergleich links 90%-Wahrscheinlichkeitskonturen der Parameter Photonenindex α gegen Wasserstoffsäulendichte N_H , für ein an die phasenaufgelösten *TTM*-Spektren bis 18 keV angepaßtes, absorbiertes Potenzgesetz, sowie rechts entsprechende Konturen der Faltungsenergie E_F gegen die Abknickenergie E_C für ein an die gemeinsamen Spektren angepaßtes Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall. Der erste Parameter ist dabei je-

weils ein Maß für die Härte des Spektrums im Energiebereich vor bzw. nach dem spektralen Knick. Das in Abschnitt 5.3 angesprochene, abweichende Verhalten der *TTM*-Daten des Zeitblocks IV ist offenkundig.

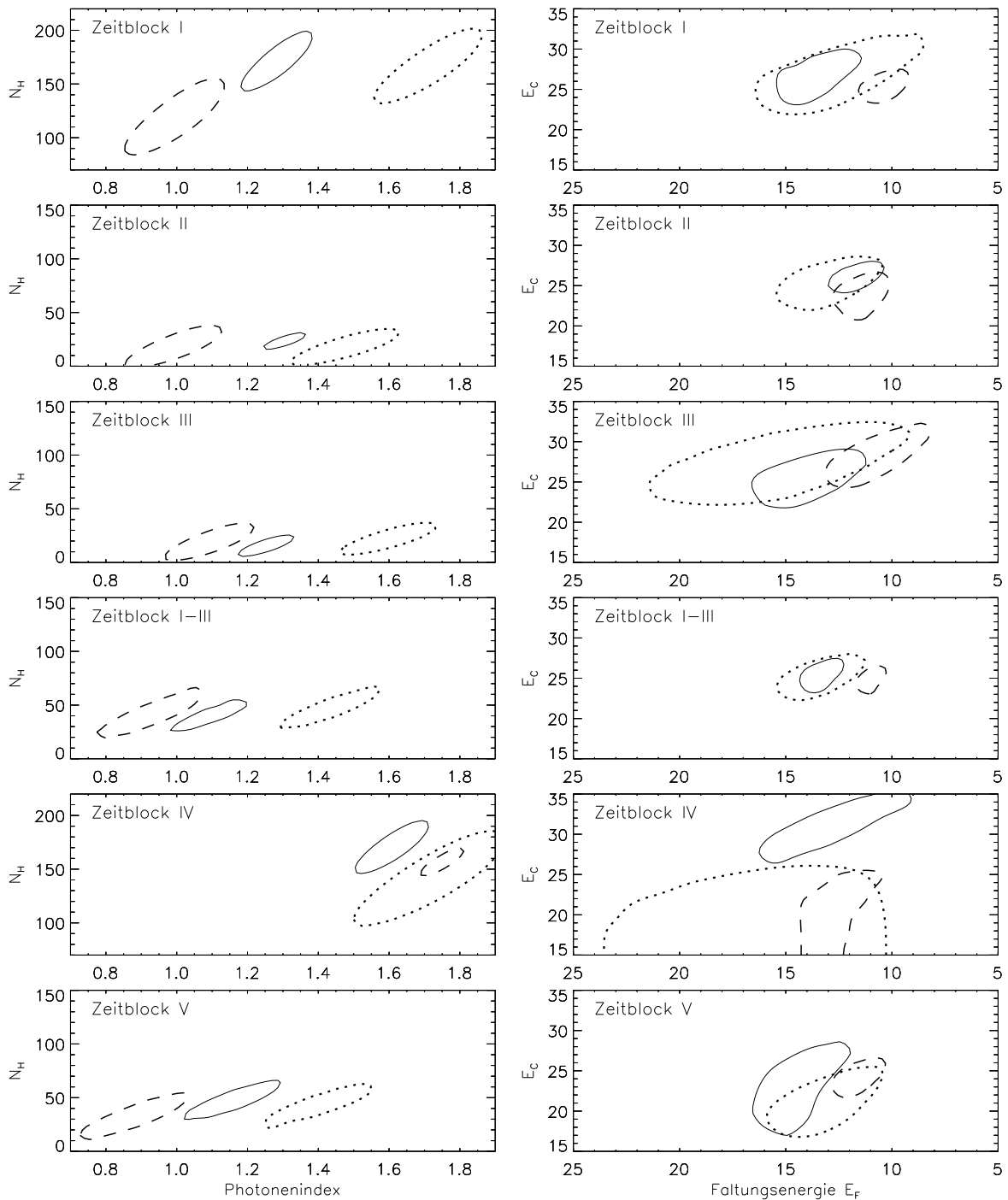


Abbildung 5.15: 90%-Wahrscheinlichkeitskonturen zum Vergleich der spektralen Härte der drei Pulsphasenbereiche (siehe Text). 1. Puls: durchgezogene Linie; 2. Puls: gestrichelt; Zwischenpuls: punktiert.

Die Spektralanalyse der phasenaufgelösten Vela X-1 Spektren geschah analog zu der der gemittelten Spektren. Bei der Anpassung verschiedener Kontinuumsspektren zeigten sich vor allem für die Daten des 1. Pulses systematische Abweichungen zwischen durchgefaltetem Modell und gemessenen Zählraten, ganz analog zu den phasengemittelten Spektren. Abbildung 5.16 zeigt beispielhaft die Residuen nach der Anpassung eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Abfall an diese Daten. Diejenigen Kontinuumsspektren, die dem beobachteten Spektralverlauf am nächsten kamen, wurden um zwei gekoppelte Zyklotronresonanzlinien erweitert und die erweiterten Modelle erneut mit den Daten verglichen.

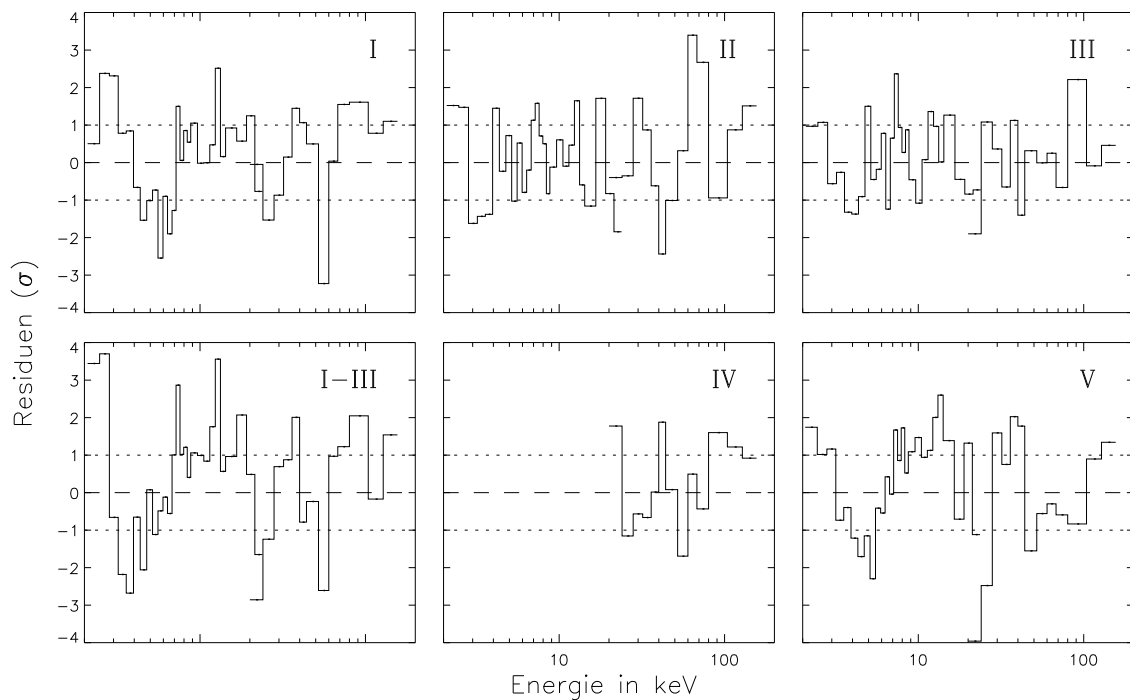


Abbildung 5.16: Abweichungen zwischen einem durchgefaltetem Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall und den gemessenen Zählraten des 1. Pulses für alle Zeitblöcke.

Wie schon bei den phasengemittelten Spektren, schälte sich das Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall als insgesamt am besten passendes Kontinuummodell heraus, mit der Ausnahme des Zeitblocks V, der besser durch comptonisierte Modellspektren beschrieben wurde. Es ist allerdings nicht auszuschließen, daß dieser Unterschied darauf zurückzuführen ist, daß sich zwischen Februar 1989 (Zeitblock IV) und Januar 1991 (Zeitblock V) die Eigenschaften des *TTM*-Instrumentes etwas verändert haben, weswegen für Zeitblock V eine andere Responsematrix verwendet wurde als für alle anderen Messungen. Die Ergebnisse der einzelnen Modellspektren sind in Tabelle 5.9 und Tabelle 5.10 zusammengefaßt.

Modellspektrum	Zeitblock I				Zeitblock II			
	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls
CoLS	35	1.41	2.44	1.30	35	3.31	1.33	1.36
CoST	35	1.37	1.97	1.55	35	3.26	1.24	1.28
CoBB	35	1.34	1.49	1.51	36	3.11	1.22	1.36
PoExp	34	1.99	0.70	1.06	34	1.98	1.05	0.84

Modellspektrum	Zeitblock III				Zeitblock I-III			
	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls
CoLS	35	1.55	1.67	1.46	35	2.97	3.44	2.85
CoST	35	1.51	1.51	1.37	35	2.58	2.87	2.00
CoBB	35	1.50	1.24	1.43	35	2.63	1.44	2.00
PoExp	34	1.42	0.94	1.10	34	3.40	1.36	1.75

Modellspektrum	Zeitblock IV				Zeitblock V			
	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls
CoLS	10	1.74	1.52	1.18	35	1.02	1.56	1.07
CoST	10	1.63	1.53	1.00	35	1.05	1.44	1.02
CoBB	10	1.58	1.52	1.29	35	1.19	1.50	1.16
PoExp	10	1.70	1.32	1.34	34	2.50	1.93	1.41

Tabelle 5.9: Bei der Anpassung verschiedener Modellspektren an die phasenaufgelösten Spektren von Vela X-1 erzielte χ_{red}^2 Werte.

Modellspektrum	Zeitblock I				Zeitblock II			
	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls
CoLS & Zyklol.	32	0.84	2.10	1.12	32	1.58	1.22	0.92
CoST & Zyklol.	32	0.93	1.35	1.52	32	1.50	1.33	0.85
CoBB & Zyklol.	32	0.90	1.19	1.04	32	1.46	1.11	0.86
PoExp & Zyklol.	31	1.03	0.69	1.06	31	1.38	0.98	0.78

Modellspektrum	Zeitblock III				Zeitblock I-III			
	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls
CoLS & Zyklol.	32	1.47	1.24	1.16	32	2.30	2.09	2.22
CoST & Zyklol.	32	1.41	1.14	1.22	31	1.99	1.45	1.68
CoBB & Zyklol.	32	1.38	1.03	1.17	32	2.03	1.31	1.97
PoExp & Zyklol.	31	1.30	0.79	1.09	31	2.03	0.94	1.69

Modellspektrum	Zeitblock IV				Zeitblock V			
	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls
CoLS & Zyklol.	7	1.12	2.07	2.09	32	0.72	1.29	0.75
CoST & Zyklol.	7	1.12	2.31	1.11	32	0.74	1.29	0.76
CoBB & Zyklol.	7	1.12	2.14	1.29	32	0.71	1.34	0.81
PoExp & Zyklol.	7	1.10	1.39	1.11	31	1.03	1.30	0.90

Tabelle 5.10: Bei der Anpassung verschiedener Modellspektren mit Zyklotronresonanzlinien an die phasenaufgelösten Spektren von Vela X-1 erzielte χ_{red}^2 Werte.

Anhand des Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall als Kontinuumsmodell wurde auch für die phasenaufgelösten Daten mit dem F -Test untersucht, inwieweit die Hinzunahme von Zyklotronresonanzlinien die Übereinstimmung zwischen Modell und Meßdaten signifikant verbessert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.11 dargestellt, sie ergeben ein vielschichtiges Bild:

	Zeitblock I				Zeitblock II			
	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls
χ^2 (ohne Lin.)	34	67.6	23.7	36.1	34	67.4	35.8	28.5
χ^2 (nur 1. Lin.)	32	41.0	22.3	33.7	32	65.1	30.6	28.2
$\Rightarrow Q(F)$		0.03%	36.3%	33.1%		56.9%	7.77%	86.7%
χ^2 (nur 2. Lin.)	32	39.2	21.3	33.4	32	46.5	34.9	24.5
$\Rightarrow Q(F)$		0.02%	17.5%	29.1%		0.26%	65.1%	8.86%
χ^2 (beide Lin.)	31	31.9	21.2	32.9	31	42.9	30.5	24.1
$\Rightarrow Q(F)$		$3 \cdot 10^{-5}$	32.5%	40.2%		0.26%	16.3%	15.8%

	Zeitblock III			Zeitblock I–III				
	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls
χ^2 (ohne Lin.)	34	48.2	31.8	37.3	34	115.7	46.2	59.3
χ^2 (nur 1. Lin.)	32	41.2	24.5	33.7	32	68.0	29.5	53.4
$\Rightarrow Q(F)$		8.16%	1.50%	19.6%		0.02%	0.08%	18.4%
χ^2 (nur 2. Lin.)	32	47.7	28.4	34.1	32	88.9	35.2	54.4
$\Rightarrow Q(F)$		84.9%	16.3%	24.0%		1.49%	1.29%	25.0%
χ^2 (beide Lin.)	31	40.3	24.5	33.7	31	63.0	29.1	52.5
$\Rightarrow Q(F)$		13.1%	4.09%	36.4%		0.03%	0.22%	27.8%

	Zeitblock IV			Zeitblock V				
	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls	d	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls
χ^2 (ohne Lin.)	10	17.0	13.2	13.4	34	84.9	65.6	47.9
χ^2 (nur 1. Lin.)	8	11.3	9.8	7.8	32	33.1	40.7	32.3
$\Rightarrow Q(F)$		19.6%	30.2%	11.7%		$3 \cdot 10^{-7}$	0.05%	0.18%
χ^2 (nur 2. Lin.)	8	10.5	13.1	11.9	32	63.6	59.9	36.3
$\Rightarrow Q(F)$		14.6%	99.5%	62.9%		1.00%	23.5%	1.16%
χ^2 (beide Lin.)	7	7.7	9.7	7.8	31	32.0	40.4	27.9
$\Rightarrow Q(F)$		11.7%	51.7%	25.8%		$1 \cdot 10^{-6}$	0.16%	0.07%

Tabelle 5.11: Ergebnisse des F -Tests für die Signifikanz einer verbesserten Übereinstimmung zwischen Modell und Daten nach Erweiterung eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Abfall um eine oder zwei Zyklotronresonanzlinien bei ~ 25 bzw. ~ 50 keV. $Q(F)$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Anpassung des jeweiligen erweiterten Modells nur zufällig besser ist als die des unmodifizierten Kontinuums.

- Die Anpassung der Modellspektren an die Daten des ersten Pulses verbessert sich für alle Datensätze mit hohem Quellfluß und guter Zählratenstatistik — die Zeitblöcke I, II und V, sowie die zusammengefaßten Daten der Zeitblöcke I–III —

bei Hinzunahme mindestens einer Zyklotronresonanzlinie mit einer Signifikanz $>99.7\%$.

- Die Daten der anderen Pulsphasenabschnitte werden bei der Mehrheit der einzelnen Zeitblöcke durch ein unmodifiziertes Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall nicht signifikant schlechter beschrieben.
- Wie schon bei den phasengemittelten Spektren, ist die relative Signifikanz der beiden im Modell berücksichtigten Linien von Zeitblock zu Zeitblock verschieden.

Die aus der Anpassung an die phasenaufgelösten Spektren abgeleiteten Parameter eines Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall und Zyklotronresonanzlinien sind in Tabelle 5.12 zusammengefaßt. Wie schon bei den phasengemittelten Daten zeigt sich, daß trotz großer Variabilität der Quelle diejenigen Parameter, die den prinzipiellen Verlauf des Kontinuums beschreiben — Photonenindex α , Abknickenergie E_C und Faltungsenergie E_F — von Zeitblock zu Zeitblock im Rahmen der Fehler konstant bleiben. Der oben angesprochene unterschiedliche Kontinuumsverlauf der einzelnen Pulsphasenabschnitte wird ebenfalls deutlich; das Spektrum des zweiten Pulses hat stets den kleinsten Photonenindex und die geringste Faltungsenergie E_F . Die ermittelten Amplituden der Zyklotronresonanzlinien schwanken stark und können nur für eine Minderheit aller phasenaufgelösten Spektren sinnvoll beschränkt werden. Die Werte für die Zyklotronenergie sind alle verträglich mit $E_{\text{cyc}}=23$ keV.

Bei den angegebenen Fehlergrenzen (1σ) ist zu berücksichtigen, daß diese Werte aus χ^2 -Konturen unter gemeinsamer Variation aller freien Parameter gewonnen wurden. Für die neun freien Parameter des Modells ergab sich die 1σ -Konfidenzkontur aus $\chi^2 = \chi_{\text{min}}^2 + 10.42$ (siehe Tabelle A.1, S.120). Nachdem auch für diejenigen Datensätze, die signifikant besser durch Modellspektren mit Zyklotronresonanzlinien beschrieben werden, eine gute Anpassung zwischen Modell und Daten meist schon durch eine Linie erreicht wird, sind unter Umständen auch für diese Spektren die Linienamplituden jeweils für sich genommen nicht signifikant größer Null.

Die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse decken sich gut mit den Ergebnissen der detaillierten Analyse der *Ginga*-Daten durch Mihara (1995). Bei einem sehr ähnlichen Verlauf des zugrundegelegten Kontinuums treten auch in den von *Ginga* bestimmten Spektren die Linienstrukturen am deutlichsten in denjenigen Phasenbereichen auf, die dem hier mit "1. Puls" bezeichneten Puls entsprechen. Eine Einteilung der Daten in verschiedene Zeitblöcke wie in dieser Arbeit fand bei Mihara nicht statt, so daß leider kein Vergleich der Variationen von Tag zu Tag möglich war.

Abbildung 5.17 stellt schließlich die aus der Anpassung eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Abfall und Zyklotronresonanzlinien gewonnenen phasenaufgelösten Spektren im Vergleich dar.

Parameter	Zeitblock I			Zeitblock II		
	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls
Intens. bei 10 keV I_{10}^*	27_{-3}^{+2}	18_{-2}^{+2}	13_{-1}^{+1}	26_{-2}^{+2}	16_{-2}^{+2}	10_{-1}^{+2}
Photonenindex α	$1.3_{-0.3}^{+0.2}$	$0.9_{-0.2}^{+0.2}$	$1.7_{-0.3}^{+0.2}$	$1.2_{-0.2}^{+0.2}$	$0.9_{-0.2}^{+0.3}$	$1.4_{-0.2}^{+0.2}$
Abknickenergie [keV] E_C	26_{-12}^{+3}	25_{-3}^{+5}	26_{-6}^{+10}	25_{-3}^{+5}	23_{-3}^{+3}	26_{-4}^{+11}
Faltungenergie [keV] E_F	16_{-5}^{+6}	12_{-5}^{+1}	15_{-10}^{+8}	13_{-2}^{+2}	11_{-2}^{+3}	14_{-4}^{+4}
H-Säulendichte N_H^\dagger	18_{-7}^{+4}	11_{-5}^{+5}	15_{-5}^{+7}	2_{-2}^{+2}	1_{-1}^{+4}	1_{-1}^{+3}
Linienzentrum [keV] E_L	27_{-4}^{+2}	$27_{-\infty}^{+\infty}$	$26_{-\infty}^{+\infty}$	21_{-2}^{+2}	$21_{-\infty}^{+\infty}$	$20_{-\infty}^{+\infty}$
-breite [keV] (fixiert) W_L	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5
Amplit. der 1. Linie A_1	$0.5_{-0.5}^{+0.5}$	$0.0_{-0.0}^{+1.8}$	$0.2_{-0.2}^{+1.8}$	$0.3_{-0.3}^{+0.3}$	$0.3_{-0.3}^{+0.4}$	$0.1_{-0.1}^{+0.7}$
Amplit. der 2. Linie A_2	$2.5_{-0.5}^{+6.0}$	$1.1_{-1.1}^{+\infty}$	$1.7_{-1.7}^{+\infty}$	$0.9_{-0.6}^{+0.8}$	$0.1_{-0.1}^{+2.5}$	$0.6_{-0.6}^{+1.9}$
Intens. der Fe-Linie I_{Fe}^*	0_{-0}^{+6}	0_{-0}^{+6}	2_{-2}^{+5}	4_{-4}^{+13}	6_{-6}^{+9}	4_{-4}^{+7}
Parameter	Zeitblock III			Zeitblock I-III		
	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls
Intens. bei 10 keV I_{10}^*	15_{-1}^{+1}	11_{-1}^{+1}	8_{-1}^{+1}	22_{-1}^{+2}	15_{-1}^{+1}	10_{-1}^{+1}
Photonenindex α	$1.2_{-0.2}^{+0.2}$	$1.1_{-0.1}^{+0.1}$	$1.5_{-0.2}^{+0.2}$	$1.1_{-0.2}^{+0.1}$	$0.9_{-0.2}^{+0.1}$	$1.4_{-0.2}^{+0.2}$
Abknickenergie [keV] E_C	25_{-3}^{+5}	32_{-9}^{+4}	26_{-4}^{+18}	23_{-1}^{+3}	25_{-3}^{+3}	24_{-3}^{+4}
Faltungenergie [keV] E_F	14_{-2}^{+2}	8_{-3}^{+9}	15_{-14}^{+15}	12_{-1}^{+3}	10_{-1}^{+4}	14_{-3}^{+6}
H-Säulendichte N_H^\dagger	1_{-1}^{+2}	2_{-2}^{+2}	1_{-1}^{+3}	3_{-1}^{+2}	4_{-3}^{+2}	4_{-2}^{+2}
Linienzentrum [keV] E_L	$20_{-\infty}^{+\infty}$	$30_{-8}^{+\infty}$	$16_{-\infty}^{+\infty}$	22_{-2}^{+3}	26_{-6}^{+4}	22_{-4}^{+6}
-breite [keV] (fixiert) W_L	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5
Amplit. der 1. Linie A_1	$0.4_{-0.4}^{+0.4}$	$0.8_{-0.8}^{+2.6}$	$0.3_{-0.3}^{+0.5}$	$0.5_{-0.3}^{+0.1}$	$0.4_{-0.4}^{+0.3}$	$0.2_{-0.2}^{+0.4}$
Amplit. der 2. Linie A_2	$0.2_{-0.2}^{+2.0}$	$0.0_{-0.0}^{+\infty}$	$0.0_{-0.0}^{+\infty}$	$0.3_{-0.3}^{+0.6}$	$0.5_{-0.5}^{+1.8}$	$0.5_{-0.5}^{+0.9}$
Intens. der Fe-Linie I_{Fe}^*	5_{-5}^{+6}	3_{-3}^{+5}	4_{-4}^{+4}	4_{-4}^{+7}	3_{-3}^{+5}	4_{-4}^{+4}
Parameter	Zeitblock IV			Zeitblock V		
	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls	1. Puls	2. Puls	Zw.Puls
Intens. bei 40/10 keV $I_{10/40}^*$	12_{-3}^{+3}	7_{-2}^{+4}	2_{-1}^{+2}	33_{-2}^{+2}	30_{-2}^{+2}	18_{-1}^{+1}
Photonenindex α^\ddagger	1.2	0.9	1.5	$1.2_{-0.1}^{+0.2}$	$0.9_{-0.2}^{+0.1}$	$1.4_{-0.2}^{+0.2}$
Abknickenergie [keV] E_C	29_{-29}^{+5}	27_{-27}^{+7}	17_{-17}^{+17}	25_{-3}^{+3}	23_{-2}^{+2}	22_{-6}^{+6}
Faltungenergie [keV] E_F	16_{-7}^{+11}	11_{-4}^{+4}	14_{-8}^{+16}	12_{-2}^{+3}	11_{-1}^{+2}	14_{-7}^{+6}
H-Säulendichte $N_H^{\dagger \ddagger}$	13	13	13	5_{-2}^{+2}	3_{-2}^{+3}	4_{-2}^{+3}
Linienzentrum [keV] E_L	28_{-5}^{+5}	32_{-7}^{+13}	$26_{-4}^{+\infty}$	24_{-3}^{+1}	21_{-2}^{+3}	22_{-3}^{+4}
-breite [keV] (fixiert) W_L	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5
Amplit. der 1. Linie A_1	$0.7_{-0.7}^{+1.8}$	$1.2_{-1.2}^{+3.3}$	$1.1_{-1.1}^{+\infty}$	$0.8_{-0.4}^{+0.4}$	$0.4_{-0.2}^{+0.4}$	$0.5_{-0.5}^{+1.2}$
Amplit. der 2. Linie A_2	$2.9_{-2.7}^{+\infty}$	$1.3_{-1.3}^{+\infty}$	$0.0_{-0.0}^{+\infty}$	$0.4_{-0.4}^{+0.4}$	$0.1_{-0.1}^{+0.1}$	$1.4_{-1.4}^{+2.4}$
Intens. der Fe-Linie I_{Fe}^*	—	—	—	8_{-8}^{+9}	3_{-3}^{+8}	5_{-5}^{+6}

*in 10^{-3} Photonen / $\text{cm}^2 \text{ sec keV}$, für Zeitblock IV: I_{40} in 10^{-4} Photonen / $\text{cm}^2 \text{ sec keV}$

† in 10^{22} pro cm^2

‡ Nur Zeitblock IV: fixierter Wert

Tabelle 5.12: Ergebnisse der Anpassung eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Abfall und Zyklotronresonanzlinien, modifiziert durch interstellare Absorption und eine in Lage und Breite fixierte Eisenlinie, an die phasenaufgelösten Spektren der einzelnen Zeitblöcke. Für Zeitblock IV standen nur HEXE-Daten zur Verfügung (siehe Abschnitt 5.3, S.65), deswegen wurden

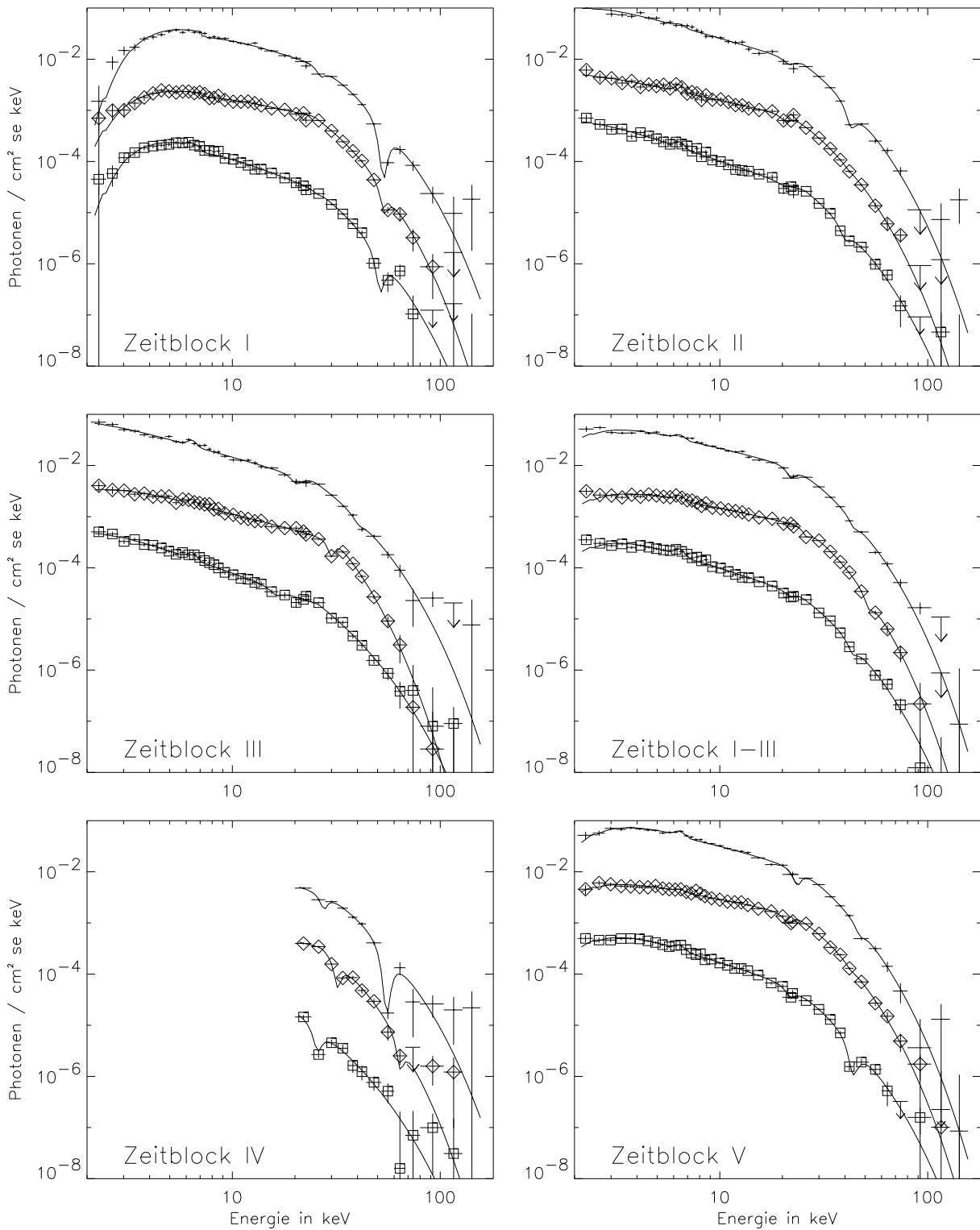


Abbildung 5.17: Darstellung der einzelnen pulsphasenaufgelösten Spektren für alle Zeitblöcke. Der Übersichtlichkeit halber wurden im Vergleich zu den Spektren des ersten Pulses (+) die Spektren des zweiten Pulses (◇) und des Zwischenpulsbereichs (□) mit 0.1 bzw. 0.01 multipliziert.

5.7 Zusammenfassung

Durch die Kombination zeitgleicher Beobachtungen des Röntgenpulsars Vela X-1 mit den Instrumenten *HEXE* und *TTM* war es möglich, über einen breiten Energiebereich hinweg, pulsphasengemittelte und -aufgelöste Röntgenspektren von Vela X-1 zu verschiedenen Zeiten zu studieren.

Als wichtigstes Ergebnis bleibt die Bestätigung der von Mony (1991) gefundenen Zyklotronresonanzlinie bei ~ 50 keV, sowie der Nachweis einer weiteren Linie bei etwa der halben Energie, wie sie aufgrund vorläufiger Resultate des *Ginga*-Satelliten (Makishima et al. 1992) schon erwartet worden war. Die hier dargestellten Resultate decken sich sehr gut mit den Ergebnissen der detaillierten Analyse der *Ginga*-Daten durch Mihara (1995). Es ist daher wohl gerechtfertigt anzunehmen, daß es sich bei den beiden Linien um die fundamentale Zyklotronresonanzlinie und die erste Harmonische handelt. Nimmt man den mit allen Messungen verträglichen Wert von 23 keV als Zyklotronenergie, dann ergibt sich nach Gleichung 2.16 (S. 21) eine Feldstärke $B = 2 \cdot 10^8$ T.

Eine Variation der Linienenergie mit der Pulsphase oder von Tag zu Tag kann anhand der in dieser Arbeit analysierten Daten weder bestätigt noch ausgeschlossen werden. Die aufgrund von relativistischen Effekten erwartete Variation mit dem Winkel zwischen Magnetachse und Einfallrichtung der Photonen (siehe Gleichung 2.17, S.29) beträgt mit der oben abgeleiteten Feldstärke maximal ~ 1 keV für die fundamentale Linie und ~ 4 keV für die erste Harmonische, liegt also innerhalb der in dieser Arbeit ermittelten Fehlergrenzen für die Linienlage. Eine Änderung von Tag zu Tag könnte durch eine Verschiebung in der Höhe der Emissionsregion über der Polkappe zustande kommen, wodurch sich sowohl die Stärke des Magnetfelds — für ein reines Dipolfeld gilt $B \propto 1/R^3$ — wie das Ausmaß der Gravitationsrotverschiebung (siehe Gleichung 2.18, S.29) ändert.

Wie die starken Puls-zu-Puls-Variationen (siehe Abbildung 5.4, S.69) zeigen, ist Vela X-1 weit davon entfernt, gleichmäßig zu akkretieren und zu emittieren. Die Variationen im Quellfluß betreffen oft den gesamten beobachteten Energiebereich, allerdings können die Spektren einzelner kurzer Zeitabschnitte signifikant härter oder weicher sein als die entsprechenden, über einige solche Abschnitte gemittelten, phasen-aufgelösten Spektren (siehe z.B. Pulsperiode 21 in Abbildung 5.4). Die Zählratenstatistik erlaubt keine detaillierte Spektralanalyse einzelner Abschnitte der Lichtkurven; Untersuchungen von relativen Flüssen und *hardness ratios* ergaben keinen Hinweis auf systematische Variationen des Röntgenspektrums mit anderen Parametern als der Pulsphase. Der Vergleich der verschiedenen Zeitblöcke ergab, daß das grundsätzliche Emissionsmuster des Röntgenpulsars über längere Zeiträume hinweg keine signifikanten Änderungen zeigte.

Kapitel 6

A 0535+26

6.1 Einführung

Der vom britischen Satelliten *Ariel V* entdeckte Röntgenpulsar A 0535+26 (Rosenberg et al. 1975; Coe et al. 1975) gehört zu den sogenannten *transients*, also zu den nur zeitweise ‘auf-flackernden’ Röntgenquellen. Im Falle von A 0535+26 wiederholen sich mit einer Periode von etwa 110–111 Tagen Röntgenausbrüche (Priedhorsky & Terrell 1983; Motch et al. 1991); eine schwache Röntgenemission (<0.01 Crab) kann auch außerhalb der Ausbruchszeiten festgestellt werden (Polcaro et al. 1983). Die Intensität der einzelnen Ausbrüche variiert dabei sehr stark: manchmal wird gar kein Ausbruch beobachtet, häufiger findet ein ‘normaler’ Ausbruch mit einer maximalen Röntgenhelligkeit kleiner oder gleich der des Crab statt. Gelegentlich gibt es auch Riesenausbrüche, während derer A 0535+26 mit einem mehrfachen des Crab-Flusses zur hellsten Quelle harter

Röntgenstrahlung am Himmel wird. Bis heute wurden nur vier dieser Riesenausbrüche beobachtet — im April/Mai 1975 (Rosenberg:75), Oktober 1980 (Nagase et al. 1982), März/April 1989 (Sunyaev et al. 1989; Mony 1991; diese Arbeit) und im Februar 1994 (Finger et al. 1994; Grove et al. 1995). Nach der aus Ausbruchszeiten abgeleiteten Ephemeride von Motch et al. (1991) waren die ersten beiden Riesenausbrüche nicht mit Periastrondurchgängen korreliert. Eine neuere, aus Pulsankunftszeiten bestimmte Ephemeride von Finger et al. (1994) (s.u.) ergibt dagegen keine signifikant vom Periastron verschiedene Orbitalphasen für diese Ausbrüche. Einige der aus vielfältigen Beobachtungen abgeleiteten Parameter des Systems sind in der nebenstehenden Tabelle 6.1 zusammengefaßt; die Daten sind dem Übersichtsartikel von Giovannelli & Graziati (1992) und Finger et al. (1994) entnommen.

A 0535+26	
Leuchtkraft	10^{26} – 10^{30} W
Masse	<i>nicht bestimmt</i>
Rotationsperiode	~ 103.5 s

HD 245770	
Spektraltyp	O9.7IIIe (B0III)
Eff. Temperatur	26000–28000 K
Leuchtkraft	3 – 5×10^{31} W
Masse	5 – $25 M_{\odot}$
Sternradius	10 – $15 R_{\odot}$
Massenverlust	10^{-8} – $8 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/y$

Doppelsternsystem	
Umlaufperiode	~ 110 d
Exzentrizität	≥ 0.3 (≈ 0.5)
Mittl. Abstand	1.34 AU
Bedeckung	—
Inklination	40° – 60°
Entfernung	1.8 ± 0.6 pc (2.6 ± 0.4 pc)

Tabelle 6.1: A 0535+26/ HD 245770

Zum Zeitpunkt der Entdeckung lag die Pulsperiode von A 0535+26 bei 104.14 ± 0.16 s. Seither hat sich die Rotation des Neutronensterns in einer Art Sägezahnmuster beschleunigt — während der Ausbrüche nimmt die Periode stark ab (einige 10^{-8} s/s, siehe z.B. Nagase et al. 1982; Sembay et al. 1990), um zwischen den Ausbrüchen wieder etwas zuzunehmen. Abbildung 6.1 faßt die Periodenentwicklung des Pulsars zusammen. Ein prinzipielles Problem bei der Interpretation älterer Messungen ist allerdings, daß es bis vor kurzem keine Ephemeride mit Bahnelementen für dieses System gab und damit keine Korrektur auf die Eigenbewegung des Neutronensterns möglich war. Erst mit den Daten des *BATSE*-Experiments gelang Finger et al. (1994) die Ableitung einer aus Pulsankunftszeiten bestimmten Ephemeride.

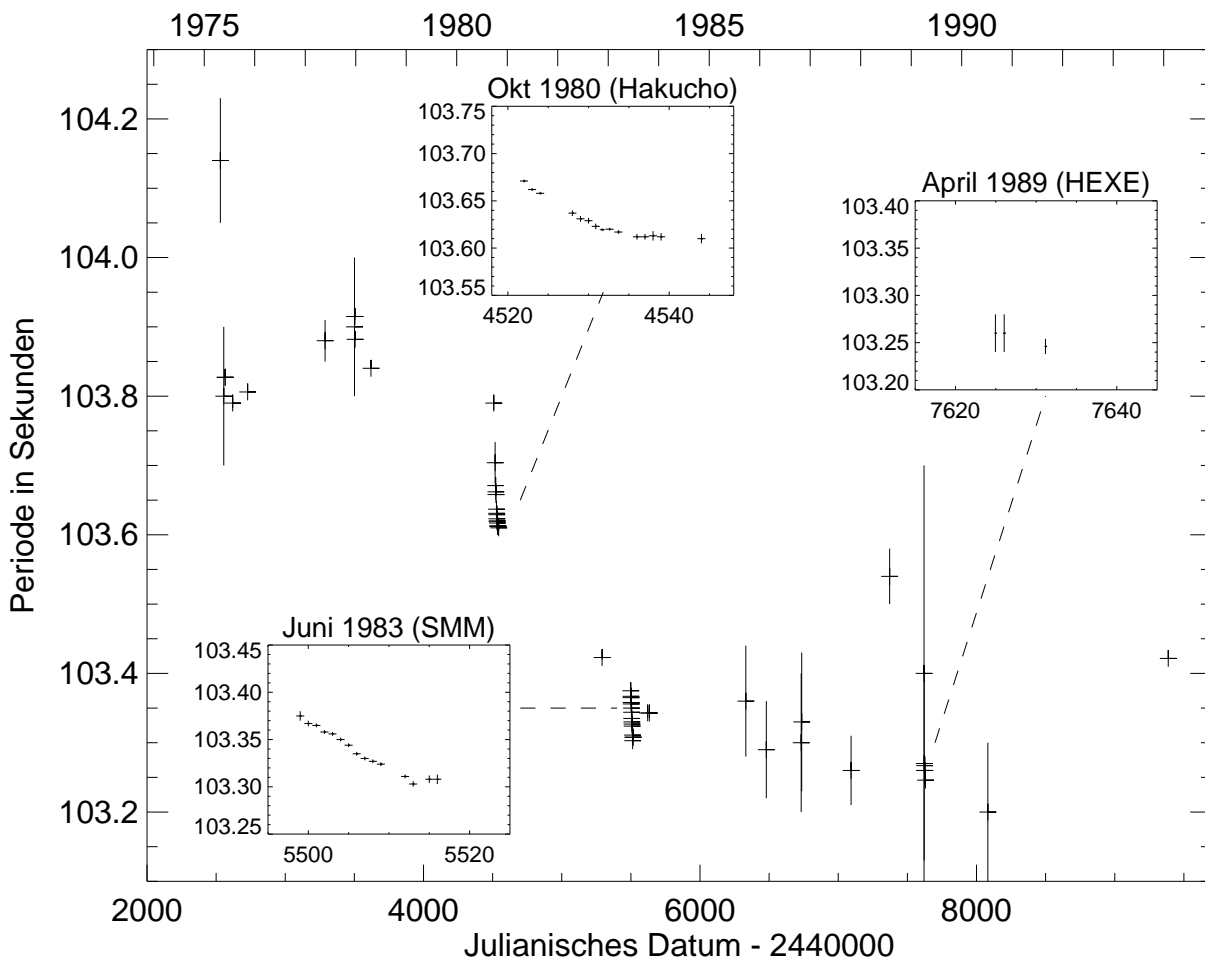


Abbildung 6.1: Übersicht der Entwicklung der Pulsperiode von A 0535+26. Die Ergebnisse anderer Instrumente sind Giovannelli & Graziati (1992) und Finger et al. (1994) entnommen. Für einige Messungen sind die Fehlerbalken kleiner als das hier verwendete Plotsymbol. Die Entwicklung der Pulsperiode während der Ausbrüche vom Oktober 1980 und Juni 1983 ist in den eingesetzten Abbildungen vergrößert dargestellt; ebenso die drei in dieser Arbeit gewonnenen Periodenwerte.

Aufgrund der relativ seltenen Beobachtungen mit hinreichender Quellstärke und entsprechenden Instrumenten, sind die Informationen über die Form und mögliche Variationen des Pulsprofils von A 0535+26 noch immer recht lückenhaft. Bradt et al. (1976) fanden im Ausklang des Riesenausbruchs 1975 komplexe Strukturen mit fünf irregulär über die Pulsperiode verteilten Maxima bei Energien von wenigen keV; ab 8 keV zeigte das Pulsprofil dagegen 'Plateau'-Struktur mit einer breiten, tiefen Einsenkung ($\sim 20\%$ der Pulsphase) und einer schmalen, flachen Einsenkung ($\sim 5\%$ der Phase) in der Mitte des Plateaus, die zu höheren wie niedrigeren Energien verschwand. Die sehr simple Struktur jenseits ~ 20 keV wurde von Ricker et al. (1976) bestätigt, dagegen fanden Fishman & Watts (1977) etwa 10 Tage früher eine asymmetrischere Struktur. Sämtliche seither veröffentlichten Pulsprofile sind aus Beobachtungen im Energiebereich >15 keV gewonnen. In allen zeigt sich eine Doppelpulsstruktur mit einem scharf ansteigenden Puls und einem — oft schwächeren — symmetrischeren Puls (Hameury et al. 1987; Frontera et al. 1985; Sembay et al. 1990; Kendziorra et al. 1994; Maisack et al. 1996b).

Neben der Periodenänderung zeigt A 0535+26 auch eine spektrale Entwicklung während der (Riesen-)Ausbrüche. In Ermangelung kontinuierlicher, breitbandiger Beobachtungen bleibt das Gesamtbild allerdings unklar. Während des Riesenausbruchs von 1975 fanden Coe et al. (1975) im Laufe des Anstiegs Hinweise auf eine Entwicklung zu weicheren Spektren mit *zunehmendem* Fluß. Ricketts et al. (1975) fanden im Vergleich zweier Beobachtungen nach dem Maximum der Röntgennova ein 2–20 keV Spektrum, daß mit *abnehmendem* Fluß weicher wurde. Das Maximum im weichen Energiebereich (2–10 keV) wurde etwa eine Woche früher erreicht, als das im harten (27–108 keV). Ein ähnliches Verhalten wurde auch von Violes et al. (1982) für einen Ausbruch im Dezember 1977 festgestellt. Im Riesenausbruch vom Oktober 1980 ging mit abnehmender Leuchtkraft der Fluß im "harten" Energieband (9–22 keV) relativ zum "weichen" Band (1–9 keV) von 0.65 auf 0.3 zurück (Nagase et al. 1982). Dagegen konnten Sembay et al. (1990) in den *Solar Maximum Mission* Daten eines Ausbruchs vom Juni 1983 weder beim Anstieg noch beim Abfall des Röntgenflusses eine spektrale Entwicklung feststellen (32–64 vs. 64–118 keV). Grove et al. (1995) fanden bei der Auswertung von OSSE-Daten des Riesenausbruchs 1994 ein mit zunehmender Leuchtkraft etwas weicher werdendes Spektrum von 45–200 keV.

In Bezug auf die Form des Röntgenspektrums, insbesondere im harten Bereich, gibt es recht unterschiedliche Resultate. Hameury et al. (1987) und Sembay et al. (1990) finden ein thermisches Bremsstrahlungsspektrum mit einer charakteristischen Temperatur von 17–25 keV. Dagegen finden Dal Fiume et al. (1988) eine deutlich bessere Anpassung mit einem Wien-Gesetz oder einem Schwarzkörperspektrum. Eine mögliche Erklärung für die unterschiedlichen Ergebnisse wäre angesichts der recht großen Gesichtsfelder der verwendeten Detektoren ein falsch berücksichtigter Beitrag des nur etwa 4° abseits gelegenen Crab-Nebels — die systematische Unsicherheit in der Festlegung des Crab-Spektrums liegt bei 100 keV schon in der Größenordnung des gesamten A 0535+26-Röntgenflusses.

Die raschen Periodenänderungen während der großen Ausbrüche sind ein Hinweis auf ein starkes Magnetfeld des Röntgenpulsars und die Existenz einer Akkretions-scheibe zumindest in diesem Zeitraum. Es gab im Laufe der Jahre verschiedene Versuche, die Stärke des Magnetfelds indirekt abzuleiten. Kanno (1980) verglich Modellpulsprofile für eine idealisierte Quelle mit den Daten von A 0535+26 und ermittelte eine obere Grenze von $10\text{--}20 \cdot 10^8$ T für das Magnetfeld des Pulsars. Frontera et al. (1985) schlossen aus dem Anteil der gepulsten Emission auf einen Wert von $9 \cdot 10^8$ T. In den Daten des *HEXE*-Experiments wurden zum erstenmal deutliche Hinweise auf Zyklotronresonanzlinien bei etwa 50 und 100 keV — entsprechend einem Magnetfeld von $4\text{--}5 \cdot 10^8$ T — im Spektrum des Pulsars gefunden (Mony 1991; Kendziorra et al. 1992; Kendziorra et al. 1994). Grove et al. (1995) wiesen mit der *OSSE*-Beobachtung des Riesenausbruchs vom April 1994 eine Zyklotronresonanzlinie bei ~ 110 keV nach. Eine eventuelle Linie bei 50–55 keV konnte aufgrund der instrumentellen Grenzen weder bestätigt noch ausgeschlossen werden.

Als Begleiter von A 0535+26 identifizierte Liller (1975) den Be-Stern HDE 245770. Die Parameter dieses Sterns sind noch umstritten: Giangrande et al. (1980) klassifizieren ihn als O9.7IIIe Stern in 1.8 ± 0.6 kpc Entfernung, Janot-Pacheco et al. (1987) als B0III im Abstand von 2.6 ± 0.4 kpc. Nachdem die Parameter des Doppelsternsystems nicht sicher bekannt sind, gibt es auch recht unterschiedliche Angaben zur Masse des Begleiters, von $5\text{--}10 M_{\odot}$ bis $25 M_{\odot}$ (siehe Giovannelli & Graziati 1992).

Trotz einer großen Zahl entsprechender Beobachtungen, gibt es bis heute keinen klaren Zusammenhang zwischen der optischen Aktivität von HDE 245770 und den Ausbrüchen im Röntgenbereich. Der Be-Stern zeigt historisch Phasen deutlicher Variabilität, zwischen 1975 und 1981 blieb die photometrische Helligkeit seltsamerweise praktisch konstant. Optische Flares kurz vor oder simultan mit Röntgenausbrüchen wurden bei insgesamt fünf Gelegenheiten beobachtet (Giovannelli et al. 1990 und dort angegebene Referenzen), zu anderen Zeiten zeigten sich dagegen keine signifikanten Helligkeitsschwankungen, trotz starker Röntgenausbrüche. Bis heute gelang kein eindeutiger Nachweis der 110/111-Tage-Periode in optischen Daten.

Beobachtungen des Systems im UV (de Loore et al. 1984) und im Infraroten (z.B. Gnedin et al. 1988) ergeben sehr unterschiedliche Massenverlustraten. Die Diskrepanz läßt sich durch die Annahme einer 'Be-Scheibe' um HDE 245770 erklären (siehe Abschnitt 2.2.4, S.9), demnach ist der IR-Exzess ein Maß für die in der Scheibe enthaltene Masse, während im UV der schnelle dünne Sternwind beobachtet wird.

Nimmt man die Ergebnisse der vielen Beobachtungen vom Infrarot bis zum harten Röntgenbereich zusammen, schält sich folgendes Bild des A 0535+26/HD 245770-Systems heraus:

- Ein Neutronenstern umkreist im mittleren Abstand von 1.34 AU auf einer exzentrischen Bahn ($e \geq 0.3$) einen 'normalen' Be-Stern. Die Umlaufperiode beträgt 110–111 Tage.

- Der Abstand der beiden Sterne ist zu groß, um Gas direkt vom Riesenstern zum Pulsar fließen zu lassen. Der Be-Stern verliert zum einen Material in einer langsam strömenden äquatorialen Exkretionsscheibe und zum anderen in einem polaren, dünnen schnellen Sternwind. Zusätzlich durchläuft der Be-Stern gelegentlich Phasen extremen Masseverlustes, z.B. durch Abstoßung einer Schale oder dichter Gasklumpen.
- 'Normale' Ausbrüche hängen mit den Periastrondurchgängen des Neutronensterns zusammen, wenn Material aus der Exkretionsscheibe auf den Pulsar fließt. Riesenausbrüche stehen im Zusammenhang mit besonderen Ereignissen wie z.B. abgestoßenen Schalen und sind daher nicht unbedingt mit den Periastrondurchgängen korreliert.

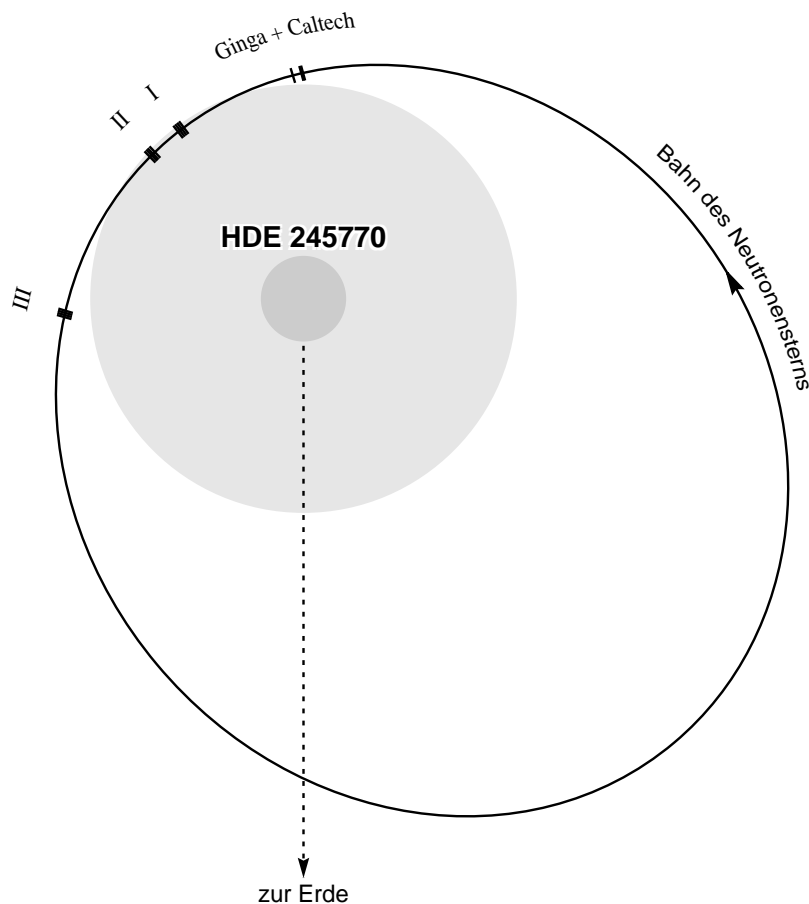


Abbildung 6.2: Skizze des A 0535+26 Systems, dargestellt ist der projizierte Orbit des Neutronensterns, wobei die Bewegung des Begleiters HD 245770 vernachlässigt wurde. Um den Begleiter ist die angenommene Exkretionsscheibe angedeutet. Die mit römischen Ziffern markierten Striche stellen in etwa die erwartete Position des Pulsars während der einzelnen Messungen dar. Die Bahnparameter wurden Finger et al. (1994) entnommen, als Radius von HD 245770 wurde ein Wert von $12.5 R_{\odot}$ verwendet.

6.2 HEXE/TTM-Beobachtungen von A 0535+26

Am 28. März 1989 registrierte der *All Sky Monitor* des *Ginga*-Satelliten einen Ausbruch von A 0535+26 (Makino et al. 1989a). Aufgrund dieser Meldung wurden Beobachtungen des Pulsars mit dem *Kvant*-Observatorium organisiert, die am 8., 9. und 14. April stattfanden. Die insgesamt 14 Sessions zeichnen sich durch ihre außerordentlich hohe Datenqualität aus — Das *HEXE*-Instrument war sehr gut auf die Quelle ausgerichtet, es gab keine Ausfälle durch Übertragungsstörungen, und auch der Abzug des sehr gleichmäßigen Hintergrundes stellte keine Probleme dar.

An den ersten zwei Beobachtungstagen wurde *HEXE* im normalen DTM-Telemetriemodus betrieben (siehe Abschnitt 3.2.3, S.36). Nachdem sich herausstellte, daß auf diese Weise nur ein kleinerer Teil der einfallenden Photonen tatsächlich übertragen werden konnte, wurden die vier Sessions vom 14. April in dem für diesen Fall vorgesehenen BTM-Format übertragen.

Zeitblock	Sessions	Datum	Orbitalphase*	Dauer einer Session [s]	Rocking Mode	Telemetriemodus
I	1902–1905	08.04.89	0.997 ± 0.036	750	<i>Mir</i>	DTM
II	1908–1912	09.04.89	0.007 ± 0.036	840	<i>HEXE</i>	DTM
III	1921–1924	14.04.89	0.053 ± 0.036	702	<i>HEXE</i>	BTM

* Nach der Ephemeride von Finger et al. (1994). Die Ephemeride von Motch et al. (1991) ergibt für diese Messungen praktisch identische Ergebnisse — die Differenz ist $\lesssim 0.001$ — mit etwas kleineren formalen Fehlern in der Bestimmung der Phase.

Tabelle 6.2: Überblick der A 0535+26 Beobachtungen

6.3 Probleme der gemeinsamen Auswertung

Für A 0535+26 wurden nach den bisherigen Beobachtungen keine besonderen Strukturen im Übergangsbereich zwischen *TTM* und *HEXE* erwartet. Diese Einschätzung wurde bei der Überprüfung der phasengemittelten Spektren, für die sich ohne Korrekturfaktoren ein glatter Übergang zwischen den Instrumenten ergab, bestätigt.

Ein ganz anderes Bild ergab sich bei den phasenaufgelösten Spektren, wo die erwarteten Photonenflüsse im Übergangsbereich teils sehr deutlich voneinander abwichen. Zur Kontrolle der einzelnen Zählratenspektren wurden, wie in Abschnitt 4.4 (S. 58) beschrieben, Quotientenspektren mit den Zählratenspektren des Crab-Nebels gebildet. Dabei zeigten sich dann zum Teil auch sehr deutliche Abweichungen zwischen den beiden Instrumenten.

Aufgrund der kurzen Integrationszeiten für die einzelnen Beiträge zu den phasenaufgelösten Spektren lag für A 0535+26 die systematische Unsicherheit des Röntgenflusses in jedem Einzelspektrum des *TTM*-Instrumentes bei bis $\sim 5\%$ Prozent (siehe Abschnitt 4.4, S.57). Diese Unsicherheit reicht allerdings nicht aus, um alle hier beobachteten Abweichungen zu erklären. Die Schwierigkeiten ließen sich auch nicht auf vereinzelte 'Ausreißer' unter den in Birmingham erstellten phasenaufgelösten Spektren einzelner Sessions zurückführen. Versuche, die Abweichungen durch Phasenverschiebungen zwischen den Datensätzen beider Instrumente nachzuvollziehen, blieben ebenfalls erfolglos.

Nachdem sich keine eindeutige Ursache für die Probleme im Übergangsbereich herausgeschält hatte, wurde die pragmatische Lösung gewählt, alle phasenaufgelösten *TTM*-Spektren mit einem multiplikativen Korrekturfaktor zu versehen, der einen glatten Übergang zwischen den beiden Instrumenten ermöglichte. Die Korrekturfaktoren sind in Tabelle 6.3 wiedergegeben.

	8./9. April					14. April				
	A	B	C	D	E	A	B	C	D	E
Korrekturfaktor	0.96	1.06	1.07	0.93	1.00	0.78	1.00	1.07	0.92	1.12

Tabelle 6.3: Korrekturfaktoren für die phasenaufgelösten *TTM*-Spektren (siehe Text).

6.4 Periodenbestimmung, Lichtkurven und Pulsprofile

Für die einzelnen Beobachtungstage wurden aus den *HEXE*-Daten die Pulsperioden bestimmt. Gegenüber den Werten von Mory (1991) ergeben sich nach der letzten Korrektur der Analysesoftware (siehe Abschnitt 4.1.2, S.49) leichte Änderungen, die allerdings im Rahmen der Meßfehler liegen. Nachdem die Ephemeride von Finger et al. (1994) zur Verfügung stand, wurden die Periodenwerte unter Berücksichtigung der erwarteten Eigenbewegung des Röntgenpulsars neu bestimmt, Tabelle 6.4 faßt die Ergebnisse zusammen. Die Änderungen in den gefundenen Periodenwerten sind klein und lassen sich leicht aus der Dopplerverschiebung durch die Bewegung der Quelle verstehen (vgl. Abbildung 6.2). Eine lineare Anpassung an die ermittelten Perioden ergibt eine Beschleunigung $\dot{P} \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ s/s}$ ohne Ephemeride und $\dot{P} \approx 7 \cdot 10^{-8} \text{ s/s}$ mit Berücksichtigung der Eigenbewegung im Einklang mit den Ergebnissen anderer Beobachtungen. Angesichts der Fehlergrenzen läßt sich aber keine eindeutige Aussage über die Periodenentwicklung während der *HEXE* / *TTM*-Beobachtungen treffen. Grundlage der gemeinsamen Datenauswertung waren die Periodenwerte ohne Berücksichtigung der Ephemeride.

Datum	Julian. Datum *	Periode [s] †		Int.-Zeit [s] ‡
08.04.89	2447624.95	103.28±0.02	103.26±0.02	1715
09.04.89	2447626.04	103.28±0.01	103.26±0.01	4706
14.04.89	2447631.16	103.250±0.008	103.246±0.008	2796

* Für die Mitte des Beobachtungszeitraums

† Links mit, rechts ohne Ephemeride. Zur Fehlerangabe siehe Abschnitt 4.1.2

‡ Effektive Integrationszeit der verwendeten *HEXE*-Daten

Tabelle 6.4: *Ermittelte Perioden für die HEXE/TTM A 0535+26 Beobachtungen*

Mit den oben gefundenen Werten wurden dann für die einzelnen Sessions Lichtkurven berechnet, sowie für jeden Beobachtungstag ein Pulsprofil erstellt. Die Pulsprofile der ersten beiden Tage zeigen keinen signifikanten Unterschied. Die Daten dieser beiden Tage wurden deshalb für die gesamte weitere Analyse zusammengefaßt. Die Beobachtungen vom 14. April zeigen einen um $\sim 30\%$ reduzierten Fluß und einen signifikant höheren Anteil gepulster Strahlung. Nachdem die Beobachtungen am 8. und 9. April im DTM-Telemetriemodus durchgeführt wurden (siehe Abschnitt 3.2.3, S.36), in dem nur 25–35% aller von dieser Quelle beobachteten Photonen auch tatsächlich übertragen werden konnten, gehen in die beiden zur Analyse verwendeten Pulsprofile etwa gleich viele Detektorereignisse ein.

Abbildung 6.3 zeigt die beiden Pulsprofile in breiten Energiebändern im direkten Vergleich. Der Hintergrundbeitrag ist bei beiden Profilen bereits abgezogen. Im Unterschied zu den meisten vergleichbaren Darstellungen ist der gesamte Fluß im Energieband statt des gepulsten Anteils dargestellt. Auffällig ist die große Ähnlichkeit der modulierten Anteile, sowohl in der Form, wie in der Amplitude über dem deutlich zurückgehenden ungepulsten Fluß.

Eine genauere Betrachtung zeigt gewisse Unterschiede, die nicht allein auf statistische Schwankungen zurückzuführen sind. In der Beobachtung vom 14. April treten die Pulse bei hohen Energien deutlicher hervor und sind weniger abgerundet als bei den früheren Beobachtungen. Eine solche Änderung der Pulsform mit dem Fluß wurde in ähnlicher Weise auch beim Riesenausbruch vom Februar 1994 beobachtet (Maisack et al. 1996a).

Die beiden Pulse zeigen einen deutlich unterschiedlichen Charakter. Während bei niederen Energien beide Pulse vergleichbar stark sind, ist bei den höchsten Energien ein Puls praktisch im Kontinuumsrauschen verschwunden. Dementsprechend liegt es nahe, von einem "harten" und einem "weichen" Puls zu sprechen. Diese anschauliche Einteilung wird deutlich untermauert, wenn man die *HEXE*-Pulsprofile der beiden Zeitblöcke zu zwei breiten Energiebändern zusammenfaßt und die **Hardness Ratio** *HR* bildet (siehe Gleichung 5.1, S.70). Wie Abbildung 6.4 demonstriert, sticht der Phasenbereich des "harten" Pulses durch eine deutlich größere spektrale Härte hervor, während die sonstigen Bereiche annähernd gleichharte Spektren aufweisen.

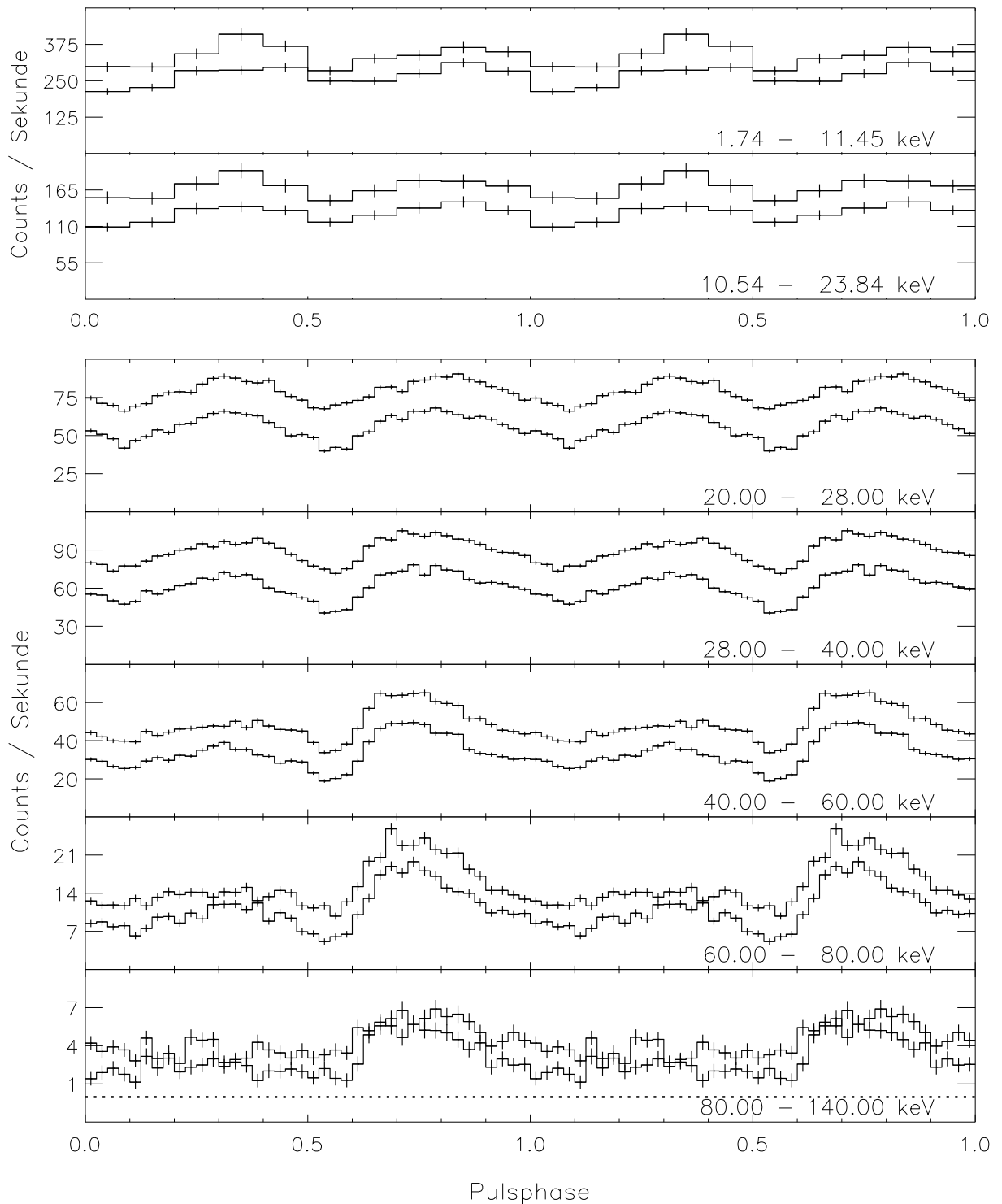


Abbildung 6.3: Mittlere Pulsprofile für A 0535+26. Die groben Profile im oberen Teilbild sind aus phasenaufgelösten TTM-Spektren berechnet worden, darunter sind die HEXE-Pulsprofile dargestellt. Die obere Kurve in jedem Energieband stellt die Messungen vom 8./9. April dar, die untere die Messungen vom 14. April.

Neben der unterschiedlichen spektralen Härte ist auch die Form recht unterschiedlich — der harte Puls ist deutlich asymmetrisch mit einer steilen Anstiegsflanke, während der weiche Puls eine annähernd symmetrische Form zeigt.

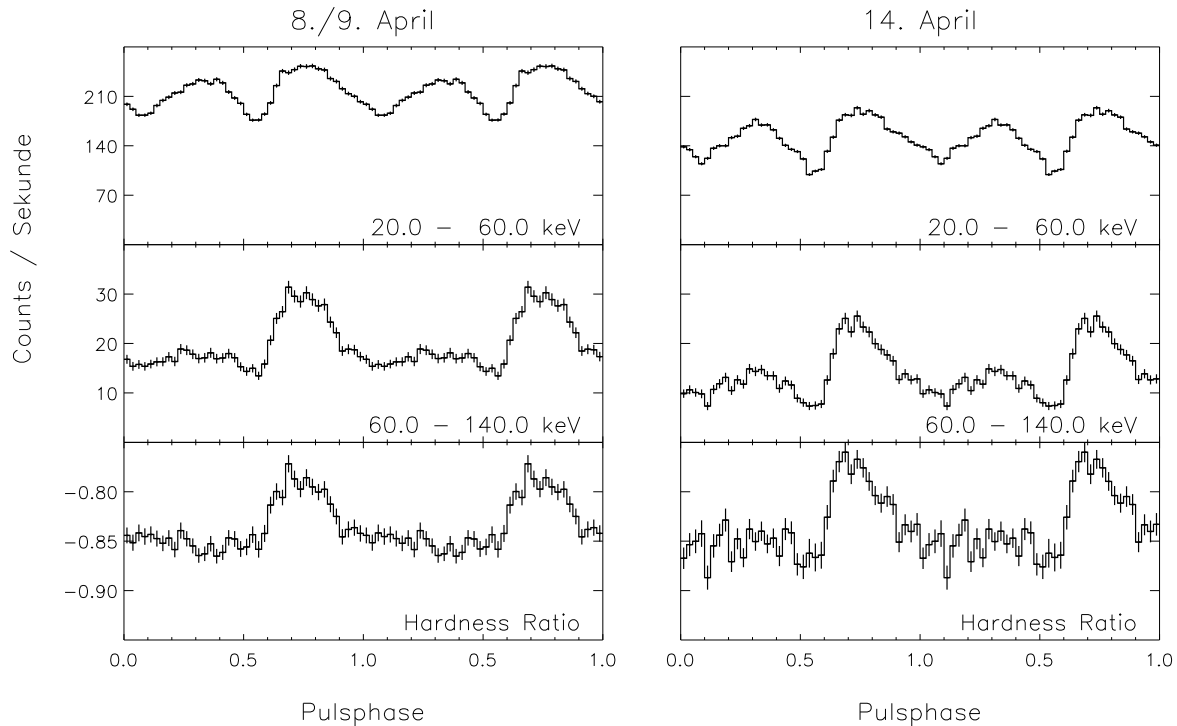


Abbildung 6.4: *Hardness Ratio* der Flüsse in zwei breiten Energiebändern.

Ganz im Gegensatz zu den sehr stabilen Pulsprofilen zeigen sich die Lichtkurven der einzelnen Sessions, die zeitweise weit vom mittleren Emissionsprofil abweichen (siehe Abbildung 6.5). Diese Variationen sind eindeutig in der Quelle begründet, da der Hintergrundbeitrag nur einen vernachlässigbaren Bruchteil des Gesamtflusses ausmacht. Nimmt man allerdings hinreichend viele Pulse ($\gtrsim 10$) zusammen, ergibt sich wieder ein Pulsprofil wie in Abbildung 6.3. Die *HEXE*-Ergebnisse bestätigen hier die Beobachtungen von Frontera et al. (1985), die während des Riesenausbruchs im Oktober 1980 mit einem Ballonexperiment erfolgten.

Die Standardabweichung dieser Fluktuationen in den einzelnen Phasenbins beträgt etwa 35% des mittleren Quellflusses bei 20 keV und steigt rasch auf $\sim 100\%$ bei 65–70 keV; diese Zahlen gelten für beide Zeitblöcke. Über den gesamten Energiebereich der *HEXE*-Daten hinweg beträgt diese Streuung ein Mehrfaches des Meßfehlers des mittleren Profils, für den 8. & 9. April ist der Faktor 8–12, für den 14. April noch 6–10. Der Quotient aus Varianz und mittlerem Quellfluß ist bei allen Energien im Rahmen der Unsicherheiten konstant über die Pulsphase.

Die Analyse der *Hardness Ratios* der einzelnen Phasenabschnitte ergab keine signifikante Korrelation zwischen dem Quellfluß > 20 keV und der spektralen Härte. Für kurze

Zeitabschnitte kann das Hochenergiespektrum der Quelle allerdings signifikant härter oder weicher als im Durchschnitt sein.

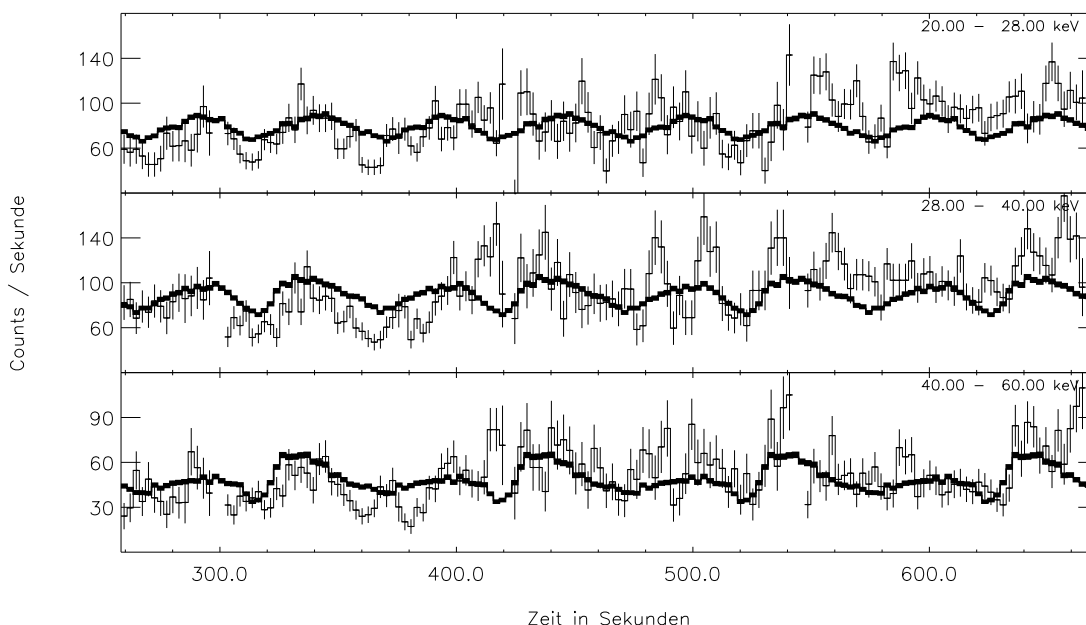


Abbildung 6.5: Ein vier Pulsperioden langer Ausschnitt der Lichtkurve der Session 1909 (9. April) im Vergleich mit dem mittleren Pulsprofil der Messungen vom 8. und 9. April. Die Dicke der Stufen des mittleren Pulsprofils entspricht der Meßunsicherheit.

6.5 Phasengemittelte Spektren

Die Darstellung der Pulsprofile in Abbildung 6.3 zeigt schon die Phasenabhängigkeit der spektralen Form. Dennoch wurden auch die phasengemittelten Spektren der beiden Datensätze untersucht. Dies erlaubte zum einen den Vergleich mit früheren Veröffentlichungen und zum anderen eine gewisse Vorauswahl unter den möglichen Modellspektren. Wie schon in Abschnitt 6.4 angesprochen wurde, erwiesen sich die Ergebnisse der ersten beiden Beobachtungstage als so ähnlich — die Spektren differieren um weniger als 3.5% (1σ) über den gesamten Energiebereich — daß die Daten beider Tage zu einem Datensatz zusammengefaßt wurden. Das mittlere Spektrum der Messungen vom 14. April wies natürlich geringeren Fluß auf; außerdem erwies es sich als etwas härter im Energiebereich $\gtrsim 50$ keV.

Eine große Auswahl theoretischer Modellspektren wurde, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben, mit den Rohspektren verglichen. Tabelle 6.5 gibt das Ergebnis für diejenigen Modellspektren wieder, die dem prinzipiellen Verlauf des Breitbandspektrums nahekamen. Offensichtlich ist keines der untersuchten Modellspektren in der Lage, die Daten zu beschreiben, die beste Anpassung gelingt noch mit einem Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall. Allerdings ist auch für dieses Spektralgesetz die Wahrchein-

Modell *	p	d	Reduziertes χ^2	
			8./9. April	14. April
ThBr	4	40	56.6	46.4
Expo	4	40	25.1	32.2
CoLS	5	39	18.7	19.4
CoST	5	39	23.5	23.8
CoBB	5	39	27.8	31.2
PoKn	6	38	35.4	31.7
PoExp	6	38	4.94	4.29

* Die verwendeten Kürzel sind in Tabelle 5.4 (S. 72) erläutert. Alle Gesetze wurden durch interstellare Absorption und eine Eisen-Emissionslinie modifiziert.

Tabelle 6.5: Ergebnisse der Anpassung verschiedener Modellspektren an die phasengemittelten Daten der einzelnen Zeitblöcke.

lichkeit, daß die Abweichungen zwischen Modell- und Rohspektrum zufällig zustandekommen, kleiner als 10^{-16} .

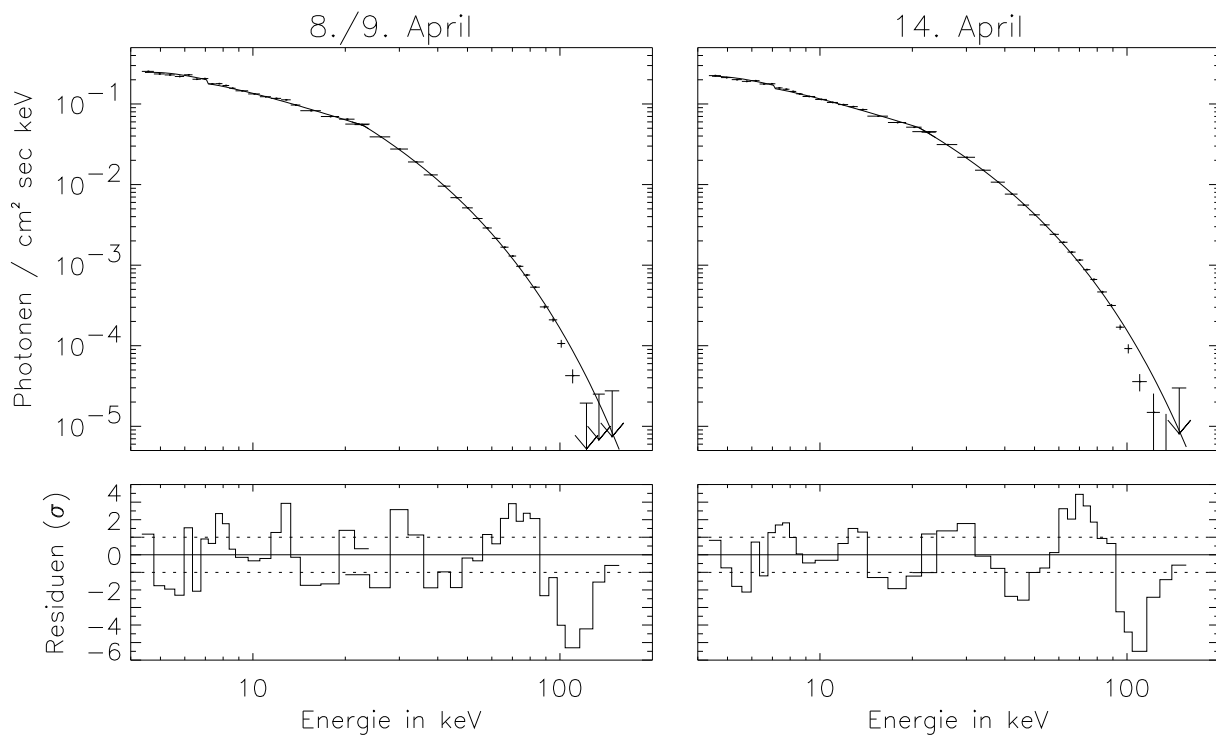


Abbildung 6.6: Anpassung eines Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall an die gemeinsamen TTM/HEXE-Spektren von A 0535+26.

Modell *	p	d	Reduziertes χ^2	
			8./9. April	14. April
CoLS & Zyklol.	5	39	20.9	11.3
CoST & Zyklol.	5	39	20.6	15.2
CoBB & Zyklol.	5	39	9.75	14.6
PoExp & Zyklol.	6	38	4.64	2.90

* siehe Tabelle 5.4, S.72

Tabelle 6.6: Ergebnisse der Anpassung verschiedener Modellspektren mit Zyklotronresonanzlinien an die phasengemittelten Daten der einzelnen Zeitblöcke

Abbildung 6.6 zeigt den Vergleich zwischen dem Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall und den Rohspektren für die beiden Datensätze. Die auffälligen Residua könnten auf die Existenz von Zyklotronresonanzlinien im Spektrum deuten. Allerdings gelang auch mit entsprechend modifizierten Modellspektren keine zufriedenstellende Anpassung an die Meßdaten (siehe Tabelle 6.6), selbst im besten Fall ist die Wahrscheinlichkeit, daß die verbleibenden Abweichungen zufälliger Natur sind, kleiner als 10^{-7} . Offenkundig kann die Emissionscharakteristik des Röntgenpulsars nicht durch ein über die Pulsphase gemitteltes Spektrum angemessen beschrieben werden, die Spektren der verschiedenen Phasenbereiche sind zu unterschiedlich. Die weiteren Anstrengungen konzentrierten sich deshalb auf die im nächsten Abschnitt besprochene Pulsphasenspektroskopie.

6.6 Pulsphasenspektroskopie

Die ursprüngliche Einteilung in zehn Pulsphasenabschnitte der Breite 0.1, wie sie in dem aus *TTM*-Daten berechneten 'Pulsprofil' (Abbildung 6.3, S. 99) zu erkennen ist, erwies sich als zu fein, um spektral aufgelöste, statistisch signifikante Hochenergiespektren untersuchen zu können. Für die Pulsphasenspektroskopie wurden deshalb jeweils zwei dieser Abschnitte zusammengefaßt, so daß sich die in Abbildung 6.7 dargestellte Einteilung ergibt.

Als erster Schritt der Spektralanalyse wurden, wie stets, Kontinuumsmodelle ohne Zyklotronresonanzlinien an die Daten angepaßt. Dabei zeigte sich, daß ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall einer angemessenen Beschreibung der beobachteten Daten nahekam und in mindestens einem Fall (14. April, Phasenabschnitt A) auch ausreichte (siehe Tabelle 6.7). Signifikant schlechtere Ergebnisse ergaben sich mit Modellen comptonisierter Spektren und anderen Kontinua, wie z.B. thermische Bremsstrahlung. Auch mit der Beschreibung durch ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall zeigten sich für einige Phasenabschnitte deutliche, Absorptionslinien nahelegende Residuen (siehe Abbildung 6.8).

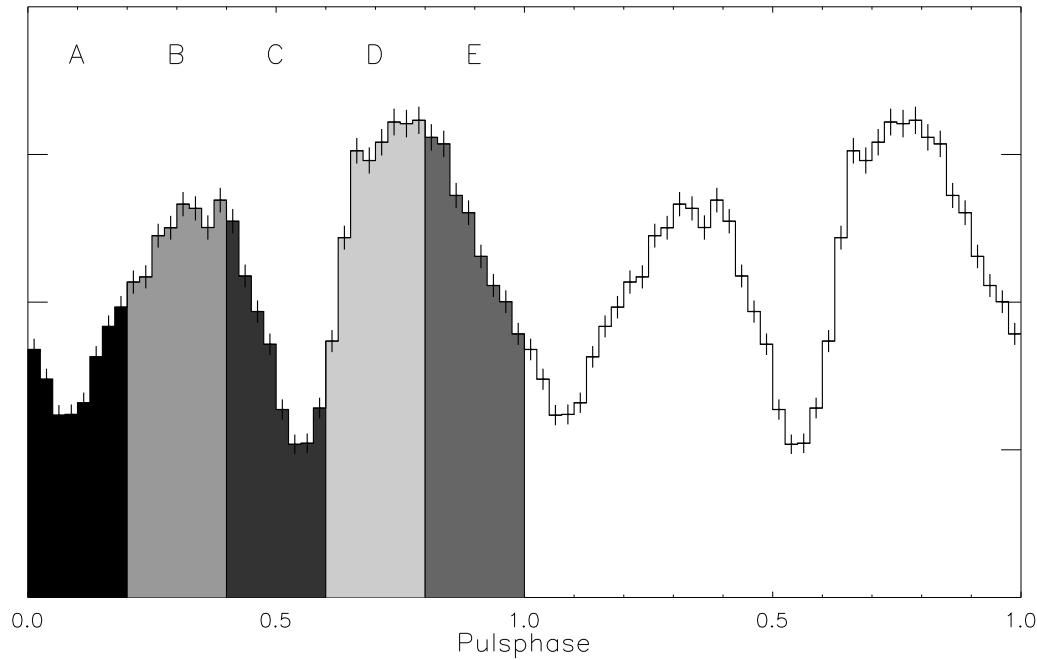


Abbildung 6.7: Einteilung der Phasenabschnitte für die Pulsphasenspektroskopie der Daten von A 0535+26.

Modell *	d	8./9. April					14. April				
		A	B	C	D	E	A	B	C	D	E
Expo	41	5.06	5.63	6.32	6.69	9.45	3.52	6.54	6.75	20.0	12.7
ThBr	40	25.8	27.7	30.2	40.7	32.3	22.7	19.0	12.8	14.6	15.6
CoLS	39	11.2	12.1	15.7	10.2	18.7	6.13	5.86	5.52	6.61	20.7
CoST	39	10.5	9.71	11.6	7.58	14.0	6.27	7.59	6.98	7.64	10.6
CoBB	39	7.96	8.32	9.97	9.69	13.8	5.43	6.14	5.68	5.52	8.10
PoExp	38	1.54	1.72	1.69	3.14	2.55	0.92	2.23	1.45	2.29	2.50

* siehe Tabelle 5.4, S.72

Tabelle 6.7: χ_{red}^2 -Ergebnisse der Anpassung verschiedener Modellspektren an die einzelnen phasenaufgelösten Spektren.

Die Anpassung von Modellspektren mit Zyklotronresonanzlinien bestätigte den Eindruck, daß der Verlauf des Kontinuums am besten durch ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall beschrieben wurde (siehe Tabelle 6.8). Die verschiedenen comptonisierten Spektren konnten vor allem in der Umgebung des spektralen Knicks den beobachteten Verlauf des Quellspektrums nicht angemessen beschreiben. Für die weiteren Untersuchungen, insbesondere der Variationen des Quellspektrums mit der Pulsphase, wurde deshalb alleine das Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall und Zyklotronresonanzlinien herangezogen.

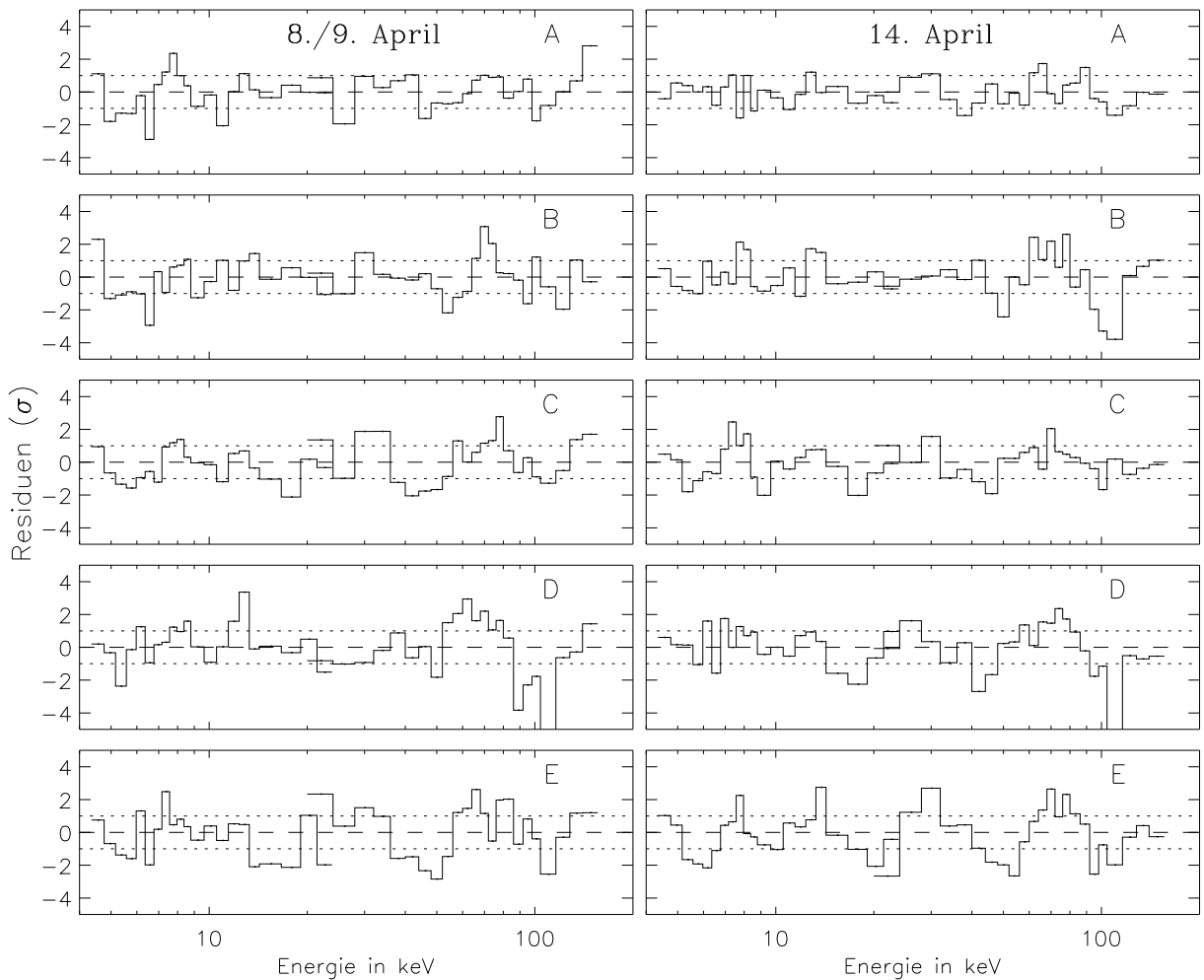


Abbildung 6.8: Verbleibende Residuen nach Anpassung eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Abfall an die phasenaufgelösten Spektren von A 0535+26.

Modell*	d	8./9. April					14. April				
		A	B	C	D	E	A	B	C	D	E
Expo & Zyklol.	37	3.23	3.62	2.67	7.15	5.07	2.57	4.83	4.74	13.0	9.71
CoLS & Zyklol.	35	2.12	1.35	8.19	1.96	14.1	3.17	2.72	2.94	3.44	3.22
CoST & Zyklol.	35	10.5	9.71	11.6	7.58	14.0	6.27	7.59	6.98	7.64	10.6
CoBB & Zyklol.	35	3.91	1.77	1.54	1.50	2.49	2.12	1.59	1.32	1.62	1.54
PoExp & Zyklol.	34	1.44	1.42	1.27	1.55	1.90	0.94	1.26	1.36	1.22	1.49

* siehe Tabelle 5.4, S.72

Tabelle 6.8: χ_{red}^2 -Ergebnisse der Anpassung verschiedener Modellspektren mit Zyklotronresonanzlinien an die phasengemittelten Daten der einzelnen Datensätze.

Erste Ergebnisse zeigten, daß sich trotz der sehr guten Zählratenstatistik die Linienparameter nicht unabhängig voneinander eingrenzen ließen. Die mäßige Energieauflösung der *HEXE*-Detektoren bewirkt, daß selbst bei einem fixierten Kontinuum Linienbreite und -amplitude kaum beschränkt sind, vorausgesetzt die andere Größe variiert entsprechend. Um zu vergleichbaren Ergebnissen der einzelnen Phasenabschnitte zu gelangen, wurde die Breite W der fundamentalen Linie (siehe Gleichung B.10, S.126) auf 2 keV fixiert, ein Wert, der mit allen Einzelergebnissen einer angepaßten Breite verträglich ist.

		8./9. April 1989				
	d	A	B	C	D	E
χ^2 (ohne Linien)	38	58.3	65.3	64.0	119.3	97.0
χ^2 (nur 1. Linie)	36	51.6	56.1	43.4	118.9	66.7
$\Rightarrow Q(F)$	36	10.9%	6.56%	0.09%	94.4%	0.117%
χ^2 (nur 2. Linie)	36	56.4	63.9	63.6	55.9	96.9
$\Rightarrow Q(F)$	36	53.9%	69.1%	89.2%	$1 \cdot 10^{-6}$	97.1%
χ^2 (beide Linien)	35	50.4	49.4	43.2	54.3	66.4
$\Rightarrow Q(F)$	35	15.6%	1.98%	0.29%	$4 \cdot 10^{-6}$	0.38%

		14. April				
	d	A	B	C	D	E
χ^2 (ohne Linien)	38	34.9	84.6	54.9	87.1	95.2
χ^2 (nur 1. Linie)	36	30.4	80.8	47.5	77.7	66.7
$\Rightarrow Q(F)$	36	8.34%	44.0%	7.15%	13.0%	0.17%
χ^2 (nur 2. Linie)	36	33.2	59.1	54.1	43.0	89.8
$\Rightarrow Q(F)$	36	39.2%	0.16%	76.8%	$3 \cdot 10^{-6}$	34.9%
χ^2 (beide Linien)	35	30.4	44.1	47.3	42.5	52.3
$\Rightarrow Q(F)$	35	17.9%	$4 \cdot 10^{-5}$	14.8%	$1 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 6.9: Ergebnisse des F -Tests für die Signifikanz einer verbesserten Übereinstimmung zwischen Modell und Daten nach Erweiterung eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Abfall um eine oder zwei Zyklotronresonanzlinien bei ~ 50 bzw. ~ 100 keV. $Q(F)$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Anpassung des jeweiligen erweiterten Modells nur zufällig besser ist als die des unmodifizierten Kontinuums.

In Tabelle 6.9 sind die Ergebnisse des F -Tests für die Verbesserung der Anpassung durch Zyklotronresonanzlinien dargestellt. Zusammen mit den in Tabelle 6.10 aufgeführten Parametern, die sich für ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall und Zyklotronresonanzlinien aus der Anpassung an die einzelnen phasenaufgelösten Spektren ergeben, erhält man folgende Aussagen:

- Im Gegensatz zu Vela X-1 unterscheidet sich die Form der phasenaufgelösten Spektren von A 0535+26 vor dem spektralen Knick nicht signifikant.
- Dagegen weist Phasenbereich D bei Energien jenseits ~ 25 keV ein signifikant härteres Spektrum auf als die anderen Bereiche.
- Die Anpassung des besten Kontinuumsspektrums — des Potenzgesetzes mit exponentiellem Abfall — verbessert sich für einen Teil der phasenaufgelösten Spektren mit einer Signifikanz $>99.9\%$, wenn das Kontinuum um Zyklotronresonanzlinien erweitert wird.

		8./9. April				
		A	B	C	D	E
Intens. bei 20 keV	I_{20}^*	64^{+5}_{-3}	74^{+4}_{-3}	63^{+4}_{-1}	66^{+6}_{-2}	70^{+4}_{-3}
Photonenindex	α	$1.3^{+0.1}_{-0.3}$	$1.4^{+0.1}_{-0.3}$	$1.3^{+0.1}_{-0.2}$	$1.1^{+0.2}_{-0.2}$	$1.2^{+0.1}_{-0.2}$
Abknickenergie [keV]	E_C	23^{+2}_{-3}	25^{+1}_{-2}	25^{+2}_{-3}	24^{+2}_{-3}	24^{+2}_{-2}
Faltungsenergie [keV]	E_F	20^{+2}_{-2}	21^{+1}_{-2}	19^{+2}_{-1}	24^{+2}_{-2}	21^{+1}_{-2}
Wasserstoffsäulendichte	N_H^\dagger	14^{+5}_{-11}	15^{+4}_{-9}	13^{+5}_{-7}	8^{+6}_{-8}	9^{+6}_{-6}
Linienzentrum [keV]	E_L	$49^{+\infty}_{-10}$	52^{+6}_{-6}	43^{+9}_{-3}	52^{+9}_{-4}	44^{+6}_{-2}
Amplit. der 1. Linie	A_1	$0.2^{+0.4}_{-0.2}$	$0.4^{+0.4}_{-0.3}$	$0.2^{+0.4}_{-0.1}$	$0.1^{+0.3}_{-0.1}$	$0.3^{+0.3}_{-0.1}$
Amplit. der 2. Linie	A_2	$0.5^{+6.5}_{-0.5}$	$1.3^{+6.2}_{-1.3}$	$0.0^{+2.1}_{-0.0}$	$3.9^{+14}_{-2.3}$	$0.1^{+3.9}_{-0.1}$
Intensität der Fe-Linie	I_{Fe}^*	0^{+24}_{-0}	0^{+16}_{-0}	0^{+23}_{-0}	4^{+33}_{-4}	0^{+33}_{-0}

		14. April				
		A	B	C	D	E
Intens. bei 20 keV	I_{20}^*	42^{+4}_{-2}	56^{+5}_{-2}	44^{+4}_{-2}	53^{+3}_{-1}	56^{+1}_{-3}
Photonenindex	α	$1.1^{+0.2}_{-0.2}$	$1.4^{+0.1}_{-0.3}$	$1.4^{+0.1}_{-0.2}$	$1.2^{+0.1}_{-0.3}$	$1.1^{+0.3}_{-0.3}$
Abknickenergie [keV]	E_C	24^{+3}_{-3}	23^{+2}_{-3}	23^{+2}_{-3}	21^{+3}_{-3}	18^{+5}_{-3}
Faltungsenergie [keV]	E_F	18^{+1}_{-2}	22^{+3}_{-2}	20^{+2}_{-2}	25^{+3}_{-3}	21^{+3}_{-2}
Wasserstoffsäulendichte	N_H^\dagger	7^{+9}_{-7}	15^{+7}_{-9}	14^{+5}_{-8}	9^{+5}_{-9}	4^{+9}_{-4}
Linienzentrum [keV]	E_L	$36^{+\infty}_{-\infty}$	51^{+5}_{-3}	$40^{+\infty}_{-8}$	57^{+13}_{-6}	50^{+2}_{-4}
Amplit. der 1. Linie	A_1	$0.2^{+0.4}_{-0.2}$	$0.5^{+0.5}_{-0.4}$	$0.2^{+0.3}_{-0.2}$	$0.0^{+0.4}_{-0.0}$	$0.7^{+0.4}_{-0.3}$
Amplit. der 2. Linie	A_2	$0^{+\infty}_{-0}$	$6.4^{+14}_{-4.7}$	$0^{+\infty}_{-0}$	$7.1^{+\infty}_{-5.5}$	$1.9^{+4.5}_{-1.7}$
Intensität der Fe-Linie	I_{Fe}^*	0^{+25}_{-0}	1^{+34}_{-1}	1^{+23}_{-0}	0^{+22}_{-0}	2^{+18}_{-0}

*in 10^{-3} Photonen / $\text{cm}^2 \text{ sec keV}$

†in 10^{22} pro cm^2

Tabelle 6.10: Ergebnisse der Anpassung eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Abfall und Zyklotronresonanzlinien, modifiziert durch interstellare Absorption und eine in Lage und Breite fixierte Eisenlinie, an die phasenaufgelösten Spektren der beiden Zeitblöcke.

- Die relative Stärke und Signifikanz der beiden im Modell berücksichtigten Zyklotronresonanzlinien variiert deutlich über die Pulsphase, aber auch etwas zwischen den einander entsprechenden Spektren der beiden Datensätze. So ist für Phasenbe-

reich D, der die ansteigende Flanke und das Maximum des 'harten' Pulses umfaßt, die Linie bei ~ 100 keV stark ausgeprägt mit einer Signifikanz nach dem F -Test von $> 99.999\%$ in beiden Datensätzen. Dagegen ist für Phasenbereich E, der der abfallenden Flanke des Pulses entspricht, nur die Linie bei ~ 50 keV signifikant. Im Falle von Phasenbereich B ist nach den Daten vom 8./9. April die erste Linie signifikanter und nach den Daten vom 14. April die zweite.

- In den Phasenbereichen B und D, die jeweils die Pulsmaxima umfassen, scheinen die Linienstrukturen am stärksten ausgeprägt zu sein. Die Zählratenstatistik erlaubt allerdings keine sichere Aussage über die Variation der Linienamplituden mit der Pulsphase.
- Tendenziell liegen die Werte für die Zyklotronenergie in den Pulsen höher als in den Zwischenpulsbereichen. Nimmt man die Ergebnisse beider Datensätze zusammen, sind aber alle Werte verträglich mit $E_{\text{cyc}} = 50$ keV. Wie weiter unten (S. 110) ausgeführt wird, spräche die beobachtete Tendenz für eine *pencil beam* Emissionsgeometrie.
- Nach Gleichung 2.17 beträgt die erwartete Variation der fundamentalen Linie maximal ~ 5 keV. Nachdem die Unsicherheiten in der Lage der Linie etwa gleich groß sind, kann eine eventuelle Variation mit der Pulsphase nicht sinnvoll untersucht werden.

6.7 Zusammenfassung

Der *transient* A 0535+26 wurde während eines Riesenausbruchs im April 1989 von den Instrumenten *HEXE* und *TTM* gleichzeitig beobachtet. Die Auswertung der gemeinsamen Daten ermöglichte die Analyse von pulsphasengemittelten und -aufgelösten Röntgenspektren des Pulsars im Energiebereich 4–200 keV. Im Vergleich der drei Beobachtungstage erwiesen sich die Ergebnisse der ersten beiden, aufeinanderfolgenden Tage als so ähnlich, daß diese zu einem Datensatz zusammengefaßt wurden. Bis zum dritten Satz von Beobachtungen, fünf Tage später, war der Gesamtfluß um $\sim 30\%$ zurückgegangen, der gepulste Anteil der Emission und die Form des Spektrums dagegen fast gleich geblieben.

Wie der Vergleich der Lichtkurven mit den mittleren Pulsprofilen (siehe Abbildung 6.5, S.101) zeigt, variiert die Emission von A 0535+26 auf kurzen Zeitskalen scheinbar chaotisch. Untersuchungen des Spektralverhaltens kurzer Zeitabschnitte fanden keinen Hinweis auf Korrelationen zwischen Röntgenfluß und spektraler Form auf diesen Zeitskalen.

Die Analyse der phasengemittelten Spektren der beiden Datensätze ergab, daß sich diese durch kein Modellspektrum angemessen beschreiben ließen, auch dann, wenn Zyklotronresonanzlinien in den Modellen berücksichtigt wurden. Nachdem schon die Untersuchung der Pulsprofile ein signifikant härteres Spektrum des einen Pulses an-

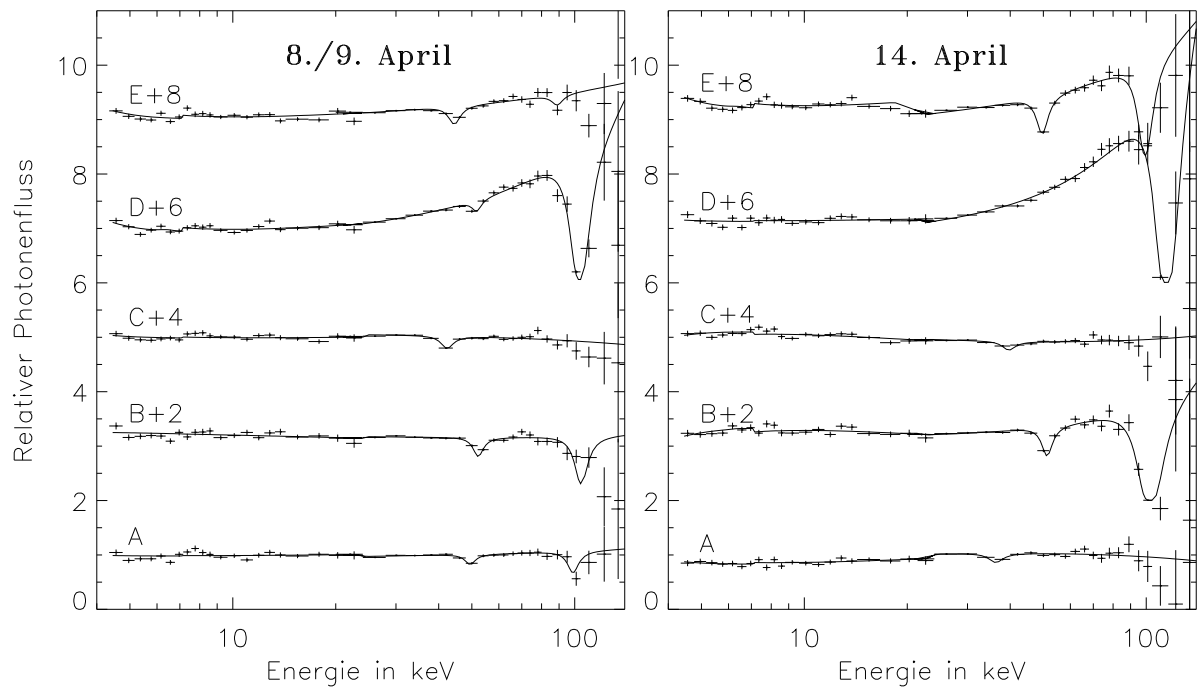


Abbildung 6.9: Vergleich der Photonenspektren für die verschiedenen phasenaufgelösten Spektren von A 0535+26. Um die spektralen Unterschiede hervorzuheben, wurden die Spektren durch das mittlere Kontinuumsspektrum der Phasenbereiche A–C geteilt.

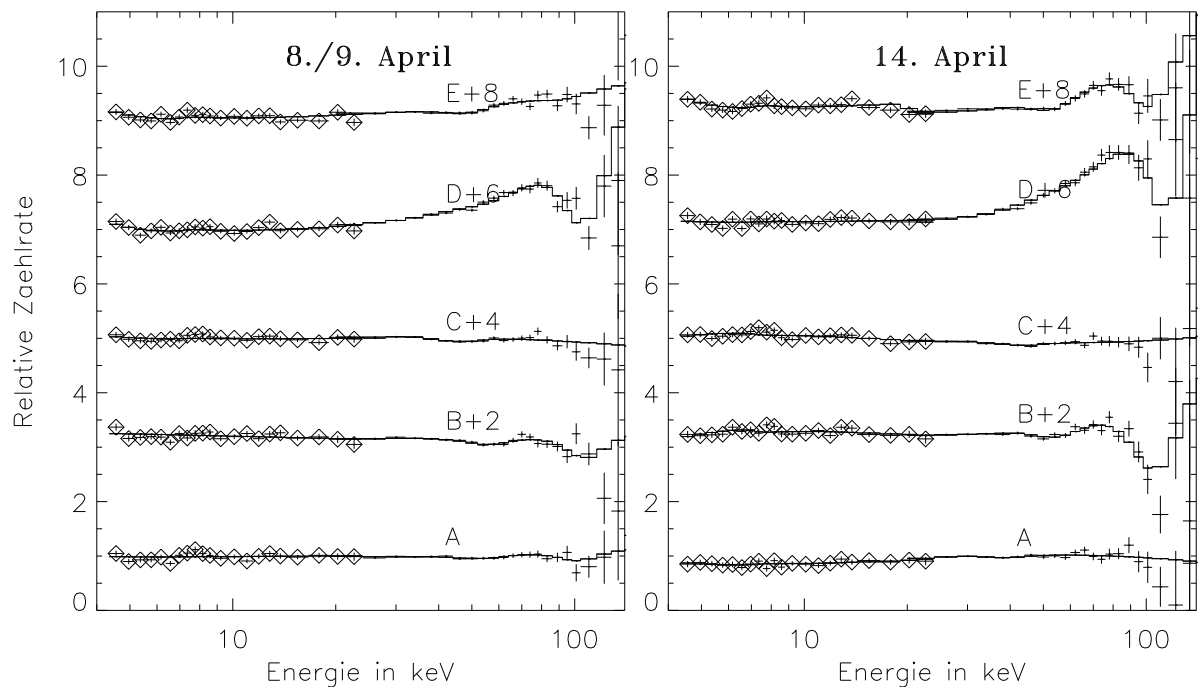


Abbildung 6.10: Dieselben Spektren, gefaltet mit den Responsematrizen, im direkten Vergleich mit den gemessenen Zählraten. Wie oben wurden alle Daten durch das gefaltete mittlere Kontinuumsspektrum geteilt.

gezeigt hatte, konzentrierten sich die spektralen Untersuchungen auf pulsphasenaufgelöste Spektren.

Im Vergleich der Vielzahl theoretischer Modellspektren schälte sich ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall mit dem Abknickpunkt bei 20–25 keV als einziges Kontinuumsmodell heraus, das auch ohne Modifikationen einen Teil der phasenaufgelösten Spektren angemessen beschreiben konnte. Auch nach Hinzunahme von zwei gekoppelten Zyklotronresonanzlinien ergab dieses Kontinuum insgesamt die geringsten Abweichungen zwischen Modell und Datenpunkten.

Die Anpassung zwischen dem exponentiell abfallenden Potenzgesetz und den Daten verbessert sich für die Mehrheit der Spektren signifikant, wenn das Modell um zwei gekoppelte Zyklotronresonanzlinien bei ~ 50 keV und ~ 100 keV erweitert wird. Ausgehend von $E_{\text{cyc}} = 50$ keV beträgt das Magnetfeld des Neutronensterns demnach $B \approx 4.3 \cdot 10^8$ T (siehe Gleichung 2.16, S.21). Die relative Signifikanz der beiden Linien variiert mit der Pulsphase und auch zwischen den beiden untersuchten Datensätzen. Während in der ansteigenden Flanke des 'harten' Pulses vor allem die Linie bei ~ 100 keV in Erscheinung tritt, ist in der abfallenden Flanke nur die fundamentale Linie signifikant.

Trotz der grundsätzlich sehr guten Zählratenstatistik lassen der im Hochenergiebereich steil abfallende Verlauf der Spektren und die Vielzahl der sich wechselseitig beeinflussenden Parameter im Modell keine klare Aussage über Variationen der Linienparameter mit der Pulsphase zu. Tendenziell liegen die beobachteten Zyklotronenergien in den Pulsen etwas höher und die Linienstrukturen erscheinen ausgeprägter. Nach Gleichung 2.17 nimmt die beobachtete Zyklotronenergie mit zunehmendem Winkel zwischen Magnetfeld und Bewegungsrichtung der Photonen ab. Ist die Zyklotronenergie im Pulsmaximum am höchsten, spricht das für eine *pencil beam* Emissionsgeometrie (siehe Abbildung 2.9, S.20) an den Polen des Pulsars. Angesichts der prinzipiell großen Unsicherheiten, aus Pulsprofilen und Spektren eines Röntgenpulsars Rückschlüsse auf dessen Emissionscharakteristik zu ziehen (siehe Abschnitt 2.5.2, S.24), wäre wohl auch jede detailliertere Aussage spekulativ.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Durch die Kombination gemeinsamer Beobachtungen der Instrumente *HEXE* und *TTM* konnten zum ersten Mal über den breiten Energiebereich von 2–200 keV hinweg zeitgleich gewonnene Beobachtungsdaten des windakkretierenden Röntgenpulsars Vela X-1 und des *Be-transients* A 0535+26 ausgewertet werden. Der Schwerpunkt der Analyse lag in der Analyse der Röntgenspektren beider Quellen; aufgrund des breiten beobachteten Energiebereichs waren die möglichen Ergebnisse deutlich enger eingeschränkt als bei früheren Untersuchungen. Ein weiterer wichtiger Punkt war die Analyse der Lichtkurven und der sich daraus ergebenden Pulsprofile. Diese Untersuchungen wurden aufgrund der instrumentellen Möglichkeiten vorwiegend anhand der Beobachtungsdaten des *HEXE*-Instruments durchgeführt.

Die Art und Weise des Materieübertrags vom jeweiligen Begleiter läuft in den beiden Systemen recht verschieden ab. Dagegen weisen die beobachteten Charakteristika der Röntgenemission im Energiebereich 2–200 keV, die hauptsächlich die physikalischen Eigenschaften an den Magnetpolen widerspiegeln, eine große Zahl von Übereinstimmungen auf. In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der Untersuchungen noch einmal kurz vergleichend zusammengefaßt und einige Ansätze für zukünftige Arbeiten vorgestellt, die die in dieser Arbeit geleistete Analyse fortsetzen und erweitern können.

7.1 Lichtkurven und Pulsprofile

7.1.1 Kurzzeitvariationen

Beide Quellen weisen ‘flackernde’ Lichtkurven mit starken Puls-zu-Puls Variationen auf (vergleiche Abbildung 5.4, S. 69 und Abbildung 6.5, S. 101). Aus hinreichend vielen ($\gtrsim 10$) dieser sehr unterschiedlichen Einzelpulse ergibt sich dann aber wieder ein stabiles mittleres Pulsprofil. Das Spektrum von Abschnitten der Einzelpulse kann signifikant vom mittleren Spektrum des entsprechenden Pulsphasenabschnitts abweichen. Es ergab sich aber keine Korrelation zwischen Röntgenfluß und spektraler Härte.

Eine mögliche Deutung dieser Ergebnisse ist, daß in beiden Quellen die Akkretion auch auf kurzen Zeitskalen stark ungleichmäßig verläuft, so daß verschiedene Abschnitte der Lichtkurven, selbst bei gleicher Phasenlage in Bezug auf die Rotation der Quelle, verschiedene Bedingungen im Emissionsgebiet widerspiegeln. Erst aus

dem relativ stabilen mittleren Emissionsmuster, das aus der Überlagerung der zufällig streuenden Einzelpulse entsteht, lassen sich demnach Rückschlüsse auf die allgemeinen Eigenschaften des Emissionsgebiets ziehen. Eine allgemeine Änderung der Akkretionsrate — wie sie besonders während des Ausbruchs eines *transients* zu beobachten ist — wird sich natürlich auch auf das mittlere Emissionsmuster auswirken. Ein Beispiel ist die Entwicklung von A 0535+26 während eines Ausbruchs, wie sie sich bei der Analyse der Daten in dieser Arbeit abzeichnet und für den Riesenausbruch von 1994 anhand von *OSSE*-Beobachtungen eindeutig demonstriert wurde (Maisack et al. 1996a).

Eine eingehende Untersuchung der Kurzzeitvariationen in den Lichtkurven der beiden Röntgenpulsare steht bis heute noch aus. In Zusammenarbeit mit Michael König am hiesigen Institut soll in der näheren Zukunft versucht werden, die Abweichungen der Lichtkurven vom jeweiligen mittleren Pulsprofil zu analysieren. Üblicherweise wird zur Analyse von Zeitvariationen das Fourier- oder das *Power-Density*-Spektrum im Frequenzraum auf seine Eigenschaften hin untersucht, und daraus werden dann soweit möglich physikalische Parameter abgeleitet. Die für die zukünftige Untersuchung geplante Alternative ist die Modellierung der Lichtkurvenvariationen durch einen **Autoregressiven Prozeß** (siehe z.B. Timmer 1995).

Ein Erklärungsmodell für das Auftreten eines solchen Prozesses ist die Überlagerung einzelner Lichtblitze mit exponentiell abfallenden Helligkeiten, deren Zeitpunkt und Amplitude zufällig sind, die aber alle die gleiche Zerfallskonstante haben. Diese Lichtblitze fänden eine einfache Erklärung in der oben angesprochenen 'klumpigen' Akkretion. Die einheitliche Zeitkonstante entspränge in diesem Modell der charakteristischen Kühlungszeit einzelner Plasmaklumpen. Beim derzeitigen Stand der Untersuchungen kann aber noch keine Aussage gemacht werden, ob ein solches Modell stichhaltig ist oder nicht.

7.1.2 Emissionsgeometrie

Wie in den entsprechenden Abschnitten ausgeführt wurde, zeigen die mittleren Pulsprofile beider Quellen deutliche Änderungen mit der Energie (siehe Abbildung 5.3, S. 68 und Abbildung 6.3, S. 99). Aufgrund der relativ geringen Empfindlichkeit des *TTM* Detektors ließen sich leider keine neuen Aussagen über das Verhalten unterhalb ~ 20 keV gewinnen. Oberhalb davon ist zumindest für A 0535+26 eine deutlich unterschiedliche Entwicklung der beiden Pulse mit der Energie zu beobachten.

Wie in Abschnitt 2.5.2 dargelegt wurde, müßte ein realistisches Modell der Emissionscharakteristik akkretierender Röntgenpulsare eine Vielzahl sehr komplexer, einander teilweise beeinflussender Größen berücksichtigen: Die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen möglichen Strahlungsprozesse sind komplizierte Funktionen der Energie, des Einfallswinkels und des Elektronenspins; das einfallende relativistische Plasma streut die emittierte Strahlung und verändert so die Emissionscharakteristik, während es selbst durch diese Streuprozesse gebremst wird, und schließlich spielt auch noch die

gravitative Krümmung der Lichtwege eine wichtige Rolle bei der Abbildung des Emissionsmusters für den Betrachter. Die bisherigen Versuche, die Emissionscharakteristik akkretierender Röntgenpulsare zu modellieren, geschahen deshalb stets unter vereinfachenden Annahmen, die die Aussagekraft der Ergebnisse stark beschränken, insbesondere wenn die gravitative Lichtkrümmung vernachlässigt wurde.

Bei dem derzeitigen Stand der Erkenntnis scheint der Ansatz der Abteilung Theoretische Astrophysik hier in Tübingen erfolgsversprechender zu sein, der versucht, von den beobachteten Pulsprofilen ausgehend unter Berücksichtigung der relativistischen Effekte die Eigenschaften der Emissionsregionen zu ermitteln (siehe Abschnitt 2.5.2, S.26). Dieser Ansatz wurde bisher schon mit einigem Erfolg auf die Daten der Röntgenpulsare Cen X-3 (Kraus et al. 1995) und Her X-1 (Kunz 1996) angewandt. Eine entsprechende Analyse der vorliegenden Pulsprofile von A 0535+26 ist für die Zukunft geplant. Die erwarteten Einschränkungen der möglichen Emissions- und Beobachtungsgeometrien werden dann den dringend notwendigen Rahmen für den Vergleich mit physikalischen Modellen (s.u.) liefern.

7.2 Spektren

7.2.1 Verlauf der Kontinua

Die spektrale Analyse ergab für beide Quellen, daß das Kontinuum sowohl der phasengemittelten, wie der phasenaufgelösten Spektren am besten durch das 'klassische' Spektralmodell für akkretierende Röntgenpulsare beschrieben wird — das phänomenologische Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall. 'Physikalischere' Spektralmodelle, wie die verschiedenen Varianten comptonisierter Spektren, beschrieben das erstmals gemeinsam beobachtete Breitbandkontinuum weniger gut. Die bei der Berechnung dieser Modellspektren verwendeten idealisierten Konfigurationen treffen offenkundig die realen Bedingungen in den Quellen nicht hinreichend genau, um Daten mit guter Beobachtungsstatistik angemessen zu beschreiben.

Bei beiden Quellen wurden signifikante Variationen des Kontinuumsspektrums mit der Pulsphase festgestellt, allerdings in unterschiedlichen Bereichen des Spektrums. Vela X-1 weist deutliche Variationen unterhalb des spektralen Knicks bei ~ 20 keV auf, A 0535+26 dagegen erst oberhalb, im exponentiell abfallenden Teil des Spektrums. Ob diese Variationen auf Unterschiede der physikalischen Bedingungen in den Emissionsregionen zurückzuführen sind, oder auf das oben angesprochene komplexe Zusammenspiel der verschiedenen Faktoren zurückgeht, kann nach dem derzeitigen Stand des Wissens nicht entschieden werden.

7.2.2 Zyklotronlinien

Der Vergleich der Beobachtungsdaten mit theoretischen Modellspektren ergab für beide Quellen deutliche Hinweise auf Zyklotronresonanzlinien in den Röntgenspektren. A 0535+26 weist statistisch sehr signifikante Linienstrukturen bei ~ 50 und ~ 100 keV auf; Vela X-1 mit geringerer Signifikanz bei ~ 23 und ~ 45 keV. Die Ergebnisse der Untersuchungen für Vela X-1 werden allerdings untermauert durch die gute Übereinstimmung mit der unabhängig erfolgten Analyse von *Ginga*-Beobachtungen durch Mihara (1995).

Die Pulsphasenspektroskopie ergab, daß für Vela X-1 die Linienstrukturen nur in einem der beiden Pulse signifikant in Erscheinung treten. Demzufolge können auch keine signifikanten Variationen der Linienparameter mit der Pulsphase bestimmt werden. Der sehr helle *transient* A 0535+26 weist eine deutlich bessere Beobachtungsstatistik auf, trotzdem ist auch für diese Quelle keine gesicherte Aussage über Variationen der Linienparameter mit der Pulsphase möglich. Die Ursachen liegen vor allem in der wechselseitigen Beeinflussung des variablen Kontinuums und der Linienstrukturen, sowie in der Schwierigkeit, im Energiebereich jenseits der Harmonischen bei ~ 100 keV signifikante Datenpunkte zu erhalten. Tendenziell sprechen die Variationen für eine *pencil beam* Emissionsgeometrie an den Magnetpolen von A 0535+26 (siehe Abschnitt 6.7, S.110).

Abgesehen von den Schwierigkeiten, sichere Aussagen über die Variationen der Parameter zu erhalten, leidet die Interpretation der Beobachtungsergebnisse bislang auch unter der phänomenologischen Behandlung der Zyklotronresonanzlinien. Eine Alternative hierzu bietet sich durch Arbeiten von Araya & Harding (1996). Diese berechnen die Propagation von Röntgenphotonen in einem dreidimensionalen Monte-Carlo-Modell, das relativistische Wechselwirkungsquerschnitte bis zur vierten Ordnung unter Berücksichtigung quantenelektrodynamischer Effekte verwendet. Im Rahmen dieses Modells werden die erwarteten Spektren für einen Zylinder oder eine flache Scheibe als Emissionsgebiet und für verschiedene Intervalle des Winkels θ zwischen der Beobachtungsrichtung und dem Magnetfeld berechnet. Als Initialverteilung der Photonen wird das experimentell bestimmte Kontinuum angesetzt, es findet keine selbstkonsistente Modellierung der Strahlungsprozesse in der Emissionsregion statt. Dieses Monte-Carlo-Modell wurde zuerst auf das von *OSSE* bestimmte phasengemittelte Spektrum während des Riesenausbruchs vom Februar 1994 angewandt. Eine Modellierung der von *HEXE* gewonnenen Daten ist derzeit in Arbeit. Besonders interessant ist dabei der Vergleich mit den für *HEXE* vorliegenden pulsphasenaufgelösten Daten, da diese nicht über einen großen Winkelbereich gemittelt sind.

In Abbildung 7.1 sind vorläufige Ergebnisse einer solchen Rechnung im Vergleich mit dem in dieser Arbeit verwendeten phänomenologischen Modellspektrum dargestellt. Die Unterschiede zwischen den Monte-Carlo-Spektren, in denen die vorgegebenen Kontinuumsphotonen durch resonante Streuprozesse zu anderen Energien hin umverteilt werden, und dem analytischen Resonanzlinienspektrum, in dem de facto gegenüber dem Kontinuumsverlauf Photonen einfach 'entfernt' wurden, sind offenkun-

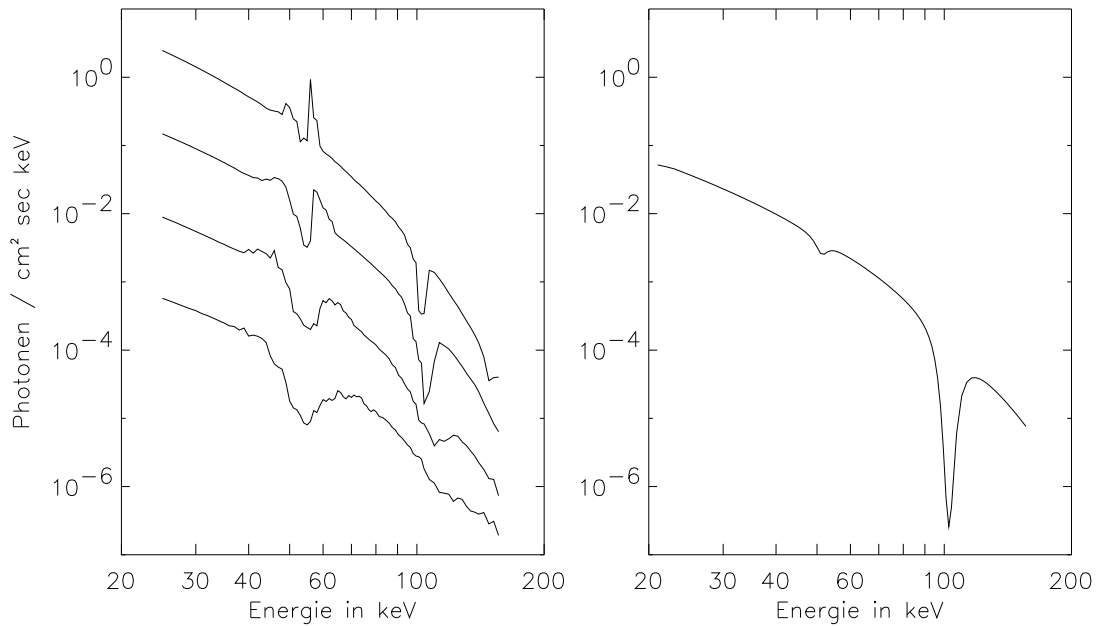


Abbildung 7.1: Vergleich verschiedener theoretischer Modellspektren nach Araya & Harding (1996) (links) mit einem phänomenologischen Modellspektrum (rechts), wie es in dieser Arbeit verwendet wurde. Die Monte-Carlo-Spektren (Araya priv. comm.) sind willkürlich skaliert, von oben nach unten nimmt der Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Magnetfeld ab. Den Rechnungen liegt eine zylindrische Emissionsgeometrie zugrunde.

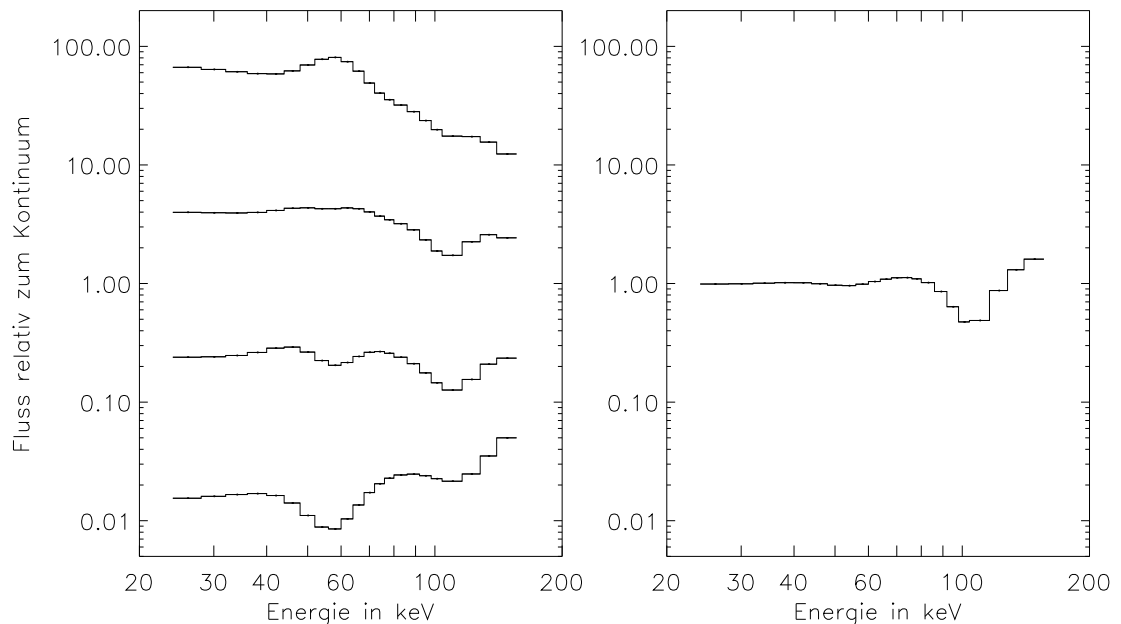


Abbildung 7.2: Vergleich der aus den obigen theoretischen Spektren resultierenden Zählratenspektren, jeweils dividiert durch das Zählratenspektrum des entsprechenden Kontinuums, um die beobachtbaren Strukturen hervortreten zu lassen.

dig. Abbildung 7.2 zeigt darunter die Quotientenspektren, die sich ergeben, wenn die theoretischen Photonenspektren mit den *HEXE*-Responsematrizen gefaltet werden, die Kanäle realistisch zusammengefaßt werden und das resultierende Zählratenspektrum schließlich durch das entsprechende Spektrum einer Kontinuumsfunktion ohne Linien geteilt wird. Auch wenn die feineren Details der Monte-Carlo-Spektren von den *HEXE*-Detektoren nicht aufgelöst werden können, demonstriert Abbildung 7.2, daß mit den vorliegenden Mitteln grundsätzlich zwischen den Ergebnissen der theoretischen Rechnungen unterschieden werden kann.

Als Ergebnis dieser Untersuchungen kann ein besseres Verständnis der möglichen Linienstrukturen und ihrer Auswirkungen auf die beobachtbaren Kanalspektren erwartet werden. Wie Abbildung 7.2 zeigt, kann man prinzipiell auch die möglichen Emissionsgeometrien einschränken und so die Ergebnisse der oben beschriebenen geometrischen Analyse ergänzen. Alles in allem steht zu hoffen, daß die in dieser Arbeit geleistete Datenanalyse als Grundlage theoretischer Modellierung am Ende eine bislang unerreichte Präzisierung unseres Bildes dieser Röntgenquelle liefert.

Die Fortschritte der Modellierung sind allerdings recht langsam. Beim derzeitigen Stand der Berechnungen gibt es noch keine befriedigende Übereinstimmung der Monte-Carlo-Modelle mit den Beobachtungsdaten, und die Berechnung eines Satzes von Modellspektren beschäftigt eine Workstation mehrere *Wochen* lang. Eine echte Anpassung der Modellparameter, wie für die in dieser Arbeit verwendeten Spektralmodelle, ist demnach völlig impraktikabel. Ein Ziel der theoretischen Arbeit muß es daher sein, die Kluft zwischen rein phänomenologischen, aber rasch berechenbaren Modellfunktionen und physikalisch exakteren, aber in absehbarer Zukunft kaum praktisch nutzbaren Monte-Carlo-Modellen zu schließen. Eine öfters genutzte Möglichkeit ist die Berechnung der Ergebnisse eines (Hyper-)Gitters im Parameterraum; Zwischenwerte können dann — mehr oder weniger exakt — interpoliert werden. Sehr interessant wäre auch der Versuch, erweiterte Modellfunktionen zu finden, die die Ergebnisse der aufwendigen Modelle näherungsweise beschreiben und deren Parameter angepaßt werden können. Den Fortschritten in der Menge und Qualität der Beobachtungsdaten stehen derzeit keine entsprechenden Verbesserungen der Modelle gegenüber, die erst die physikalische Interpretation der vielfältigen beobachteten Effekte erlauben würden.

7.3 Zukünftige Beobachtungen

Die beiden in dieser Arbeit untersuchten Quellen zählen zu den 'klassischen' Objekten für Röntgenastronomen und werden sicher auch in Zukunft häufig das Ziel entsprechender Beobachtungen sein. Für die erste Beobachtungsphase des Röntgensatelliten *XTE*, der am 30. Dezember 1995 ins All gebracht wurde, sind bereits Beobachtungsvorschläge für beide Quellen akzeptiert worden, insgesamt 30 ksec Beobachtungszeit für Vela X-1 (PI P. Kretschmar, Tübingen) und mindestens 100 ksec — je nach Stärke des beobachteten Ausbruchs — für A 0535+26 (PI W. Heindl, San Diego). *XTE* verfügt über

ein Vielfaches der effektiven Detektorfläche von *HEXE* und *TTM* im Bereich bis 60 keV und immerhin noch über die doppelte Fläche der *HEXE* bei höheren Energien. Die geplanten Beobachtungen sollten also ausreichen, um die Frage, ob und welche Linien in den Spektren auftreten, zweifelsfrei zu klären. Simulationen mit dem *XSPEC* Paket ergaben, daß Zyklotronresonanzlinien mit den in dieser Arbeit gewonnenen Parametern innerhalb weniger 100 Sekunden signifikant in den *XTE*-Spektren nachzuweisen wären; die Beobachtungen sollten also außerdem erlauben, Variationen auf kürzeren Zeitskalen zu untersuchen.

Unabhängig vom spezifischen Instrument ist es wichtig, bei zukünftigen Messungen hinreichend lange Beobachtungssequenzen zu planen, um trotz der starken Puls-zu-Puls Variationen das mittlere Emissionsmuster der jeweiligen Quelle sicher bestimmen zu können. Für langperiodische Quellen wie die in dieser Arbeit untersuchten Röntgenpulsare ist deshalb die sichere Detektion des Quellspektrums nicht das einzige relevante Entscheidungskriterium für die benötigte Dauer einer Einzelbeobachtung.

Wie in Abbildung 7.2 demonstriert wurde, läßt sich auch mit der systembedingt schlechten Energieauflösung der heute üblichen Detektoren zwischen verschiedenen theoretischen Voraussagen unterscheiden. Die Untersuchung der in den Modellen sich abzeichnenden Feinstrukturen wird allerdings den Einsatz von Detektoren mit deutlich besserer Energieauflösung erfordern. Es steht zu erwarten, daß uns zukünftige Beobachtungen dieser hochinteressanten Prozesse unter extremen physikalischen Bedingungen, weit jenseits jeder Möglichkeit einer Untersuchung im irdischen Labor, noch viele Überraschungen bringen werden.

Anhang A

Statistische Methoden

Im folgenden sollen einige spezielle statistische Konzepte und Verfahren kurz vorgestellt werden, die in dieser Arbeit immer wieder verwendet wurden. Genauere Darstellungen finden sich vor allem in Lampton et al. (1976) und Bevington & Robinson (1992).

A.1 Poisson- und Normalverteilung

Die statistischen Fluktuationen der Zählraten in Röntgendetektoren folgen der **Poissonverteilung**. Im üblichen Fall hinreichend großer Zählraten kann diese durch die mathematisch einfacher zu behandelnde **Normalverteilung** oder **Gaußverteilung** mit der Standardabweichung $\sigma = \sqrt{N}$ sehr gut angenähert werden; N ist dabei die Zahl der Ereignisse im betrachteten Bin (Energiekanal, Zeitabschnitt, ...). Alle in den folgenden Abschnitten vorgestellten Verfahren basieren auf dieser Voraussetzung.

A.2 Die χ^2 -Statistik

Eine Reihe von Meßwerten y_i in N Intervallen — wie zum Beispiel ein Pulsprofil oder ein Zählratenspektrum — kann mittels der χ^2 -Statistik (Pearson-Statistik) mit einem Modell der erwarteten Meßwerte m_i verglichen werden:

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - m_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (\text{A.1})$$

σ_i^2 ist die Varianz des Meßwerts y_i , für poissonverteilte Datenpunkte gilt $\sigma_i^2 = y_i$.

Für eine korrekte Hypothese — ein passendes Modell mit richtig gewählten Parametern — und statistisch um die wahren Werte verteilten Datenpunkten ist der Mittelwert der Summenglieder gleich Null und die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Summe ist die χ^2 -Verteilung mit N Freiheitsgraden:

$$P_x(x^2; N) = \frac{(x^2)^{(N-2)/2} e^{-x^2/2}}{2^{N/2} \Gamma(N/2)} \quad (\text{A.2})$$

Minimiert man die Funktion durch Variation von p Parametern, dann ist das Minimum χ_{\min}^2 ebenfalls χ^2 -verteilt, allerdings mit $N - p$ Freiheitsgraden (Lampton et al. 1976).

Die integrale Wahrscheinlichkeit, daß ein Wert $\chi^2 \geq \chi_0^2$ zufällig zustande gekommen ist, ergibt sich durch Integration:

$$P_{\chi^2}(\chi_0^2; N) = \int_{\chi_0^2}^{\infty} P_x(x^2; N) dx^2. \quad (\text{A.3})$$

Umgekehrt kann man für ein bestimmtes **Konfidenzniveau** $C = 1 - P_{\chi^2}$ einen Wert für χ^2 bestimmen, oberhalb dessen eine Hypothese mit der Wahrscheinlichkeit C verworfen werden kann.

Oft wird statt χ^2 auch das sogenannte **reduzierte** χ^2

$$\chi_{\text{red}}^2 \equiv \frac{\chi_{\min}^2(N, p)}{N - p} \quad (\text{A.4})$$

angegeben, dabei ist N die Zahl der Datenpunkte, p die Zahl der frei justierbaren Parameter der Modellfunktion. Eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und Meßwerten führt zu $\chi_{\text{red}}^2 \lesssim 1$.

p	Konfidenzniveau				
	1.0σ	1.64σ	2.0σ	2.58σ	3.29σ
	68.27%	90.0%	95.45%	99.0%	99.9%
1	1.0000	2.7055	4.0000	6.6349	10.8276
2	2.2957	4.6052	6.1801	9.2103	13.8155
3	3.5267	6.2514	8.0249	11.3449	16.2663
4	4.7195	7.7794	9.7156	13.2767	18.4669
5	5.8876	9.2364	11.3139	15.0863	20.5150
6	7.0384	10.6446	12.8488	16.8119	22.4578
7	8.1762	12.0170	14.3371	18.4753	24.3219
8	9.3039	13.3616	15.7891	20.0902	26.1245
9	10.4234	14.6837	17.2118	21.6660	27.8772
10	11.5360	15.9872	18.6103	23.2093	29.5883
11	12.6428	17.2750	19.9884	24.7250	31.2642
12	13.7447	18.5493	21.3488	26.2170	32.9095
13	14.8421	19.8119	22.6939	27.6883	34.5282
14	15.9358	21.0641	24.0254	29.1412	36.1233
15	17.0260	22.3071	25.3448	30.5779	37.6973

Tabelle A.1: χ^2 -Werte für p Freiheitsgrade und ausgewählte Konfidenzniveaus

A.3 Konfidenz-Konturen

Im allgemeinen ist man nach der Anpassung einer Modellfunktion nicht nur an den Werten der einzelnen Parameter für die beste Anpassung interessiert, sondern auch an einer Abschätzung der möglichen Variationen in den einzelnen Modellgrößen.

Für p gleichzeitig variierende Parameter, deren wahre Werte mit einer Wahrscheinlichkeit C oder größer innerhalb des Konfidenzbereichs liegen sollen, ergibt sich der Variationsbereich aus der Bedingung:

$$\chi^2 = \chi_{\min}^2 + \chi_p^2(C) \quad (\text{A.5})$$

Dabei ist $\chi_p^2(C)$ der Wert der χ^2 -Verteilung mit p Freiheitsgraden, dessen Zufallswahrscheinlichkeit $P(\chi^2, p) = 1 - C$ ist. Tabelle A.1 gibt für eine Reihe von Freiheitsgraden die $\chi_p^2(C)$ Werte zu ausgewählten Konfidenzniveaus an.

A.4 F-Test

Hat man für einen Satz von Daten zwei verschiedene Statistiken χ_1^2 und χ_2^2 mit N_1 bzw. N_2 Freiheitsgraden definiert, die beide χ^2 -verteilt sind, dann ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Quotienten

$$f \equiv \frac{\chi_1^2/N_1}{\chi_2^2/N_2} \quad (\text{A.6})$$

die *F-Verteilung*:

$$Q(f, N_1, N_2) \equiv \frac{\Gamma((N_1 + N_2)/2)}{\Gamma(N_1/2)\Gamma(N_2/2)} \left(\frac{N_1}{N_2}\right)^{N_1/2} \frac{f^{(N_1-1)/2}}{(1 + f N_1 N_2)^{(N_1+N_2)/2}} \quad (\text{A.7})$$

Durch Integration dieser Gleichung ($\int_{F_0}^{\infty} Q(f, N_1, N_2) df$) erhält man die Wahrscheinlichkeit für die Hypothese, daß der Quotient f einen Wert $> F_0$ überschreitet, wenn sowohl χ_1^2 wie χ_2^2 die Daten korrekt beschreiben.

Eine spezielle Anwendung des *F-Tests* ist die Prüfung, ob zusätzliche Parameter in Modellfunktionen das Ergebnis statistisch signifikant verbessern oder nicht (Bevington & Robinson 1992). Als Quotient f bildet man:

$$f = \frac{(\chi_1^2 - \chi_2^2)/(N_1 - N_2)}{\chi_2^2/N_2} = \frac{\Delta\chi^2/\Delta N}{\chi_{\text{red},2}^2} \quad (\text{A.8})$$

dabei sind χ_1 und χ_2 jeweils das Ergebnis der Anpassung einer Modellfunktion mit N_1 und N_2 freien Parametern nach Gleichung A.1 ($N_2 > N_1$).

Ein großer Wert von f bedeutet eine deutliche Verbesserung der Anpassung durch die zusätzlichen Parameter, ein kleiner Wert weist auf die Insignifikanz der neuen Parameter für die Beschreibung hin. Durch das Integral über $Q(f)$ kann die Signifikanz der Verbesserung direkt angegeben werden.

Anhang B

Analytische Darstellung der Spektralgesetze

In diesem Anhang sind die analytischen Formen der bei der spektralen Analyse verwendeten Gesetze aufgeführt. Eine genauere Darstellung der theoretischen Photonenpektren findet sich in der angegebenen Literatur oder in der Diplomarbeit von Matthias Kunz (1991). Im folgenden sind mit $N(E)$ die differentiellen Photonenzählraten dN/dE gemeint.

Bei allen untersuchten Spektralmodellen wurde außerdem noch die photoelektrische Absorption N_H mit berücksichtigt.

B.1 Potenzgesetz

$$N(E) = I_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha}$$

E_0 Normierungsenergie in keV

I_0 Intensität bei E_0 in Photonen/(cm²·sec·keV)

α Spektralindex

Literatur: z.B. Tucker 1967

B.2 Potenzgesetz mit Knick

$$N(E) = \begin{cases} I_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha_1} & \text{für } E \leq E_B \\ I_0 \cdot \left(\frac{E_B}{E_0}\right)^{-\alpha_1} \cdot \left(\frac{E}{E_B}\right)^{-\alpha_2} & \text{für } E > E_B \end{cases}$$

E_0 Normierungsenergie in keV

I_0 Intensität bei E_0 in Photonen/(cm²·sec·keV)

E_B Knickenergie (*break energy*)

α_1 Spektralindex vor Knick

α_2 Spektralindex nach Knick

Literatur: Tucker 1967

B.3 Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall

$$N(E) = \begin{cases} I_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha} & \text{für } E \leq E_C \\ I_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha} \cdot \exp\left(\frac{E_C - E}{E_F}\right) & \text{für } E > E_C \end{cases}$$

- E_0 Normierungsenergie
 I_0 Intensität bei E_0
 E_C Cutoff-Energie (Abknickenergie)
 E_F Faltungsenergie
 α Spektralindex vor Cutoff

Literatur: Katz 1976

B.4 Thermische Bremsstrahlung

$$N(E) = I_0 \cdot g_{ff}(E, T) \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-1} \cdot \exp\left(\frac{E_0 - E}{kT}\right)$$

- E_0 Normierungsenergie in keV
 I_0 Intensität bei E_0 in Photonen/(cm²·sec·keV)
 kT Plasmatemperatur in keV
 g_{ff} Gaunt-Faktor

Literatur: Mätzler et al. 1978

B.5 Exponentialgesetz

$$N(E) = I_0 \cdot \exp\left(\frac{E_0 - E}{E_F}\right)$$

- E_0 Normierungsenergie in keV
 I_0 Intensität bei E_0 in Photonen/(cm²·sec·keV)
 E_F Faltungsenergie in keV

Literatur: Giacconi & Gursky 1974

B.6 Schwarzkörperstrahlung

$$N(E) = I \cdot \frac{E^2}{\left(\exp\left(\frac{E}{kT}\right) - 1\right)}$$

I Intensität

kT Plasmatemperatur in keV

B.7 Wiengesetz

$$N(E) = I \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$$

I Intensität

kT Plasmatemperatur in keV

Literatur: Dal Fiume et al. 1988

B.8 Comptonisierung nach Sunyaev & Titarchuk

$$N(E) = I \cdot E^{-1} \cdot \left(\frac{E}{kT}\right)^3 \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \cdot \int_0^\infty t^{n-1} e^{-t} \left(1 + t \cdot \left(\frac{E}{kT}\right)^{-1}\right)^{n+3} dt$$

mit

$$n = -\frac{3}{2} + \sqrt{\frac{9}{4} + \gamma}$$

$$\gamma = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{m_e c^2}{kT \cdot \left(\tau_0 + \frac{2}{3}\right)^2}$$

I Intensität

kT Plasmatemperatur in keV

τ_0 optische Tiefe des Plasmas für Thomsonstreuung

Literatur: Sunyaev & Titarchuk 1980; Steinle 1981

B.9 Comptonisierung nach Lamb & Sanford

$$N(E) = B \cdot \left[1 + \frac{3}{8} \left(\frac{E}{\theta_e} \right)^3 \alpha \tau^2 - \frac{P(E)}{\alpha \tau^2} \cdot \{ \exp(-\alpha \tau^2) - 1 + \alpha \tau^2 \} + \frac{Q(E)}{\alpha \tau^2} \cdot \{ \exp(-\alpha \tau^2) (\alpha \tau^2 + 1) - 1 \} \right]$$

mit

$$P(E) = \frac{3}{2} \left[\left(\frac{E}{\theta_e} \right)^3 - \left(\frac{E}{\theta_e} \right)^2 - \left(\frac{E}{\theta_e} \right) \right]$$

$$Q(E) = \frac{3}{2} \left(\frac{E}{\theta_e} \right)^2 - \frac{3}{4} \left(\frac{E}{\theta_e} \right)^3$$

$$\alpha = 2\theta_e/mc^2$$

B Fluß nach Therm. Bremsstrahlung (s. B.4)

θ_e Elektronentemperatur in keV

τ optische Tiefe

Literatur: Lamb & Sanford 1979

B.10 Gekoppelte Zyklotronresonanzlinien

Eventuelle Zyklotronresonanzlinien in Modellspektren wurden, einem Vorschlag von Tanaka (1986) folgend, durch einen multiplikativen Term berücksichtigt, der zwei gekoppelte Linien jeweils als Lorentz-Profil modelliert. Dieses Profil entspricht dem von Herold (1979) numerisch ermittelten Wirkungsquerschnitt der Zyklotron-Resonanzstreuung.

Die allgemeine Darstellung der Spektren mit Zyklotronresonanzlinien ist:

$$N(E) = C(E) \cdot \exp \left(-A_1 \frac{(W_L E / E_L)^2}{(E - E_L)^2 + W_L^2} - A_2 \frac{(2W_L E / 2E_L)^2}{(E - 2E_L)^2 + (2W_L)^2} \right)$$

$C(E)$ Kontinuumsspektrum

E_L Lage der fundamentalen Linie

W_L Breite der fundamentalen Linie ($\hat{=}$ halbe Halbwertsbreite)
(die zweite Linie liegt bei $2E_L$ und hat die Breite $2W_L$)

A_1, A_2 Amplitude der ersten, bzw. zweiten Linie

Literaturverzeichnis

- Anzer, U., Börner, G., 1983, *Astron. Astrophys.*, 122, 73
- Araya, R. A., Harding, A. K., 1996, *Astrophys. J.*, 463, L33
- Basko, M. M., Sunyaev, R. A., 1976, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 175, 395
- Bautz, M., Howe, S., Gorecki, A., et al., 1983, *Astrophys. J.*, 266, 794
- Becker, P. A., Begelman, M. C., 1986, *Astrophys. J.*, 310, 534
- Bevington, P. R., Robinson, D. K., 1992, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill Book Company
- Bjorkman, J. E., Cassinelli, J. P., 1993, *Astrophys. J.*, 409, 429
- Blondin, J. M. 1994, in *Holt & Day 1994*, 578
- Blondin, J. M., Kallman, T. R., Fryxell, B. A., Taam, R. E., 1990, *Astrophys. J.*, 356, 591
- Blondin, J. M., Stevens, I. R., Kallman, T. R., 1991, *Astrophys. J.*, 371, 684
- Bondi, H., Hoyle, F., 1944, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 104, 273
- Boynton, P. E., Deeter, J. E., Lamb, F. K., et al., 1984, *Astrophys. J.*, 283, L53
- Bradt, H., Mayer, W., Buff, J., et al., 1976, *Astrophys. J.*, 204, L67
- Burnard, D. J., Arons, J., Klein, R. I., 1991, *Astrophys. J.*, 367, 575
- Bussard, R. W., Mészáros, P., Alexander, S., 1985, *Astrophys. J.*, 297, L21
- Castor, J. I., Abbott, D. C., Klein, R. I., 1975, *Astrophys. J.*, 195, 157
- Chodil, G., Mark, H., Rodrigues, R., et al., 1967, *Astrophys. J.*, 150, 57
- Clark, G. W., Woo, J. W., Nagase, F., et al., 1990, *Astrophys. J.*, 353, 274
- Coe, M. J., Carpenter, G. F., Engel, A. R., Quenby, J. J., 1975, *Nature*, 257, 630
- Corbet, R. H. D. 1984, *Astron. Astrophys.*, 141, 91
- Corbet, R. H. D. 1986, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 220, 1047
- Corbet, R. H. D., Smale, A. P., Ozaki, M., et al., 1995, *Astrophys. J.*, 443, 786
- Dal Fiume, D., Frontera, F., Morelli, E., 1988, *Astrophys. J.*, 331, 313
- Daugherty, J. K., Harding, A. K., 1983, *Astrophys. J.*, 273, 761
- Davidson, K., Ostriker, J. P., 1973, *Astrophys. J.*, 179, 585
- Day, C., Stevens, I. R., 1993, *Astrophys. J.*, 403, 322
- de Loore, C., Giovannelli, F., van Dessel, E. L., et al., 1984, *Astron. Astrophys.*, 141, 279
- Deeter, J. E., Boynton, P. E., Lamb, F. K., Zylstra, G., 1987, *Astrophys. J.*, 314, 634
- Deeter, J. E., Boynton, P. E., Lamb, F. K., Zylstra, G., 1989, *Astrophys. J.*, 336, 376
- Dennerl, K. 1991, *Ph.D. thesis*, Ludwig-Maximilians-Universität München
- Döbereiner, S. 1993, *Ph.D. thesis*, Ludwig-Maximilians-Universität München
- Draxler, T. 1995, *Master's thesis*, Institut für Astronomie und Astrophysik / Abt. Astronomie, Tübingen
- Elsner, R. F., Lamb, F. K., 1976, *Nature*, 262, 356
- Finger, M. H., Wilson, R. B., Hagedorn, K. S., 1994, *IAU Circ.*, 5931
- Fishman, G. J., Watts, J. W. J., 1977, *Astrophys. J.*, 212, 211
- Forman, W., Jones, C., Tananbaum, H., et al., 1973, *Astrophys. J.*, 182, L103

- Friend, D. B., Abbott, D. C., 1986, *Astrophys. J.*, 311, 701
- Friend, D. B., Castor, J. I., 1983, *Astrophys. J.*, 272, 259
- Frontera, F., Dal Fiume, D., Morelli, E., Spada, G., 1985, *Astrophys. J.*, 298, 585
- Fryxell, B. A., Taam, R. E., 1988, *Astrophys. J.*, 335, 862
- Ghosh, P., Lamb, F. K., 1978, *Astrophys. J.*, 223, L83
- Ghosh, P., Lamb, F. K., 1979a, *Astrophys. J.*, 232, 259
- Ghosh, P., Lamb, F. K., 1979b, *Astrophys. J.*, 234, 296
- Giacconi, R., Gursky, H., (eds.) 1974, *X-Ray Astronomy*, Vol. 43 of *Astrophysics and Space Science Library*, D. Reidel Publishing Company
- Giangrande, A., Giovannelli, F., Bartolini, C., et al., 1980, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 40, 289
- Giovannelli, F., Bartolini, C., Guarnieri, A., 1990, *Astroph. & Space Sci.*, 169, 139
- Giovannelli, F., Graziati, L. S., 1992, *Space Sci. Rev.*, 59, 1
- Gnedin, Y. N., Zaitseva, G. V., Larionov, V. M., et al., 1988, *Sov. Astron.*, 32, 624
- Grove, J. E., Strickman, M. S., Johnson, W. N., et al., 1995, *Astrophys. J.*, 438, L25
- Haberl, F., White, N., 1990, *Astrophys. J.*, 361, 225
- Hameury, J. M., Boclet, D., Durouchoux, P., et al., 1987, *Astron. Astrophys.*, 177, 91
- Hammersley, A., Ponman, T., Skinner, G., 1992, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, 311, 585
- Hanuschik, R. W., Dachs, J., Baudzus, M., Thimm, G., 1993, *Astron. Astrophys.*, 274, 356
- Harding, A. K. 1994, in *Holt & Day 1994*, 429
- Harding, A. K., Daugherty, J. K., 1991, *Astrophys. J.*, 374, 687
- Harding, A. K., Mészáros, P., Kirk, J. G., Galloway, D. J., 1984, *Astrophys. J.*, 278, 369
- Herold, H. 1979, *Phys. Rev. D*, 19, 2868
- Holloway, N., Kundt, W., Wang, Y.-M., 1978, *Astron. Astrophys.*, 70, L23
- Holt, S. S., Day, C. S., (eds.) 1994, *The Evolution of X-ray Binaries*, No. 308 in *AIP Conference Proceedings*
- Hoyle, F., Lyttleton, R. A., 1939, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 35, 405
- Hünerkopf, A. 1986, *Master's thesis*, Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Garching
- Illarionov, A. F., Sunyaev, R. A., 1975, *Astron. Astrophys.*, 39, 185
- Inoue, H., Ogawara, Y., Ohashi, T., et al., 1984, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 36, 709
- in't Zand, J. J. M. 1992, *Ph.D. thesis*, Rijksuniversiteit te Utrecht
- Iwasawa, K., Koyama, K., Halpern, J. P., 1992, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 44, 9
- Janot-Pacheco, E., Motch, C., Mouchet, M., 1987, *Astron. Astrophys.*, 177, 91
- John, M. 1984, *Master's thesis*, Astronomisches Institut Tübingen
- Kahabka, P. 1983, *Master's thesis*, Technische Universität München
- Kanno, S. 1980, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 32, 105
- Katz, J. I. 1976, *Astrophys. J.*, 206, 910
- Kendziorra, E., Kretschmar, P., Pan, H. C., et al., 1994, *Astron. Astrophys.*, 291, 31
- Kendziorra, E., Mony, B., Kretschmar, P., et al., 1992, in *Tanaka & Koyama 1992*, 51
- Koyama, K., Nagase, F., Ogawara, Y., et al., 1989, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 41, 469

- Kraus, U., Herold, H., Maile, T., et al., 1989, *Astron. Astrophys.*, 223, 246
- Kraus, U., Nollert, H.-P., Ruder, H., Riffert, H., 1995, *Astrophys. J.*, 450, 763
- Kretschmar, P. 1991, *Master's thesis*, Astronomisches Institut Tübingen
- Kroll, P. 1995, *Ph.D. thesis*, Eberhard-Karls-Universität Tübingen
- Kunz, M. 1991, *Master's thesis*, Astronomisches Institut Tübingen
- Kunz, M. 1996, *Ph.D. thesis*, Eberhard-Karls-Universität Tübingen
- Lamb, F. K. 1989, in H. Ögelman, E. P. J. van den Heuvel (eds.), *Timing Neutron Stars*, No. 262 in NATO ASI Series, Kluwer Acad. Publ., 649
- Lamb, F. K., Pethick, C. J., Pines, D., 1973, *Astrophys. J.*, 184, 271
- Lamb, P., Sanford, P., 1979, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 188, 555
- Lampton, M., Margon, B., Bowyer, S., 1976, *Astrophys. J.*, 208, 117
- Langer, S. H., Rappaport, S., 1982, *Astrophys. J.*, 257, 733
- Lapshov, I. Y., Sunyaev, R. A., Chichkov, M. A., et al., 1992, *Sov. Astron. Lett.*, 18, 16
- Leahy, D. A. 1991, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 251, 203
- Lewin, W. H. G., van Paradijs, J., Taam, R. E., 1995a, X-ray bursts, Chapt. 4, 175–251, in Lewin et al. 1995b
- Lewin, W. H. G., van Paradijs, J., van den Heuvel, E. P. J., (eds.) 1995b, *X-Ray Binaries*, No. 26 in Cambridge Astrophysics Series, Cambridge University Press
- Lewis, W., Rappaport, S., Levine, A., Nagase, F., 1992, *Astrophys. J.*, 389, 665
- Liller, W. 1975, *IAU Circ.*, 2780
- Livio, M. 1994, *Topics in the Theory of Cataclysmic Variables and X-Ray Binaries*, 135–262, in Nussbaumer & Orr 1994
- Maile, T., Bock, U., Herold, H., et al., 1989, *Astron. Astrophys.*, 223, 251
- Maisack, M. 1991, *Ph.D. thesis*, Eberhard-Karls-Universität Tübingen
- Maisack, M., et al., 1996a, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 120(4), C179
- Maisack, M., et al., 1996b, *in preparation*
- Maisack, M., Kendziorra, E., Pan, H., et al., 1994, *Astron. Astrophys.*, 283, 841
- Makino, F., et al., 1989a, *IAU Circ.*, 4768
- Makino, F., et al., 1989b, *IAU Circ.*, 4769
- Makishima, K., Mihara, T., Ishida, M., et al., 1990, *Astrophys. J.*, 365, L59
- Makishima, K., Mihara, T., Nagase, F., Murakami, T., 1992, in Tanaka & Koyama 1992, 23
- Mätzler, C., Bai, T., Crannell, J., Frost, K. J., 1978, *Astrophys. J.*, 223, 1058
- Melrose, D. B., Kirk, J. G., 1986, *Astron. Astrophys.*, 156, 268
- Menacher, R. 1986, *Master's thesis*, Ludwig-Maximilians-Universität München
- Mentzel, M., Berg, D., Wunner, G., 1994, *Phys. Rev. D*, 50, 1125
- Mészáros, P., Nagel, W., 1985, *ApJ*, 299, 138
- Mihara, T. 1995, *Ph.D. thesis*, University of Tokyo
- Mihara, T., Makishima, K., Kamijo, S., et al., 1991, *Astrophys. J.*, 379, L61
- Mony, B. 1988, *Master's thesis*, Astronomisches Institut Tübingen
- Mony, B. 1991, *Ph.D. thesis*, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

- Motch, C., Stella, L., Janot-Pacheco, E., Mouchet, M., 1991, *Astrophys. J.*, 369, 490
- Nagase, F. 1989, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 41, 1
- Nagase, F., Dotani, T., Tanaka, Y., et al., 1991, *Astrophys. J.*, 375, L49
- Nagase, F., Hayakawa, S., Kunieda, H., et al., 1982, *Astrophys. J.*, 263, 814
- Nagase, F., Hayakawa, S., Masai, K., et al., 1984, *Astrophys. J.*, 280, 259
- Nagase, F., Hayakawa, S., Sato, N., 1986, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 38, 547
- Nelson, R. W., Wang, J. C. L., Salpeter, E. E., Wasserman, I., 1995, *Astrophys. J.*, 438, L99
- Nussbaumer, H., Orr, A., (eds.) 1994, *Interacting Binaries*, No. 22 in Saas Fee Advanced Course, Springer-Verlag
- Orlandini, M. 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 264, 181
- Paczynski, B. 1971, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 9, 183
- Parmar, A. N., White, N. E., Stella, L., 1989a, *Astrophys. J.*, 338, 373
- Parmar, A. N., White, N. E., Stella, L., et al., 1989b, *Astrophys. J.*, 338, 359
- Petrik, J. 1984, *Master's thesis*, Astronomisches Institut Tübingen
- Polcaro, V. F., Bazzano, A., La Padeula, C., et al., 1983, *Astron. Astrophys.*, 127, 333
- Priedhorsky, W. C., Terrell, J., 1983, *Nature*, 303, 681
- Pringle, J. E., Rees, M. J., 1972, *Astron. Astrophys.*, 21, 1
- Rappaport, S., McClintock, J. E., 1975, *IAU Circ.*, 2833
- Rebetzky, A., Bock, U., Herold, H., et al., 1989, *Astron. Astrophys.*, 225, 137
- Rebetzky, A., Herold, H., Maile, T., et al., 1988, *Astron. Astrophys.*, 205, 215
- Ricker, G. R., Scheepmaker, A., Ballintine, J. E., et al., 1976, *Astrophys. J.*, 204, L73
- Ricketts, M. J., Turner, M. J. L., Page, C. G., Pounds, K. A., 1975, *Nature*, 257, 631
- Riffert, H., Mészáros, P., 1988, *Astrophys. J.*, 325, 207
- Riffert, H., Nollert, H.-P., Kraus, U., Ruder, H., 1993, *Astrophys. J.*, 406, 185
- Rosenberg, F. D., Eyles, C. J., Skinner, G. K., Willmore, A. P., 1975, *Nature*, 256, 628
- Schreier, E., Levinson, R., Gursky, H., et al., 1972, *Astrophys. J.*, 172, L79
- Sembay, S., Schwartz, R. A., Davies, S. R., et al., 1990, *Astrophys. J.*, 351, 675
- Shapiro, S. L., Salpeter, E. E., 1975, *Astrophys. J.*, 3198, 671
- Slettebak, A. 1988, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 100, 770
- Staubert, R., Kendziorra, E., Pietsch, W., et al., 1980, *Astrophys. J.*, 239, 1010
- Steinle, H. 1981, *Ph.D. thesis*, Ludwig-Maximilians-Universität München
- Stella, L., White, N. E., Rosner, R., 1986, *Astrophys. J.*, 308, 669
- Struve, O. 1931, *Astrophys. J.*, 73, 94
- Sunyaev, R., et al., 1989, *IAU Circ.*, 4769
- Sunyaev, R., Kaniovskii, A., Efremov, V., et al., 1987, *Nature*, 330, 227
- Sunyaev, R., Titarchuk, L., 1980, *Astron. Astrophys.*, 86, 121
- Taam, R. E., Fryxell, B. A., 1989, *Astrophys. J.*, 339, 297
- Tanaka, Y. 1986, in D. Mihalas, K. Winkler (eds.), *Radiation Hydrodynamics in Stars and Compact Objects*, 198–221, Springer-Verlag, Berlin
- Tanaka, Y., Koyama, K., (eds.) 1992, *Frontiers of X-Ray Astronomy*, No. 2 in Frontiers Science Series

- Tananbaum, H., Gursky, H., Kellogg, E. M., et al., 1972, *Astrophys. J.*, 174, L143
- Timmer, J. 1995, *Vorverarbeitung, Modellierung und Klassifikation von Zeitreihen*, No. 39 in Reihe Physik, Verlag Harri Deutsch
- Trümper, J., Pietsch, W., Reppin, C., et al., 1978, *Astrophys. J.*, 219, L105
- Tucker, W. 1967, *Astrophys. J.*, 148, 745
- Ulmer, M. P., Baity, W. A., Wheaton, W. A., Peterson, L. E., 1972, *Astrophys. J.*, 178, L121
- van den Heuvel, E. P. J. 1994, *Interacting Binaries: Topics in Close Binary Evolution*, 263–474, in Nussbaumer & Orr 1994
- van der Klis, M. 1995, *Rapid aperiodic variability in X-ray binaries*, Chapt. 6, 252–307, in Lewin et al. 1995b
- van Kerkwijk, M. H., van Paraijs, J., Zuiderwijk, E. J., et al., 1995, *Astron. Astrophys.*, 303, 483
- van Paradijs, J. 1995, *A catalogue of X-ray binaries*, Chapt. 14, 536–577, in Lewin et al. 1995b
- Vasyliunas, V. 1979, *Space Sci. Rev.*, 24, 609
- Violes, F., Niel, M., Bui-Van, A., et al., 1982, *Astrophys. J.*, 263, 320
- Wang, Y.-M. 1987, *Astron. Astrophys.*, 183, 257
- Wang, Y.-M. 1995, *Astrophys. J.*, 449, L153
- Wang, Y.-M., Frank, J., 1981, *Astron. Astrophys.*, 93, 255
- Waters, L. B. F. M., Van Kerkwijk, M. H., 1989, *Astron. Astrophys.*, 223, 196
- White, N. E., Nagase, F., Parmar, A. N., 1995, *The properties of X-ray binaries*, Chapt. 1, 1–57, in Lewin et al. 1995b
- White, N. E., Swank, J. H., Holt, S. S., 1983, *Astrophys. J.*, 270, 711
- Wunner, G., Sang, R., Berg, D., 1995, *Astrophys. J.*, 455, L51
- Zarinelli, A., Walder, R., Nussbaumer, H., 1995, *Astron. Astrophys.*, 301, 922

Danksagung

Eine ganze Reihe von Personen haben einen Anteil zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Ich bedanke mich besonders bei:

Prof. Dr. Rüdiger Staubert für die Vergabe dieser Arbeit, sowie für seine engagierte und anregende Betreuung.

Dr. Michael Maisack, der praktisch täglich mit den Fortschritten und Problemen dieser Arbeit konfrontiert war und geduldig für eine Unzahl von Fragen und Diskussionen zur Verfügung stand.

Jörn Wilms für die moralische und praktische Unterstützung beim Zusammenschreiben dieser Arbeit und bei der Vorbereitung der mündlichen Prüfung.

Dr. Eckhardt Kendziorra und Dr. Mathias Kunz für die gute und freundschaftliche Zusammenarbeit in der *HEXE*-Arbeitsgruppe.

Jakob Englhauser (MPE Garching), der immer wieder bereit war, alle auftretenden Schwierigkeiten zu meistern, um uns mit weiteren Daten oder Informationen zu versorgen.

Und ganz besonders bei meiner Frau Bärbel, die inzwischen mehr über Röntgenastrophysik weiß, als sie jemals wissen wollte, sowie bei meiner Mutter, Christa Kretschmar, für ihre stetige Unterstützung und ihren Zuspruch während einer langen Ausbildung.

Lebenslauf

Peter Kretschmar

- 14.11.1964 geboren in Tübingen, als Sohn von Dr. Wolfram Kretschmar und Christa Kretschmar (geb. Karberg)
- 1970 – 1972 Grundschule Wanne in Tübingen
1972 – 1973 Glenmont Elementary School, Columbus/Ohio (USA)
1973 – 1974 Grundschule Wanne in Tübingen
1974 – 1983 Gesamtschule Tübingen mit Abschluß Abitur
- Okt. 1983 Aufnahme des Physik-Studiums an der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen
- Jan. 1984 – März 1985 Grundwehrdienst
8. Sep. 1987 Vordiplom in Physik
Jan. 1990 – Juli 1991 Diplomarbeit am Astronomischen Institut Tübingen:
Kalibration von Hochenergie- γ -Detektoren am Spektrum des Crab-Nebels und Untersuchungen am Röntgenpulsar A 0535+26
7. Mai 1992 Diplom in Physik
17. Juli 1992 Eheschließung mit Bärbel Rothmund
Juni 1992 – Jan. 1996 Dissertation am Astronomischen Institut Tübingen:
Hochenergie- γ -Spektren der akkretierenden Röntgenpulsare Vela X-1 und A 0535+26
unter Betreuung von Prof. R. Staubert

Meine akademischen Lehrer waren vor anderen die Professoren und Dozenten Dres.:
M. Grewing, R. Hanuschik, H. Herold, H. Mauder, H. Ruder, R. Staubert (Astronomie und Astrophysik)

M. Baumann, W. Hartmann, R. Hübener, O. Lutz, G. Mack, G. Mertens, G. Staudt, G. Wagner (Experimentalphysik)

E. Kasper, P. Kramer, H. Müther, K. Wildermuth (Theoretische Physik)

K. Gaukler, K.-H. Hermann, H. Lichte (Angewandte Physik)

H. Kaul, S. Ruijsenaars, M. Wolff (Mathematik)

J. Strähle (Chemie)