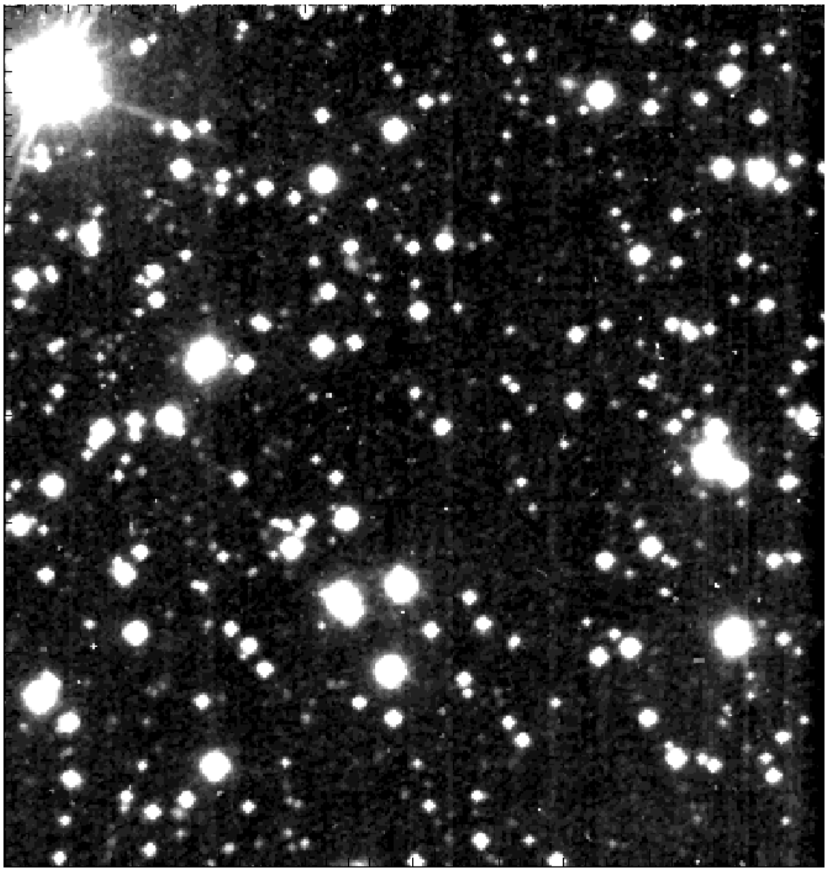
AKKRETIONSGEOMETRIE UND SYNCHRONISATION BEIM POLAR RX J1940.1–1025



Dissertation

Zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen
vorgelegt von

RALF DIETER GECKELER
aus Pfullendorf

1998

Selbstverlegt von:	Ralf D. Geckeler Hartmeyerstr. 45 D-72076 Tübingen
Tag der mündlichen Prüfung:	14. Mai 1998
Dekan:	Prof. Dr. Kern
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. Rüdiger Staubert
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. Klaus Werner

Zusammenfassung

Polare sind enge Doppelsternsysteme, bestehend aus einem massearmen Hauptreihenstern als Sekundärkomponente, sowie einem Weißen Zwerg mit einer polaren Feldstärke $> 10^7$ G. Über den inneren Lagrangepunkt fließt Materie von der Sekundärkomponente auf den Weißen Zwerg über, wobei dessen Magnetfeld die Ausbildung einer Akkretionsscheibe unterbindet und den einfallenden Plasmastrom entlang der Feldlinien auf die Oberfläche des Weißen Zwerges akkretiert.

Das System RX J1940.1–1025 gehört zur einer nur drei gesicherte Mitglieder umfassenden Untergruppe von Polaren (mit V1500 Cyg und BY Cam), welche geringfügige Asynchronizitäten ($< 2\,\%$) zwischen den Spin- und Bahnperioden der Weißen Zwerge aufweisen. Die Synchronisation ist vermutlich nur vorübergehend aufgebrochen, alle Systeme weisen Änderungen $\dot{P}_{\rm spin}$ der Spinperioden der Weißen Zwerge auf, welche auf Zeitskalen von 10^2–10^3 Jahren zu einer Synchronisation mit den Bahnperioden führen. Während bei BY Cam und V1500 Cyg die Spinperioden der Weißen Zwerge kürzer als die Bahnperioden sind, liegt bei RX J1940.1–1025 der Fall $P_{\rm spin} > P_{\rm orb}$ vor.

Da sich die relative Orientierung zwischen dem einfallenden Akkretionsstrom und dem magnetischen Feld des Weißen Zwerges bei den Nahezu-Synchronen Polaren als Funktion der Phase der Schwebungsperiode (zwischen der Spin- und Bahnperiode) zyklisch ändert, wurde zur Beschreibung des Akkretionsvorgangs bei dieser Systemklasse ein Dipol-Akkretionsmodell entwickelt. Bei diesem wird die in der Bahnebene einfallende Materie im Verlauf der Schwebungsperiode fortschreitend von verschiedenen Magnetfeldlinien in einem zentrierten Dipolfeld des Weißen Zwerges erfasst und entlang der Feldlinien auf die Oberfläche akkretiert. Dabei wurde eine Korrektur des Ankopplungsradius durch die variierende Magnetfeldstärke des relativ zur Bahnebene geneigten Dipolfeldes mit einbezogen. Die periodische Variation der Akkretionsgeometrie erlaubt Einblicke in die Wechselwirkung zwischen dem einfallenden Plasmastrom und dem Magnetfeld des Weißen Zwerges, wie sie bei synchronen Systemen in dieser Form nicht gewonnen werden können.

Für diese Arbeit konnte umfangreiches neues Datenmaterial erhalten werden (25 Nächte CCD-Photometrie 1996–97, 3×25 ks Röntgenbeobachtungen mit dem Satelliten RXTE, 2×26 ks ROSAT-Röntgendaten, zirkulare Spektropolarimetrie am 3.9m-AAT-Teleskop des Anglo Australian Observatory 1996), darüber hinaus wurden bereits bestehende Datensätze in die Auswertung mit einbezogen (CCD-Photometrie 1994–95, 140 ks ROSAT-Daten). Die Auswertung des vorliegenden Datenmaterials erbrachte folgende Resultate:

- Die zeitliche Stabilität der Röntgendips beim System RX J1940.1–1025 in den ROSAT- und RXTE-Daten gegen die aus ihnen bestimmte mittlere Ephemeride, die kurzen Ein- und Austrittszeiten der Röntgenemission und die nicht energieabhängige (graue) Absorption während der Dip-Ereignisse zeigen erstmalig, daß diese durch eine Bedeckung der Emissionsregion durch die Sekundärkomponente verursacht werden und nicht durch den Akkretionsstrom. Das Datenmaterial ermöglicht auch Aussagen über die Systeminklination.

- Die langen Ein- und Austrittszeiten der optischen Dips in der CCD-Photometrie deuten auf eine ausgedehnte (größer als der Weiße Zwerg) optische Emissionsquelle hin, welche neben der Zyklotron-Emission aus der Post-Schock-Region auch Emission in Form von reprozessierter Strahlung aus dem Akkretionsstrom umfasst.

- Erstmals konnten Variationen der Minimazeitpunkte, sowie der Ein- und Austrittszeitpunkte der optischen Dips gegen die mittlere Ephemeride als Funktion der Spin- bzw. Schwebungsperiode nachgewiesen werden, verursacht durch die variable Akkretionsgeometrie.

- Die Analyse der Minimazeitpunkte der Absorptionströge im optischen und im Röntgenbereich erlaubt erstmals den zweifelsfreien Nachweis einer Änderung der Spinperiode des Weißen Zwerges im System RX J1940.1–1025, welche zu einer Angleichung an die Bahnperiode mit einer Synchronisationszeitskala von etwa 100 Jahren führt. Damit besitzt RX J1940.1–1025 den kleinsten Wert für die Synchronisationszeitskala im Vergleich zu den Systemen V1500 Cyg mit 170 Jahren und BY Cam mit 1600 Jahren. Eine theoretische Abschätzung zeigt, daß diese bei RX J1940.1–1025 durch die magnetische Wechselwirkung zwischen der Primär- und Sekundärkomponente im System erklärt werden kann.

- Die Anwendung des Dipol-Akkretionsmodells auf die Minimazeitpunkte der Absorptionströge erlaubt Aussagen über die Akkretionsgeometrie des Systems RX J1940.1–1025, beispielsweise über den Ankopplungsradius, bei dem die einfallende Materie vom Magnetfeld des Weißen Zwerges erfasst wird.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Polare

Wieder einmal erweist sich die Welt
als vornehmstes Kunstwerk, niemals
willkürlich und doch stets überraschend.
Karl Schwarzschild (1873-1916)

1.1 Überblick

Polare sind eine Untergruppe der Kataklysmischen Veränderlichen (CVs). Es handelt sich dabei um enge Doppelsternsysteme mit Bahnperioden von $P_{\rm orb} = 80\,{\rm min}$ bis 8 h, bestehend aus einer Sekundärkomponente nahe der Hauptreihe, welche ihr kritisches Roche-Volumen ausfüllt, sowie einem Weißen Zwerg mit einer polaren Feldstärke $> 10^7\,{\rm G}$ (Cropper 1990, Beuermann & Burwitz 1996a).

Prototyp der Objektklasse ist der 1924 entdeckte AM Her, der 1976 mit dem Satelliten Uhuru als Röntgenquelle identifiziert wurde (Berg & Duthie 1977) und bei Beobachtungen im optischen Band starke lineare und zirkulare Polarisation im Kontinuum aufwies (Cowley & Crampton 1977), verursacht durch optische Zyklotron-Emission im magnetischen Feld des Weißen Zwerges. Krzeminski & Serkowski (1977) prägten für diese Objektklasse die Bezeichnung 'polars'.

Die polaren Magnetfeldstärken der Weißen Zwerge liegen im Bereich 7–70 MG (Beuermann 1996b), mit dem (bisherigen) Ausnahmeobjekt AR UMa mit 230 MG (Schmidt et al. 1996)[1].

Das starke magnetische Feld des Weißen Zwerges unterbindet bei Polaren die Ausbildung der für nichtmagnetische Kataklysmische typischen Akkretionsschei-

[1]Die magnetischen Momente $\mu \geq 10^{34}\,{\rm G\,cm^3}$ der Weißen Zwerge in den Polaren sind damit erheblich größer als die von Neutronensternen in Röntgendoppelsternsystemen ($\mu \approx 10^{26}\,(10^{30})\,{\rm G\,cm^3}$ bei LMXBs (HMXBs), Cropper 1998).

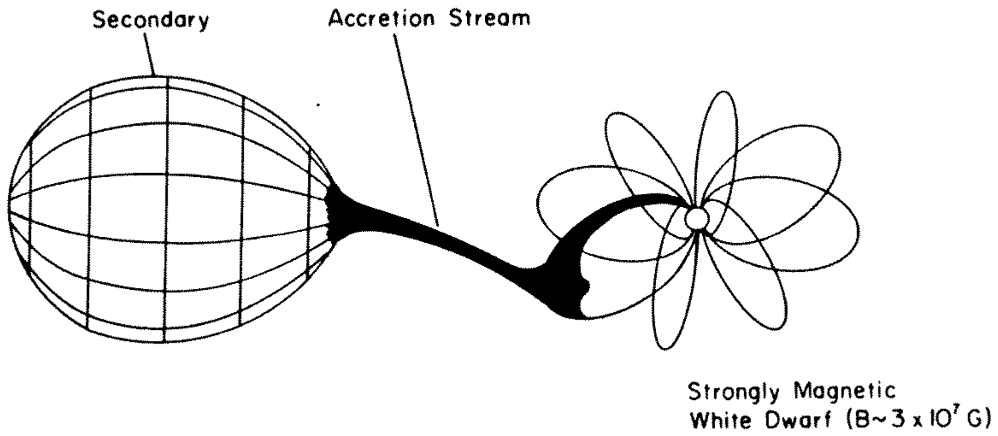


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung eines Polar (Cropper 1989). Die über den Lagrangepunkt L_1 überfließende Materie von der Sekundärkomponente wird durch das starke ($> 10^7$ G) Magnetfeld des Weißen Zwerges erfaßt und entlang der Feldlinien auf die Oberfläche akkretiert.

be, in der Drehimpuls der einfallenden Materie durch viskose Reibung aus der Scheibe entfernt wird, bevor die Materie auf den Weißen Zwerg akkretiert werden kann, siehe Abbildung 1.1. Im Falle der Polare wird die Dynamik des von der Sekundärkomponente einfallenden Plasmastroms ab einer gewissen Entfernung vom Magnetfeld des Weißen Zwerges dominiert und die Materie wird entlang der Feldinien direkt auf die Oberfläche akkretiert, wo sie mit mehreren 10^3 km s^{-1} Geschwindigkeit auftrifft (Mukai 1988). Das starke Magnetfeld bewirkt bei Polaren im allgemeinen auch eine Synchronisation der Spin- und Bahnperioden der Weißen Zwerge in diesen Systemen (Lamb et al. 1983, Wu & Wickramasinghe 1993).

Über der Photosphäre des Weißen Zwerges bildet der einfallende Materiestrom im allgemeinen einen Akkretionsschock aus, in dem die Materie auf mehrere 10^8 K erhitzt wird und thermische Bremsstrahlung mit Photonenenergien von einigen 10 keV emittiert (Lamb & Masters 1979). Im Röntgenbereich/EUV tritt auch eine weiche Schwarzkörper-Komponente mit Photonenenergien von einigen 10 eV, entsprechend Effektivtemperaturen $T_{\rm eff}$ von einigen 10^5 K auf, die durch die Reprozessierung harter Röntgenstrahlung und die Thermalisierung der kinetischen Energie dichter Materieklumpen erzeugt wird (Kuijpers & Pringle 1982, Frank et al. 1988). Spektren im optischen Band und nahen IR zeigen Zyklotron-Emission aus der Post-Schock-Akkretionssäule (Wickramasinghe & Megitt 1985).

Bei synchronen Polaren bildet die magnetische Achse mit der Verbindungslinie zur Sekundärkomponente einen azimutalen Winkel $< 50°$ in Rotationsrichtung der Bahnbewegung (Cropper 1990), vermutlich verursacht durch ein Gleichgewicht zwischen dem durch die Akkretion verursachten Drehmoment und der magnetischen Wechselwirkung zwischen dem Weißen Zwerg und der Sekundärkomponente (Wu et al. 1994a). Die Position der magnetischen Achse ist nicht fixiert, es treten Oszillationen um die Gleichgewichtskonfiguration mit Zeitskalen von einigen Jahren bis Jahrzehnten auf (Andronov 1987). Diese sind in Form von langsamen Positionsänderungen der Akkretionsregionen bei AM Her, WW Hor und DP Leo beobachtet worden (Bailey et al. 1993).

Eine kleine, nur drei gesicherte Mitglieder umfassende Untergruppe von Polaren (RX J1940.1–1025, V1500 Cyg und BY Cam, alle mit Bahnperioden nahe 3.4 h), weisen geringfügige Asynchronizitäten ($< 2\,\%$) zwischen den Spin- und Bahnperioden der Weißen Zwerge auf, siehe Tabelle 1.1.

Tabelle 1.1: Übersicht über die Gruppe von Nahezu-Synchronen Polaren.

Objekt	$\Delta P/P_{\rm orb}^{\rm a}$	$\tau_{\rm sync}$ [y]	Quelle
V1500 Cyg	–1.8%	≈ 150	Schmidt & Stockman (1991)
"	"	290±150	Pavlenko & Pelt (1991)
"	"	170±8	Schmidt et al. (1995)
BY Cam	–1.0%[b]	1600±500	Mason & Chanmugam (1992)
RX J2115.7–5840	$\approx$ –1%[c]	-	Schwope et al. (1997b)
RX J1940.1–1025	$\approx$ 0.3%	≈ 100	Geckeler & Staubert (1997a)
"	0.28%	113^{+9}_{-8}	Diese Arbeit[d]

a: $\Delta P/P_{\rm orb} = (P_{\rm spin} - P_{\rm orb})/P_{\rm orb}$.
b: Silber et al. (1997).
c: Nicht sicher.
d: Tabelle 7.3, Kapitel 7.3.

Diese Objekte gehören nicht zur Gruppe der Intermediären Polaren (IPs), bei denen die Spinperioden der Weißen Zwerge erheblich kürzer als die Bahnperioden sind (Patterson 1994), verursacht durch ein Überwiegen des Drehmoments durch die Akkretion relativ zur magnetischen Wechselwirkung[2]. Statt dessen sind diese Systeme 'klassische' Polare, bei denen die Synchronisation von Spin- und Bahnperiode des Weißen Zwerges vermutlich nur vorübergehend aufgebrochen ist. Alle drei Systeme weisen Periodenänderungen $\dot{P}_{\rm spin}$ der Spinperioden der Weißen

[2]Beobachtungsbefunde deuten darauf hin, daß die magnetischen Momente der Weißen Zwerge in den IPs im Mittel um einen Faktor 10 kleiner sind als bei den Polaren. Es existieren aber IPs mit Magnetfeldstärken im Bereich 8–20 MG, die vermutlich im Verlaufe ihrer Evolution bei kleineren Bahnperioden (und damit kleineren Massenakkretionsraten) zu Polaren synchronisieren (Beuermann 1996b).

Zwerge auf, welche auf Zeitskalen von 10^2–10^3 Jahren zu einer Synchronisation von deren Spinrotationen mit den Bahnperioden führen.

Bei dem System V1500 Cyg (Nova Cygni 1975) ist die asynchrone Rotation des Weißen Zwerges durch den Novaausbruch zu erklären (Stockman et al. 1988). Auch bei BY Cam bieten die UV-Linienintensitäten spektroskopische Hinweise für eine chemisch anomale Elementenhäufigkeit als Folge eines Nova-Ereignisses (Bonnet-Bidaud & Mouchet 1987).

Das System RX J1940.1–1025 ist jedoch insofern pekuliär, als daß bei BY Cam und V1500 Cyg die Spinperioden der Weißen Zwerge kürzer als die Bahnperioden sind, bei diesem jedoch gerade der entgegengesetzte Fall $P_{\rm spin} > P_{\rm orb}$ vorliegt (Friedrich et al. 1996a, Geckeler & Staubert 1997a). Die Ursache für die Asynchronizität von RX J1940.1–1025 ist immer noch ungeklärt. Untersuchungen der Sonneberger Plattensammlung (Kuypers 1996) und die Auswertung der IUE-Spektren von Friedrich et al. (1996b) erbrachten keine Hinweise auf einen Novaausbruch als möglichen Grund für die asynchrone Rotation des Weißen Zwerges in diesem System.

Bei den Nahezu-Synchronen Polaren ändert sich die relative Orientierung zwischen der Sekundärkomponente (und damit dem einfallenden Akkretionsstrom) und dem magnetischen Feld des Weißen Zwerges mit der Schwebungsperiode $P_{\rm beat}^{-1} = \mid P_{\rm spin}^{-1} - P_{\rm orb}^{-1} \mid$ zwischen dessen Rotations- und Bahnperiode. Die einfallende Materie wird dabei fortschreitend von verschiedenen Magnetfeldlinien erfaßt und an verschiedenen Punkten auf der Oberfläche des Weißen Zwerges akkretiert, in Abhängigkeit von der Phase $\Phi_{\rm beat}$ der Schwebungsperiode. Die periodische Variation der Akkretionsgeometrie erlaubt Einblicke in die Wechselwirkung zwischen dem einfallenden Plasmastrom und dem Magnetfeld des Weißen Zwerges, wie sie bei synchronen Systemen in dieser Form nicht gewonnen werden können.

1.2 Polare als enge Doppelsternsysteme

Systemgeometrie, Massentransfer und Evolution enger Doppelsternsysteme werden entscheidend durch den räumlichen Verlauf des Roche-Potentials bestimmt, welches sich in dem mit den Systemkomponenten korotierenden Koordinatenssystem als Summe der Gravitationspotentiale der beiden Sterne und des Zentrifugalterms ergibt.

Abbildung 1.2 zeigt einen Schnitt durch das Roche-Potential in der Bahnebene eines Systems mit dem (für CVs typischen) Massenverhältnis $q = M_{\rm sec}/M_{\rm wd} = 0.3$ und den Verlauf der Äquipotentiallinien, die Systemkomponenten wurden als Punktmassen approximiert. Die innerste Linie repräsentiert die Begrenzung der

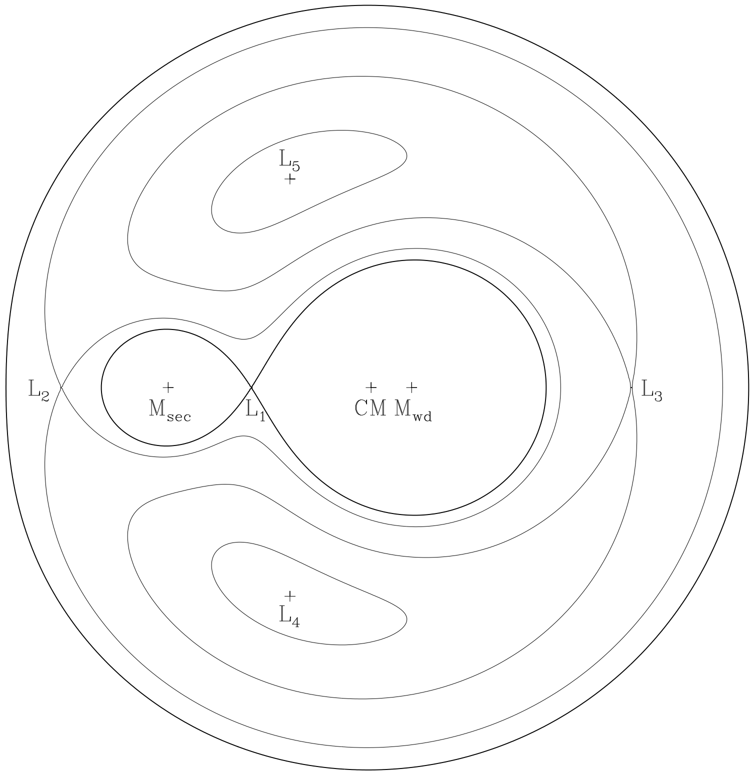


Abbildung 1.2: Schnitt durch das Roche-Potential (Äquipotentiallinien) in der Bahnebene eines Systems mit dem Massenverhältnis $q = M_{\rm sec}/M_{\rm wd} = 0.3$.

kritischen Roche-Volumina, innerhalb derer ein im korotierenden Koordinatensystem ruhendes Teilchen noch eindeutig an eine der beiden Systemkomponenten gebunden ist.

Füllt eine der beiden Doppelsternkomponenten ihr Roche-Volumen aus, so kann über den inneren Lagrange-Punkt L_1 Materie auf die zweite Komponente überströmen. Die Lagrange-Punkte, an denen sich (im korotierenden Koordinatensystem) die Gravitations- und Zentrifugalkräfte aufheben, sind bei engen Doppelsternsystemen für die Physik des Massentransfers und -verlusts von Bedeutung (Shore et al. 1994). Die überfließende Materie verläßt die Sekundärkomponente in Form eines relativ dünnen Materiestroms mit einem Durchmesser in der Größenordnung des Weißen Zwerges und einer Dichte $\rho_{\rm L1} = 10^{-8}$–$10^{-7}\,{\rm g/cm^3}$, welcher die Sternoberfläche mit der lokalen Schallgeschwindigkeit (einige km/s) verläßt (Meyer & Meyer-Hofmeister 1983).

Im mit den Doppelsternkomponenten korotierenden Koordinatensystem be-

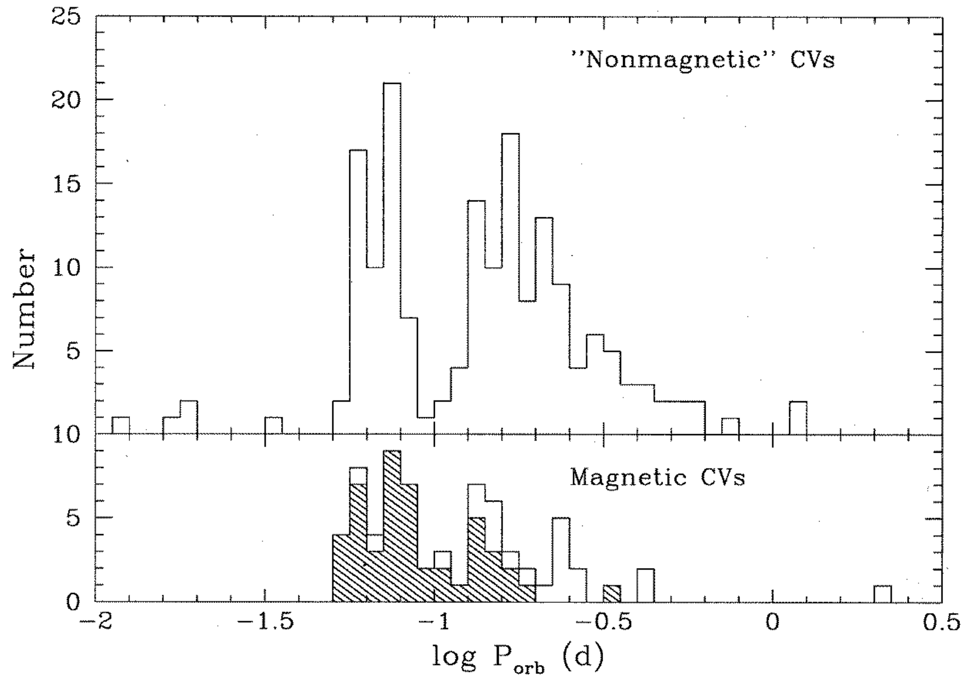


Abbildung 1.3: Verteilung der Bahnperioden von nichtmagnetischen (magnetische Momente der Weißen Zwerge $\mu << 10^{34}\,\mathrm{G\,cm^3}$) und magnetischen Kataklysmischen. Der schraffierte Bereich des Histogramms für magnetische CVs beinhaltet Polare, der freie Intermediäre Polare. Die Periodenlücke liegt bei $\log P_{\mathrm{orb}}(d) \approx -1$ (Beuermann 1995).

schreibt der Akkretionsstrom am Anfang eine schwach gekrümmte ballistische Trajektorie, die relativ zur Verbindungslinie zwischen den beiden Systemkomponenten einen Winkel von 20°–30° in Rotationsrichtung bildet (Lubow & Shu 1975).

Bei Kataklysmischen Veränderlichen (CVs) ist Drehimpulsverlust der dominante Antriebsmechanismus für den Massentransfer angesichts der meist massearmen (wenige $1/10\,M_\odot$) Sekundärkomponenten mit ihren großen nuklearen Entwicklungszeitskalen.

Die Periodenverteilung der Kataklysmischen weist eine erheblich verminderte Anzahl beobachteter Systeme bei $P_{\mathrm{orb}} = 2$–$3\,\mathrm{h}$ auf ('period gap'), siehe Abbildung 1.3. Für Bahnperioden oberhalb dieser Periodenlücke fließt Drehimpuls mit dem entlang des Magnetfeldes der Sekundärkomponente abgegebenen Sternwind ab und führt zu einer Verringerung der großen Halbachse (und damit einer Abnahme von P_{orb}) des Systems (Rappaport et al. 1983, Spruit & Ritter 1983).

Entsprechend nimmt die Masse $M_{\mathrm{sec}} \propto P_{\mathrm{orb}}^{1.220}$ der Sekundärkomponente ab, siehe Kapitel 6.1. Bei $P_{\mathrm{orb}} \approx 3\,\mathrm{h}$ wird diese voll konvektiv, das Verschwinden des durch Strahlungstransport dominierten Kernbereichs beeinträchtig den stel-

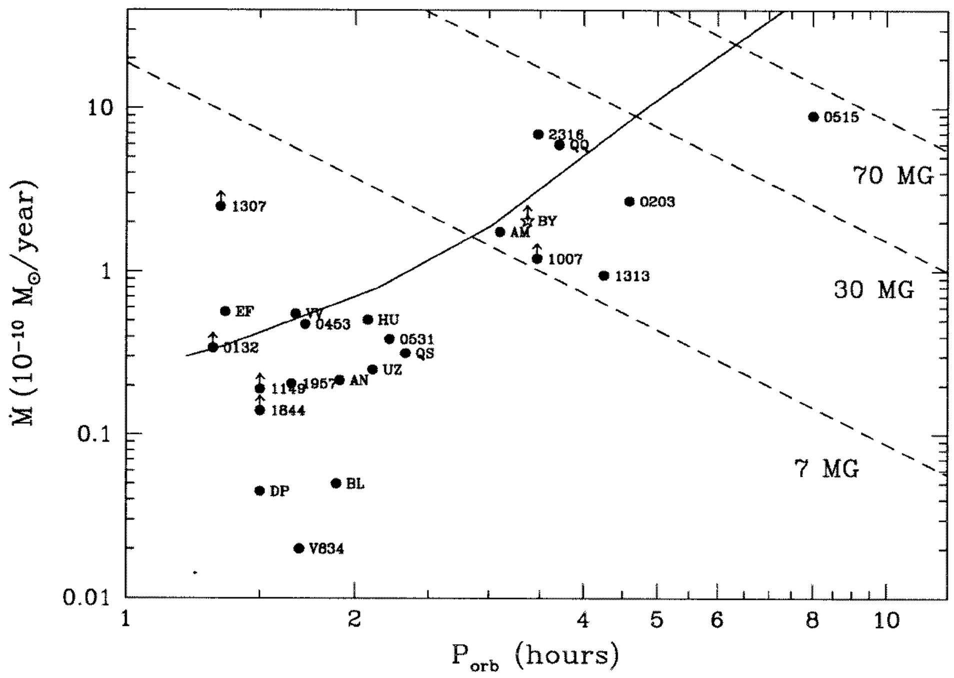


Abbildung 1.4: Akkretionsraten $\dot{M}$ von Polaren (aus der beobachteten Emission im optischen und Röntgenband) als Funktion der Bahnperiode $P_{\rm orb}$. Die durchgezogene Linie repräsentiert die $\dot{M}$–$P_{\rm orb}$-Relation für nichtmagnetische CVs. Die gestrichelten Linien repräsentieren minimale polare Feldstärken, bei denen die Synchronisation der Systeme bei gegebenem $\dot{M}$ erwartet wird (Beuermann 1996b).

laren Dynamo und unterbindet den Drehimpulsverlust über den Sternwind. Die Sekundärkomponente, welche durch den Massentransfer über den L_1-Punkt geringfügig aus dem thermischen Gleichgewicht ausgelenkt wird, kontrahiert auf ihre kleinere Gleichgewichtskonfiguration zurück und verliert so den Kontakt zu ihrem kritischen Roche-Volumen. Der Massentransfer erlischt und die durch den Akkretionsvorgang dominierte Systemleuchtkraft sinkt unter die Nachweisgrenze.

Das System verliert innerhalb der Periodenlücke weiter Drehimpuls durch die um ein bis zwei Größenordnungen ineffizientere Abstrahlung von Gravitationswellen, bis bei $P_{\rm orb} \approx 2\,{\rm h}$ die Sekundärkomponente wieder in Kontakt mit ihrem Roche-Volumen kommt und der Massentransfer wieder einsetzt. Lage und Ausdehnung der Periodenlücke sind an die Massentransferrate vor dem Einsetzen der vollen Konvektivität der Sekundärkomponente gebunden (Ritter 1986).

Die Massentransferrate $\dot{M}$ bei CVs ist eine Funktion der Bahnperiode $P_{\rm orb}$ und nimmt mit dieser zu. Typische Massentransferraten liegen bei 10^{-11}–$10^{-7}\,M_\odot/{\rm yr}$. Entwicklungsrechnungen enger Doppelsternsysteme (Rappaport et al. 1983) und empirische Untersuchungen ergeben $\dot{M} \propto P_{\rm orb}^{3.2}$. Die empirische $\dot{M}$–$P_{\rm orb}$-Relation von Patterson (1984a) ergibt:

$$\dot{M} = 3.2 \times 10^{16} \cdot \left(\frac{P_{\rm orb}}{4\,\rm h}\right)^{3.2} \rm g/s \tag{1.1}$$

$$\dot{M} = 5.1 \times 10^{-10} \cdot \left(\frac{P_{\rm orb}}{4\,\rm h}\right)^{3.2} M_\odot/yr \tag{1.2}$$

Individuelle Systeme können allerdings substantiell (bis zu einem Faktor 5-10) von der Relation abweichen, möglicherweise verursacht durch starke Fluktuationen der Massentransferrate ('mass transfer cycles') um einen mittleren Wert auf Zeitskalen, welche klein gegen die Entwicklungszeitskalen (10^8-10^9 Jahre) der CVs sind (King et al. 1995, 1996).

Beobachtungsbefunde legen nahe, daß der für nichtmagnetische CVs entwickelte Mechanismus für den Massentransfer auch für die Polare (mit Magnetfeldstärken für die Weißen Zwerge von 7–230 MG) qualitativ und quantitativ Gültigkeit behält. Die Periodenlücke ist auch bei diesen Systemen nachweisbar (mit einer geringfügigen Überhäufigkeit von Polaren am unteren Ende der Periodenlücke), ihre Massentransferraten entsprechen denen von nichtmagnetischen CVs (Beuermann 1995, 1996b), siehe Abbildungen 1.3 und 1.4.

Die polaren Magnetfeldstärken der Weißen Zwerge liegen im Bereich 7–70 MG (Beuermann 1996b), mit dem (bisherigen) Ausnahmeobjekt AR UMa mit 230 MG (Schmidt et al. 1996), wobei isolierte magnetische Weiße Zwerge Feldstärken von ettlichen 100 MG aufweisen können ($\approx$ 500 MG–1 GG bei PG1031+234, Chanmugam 1992). Um das Fehlen von Polaren mit Feldstärken $>$ 70 MG (vor der Entdeckung von AR UMa) zu erklären, wurde das Modell der reduzierten magnetischen Bremsung vorgeschlagen (Wickramasinghe & Wu 1991b, Li et al 1995).

Es geht davon aus, daß bei zunehmender Magnetfeldstärke des Weißen Zwerges ein immer größer werdender Anteil der von der Sekundärkomponente ausgehenden Feldlinien eingefangen werden (bei synchroner Rotation der Systemkomponenten), bis bei $B_{\rm pol} > 70$ MG die Abgabe von Sternwind aus dem System entlang offener Feldlinien fast völlig unterbunden wird und der Drehimpulsverlust auf die Abstrahlung von Gravitationswellen reduziert wird. Ein System mit einem stark magnetischen Weißen Zwerg synchronisiert nach diesem Modell schon bei Bahnperioden, bei denen die Sekundärkomponente ihr Roche-Volumen noch nicht ausfüllt. Durch die nicht vorhandene magnetische Bremsung wird die Entwicklungszeitskala des Systems bis zum Kontakt der Sekundärkomponente mit ihrem Roche-Volumen (und damit dem Einsetzen der Akkretion) größer als das Alter der Galaxis, so daß diese Systeme nicht beobachtbar sind.

Allerdings sprechen die signifikante Periodenlücke im Histogramm der Periodenverteilung der Polare, die Massentransferraten in der Größenordnung von nichtmagnetischen CVs, sowie die Entdeckung des Systems AR UMa mit 230 MG polarer Feldstärke gegen dieses Modell.

1.3 Akkretion bei Polaren

Ist die Distanz zwischen dem Weißen Zwerg und dem Lagrange-Punkt L_1 größer als der Magnetosphärenradius, so folgt die Materie zuerst einer ballistischen Trajektorie in der Bahnebene des Systems ('horizontal stream', Liebert & Stockman 1985), bevor das Magnetfeld die Dynamik des Plasmas dominiert, es aus der Bahnebene gekippt und direkt auf die Oberfläche des Weißen Zwerges akkretiert wird.

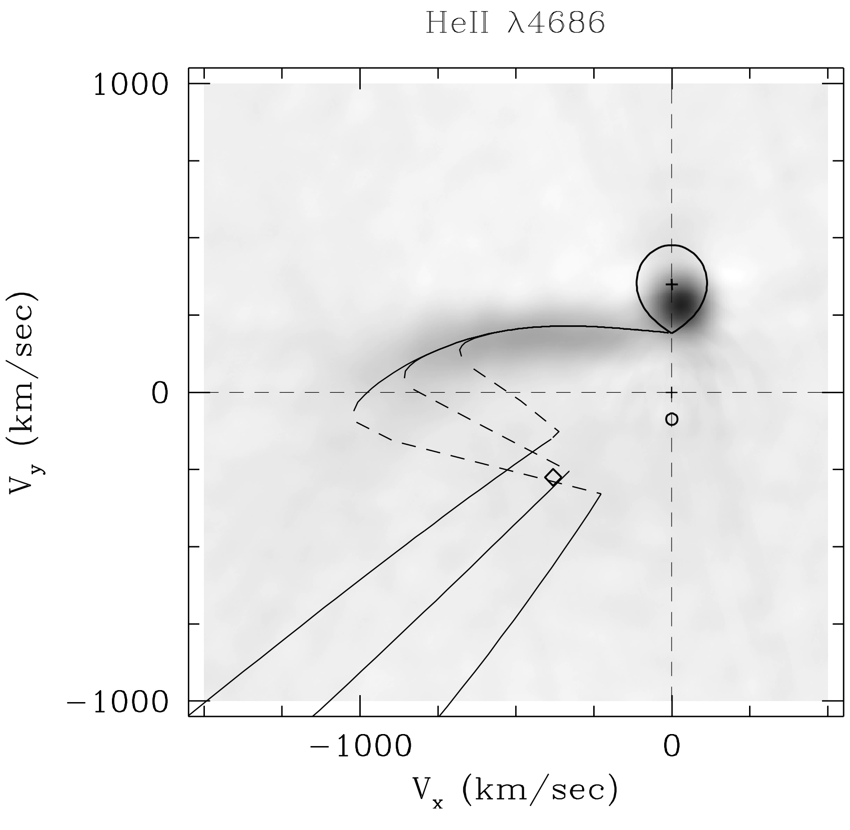


Abbildung 1.5: Doppler-Tomogramm des Polar HU Aqr, erhalten aus der HeII(4686 Å)-Linie (Schwope et al. 1997a). Erläuterungen, siehe Text.

Besondere diagnostische Bedeutung zur Untersuchung des Akkretionsstroms besitzen die charakteristischen starken Emissionslinien der Balmer-Serie und von HeI und HeII bei dieser Objektklasse. Meist bestehen diese aus multiplen Komponenten verschiedener Dopplerverschiebung und Breite. Sie entstehen in unter-

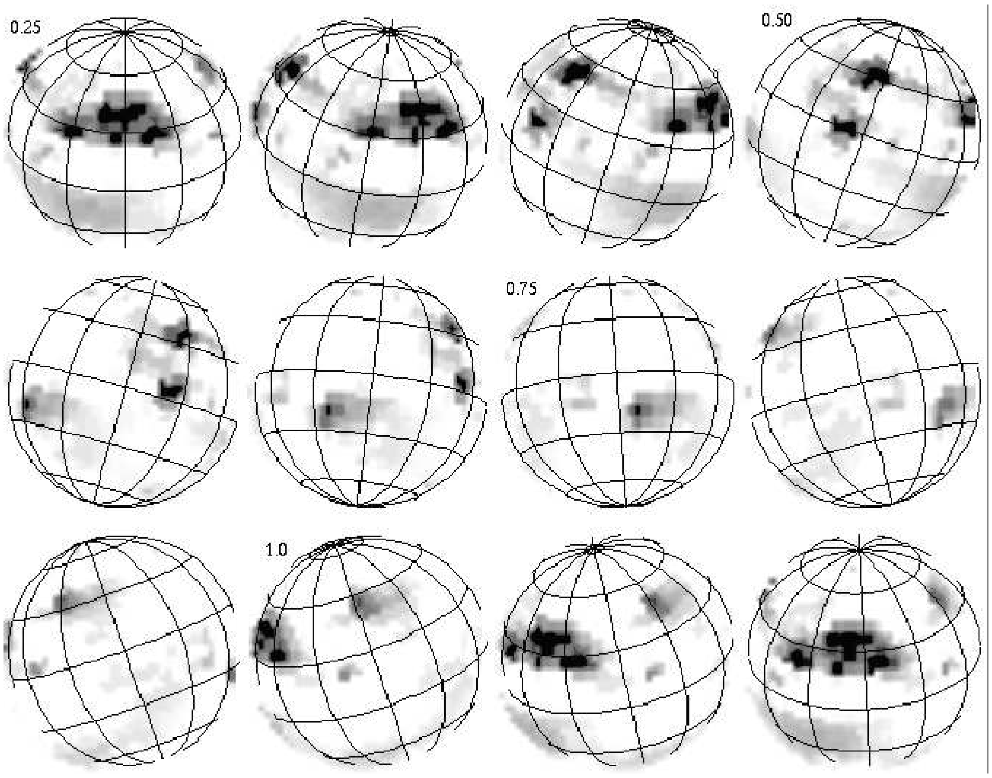


Abbildung 1.6: Emissionsverteilung auf der Oberfläche des Weißen Zwerges im System RE J1844–74 im optischen Band, errechnet unter Verwendung von Polarisationsdaten (Potter et al. 1998).

schiedlichen Bereichen des Akkretionsstroms, wo das Gas durch die hochenergetische Strahlung der Akkretionsregion, sowie Kollisions- und Schockanregung zur Linienemission angeregt wird, sowie auf der dem Weißen Zwerg zugewandten Hemisphäre der Sekundärkomponente, wiederum durch Reprozessierung hochenergetischer Strahlung[3].

Die optischen Emissionslinien aus dem Strom zeichnen sich durch hohe Radialgeschwindigkeits-Amplituden (etliche 100 km/s) und erhebliche Dopplerverbreiterungen (bis über 1000 km/s) aus. Die Linien erlauben Rückschlüsse auf Teilchendichten in den Emissionsregionen von 10^{12}–10^{14} cm^{-3} und Temperaturen des emittierenden Gases von 10^4 K (Cropper 1989). Die reprozessierte Linienemission aus der Photosphäre der Sekundärkomponente wird durch eine geringe Rotationsverbreiterung von wenigen Å charakterisiert (FWHM $\approx$ 1 Å bei V834 Cen, Rosen et al. 1987).

Die Technik der Doppler-Tomographie erlaubt aus zeitlich und spektral hoch-

[3] Bei dem Polar V1500 Cyg ist die dem Weißen Zwerg zugewandte Seite des Begleiters auf 8000 K gegenüber der abgewandten mit 3000 K aufgeheizt (Schmidt et al. 1995).

aufgelösten Linienprofilen die Rekonstruktion der Emissionsverteilung im zweidimensionalen Geschwindigkeitsraum (Marsh & Horne 1988).

Abbildung 1.5 zeigt das Doppler-Tomogramm des Polar HU Aqr, erhalten aus der HeII(4686 Å)-Linie (Schwope et al. 1997a). Die Konturlinien der Sekundärkomponente im Geschwindigkeitsraum befinden sich auf der positiven v_y-Achse, die des Weißen Zwerges bei $v_y < 0$. Sichtbar werden sowohl die reprozessierte Linienemission aus demjenigen Teil der Photosphäre der Sekundärkomponente, welche dem Weißen Zwerg zugewandt ist, als auch der horizontale Akkretionsstrom im linken oberen Quadranten. Die eingezeichneten Linien stellen Trajektorien für den Akkretionsstrom dar (Massenverhältnis $M_{sec}/M_{wd} = 1/4$), welcher bei verschiedenen Entfernungen vom Magnetfeld des Weißen Zwerges erfaßt wird (gestrichelte Linien) und entlang der Feldlinien auf den Weißen Zwerg akkretiert wird (Linien im linken unteren Quadranten.)

Doppler-Tomogramme liefern bisher keine Hinweise auf ausgedehnte Linienemission aus der Ankopplungsregion, wo der dynamische Druck $\propto \rho v^2$ der einfallenden Materie gleich dem magnetischen Druck $\propto B^2$ ist und der einfallende Plasmastrom an das Magnetfeld des Weißen Zwerges gebunden wird. Dagegen zeigt eine Untersuchung des Akkretionsstroms des Polars RE 2107-05 (Hakala 1995) mittels schneller Photometrie während der Bedeckungen durch die Sekundärkomponente neben einer in etwa quadratisch mit sinkendem Abstand zum Weißen Zwerg ansteigenden Emission im U-Band auch eine lokal begrenzte Emissionsspitze, möglicherweise verursacht durch die Interaktion des einfallenden Materials mit der Magnetosphäre des Weißen Zwerges. Die Beobachtung umfaßt neben der Linien- auch die Kontinuumsemission im U-Band.

Die von der Sekundärkomponente einfallende Materie wird schließlich vom Magnetfeld des Weißen Zwerges erfaßt und entlang der Feldlinien direkt in einer kompakten Akkretionsregion (Durchmesser 100–1000 km) auf dessen Oberfläche deponiert, siehe Kapitel 7. Die Akkretionsregion besitzt im allgemeinen relative Flächen f (in Einheiten der Oberfläche des Weißen Zwerges) von 10^{-5}–10^{-4} für die harte Röntgenemission, 10^{-5}–10^{-3} für die weiche Röntgenkomponente, sowie 10^{-4}–10^{-3} für die Zyklotron-Emission (Cropper 1989).

Beobachtungsbefunde deuten darauf hin, daß die Ankopplung des von der Sekundärkomponente einfallenden Plasmastroms an das Magnetfeld über einen ausgedehnten azimutalen und radialen Bereich hinweg erfolgen kann, so daß bandförmige Akkretionsregionen resultieren können. Beim Prototypen der Polare, AM Her, kann sich die Ankopplungsregion über einen radialen Bereich von 7–18 R_{wd} erstrecken (Wickramasinghe et al. 1991a). Modellrechnungen von Mukai (1988) zeigen, daß das radiale Dichteprofil des Materiestroms bereits Akkretionsregionen von mehr als 10° Länge erzeugen kann. Auch die Fragmentierung des Akkretionsstroms bei der Anbindung an das das Magnetfeld durch Plasma-Instabilitäten ist möglich. Ausgedehnte Akkretionsbögen werden auch durch Photometrie und Polarisationsmessungen bei Polaren nahegelegt (Ferrario 1990).

Abb. 1.6 zeigt die Emissionsverteilung auf der Oberfläche des Weißen Zwerges im System RE J1844–74 im optischen Band, errechnet unter Verwendung von Polarisationsdaten von Ramsay et al. (1996) über eine genetische Optimierung (Potter et al. 1998). Es sind zwei separate Haupt-Emissionsregionen sichtbar.

Die Akkretionsregion(en) bei Polaren sind vermutlich generell stark strukturiert und weisen breite Spektren an spezifischen Massenakkretionsraten auf. Beim System UZ For im 'low state' überspannen diese einen Bereich von 10^{-4} bis $> 1\,\mathrm{g\,cm^{-2}\,s^{-1}}$, wobei die optische Zyklotron-Emission vermutlich aus Außenbereichen der Akkretionsregion mit geringen spezifischen Akkretionsraten ($\dot{m} \leq 0.1\,\mathrm{g\,cm^{-2}\,s^{-1}}$) herrührt (Rousseau et al. 1996).

1.4 Die Röntgenemission

Da das starke Magnetfeld den Teilchen- und Wärmetransport senkrecht zu den Feldlinien stark unterdrückt, kann die Akkretionssäule über der Akkretionsregion bei der theoretischen Modellierung in erster Näherung als eindimensionales Problem betrachtet werden.

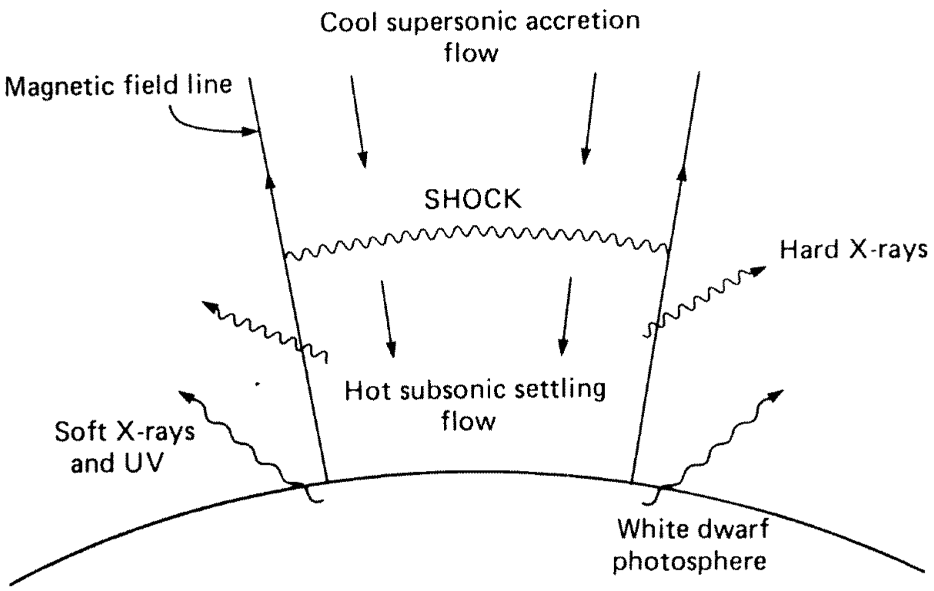


Abbildung 1.7: Schematische Darstellung der Akkretionssäule eines Polars (Frank et al. 1992).

Die Abbremsung des Akkretionsstroms geschieht zunächst über eine Schockfront, an der die Materie von Überschall- auf Unterschallgeschwindigkeit gebremst wird (Lamb & Masters 1979), siehe Abb. 1.7. Die charakteristische Temperatur für einen adiabatischen Schock T_s (unter Verwendung solarer Standardhäufigkeiten der Elemente in der einfallenden Materie) ergibt sich zu (Frank et al. 1992):

$$T_\mathrm{s} = 3.7 \times 10^8 \cdot \left(\frac{M_\mathrm{wd}}{M_\odot}\right) \cdot \left(\frac{R_\mathrm{wd}}{10^9\,\mathrm{cm}}\right)^{-1} \mathrm{K} \tag{1.3}$$

Das Plasma heizt sich dabei auf einige 10^8 K auf und kühlt innerhalb weniger Sekunden hauptsächlich durch Emission von thermischer Bremsstrahlung mit Photonenenergien von wenigen 10 keV und optischer Zyklotron-Emission ab. Bei reiner Bremsstrahlungskühlung resultiert für die Schockhöhe h_s (Frank et al. 1992):

$$\frac{h_\mathrm{s}}{R_\mathrm{wd}} = 9 \times 10^{-3} \left(\frac{f}{10^{-4}}\right) \left(\frac{\dot{M}}{10^{16}\,\mathrm{g/s}}\right)^{-1} \left(\frac{M_\mathrm{wd}}{M_\odot}\right)^{3/2} \left(\frac{R_\mathrm{wd}}{10^9\,\mathrm{cm}}\right)^{-1/2} \tag{1.4}$$

Dabei ist f die relative Fläche der Akkretionsregion im Verhältnis zur Oberfläche des Weißen Zwerges, $\dot{M}$ ist die Massenakkretionsrate. Allerdings stehen dem Plasma noch weitere Kühlungsmechanismen, wie optische Zyklotron-Emission und Compton-Kühlung zur Verfügung, was zu einer Absenkung der Schocktemperatur und -höhe führt (Beuermann 1996b). Generell sind die Schockhöhen $<< R_\mathrm{wd}$.

Das relative Verhältnis der Bremsstrahlungs- zur Zyklotron-Kühlung hängt im wesentlichen von der magnetischen Feldstärke B und der spezifischen Akkretionsrate pro Zeit- und Flächeneinheit $\dot{m}$ ab. Die thermische Bremsstrahlung dominiert bei hohen spezifischen Akkretionsraten $\dot{m}$ und niedrigen Magnetfeldstärken B. Für kleine $\dot{m}$-Werte und hohe Magnetfeldstärken kann die Zyklotron-Kühlung die Schockhöhe weit unter den reinen Bremsstrahlungsfall reduzieren oder die Ausbildung eines Schocks ganz unterbinden[4].

Da die Bremsstrahlungsemission einer Abhängigkeit $\propto \rho^2 T^{1/2}$ (für $\mathrm{p} = \mathrm{const.}$) folgt und die Dichte der Akkretionssäule zum Weißen Zwerg hin stark ansteigt, ist die Bremsstrahlungsemission (trotz abnehmender Temperatur des akkretierenden Materials nach dem Schock) an der Basis der Akkretionssäule maximal. Sie wird dort im allgemeinen den dominanten Kühlungsmechanismus darstellen, selbst wenn die Zyklotron-Emission dicht unter der Schockregion dominiert (Wu 1994b). Durch die quadratische Dichteabhängigkeit der Bremsstrahlungsemission wird sich der Akkretionsschock für größere Massenakkretionsraten näher

[4] Der dritte Kühlungs-Mechanismus, die Compton-Kühlung, ist am effektivsten für ein heißes und dünnes Plasma und ist nur bei massiven Weißen Zwergen ($M_\mathrm{wd} > 1\,M_\odot$) relevant.

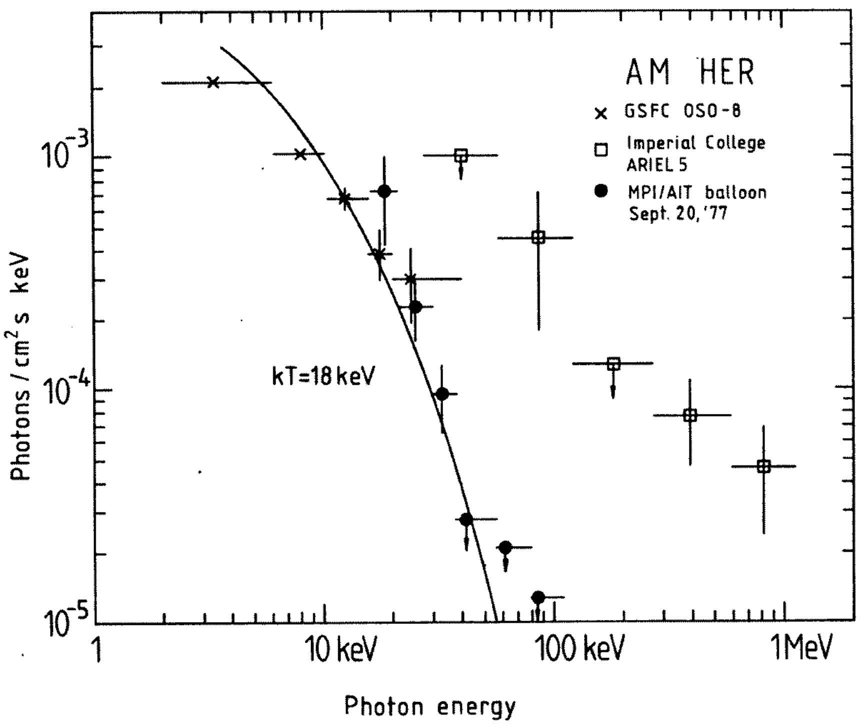


Abbildung 1.8: Die ersten harten Röntgenspektren von AM Her, aufgenommen mit einem ballongestützten Experiment des Astronomischen Instituts der Universität Tübingen und des MPI für extraterrestrische Physik, sowie den Satelliten OSO 8 (Swank et al. 1977) und Ariel 5 (Coe et al. 1978). Aus Staubert et al. (1978).

an der Photosphäre des Weißen Zwerges ausbilden, da das dichtere Plasma schneller abkühlt.

Abbildung 1.8 zeigt das erste harte Röntgenspektrum der Bremsstrahlungskomponente des Polars AM Her, welches als thermisches Bremsstrahlungsspektrum mit einer Äquivalenttemperatur von 18 keV modelliert werden konnte (Staubert et al. 1978).

Polare emittieren im Röntgenbereich/EUV auch eine weiche Schwarzköper-Komponente[5] mit Photonenenergien von einigen 10 eV, entsprechend Effektivtemperaturen T_{eff} von einigen 10^5 K.

Ein Teil dieser Emission kann durch die Reprozessierung harter Röntgenstrahlung in der Photosphäre des Weißen Zwerges erzeugt werden. Da die Emission der

[5] Da die Emission aus einer durch den Akkretionsvorgang aufgeheizten Region in der Photosphäre des Weißen Zwerges stammt, kann die Form nur genähert als Schwarzkörper angenommen werden. Bei der Reprozessierung in der Photosphäre des Weißen Zwerges treten beispielsweise Absorptionskanten auf, so daß Schwarzkörpermodelle systematisch zu hohe Effektivtemperaturen T_{eff} liefern (Williams et al. 1987, Lamb 1985).

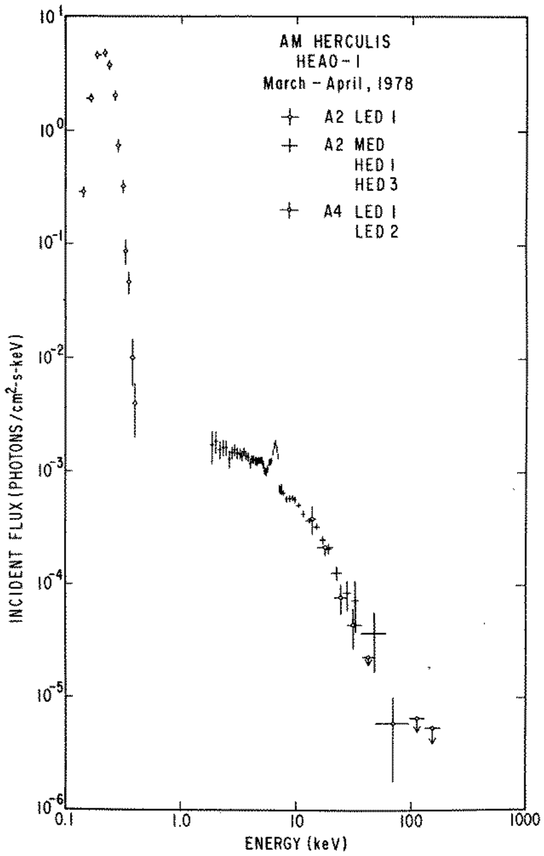


Abbildung 1.9: Röntgenspektrum des Polars AM Her (HEAO-1). Neben dem harten Bremsstrahlungsspektrum bei Energien über 2 keV ist die weiche Schwarzkörper-Komponente bei Energien unter 1 keV sichtbar, sowie eine Fluoreszenzlinie des Eisens um 6.5 keV (Rothschild et al. 1981).

harten Komponente im Post-Schock-Akkretionsstrom relativ nahe der Oberfläche stattfindet, wird der Weiße Zwerg von etwa 50 % der Strahlung beleuchtet. Davon wird im Röntgenbereich ein Teil reflektiert (mit einer mittleren Röntgenalbedo in der Größenordnung $a_{\mathrm{x}} = 0.3$), der Rest wird absorbiert, reprozessiert und bei niedrigeren Effektivtemperaturen als weiche Schwarzkörper-Komponente reemittiert. Für das zu erwartende Verhältnis von harter zu weicher Röntgenstrahlung gilt dabei:

$$\frac{L_{\mathrm{hard}}}{L_{\mathrm{soft}}} = \frac{0.5\,(1 + a_{\mathrm{x}})}{0.5\,(1 - a_{\mathrm{x}})} \approx 2 \tag{1.5}$$

Die Beobachtungsbefunde zeigen jedoch, daß einige der Polare um einen Faktor ≥ 10 mehr weiche Röntgenstrahlung emittieren, als die obige Gleichung vorhersagt (King & Watson 1987). Eine Erklärung bietet das Modell des inhomo-

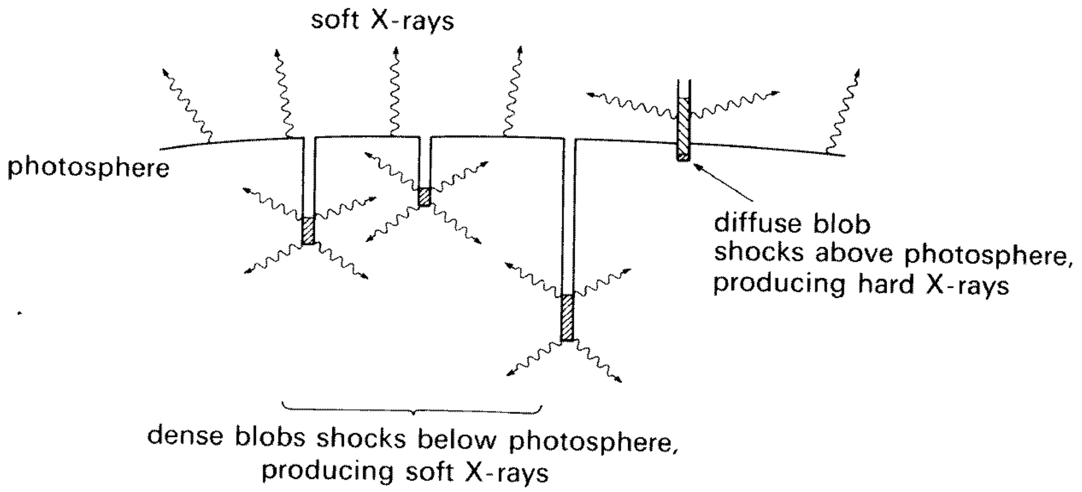


Abbildung 1.10: Visualisierung des Modells der inhomogenen Akkretion bei Polaren und der 'quasi-steady buried shocks' als Entstehungsmechanismus für die weiche Schwarzkörperemission im Röntgenbereich (Frank et al. 1992).

genen, fragmentierten Akkretionsstroms, bei dem die weiche Komponente über eine Thermalisierung der kinetischen Energie dichter Materieklumpen in der Photosphäre des Weißen Zwerges erzeugt wird (Kuijpers & Pringle 1982, Frank et al. 1988, Hameury & King 1988).

Dabei wird der Akkretionsstrom bei der Wechselwirkung mit der Magnetosphäre des Weißen Zwerges bei der Ankopplung an das Magnetfeld durch Instabilitäten fragmentiert. Die Gasfilamente werden bei der Akkretion auf die Oberfläche des Weißen Zwerges durch die konvergierenden magnetischen Feldlinien in der Breite um den Faktor $(R_{\rm mag}/R_{\rm wd})^{-3/2}$ gestaucht (mit dem Magnetosphärenradius $R_{\rm mag}$), sowie durch Gezeitenkräfte in der Länge um den Faktor $(R_{\rm mag}/R_{\rm wd})^{1/2}$ gestreckt. Dabei nimmt die Dichte um den Faktor $(R_{\rm mag}/R_{\rm wd})^{5/2}$ zu. Die dichten Plasma-Inhomogenitäten werden in Form länglicher Fäden auf die Oberfläche des Weißen Zwerges auftreffen.

Bei genügend hohen Dichten des Plasmas sind die Akkretionssäule und die Schockregion dabei so weit in die Photosphäre eingebettet ('quasi-steady buried shock'), daß die umgebende Materie für die harte Bremsstrahlungsemission optisch dick wird und diese absorbiert und thermalisiert wird. Dafür müssen die Plasma-Inhomogenitäten eine kritische Dichte $\rho_{\rm crit}$ von mindestens 10^{-7}–$10^{-6}\,{\rm g\,cm^{-3}}$ aufweisen[6]. Eine weitere Bedingung ist, daß die Länge der Filamente

[6]Für typische Magnetosphärenradien $R_{\rm mag}$ für Polare ist der Akkretionsstrom am L_1-Punkt so dicht, daß die Kompression alleine durch das Magnetfeld bereits ausreichend ist, um Plasmadichten $\rho_{\rm crit}$ zu erreichen. Es wird also kein zusätzlicher Kompressionsmechanismus benötigt.

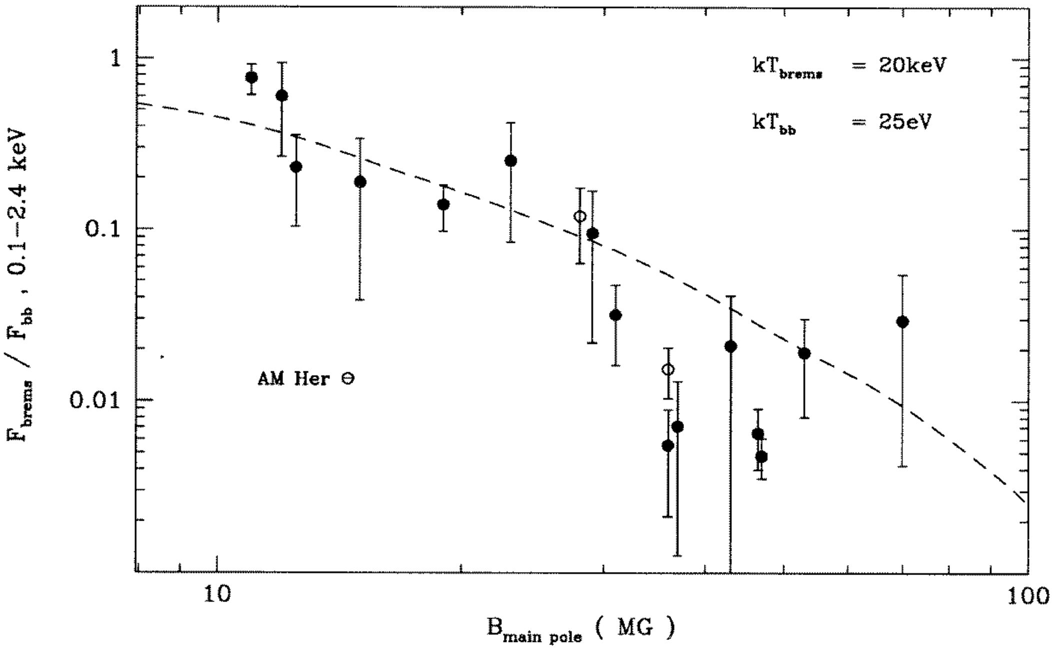


Abbildung 1.11: Verhältnis $F_{\mathrm{brems}}/F_{\mathrm{bb}}$ der im ROSAT-Band von 0.1–2.4 keV integrierten, nicht absorbierten Bremsstrahlungs- und Schwarzkörperemissionen als Funktion der Magnetfeldstärke, siehe Text. Die offenen Kreise markieren Systeme mit $P_{\mathrm{orb}} > 3\,h$ (Beuermann 1996b).

groß genug sein muß, um für eine kurze Zeitspanne die Bildung einer quasistationären Akkretionssäule und einer temporären Schockregion zu ermöglichen. Bei der kritischen Dichte ρ_{crit} ergeben sich Längen von mindestens 10^7–10^8 cm, d.h. 100–1000 km, für Dichten $\rho > \rho_{\mathrm{crit}}$ können diese entsprechend kürzer sein[7].

Die Akkretionsregion selbst weist vermutlich ein breites Spektrum an spezifischen Massenakkretionsraten auf. Die harte Strahlung und die Zyklotron-Emission werden dabei durch diffuses Plasma oder Klumpen mit Dichten $\rho < \rho_{\mathrm{crit}}$ erzeugt, die nur einen geringen Anteil der gesamten akkretierten Masse in sich vereinen. Sie bilden freistehende Akkretionssäulen, so daß die harte Bremsstrahlung aus dem Post-Schock-Strom ungehindert emittiert werden kann, siehe Abbildung 1.10. Die weiche Emission wird durch die Thermalisierung der kinetischen Energie dichter Stromfilamente über die Bildung von 'quasi-steady buried shocks' erzeugt.

Die Akkretionsregion(en) sind vermutlich generell stark strukturiert und weisen breite Spektren an spezifischen Massenakkretionsraten auf. Bei UZ For im

[7]Für typische Auftreffgeschwindigkeiten von einigen 1000 km s^{-1} entspricht dies spezifischen Akkretionsraten von $\dot{m} > 10\,\mathrm{g\,cm^{-2}\,s^{-1}}$.

'low state' überspannen diese einen Bereich von 10^{-4} bis $> 1\,\mathrm{g\,cm^{-2}\,s^{-1}}$ (Rousseau et al. 1996). Die Zyklotron-Emission stammt dabei bevorzugt aus Bereichen mit $\dot{m} \approx 10^{-2}\,\mathrm{g\,cm^{-2}\,s^{-1}}$, die harte Bremsstrahlungskomponente aus Gebieten mit $\dot{m} \approx 1\,\mathrm{g\,cm^{-2}\,s^{-1}}$ und die weiche Röntgenemission durch 'quasi-steady buried shocks' aus Bereichen mit $\dot{m} \approx 10^{2}\,\mathrm{g\,cm^{-2}\,s^{-1}}$ (Beuermann 1995).

Abbildung 1.9 zeigt das Röntgenspektrum des Polars AM Her. Die hochenergetische Komponente ist bei Energien um 10 keV flacher, bei 30 keV jedoch steiler als das Modell eines rein thermischen Bremsstrahlungsspektrums, vermutlich spielen Reflektions- und Absorptionseffekte eine wichtige Rolle. In phasenaufgelösten Ginga-Beobachtungen des Hochenergie-Spektrums von AM Her von Beardmore et al. (1995) sind bei Energien unter 7 keV Absorptionseffekte nachweisbar, bei größeren Energien ist die Einbeziehung von Reflektion notwendig. Da die Röntgenalbedo des Weißen Zwerges zu größeren Energien hin ansteigt, erforden Bremsstrahlungsfits unter Einbeziehung von Reflektionseffekten geringere Temperaturen als solche ohne.

Die Konsequenzen des Modells der inhomogenen Akkretion lassen sich auch in weiteren Röntgenbeobachtungen nachweisen. So ist die nicht vorhandene Korrelation weicher und harter Röntgenemission auf kleinen Zeitskalen mit diesem Model erklärbar (Stella et al 1986). In den weichen Röntgenlichtkurven von AM Her ist zeitweise eine Akkretion auf den sekundären Pol mit geringer Akkretionsrate beobachtbar ('reversed soft X-ray mode'). Dabei sind zahlreiche Emissionsspitzen beobachtbar, verursacht durch den inhomogenen Akkretionsstrom (Heise et al. 1985).

Beuermann & Burwitz (1996a) finden für Polare einen Zusammenhang zwischen $F_{\mathrm{brems}}/F_{\mathrm{bb}}$, dem Verhältnis der im ROSAT-Bereich von 0.1–2.4 keV integrierten, nicht absorbierten Bremsstrahlungs- und Schwarzkörper-Emissionen und der Magnetfeldstärke in der Akkretionsregion, siehe Abbildung 1.11. Bremsstrahlung kann effektiv nur in einem mittleren Bereich für die spezifische Massenakkretionsrate $\dot{m}$ ($\mathrm{g\,cm^{-2}\,s^{-1}}$) emittiert werden, begrenzt durch die klumpige Akkretion mit der dominanten Abstrahlung weicher Röntgenemission (durch die Thermalisierung von dichten Materieklumpen in der Photosphäre des Weißen Zwerges) bei großem $\dot{m}$ und der durch Zyklotron-Emission dominierten Strahlung bei kleinen $\dot{m}$-Werten. Die geringe Emission an Bremsstrahlung im ROSAT-Band für Systeme mit Feldstärken über 30 MG wird vermutlich dadurch verursacht, daß das $\dot{m}$-Fenster, in dem Bremsstrahlung effektiv erzeugt werden kann, für höhere Feldstärken enger wird und bei 30 MG völlig verschwindet (Beuermann & Burwitz 1996a).

1.5 Optische Zyklotron-Emission

Im optischen Spektralband können Polare starke lineare und zirkulare Polarisation im Kontinuum aufweisen, wie DP Leo (1E1114+182) mit einer maximalen linearen Polarisation von 35 % und ST LMi (CW1103+254) mit bis zu 16 % zirkularer Polarisation (Chanmugam 1985). Die Polarisation des Prototyps der Objektklasse AM Her, verursacht durch optische Zyklotron-Emission im magnetischen Feld des Weißen Zwerges, wurde erstmals von Cowley & Crampton (1977) nachgewiesen, so daß Krzeminski & Serkowski (1977) für diese Objektklasse die Bezeichnung 'polars' prägten.

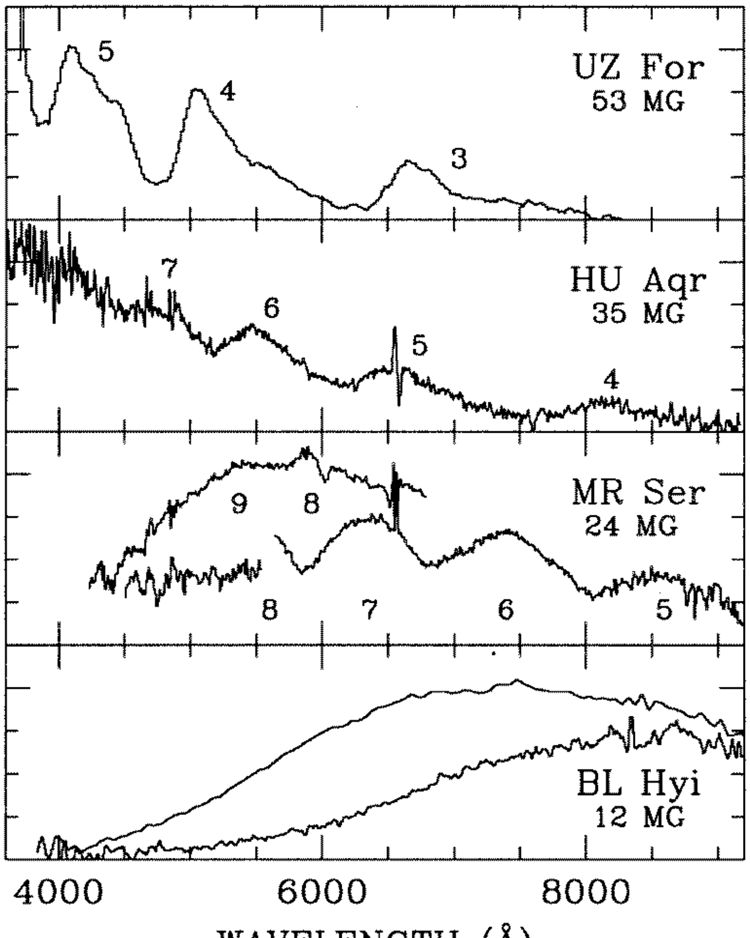


Abbildung 1.12: Zyklotron-Spektren vier verschiedener Polare mit unterschiedlichen Feldstärken mit den Ordnungen der Harmonischen für die einzelnen Zyklotron-Linien (Schwope 1996).

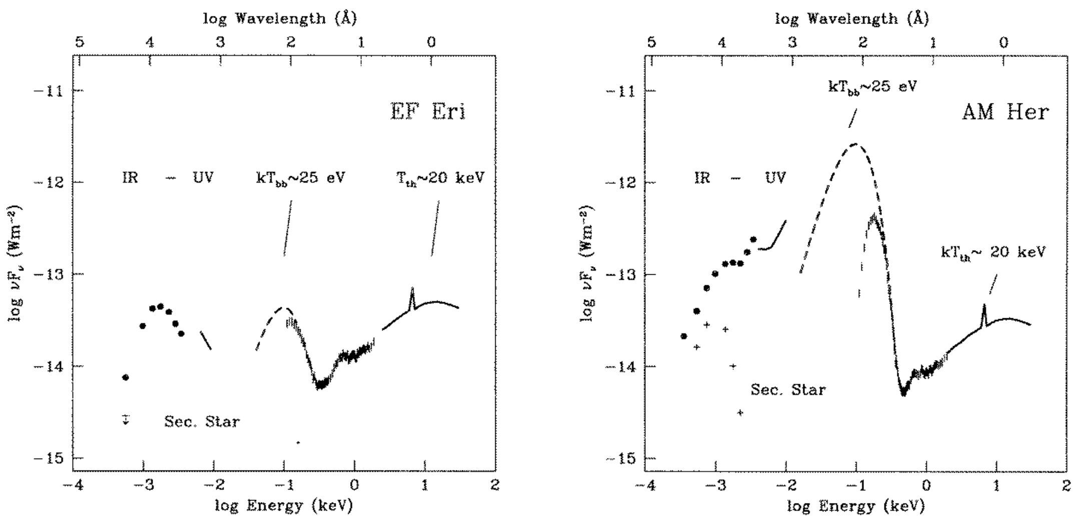


Abbildung 1.13: Multi-Wavelength-Spektren der Polare EF Eri und AM Her als νF_ν–$h\nu$-Graphiken zur Demonstration der drei Emissionskomponenten in diesen Systemen: Die Zyklotron-Emission im Magnetfeld des Weißen Zwerges im IR-Optischen Band, die weiche Schwarzkörperstrahlung durch Reprozessierung und inhomogene Akkretion, sowie die harte Bremsstrahlungskomponente aus dem Post-Schock-Strom (Beuermann 1996b).

Die polarisierte Strahlung entsteht als Zyklotron-Emission im Plasma der Post-Schock-Region nahe der Akkretionsregion bei mehreren 10 MG magnetischer Feldstärke (Chanmugam & Langer 1991, Wickramasinghe & Megitt 1985). Die im Magnetfeld erfolgende quantenmechanische Einschränkung der Drehimpulse elektrisch geladener Teilchen im Plasma führt beim Übergang zwischen den Niveaus zur Emission oder Absorption von Strahlung mit der charakteristischen Zyklotron-Frequenz (Megitt & Wickramasinghe 1989):

$$\nu_{\rm cyc} = \frac{eB}{2\pi m_0 c} \tag{1.6}$$
$$= 2.8 \times 10^{13}\, B_7 \text{ Hz} \tag{1.7}$$

und den Frequenzen der Zyklotron-Harmonischen $\nu_{\rm cyc}(n)$, mit n$\in$N:

$$\nu_{\rm cyc}(n) = \frac{\text{n} \cdot \nu_{\rm cyc}}{\gamma\,(1-\beta_{||}\cos\theta)} \tag{1.8}$$

Dabei ist B_7 ist die Magnetfeldstärke in 10^7 G, m_0 die Ruhemasse des Teilchens und γ dessen Lorentz-Faktor. Die Gleichung für die Frequenzen $\nu_{\rm cyc}(n)$ der Zyklotron-Harmonischen beinhaltet auch eine mögliche Geschwindigkeitskomponente $v_{||}$ parallel zum Feld (mit $\beta_{||} = v_{||}/c$), wobei θ der Winkel zwischen der

Blickrichtung und Magnetfeldrichtung ist. Bei den typischen Feldstärken der Polare von einigen 10 MG liegt die Zyklotron-Grundfrequenz $\nu_{\rm cyc}$ im IR-Bereich mit Harmonischen im optischen Spektralbereich.

Da die Zyklotron-Emission einer Temperaturabhängigkeit $\propto T^{2.5}$ folgt (mit einer nur geringen Dichteabhängigkeit, Wu 1994b) wird die Zyklotron-Strahlung bevorzugt dicht unter dem Akkretionsschock emittiert, wo das akkretierende Material maximale Temperatur besitzt (einige 10^8 K).

Die Teilchen emittieren dabei ihre Strahlung aufgrund des relativistischen 'cyclotron beaming' bevorzugt senkrecht zum Magnetfeld. Dieser Effekt wächst mit steigender Plasmatemperatur an, in Verbindung damit tritt auch eine ebenfalls relativistische Rotverschiebung der Energie der Zyklotron-Emission mit wachsender Teilchenenergie auf. Die Frequenz der Zyklotron-Emission ist also geringfügig vom Blickwinkel zwischen Magnetfeld und Beobachtungsgeometrie abhängig und erlaubt Einblicke in die Akkretionsgeometrie.

Das Plasma in der Akkretionssäule enthält ein breites Energiespektrum an mäßig relativistischen Elektronen, so daß die Zyklotron-Harmonischen verbreitert werden und es bei hohen Plasmatemperaturen ($T > 2 \cdot 10^8$ K, Beuermann 1996b) zur Bildung eines Quasi-Kontinuums kommt. Die spektral und bezüglich der Bahnphase aufgelöste Polarimetrie bietet ein diagnostisches Werkzeug zur Untersuchung der physikalischen Parameter in den Akkretionsregion, wie Magnetfeldstärke und Plasmatemperatur, sowie der Akkretionsgeometrie (Schwope 1990, 1995b, 1995c).

Abbildung 1.12 zeigt eine Zusammenstellung von Zyklotron-Spektren vier verschiedener Polare mit unterschiedlichen Feldstärken mit Angabe der Ordnungen der Harmonischen für die einzelnen Zyklotron-Linien (Schwope 1996). Die Linien sind am besten sichtbar bei niedrigen Plasmatemperaturen und hohen Magnetfeldstärken, wie bei UZ For im 'low state' bei niedriger Akkretionsrate.

Abbildung 1.13 zeigt zur Demonstration der drei prinzipiellen Emissionskomponenten bei Polaren breitbandige Multi-Wavelength-Spektren der Systeme EF Eri und AM Her als νF_ν–$h\nu$-Graphiken. Die Zyklotron-Emission im Magnetfeld des Weißen Zwerges dominiert im IR-Optischen Band, die weiche Schwarzkörperstrahlung (durch Reprozessierung und inhomogene Akkretion) bei einigen 10 eV, sowie die harte Bremsstrahlungskomponente aus dem Post-Schock-Strom bei wenigen 10 keV (Beuermann 1996b). Das System AM Her verdeutlicht die starke weiche Röntgenkomponente, die nicht alleine durch die Reprozessierung von harter Röntgenemission und Zyklotron-Strahlung erklärt werden kann, siehe Kapitel 1.6[8].

[8] Die starke Röntgenemission magnetischer CVs hat dazu geführt, daß in etwa 80 % der

Beobachtungsbefunde liefern gewichtige Indizien dafür, daß die Magnetfelder bei vielen Polaren komplexe Feldkonfigurationen besitzen. Beobachtete Zeeman-Aufspaltungen von Absorptionslinien in der Photosphäre der Weißen Zwerge erfordern dezentrierte Dipolfelder, Quadrupolfelder, oder Feldkonfigurationen höherer Ordnung (Schwope 1995b), wie sie auch bei isolierten magnetischen Weißen Zwergen anzutreffen sind. Bei Polaren, bei denen ein zweiter Akkretionspol aktiv ist und die Bestimmung der beiden polaren Feldstärken möglich ist, sind diese um einen Faktor ≈ 2 voneinander verschieden, mit Winkelabständen von 100°–180° (Beuermann 1996b). Diese Beobachtungsbefunde können ebenfalls mit dezentrierten Dipolen oder Multipolfeldern höherer Ordnung erklärt werden. Dabei erfolgt die Hauptakkretion auf den Pol mit der geringeren Feldstärke, der aber näher zur Bahnebene und zur Sekundärkomponente liegt und damit eine günstigere Akkretionsgeometrie für den Plasmastrom besitzt (Wickramasinghe & Wu 1991a).

1.6 Der Polar RX J1940.1–1025

Am Beginn der Entdeckungsgeschichte des Polar RX J1940.1–1025 stand die Seyfert-Galaxie NGC 6814, bei der Mittaz & Branduardi-Raymont (1989) eine Periodizität des Röntgenflusses um 12 200 s in EXOSAT-Beobachtungen (Energiebereich 2–6 keV) nachwiesen. Allerdings war das für diese Beobachtung verwendete Instrument nicht ortsauflösend, so daß die Kontamination durch eine nahe gelegene extragalaktische oder galaktische Quelle nicht auszuschließen war. Eine Neuanalyse des Datenmaterials durch Fiore et al. (1992) und neue Röntgenbeobachtungen bestätigten das Ergebnis und wiesen zweifelsfrei eine Periodizität in der Röntgenemission der Quelle nach (Done et al. 1992). Von keiner anderen Aktiven Galaxie her waren solche Befunde bekannt.

Tabelle 1.2: Koordinaten von RX J1940.1–1025 (Staubert et al. 1994).

RX J1940.1–1025 - RX J1940.2-1025 - V1432 Aql			
System	Äquinoktium	R.A. / Gal.Länge	Dec. / Gal.Breite
Äquatorial	1950.0	$19^{h}\,37^{m}\,26.54^{s}$	$-10^\circ\,32'\,24.5''$
Äquatorial	2000.0	$19^{h}\,40^{m}\,11.46^{s}$	$-10^\circ\,25'\,25.7''$
Galaktisch	-	28.98°	−15.50°

Das Spektrum theoretischer Modelle zur Erklärung der Periodizität in der Röntgenstrahlung von NGC 6814 umfaßte Mechanismen wie quasi-periodische

Systeme über Röntgenbeobachtungen identifiziert wurden (Beuermann 1996b).

Instabilitäten in der Akkretionsscheibe um das massive Schwarze Loch im Kern des AGN oder der periodische Durchgang eines in einer engen Umlaufbahn um das Zentralobjekt befindlichen Sterns durch diese.

Räumlich aufgelöste Röntgenbeobachtungen mit dem PSPC-Instrument an Bord von ROSAT lüfteten schließlich das Geheimnis dieser enigmatischen Aktiven Galaxie. Die Daten zeigten, daß die eigentliche Quelle des periodischen Signals ein etwa 37' westlich der Galaxie liegendes Objekt ist, mit einer Röntgenperiode im Bereich von 12 140–12 150 s (Madejski et al. 1993, Staubert et al. 1994).

Rosen et al. (1993) identifizierten das optische Gegenstück der neuen ROSAT-Quelle RX J1940.1–1025 (V1432 Aql) und nahmen erste spektroskopische Untersuchungen vor. Das Auftreten von charakteristischen Emissionslinien in Verbindung mit der starken Röntgenemission legten die Klassifikation als magnetischen Kataklysmischen nahe. Patterson et al. (1993) fanden auch im optischen Wellenlängenbereich eine Variabilität der Quelle mit einer Periode von 12 150 s.

Unabhängige spektroskopische Untersuchungen von Staubert et al. (1993) ergaben eine Periode der Radialgeschwindigkeitsvariationen der Emissionslinien von $12\,120 \pm 3$ s und die Autoren merkten an, daß RX J1940.1–1025 möglicherweise mehr als eine Periode besitzt. Die Vermutung, daß die Spin- und Bahnperioden des Weißen Zwerges bei diesem System unterschiedlich sind und es sich bei RX J1940.1–1025 um einen Polar mit einer geringfügigen Asynchronizität ($< 2\%$) handelt, konnte durch ausgedehnte spektroskopische und photometrische Beobachtungen im optischen und im Röntgenbereich bestätigt werden, siehe Staubert et al. (1994), Friedrich et al. (1996a), Patterson et al. (1995) und Watson et al. (1995).

RX J1940.1–1025 reihte sich damit ein in die nur zwei weitere gesicherte Mitglieder umfassende Untergruppe von Nahezu-Synchronen Polaren, bei denen die Synchronisation der Spin- und Bahnperioden der Weißen Zwerge (vermutlich vorübergehend) aufgebrochen ist. Das Objekt ist jedoch insofern pekuliär, als daß bei BY Cam und V1500 Cyg die Spinperioden der Weißen Zwerge kürzer als die Bahnperioden sind, bei RX J1940.1–1025 jedoch gerade der entgegengesetzte Fall $P_{\rm spin} > P_{\rm orb}$ vorliegt.

Die durch diese Asynchronizität verursachte Variation der magnetischen Akkretiongeometrie mit der Schwebungsperiode zwischen der Spin- und Bahnperiode des Weißen Zwerges wurde von Geckeler & Staubert (1997b,1997a) erstmals mittels ROSAT-Röntgendaten und optischer CCD-Photometrie nachgewiesen und durch ein Dipol-Akkretionmodell (Kapitel 5) beschrieben. Dabei wurden auch erstmals Hinweise für eine Angleichnug der Spin- and die Bahnperiode beobachtet, mit einer Synchronisationszeitskala $\tau_{\rm sync} = (P_{\rm spin} - P_{\rm orb})/\dot{P}_{\rm spin}$ von 100 Jahren. Damit besitzt RX J1940.1–1025 den kleinsten Wert für $\tau_{\rm sync}$ im Vergleich zu den Systemen V1500 Cyg mit 170 Jahren und BY Cam mit 1600 Jahren, siehe Kapitel 1.1.

Die Ursache für die Asynchronizität von RX J1940.1–1025 ist immer noch ungeklärt. Weder eine Untersuchung der Plattensammlung des Sonneberger Archivs (Kuypers 1996), noch die Auswertung der ersten IUE-Spektren von Friedrich et al. (1996b) im Hinblick auf mögliche anomale Intensitätsverhältnisse der UV-Emissionslinien erbrachten Hinweise auf einen Novaausbruch als möglichen Grund für die asynchrone Rotation des Weißen Zwerges in diesem System.

Kapitel 2

CCD-Photometrie

2.1 Die Datenreduktion

2.1.1 Grundlagen der CCD-Photometrie

Die CCD-Photometrie weist gegenüber der Messung mit Photomultipliern entscheidende Vorteile auf. So werden auf dem zweidimensionalen CCD-Detektor die Quelle, Kalibrations- und Checksterne, sowie der Himmelshintergrund simultan erfaßt. Die höhere Quanteneffizienz der CCD über einen weiten Spektralbereich macht die Beobachtung auch schwacher astronomischer Quellen möglich. Für die CCD-Photometrie stellarer Objekte existieren zwei prinzipielle Methoden:

- Aperturphotometrie
- PSF(Point Spread Function)-Photometrie

Bei der Aperturphotometrie wird eine Meßapertur um die Quelle gelegt und der darin vorhandene Fluß integriert, bei der PSF-Photometrie wird ein aus nicht variablen Quellen extrahiertes Sternprofil an die Helligkeitsverteilung der einzelnen Objekte mathematisch angepaßt.

Die Aperturphotometrie benötigt eine über das Bildfeld hinweg konstante PSF, wobei diese bei der PSF-Photometrie zusätzlich bekannt sein, d.h. für jedes Bild aus den Helligkeitsverteilungen der vorhandenen Quellen ermittelt werden muß (und auch eine Funktion des Abbildungsortes auf der CCD sein kann). Die PSF-Photometrie liefert bei einer hochwertigen Punktbildverwaschungsfunktion etwas präzisere Meßwerte für die Quellflüsse, da bei der mathematischen Anpassung des gemessenen Sternprofils an die extrahierte PSF durch deren Kenntnis die Zahl der Freiheitsgrade begrenzt wird. Um die Auflösung des durch Beugung und Seeing bedingten Sternprofils mit der Halbwertsbreite FWHM zu gewährleisten, sollte die Bedingung FWHM $> 1.5 \cdot p$ erfüllt sein, wobei p die Pixelgrösse darstellt (Howell et al. 1996).

Allerdings ist der Aufwand für eine automatische PSF-Bestimmung ohne Kontrolle durch den Benutzer erheblich, da sie für jedes CCD-Bild separat erfolgen muß. Die korrekte Bestimmung der PSF ist meist der schwierigste und zeitaufwendigste Teil der PSF-Photometrie ausgedehnter Sternfelder, oft muß auf iterative Algorithmen zurückgegriffen werden. Diese Methode ist daher nicht optimal für die automatische Photometrie ausgedehnter CCD-Serien mit mehreren hundert Aufnahmen. Die Aperturphotometrie ist bei Anwendung optimaler Extraktionsradien, wie in Kapitel 2.1.2 näher erläutert, ebenfalls sehr leistungsfähig und wurde in dem in Kapitel 2.1.3 beschriebenen Programmpaket implementiert[1].

2.1.2 Anwendung optimaler Extraktionsradien

Wird der Fluß eines Sterns innerhalb einer Meßapertur auf einem bereits prozessierten CCD-Bild (nach Subtraktion des Dunkelstromes und unter Vernachlässigung von Fehlern durch das Flat-Fielding) integriert, so ergibt sich für den σ-Fehler:

$$\sigma_{S_*} = \sqrt{S_* + n_\mathrm{s}\left(1 + \frac{n_\mathrm{s}}{n_\mathrm{b}}\right)\left[\left(1 + \frac{1}{k_\mathrm{d}}\right)(N_\mathrm{d} + N_\mathrm{r}^2) + N_\mathrm{b}\right]} \tag{2.1}$$

Dabei wird der integrierte Fluß des Sterns S_* als Elektronen auf dem Chip in der Meßapertur ausgedrückt, der mit dem Gain g (Elektronen/ADU) aus den digitalen Datenwerten (ADU) berechnet werden kann. Für die Elektronenstatistik im Pixel wird eine Possionstatistik angenommen, der Dunkelstrom und Himmelshintergrund sollen über das Bildfeld hinweg statistisch uniform sein. N_d ist der mittlere Dunkelstrom und N_b der mittlere Himmelshintergrund (Elektronen/Pixel). N_r ist das Ausleserauschen (rms-Wert, Elektronen/Pixel), n_s die Zahl der Pixel in der Quellapertur, n_b die Zahl der verwendeten Pixel zur Hintergrundbestimmung und k_d ist die Anzahl der gemittelten Dunkelstrom-Aufnahmen für die Dunkelstrom-Subtraktion.

Bei der Aperturphotometrie ist die Wahl eines optimalen Extraktionsradius für die kreisförmige Blende um die Quelle von entscheidender Bedeutung für das Erreichen eines maximalen Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (S/N) bei der Flußbestimmung. Intuitiv scheint ein großer Radius angemessen, um ein Maximum an

[1] Einen Überblick über Software für die Stellar-Photometrie liefern Janes & Heasley (1993). Hervorragende Darstellungen der CCD- Photometrie und optimaler Auswertestrategien finden sich bei Howell (1989) und Newberry (1991), sowie bei Gilliland & Brown (1988), King (1983) und Howell et al. (1996).

Quellfluß einzuschließen. Dies gilt jedoch nur bei nicht vorhandenem Himmelshintergrund und Dunkelstrom. Im Fall realer CCD-Aufnahmen muß daher ein Kompromiß gefunden werden zwischen dem in der Blende vorhandenen Quellfluß und dem Hintergrund. Abbildung 2.1 zeigt dies unter Annahme eines gaußförmigen Intensitätsprofils für den Stern. Die Abbildung zeigt das normierte S/N-Verhältnis als Funktion des Radius der Aperturblende (in Einheiten der FWHM des Sternprofils). Die verschiedenen Kurven wurden unter der Annahme gerechnet, daß der Sternfluß innerhalb einer Blende mit einer FWHM Durchmesser 0.1-, 1-, 5-, 10- und 20- mal so groß ist, wie der Himmelshintergrund, wobei die Kurven für schwächere Quellen für große Radien schneller abfallen und ihre Maxima bei kleineren Aperturradien besitzen (siehe auch Abbildung 2.2).

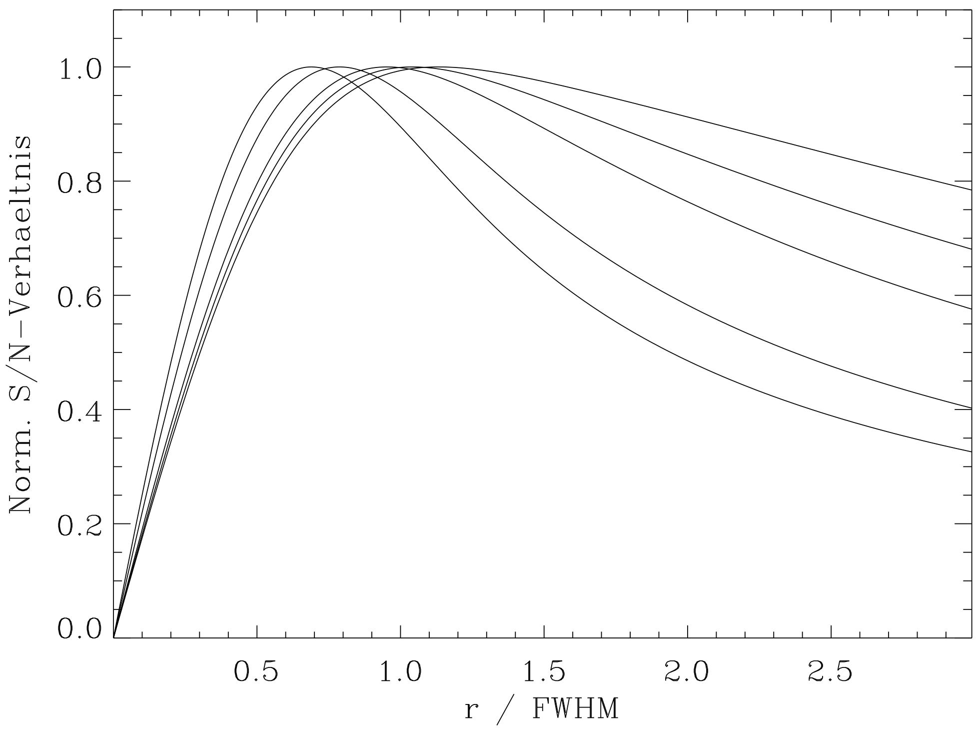


Abbildung 2.1: Normiertes S/N-Verhältnis als Funktion des Radius der Aperturblende (in Einheiten der FWHM des Sternprofils). Der Sternfluß innerhalb einer Blende mit dem Durchmesser einer FWHM beträgt das 0.1-, 1-, 5-, 10- und 20-fache des darin befindlichen Himmelshintergrundes, wobei die Kurven für die schwächeren Quellen ihre Maxima bei kleineren Aperturradien besitzen.

Der optimale Extraktionsradius liegt für ein gaußförmiges Intensitätsprofil bei:

$$r_{\mathrm{opt}} \approx (0.5 - 1.0) \cdot \mathrm{FWHM} \tag{2.2}$$

Er ist abhängig von der Quellintensität und dem Himmelshintergrund und nimmt mit wachsender Helligkeit des Sterns zu (bei konstantem Hintergrund).

Die Anwendung optimaler Extraktionsradien ist besonders hilfreich bei geringen Quellintensitäten, hellem Himmelshintergrund und starkem Dunkelstrom, also unter Bedingungen, wie sie bei der Benutzung relativ kleiner astronomischer Instrumente und starker Lichtverschmutzung auftreten.

2.1.3 Das CCD-Photometriepaket

Das CCD-Programmpaket wurde vom Autor 1996 auf der Programmiersprache IDL basierend entwickelt, um ausgedehnte Serien von CCD-Aufnahmen halbautomatisch und mit minimaler Interferenz durch den Benutzer zu bearbeiten. Es besteht aus 53 Prozeduren und Funktionen unter Miteinbeziehung gängiger IDL-Pakete. Die meisten der bereits vorhandenen astronomischen Softwarepakete für Apertur- und PSF-Photometrie sind für diese Aufgabe wenig geeignet, da sie für die Analyse einer Vielzahl an Objekten auf einzelnen CCD-Bildern optimiert sind.

Das vorhandene Paket ist vorerst für Relativphotometrie ausgelegt, d.h. der Fluß einer Quelle wird relativ zu einem konstanten Flußstandard auf dem CCD-Bild angegeben, so daß Transparenzschwankungen der Atmosphäre ausgeglichen werden und auch Beobachtungen bei zeitlich variabler Absorption unter nicht streng photometrischen Bedingungen möglich werden. Die Aperturphotometrie unter Anwendung optimaler Extraktionsradien erschien für die Auswertung von CCD-Serienaufnahmen vielversprechend und wurde in dem vorhandenen Programmpaket implementiert. Dabei wird das CCD-Bild in der Umgebung der Quelle zusätzlich in Subpixel unterteilt, um so die Anwendung auch kleinerer Aperturradien zu ermöglichen. Der Quellfluß wird dabei innerhalb einer kreisförmigen Blende integriert (wobei nur Flußwerte ganzer Subpixel addiert werden), der Hintergrund wird über mehrere separate Hintergrund-Aperturen bestimmt.

Die prinzipielle Funktionsweise des Programmpakets mit den notwendigen Schritten zur Auswertung einer CCD-Aufnahmeserie soll in diesem Kapitel kurz beschrieben werden. Eine ausführliche Anleitung kann vom Autor bereitgestellt werden.

Zunächst muß auf allen CCD-Bildern die Position eines Positionsreferenzsterns bestimmt werden. Bei geringer Verschiebung des Himmelsausschnittes von Bild zu Bild kann dabei eine automatische Routine verwendet werden, welche den

Bildversatz über eine Korrelation ermittelt. Bei größeren Sprüngen beispielsweise durch wiederholtes Zentrieren der Quelle auf dem Chip geschieht dies durch manuelles Anklicken des Positionsreferenzsterns.

Zur Auswertung der Bilder verwendet das Programm eine interaktiv zu erstellende Aperturmaskendatei, welche die Quellpositionen relativ zum Positionsreferenzstern enthält, sowie die Lagen und Größen mehrerer quadratischer Hintergrund-Aperturen, deren Positionen relativ zu den Quellen gespeichert werden. Die Aperturmaske besitzt eine gewisse Flexibilität, da die aus der Datei berechneten Quellpositionen für jedes Bild als Startparameter für eine Quellsuch-Routine dienen und kleine Verschiebungen der Quellen daher toleriert werden.

Die Photometrie erfolgt mit einer weiteren Routine, die die CCD-Aufnahmeserie nach folgender Vorgehensweise auswertet. Zuerst wird die Quellposition aus der Referenzsternposition und den Werten aus der Aperturmaskendatei berechnet. Es erfolgt die Anwendung eines Suchalgorithmus auf die Quelle, falls diese so nicht auffindbar ist, wird die Startposition für die Suche innerhalb einer FWHM systematisch variiert. Sollte die Quelle dann immer noch nicht detektierbar sein, wird deren Position aus der Position des Referenzsterns und den Daten aus der Aperturmaskendatei extrapoliert. Ein entsprechender Vermerk im Datenfile erlaubt es, diese Messungen nachträglich aus der Lichtkurve zu entfernen. Danach wird der Fluß in der kreisförmigen Aperturblende (zentriert auf die Quellposition) integriert. Hierfür wird jedes Pixel in eine vorzugebende Anzahl Subpixel unterteilt. Die Positionen der quadratischen Hintergrundaperturen werden aus der Quellposition und den Werten aus der Aperturmaskendatei berechnet. Nach Anbringung einer 3σ-Filterung der Pixelwerte (Ausschluß aller Pixelwerte mit Abweichung $> 3\sigma$ vom lokalen Mittelwert) in den quadratischen Hintergrundaperturen zur Minimierung von Problemen durch Cosmics und tote Pixel erfolgt die Summation des Flusses in den Aperturen.

Eine weitere Routine erlaubt die Auswahl des Flußstandards, auf den alle Quellflüsse bezogen werden sollen. Für alle Radien und Quellen werden mittlere Relativflüsse sowie Standardabweichungen über die Bildserie hinweg bestimmt (nach einer 5σ-Filterung zur Entfernung von fehlerhaften Messungen). Relative Quellflüsse und statistische Daten werden in einer Datei gespeichert, die Originaldaten gehen bei allen Verarbeitungsschritten nicht verloren und weitere Auswertungen mit veränderten Parametern sind somit möglich. Eine weitere Routine erlaubt es, die statistischen Fehler der Photometrie als Funktion des Aperturradius darzustellen, um einen optimalen Extraktionsradius zu wählen. Diese Vorgehensweise ermöglicht es, den optimalen Radius anhand des Endergebnisses (Objekt+Atmosphäre+Teleskop+Detektor+Auswertealgorithmen) abzuschätzen. Auch die mittlere relative Helligkeit als Funktion des Radius kann dargestellt werden, um eventuelle systematische Fehler zu erkennen. Diese sind beispielsweise möglich, falls die Aperturblende relativ nahe an der Quelle gelegene Sterne anschneidet oder die PSF über das Gesichtsfeld variabel ist.

Abbildung 2.2 zeigt als Beispiel die Standardabweichung σ des relativen Flusses eines Sterns (CCD-Aufnahmeserie im Feld um RX J1940.1–1025, 20.7.1996) als Funktion des Aperturradius in Pixeln (die mittlere FWHM betrug ca. 4 Pixel). Die erreichbare Genauigkeit für Weißlicht-Photometrie ist 0.05^{mag} (nach Gleichung 2.3) bei ca. V$\approx 16^{\mathrm{mag}}$. Beeindruckend wird dieser Wert vor allem unter Berücksichtigung des Instrumentariums (40cm-Cassegrain des IAAT, Abt. Astronomie, ST7-CCD-Kamera) und der Integrationszeit von 45 s.

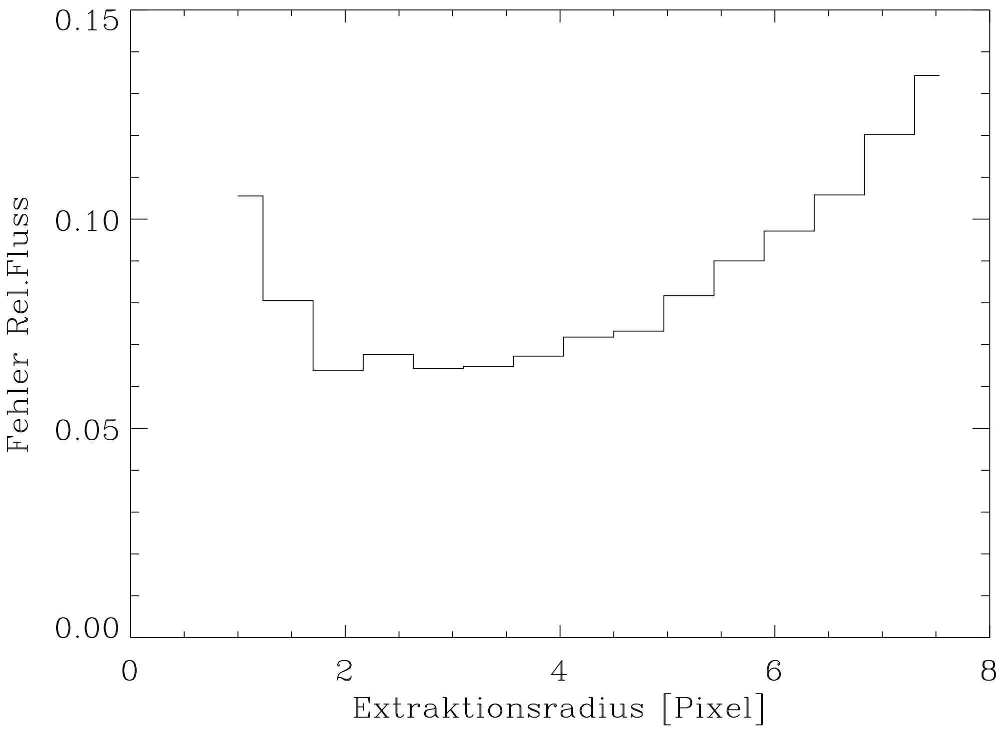


Abbildung 2.2: Standardabweichung σ des relativen Flusses eines Sterns als Funktion des Aperturradius in Pixeln (Graphik wurde vom CCD-Programmpaket generiert).

Danach erfolgt die Bestimmung der statistischen Fehler der Serie als Funktion der relativen Quellflüsse unter Angabe des optimalen Auswerteradius. Die Parameter der Fehlerfunktion werden in einer Datei gespeichert und für die Berechnung der intensitätsabhängigen Fehler der Quellen verwendet.

Die vorhandene Standardabweichung σ_{f} des Quellflusses kann über folgende

Gleichung in die Standardabweichung $\sigma_{\rm mag}$ der Helligkeitsdifferenz in Magnitudines umgerechnet werden:

$$\sigma_{\rm mag} = 2.5\, log(e) \cdot \left(\frac{\sigma_{\rm f}}{f}\right) \approx 1.09 \cdot \left(\frac{\sigma_{\rm f}}{f}\right) \tag{2.3}$$

Dabei ist e die Basis des natürlichen Logarithmus. Letztendlich kann die Lichtkurve der Objekte vom Programmpaket berechnet und graphisch dargestellt werden.

2.2 Datenmaterial 1993–97

Abbildung 2.3 zeigt eine Sucherkarte für RX J1940.1–1025 und den für die Photometrie verwendeten Flußstandard A. Erzeugt wurde sie von einer Routine des CCD-Programmpakets durch deckungsgleiche Addition der R-Band-Aufnahmeserie vom 5.8.1997, erhalten von G. Lamer am ESO Dutch-91cm-Teleskop. Die Gesamtintegrationszeit beträgt 2.6 Stunden, die Grenzgröße in R liegt tiefer als $22^{\rm mag}$.

Die in diesem Kapitel analysierte CCD-Photometrie beinhaltet die folgenden Datensätze:

1. 1993–1995: 16 Nächte Weißlicht-CCD-Photometrie; Instrument: 30cm-Refraktor des Instituts für Astronomie und Astrophysik, Abt. Astronomie, ST6-CCD-Kamera; Beobachter: S. Friedrich, G. Lamer und R.D. Geckeler; Zeitauflösung: ca. 160 s.

2. Sommer 1996: 13 Nächte Weißlicht-CCD-Photometrie zur Unterstützung der Polarimetrie am 3.9m-AAT (Anglo Australian Observatory); 40cm-Cassegrain des IAAT, ST7-CCD-Kamera; G. Lamer, M. König und R.D. Geckeler; Zeitauflösung: 30–45 s.

3. Sommer 1996: Sieben Nächte R-Band-CCD-Photometrie an der Sternwarte Sonneberg; 60cm-Cassegrain; P. Kroll und E. Splittgerber; Zeitauflösung: ca. 60 s; Transformiert ins Tübinger ST7-Weißlicht-System anhand sich überlappender Datensätze.

4. Sommer 1997: Sechs Nächte Weißlicht-CCD-Photometrie; 40cm-Cassegrain des IAAT, ST7-CCD-Kamera; R. Becker; Zeitauflösung: 30–45 s.

5. Sommer 1997: Eine Nacht R-Band-CCD-Photometrie; ESO Dutch 91cm-Teleskop; G. Lamer; Zeitauflösung: ca. 50 s.

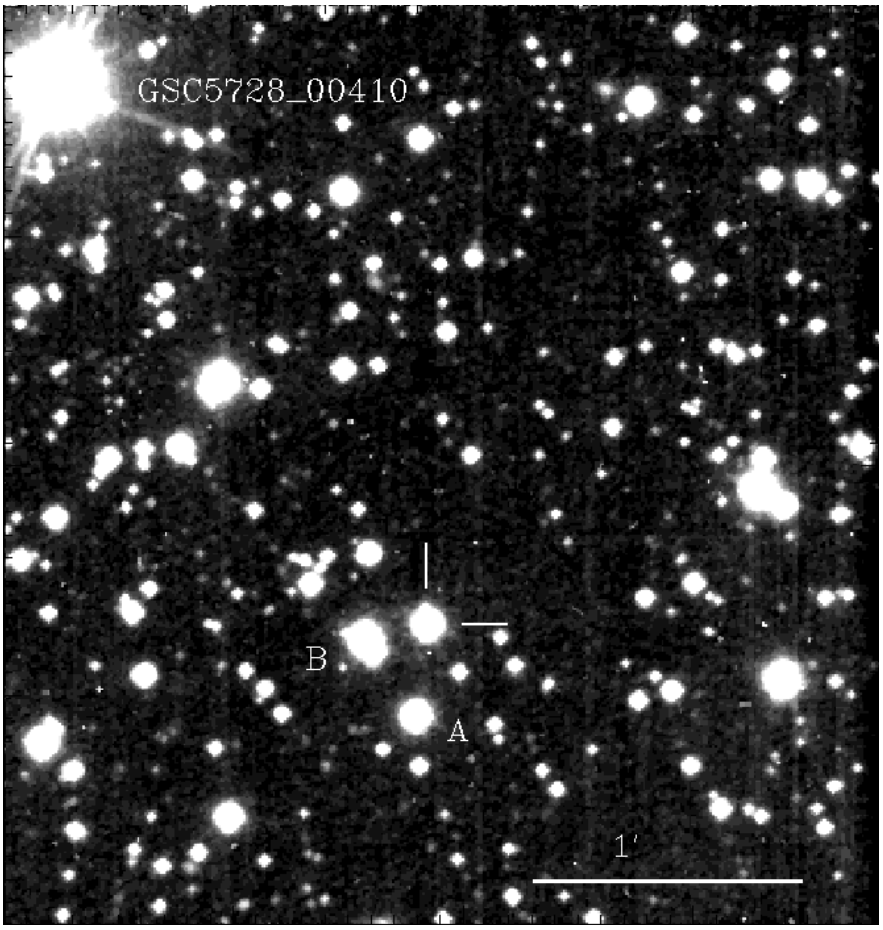


Abbildung 2.3: Sucherkarte für RX J1940.1–1025 und den verwendeten Flußstandard A, vom CCD-Programmpaket durch Addition der R-Band-Aufnahmeserie vom 5.8.1997 (Beobachter: G. Lamer, ESO Dutch-91cm-Teleskop) generiert. Norden ist oben, Osten links.

Nach den notwendigen Verarbeitungsschritten (Dunkelstrom- und Bias-Subtraktion, Flat-Fielding) wurden die Aufnahmeserien mit Hilfe des CCD-Programmpakets unter Anwendung optimaler Extraktionsradien ausgewertet.

Alle Zeitangaben wurden in Julianisches Datum konvertiert und bezüglich der Lichtlaufzeit auf das Baryzentrum des Sonnensystems korrigiert, im folgenden Text als BJD abgekürzt. Die Korrektur erfolgte unter Verwendung der Erdbahn-Ephemeride des NDAC für das HIPPARCOS-Projekt. Einige der Datensätze aus der Literatur sind heliozentrisch korrigiert (HJD). Der Unterschied zwischen BJD und HJD beträgt jedoch nur wenige Sekunden und ist im Hinblick auf die bei diesem Objekt notwendige Präzision der Zeitangabe vernachlässigbar.

2.3 Die langperiodische optische Modulation

2.3.1 Grundlegende Eigenschaften

Abbildung 2.4 zeigt exemplarisch eine Lichtkurve von RX J1940.1–1025 aus der Beobachtungssaison 1996, welche die erhebliche Komplexität der optischen Helligkeitsvariationen dieses Objekts demonstriert.

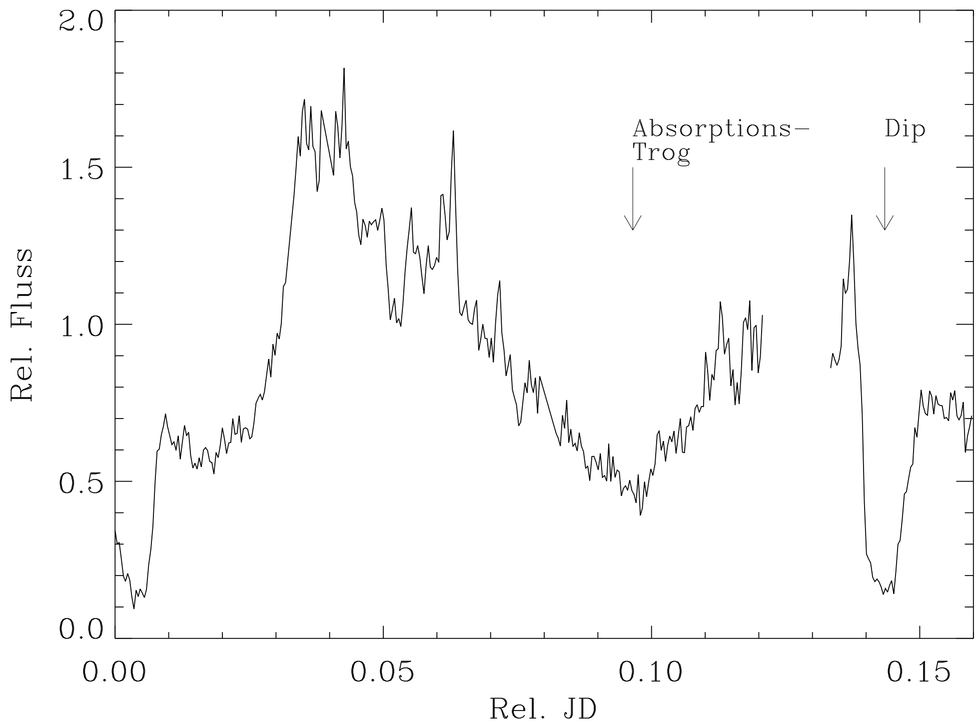


Abbildung 2.4: Lichtkurve von RX J1940.1–1025 vom 9.9.1996, erhalten mit dem 40cm-Cassegrain des IAAT und einer ST7-CCD-Kamera bei Integrationszeiten von 30 s.

Die Lichtkurve besteht aus einer langperiodischen Helligkeitsänderung (12150s-Periode), deren Profil erhebliche Änderungen als Funktion der Schwebungsphase (und damit der veränderlichen Akkretionsgeometrie) aufweist, siehe Kapitel 7. Im optischen R-Band beträgt die langperiodische Modulation 14-16$^{\mathrm{mag}}$ (V-Band: 14.8–16.0$^{\mathrm{mag}}$, Patterson et al. 1995). Sie entsteht durch die Rotation des Weißen Zwerges und die damit verbundene Änderung der Beobachtungsgeometrie relativ zum Akkretionsstrom nahe dessen Oberfläche, wo die optische Strahlung in Form von Zyklotron-Emission in der Post-Schock-Region erzeugt wird, siehe Kapitel 1.5. Die prominente Absorptionsstruktur ('Trog') in der Lichtkurve (siehe

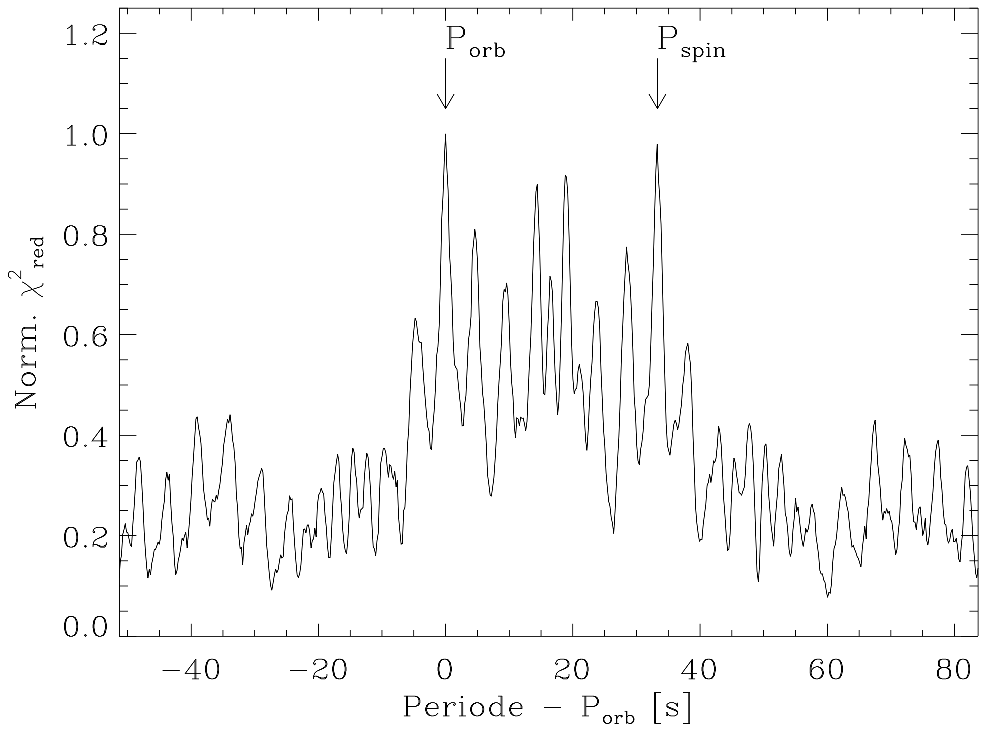


Abbildung 2.5: Periodogramm der CCD-Photometrie 1996–97. Die beiden höchsten Maxima können mit der Bahnperiode P_{orb} (12116 s) des Systems und der Spinperiode P_{spin} (12150 s) des Weißen Zwerges identifiziert werden. Erläuterungen, siehe Text.

Abb. 2.4) mit einer vollen Halbwertsbreite von 2000–3000 s entsteht bei minimalem Blickwinkel relativ zum Akkretionsstrom über der Akkretionsregion (und damit dem magnetischen Feld) durch Absorption im Strom, Projektionseffekte, sowie die typische Richtungscharakteristik der Zyklotron-Emission, siehe Kapitel 1.5.

Das langperiodische Intensitätsprofil wird durch kurzzeitige Helligkeitseinbrüche ('dips') mit einer vollen Halbwertsbreite von 600–700 s unterbrochen, welche einer 12116s-Periode folgen. Die Helligkeit sinkt in den Dips bis auf R=17.5^{mag} ab (V=18.0^{mag}). Ihre Ursache liegt vermutlich in der Bedeckung der Akkretionsregion durch die Sekundärkomponente, siehe Kapitel 2.4.

Die Bestimmung der Periode(n) in der Lichtkurve von RX J1940.1–1025 kann über geeignete Verfahren der Periodenanalyse der photometrischen Daten erfolgen (Faltung, Fourier-Transformation). Abbildung 2.5 zeigt ein Periodogramm der gesamten CCD-Photometrie aus den Jahren 1996–97 (Tübingen, Sonneberg, ESO), erstellt mit einem Programm von Michael König.

Bei dem verwendeten Verfahren wird von den photometrischen Daten der Mittelwert subtrahiert, diese mit der entsprechenden Testperiode gefaltet und das mittlere Pulsprofil (bestehend aus 100 Phasenbins) berechnet. Das reduzierte χ^2 der Abweichungen der Punkte des Pulsprofils von einem konstanten Flußniveau wird ermittelt, es ist maximal bei einer kohärenten Faltung periodisch wiederkehrender Strukturen in der Lichtkurve. Für die Darstellung wurde das $\chi^2_{\rm red}$ bezüglich des Maximalwertes ($\chi^2_{\rm red}$=10.5) normiert.

Die beiden höchsten Maxima in dem Periodogramm liegen bei 12116.3 ± 1.8 s und 12149.5 ± 1.7 s (Fehler aus den vollen Halbwertsbreiten der Maxima). Die 12116s-Periode ist innerhalb der Fehlergrenzen identisch mit der Periode der optischen Dips und Röntgen-Dips. In Kapitel 7 wird diese mit der Bahnperiode $P_{\rm orb}$ des Systems identifiziert, die 12150s-Periode mit der Spinperiode $P_{\rm spin}$ des Weißen Zwerges. Die Feinstruktur des Periodogramms ist durch die zeitliche Abfolge der Meßwerte bedingt, so entstehen die im Abstand von etwa 5 s von den Hauptmaxima sich befindenden Seitenbänder durch den Ein-Jahres-Abstand der einzelnen Datensätze.

2.3.2 Periodenbestimmungen und Ephemeriden

Für die Bestimmung der Periode der optischen Modulation wurden die Zeitpunkte der Minima der Absorptionströge (siehe Abb. 2.4) in dem photometrischen Datensatz (Kapitel 2.2) bestimmt. Zusätzlich wurde die Photometrie von Patterson et al. (1995) und Watson et al. (1995) aus deren Publikationen gescannt und in gleicher Weise bearbeitet.

Um möglichst exakte und objektivierbare Zeitpunkte für die Minima zu erhalten, wurde die folgende Methode unter Verwendung des Bisektors angewandt. Ein Punkt des Bisektors wird dadurch gebildet, daß der Flußverlauf des Absorptionstroges bei einer vorgegebenen Intensität angeschnitten und die Mitte zwischen den dadurch bestimmten Zeitpunkten in der abfallenden und ansteigenden Flanke errechnet wird. Die durch Variation der Intensität zwischen dem minimalen und maximalen Fluß während des Absorptionstroges entstehende Punkteschaar definiert den Bisektor. Er kann als Gerade approximiert werden und der Schnittpunkt mit dem Intensitätsverlauf im Minimum des Troges bestimmt die Zeit $T_{\rm bs}$. Die Daten wurden zur Unterdrückung kurzzeitiger (intrinsischer) Helligkeitsvariationen vor Anwendung des Verfahrens mit einem drei Datenpunkte breiten Boxcar-Filter geglättet.

Tabelle 2.1 gibt die mit dieser Methode bestimmten Minimazeiten $T_{\rm bs}$ an, die Fehler wurden anhand der Güte der Daten und des Intensitätsverlaufs im

Tabelle 2.1: Zeiten der Absorptionströge aus der Photometrie 1993–97.

$T_{\mathrm{bs}}^{\mathrm{a}}$	Fehler [s]	$\Delta t_{\mathrm{fwhie}}^{\mathrm{b}}$ [s]	$F_{\mathrm{min}}^{\mathrm{b}}$
Tübinger ST6-CCD-Photometrie 1993–95			
49638.32219	600	-	-
49543.54387	600	-	-
49567.45594	600	-	-
49568.43930	400	-	-
Tübinger ST7-CCD-Photometrie 1996–97			
50332.30930	170	2200	0.51
50332.45138	90	3000	0.52
50336.38632	220	2900	0.49
50281.40729	140	2200	0.43
50285.48114	170	-	0.46
50286.46490	160	3400	0.48
50287.44850	120	3200	0.47
50639.56572	200	-	0.60
Sonneberger R-Band-CCD-Photometrie[c] 1996			
50285.47960	120	3000	0.46
50286.46433	150	3100	0.50
50287.44977	200	2900	0.47
V-Band-CCD-Photometrie 1994, Patterson et al. (1995)			
49571.67324	270	4200	-
49572.65849	150	-	-
49577.71404	130	2900	-
49577.85521	170	2700	-
49578.69991	140	2900	-
49578.83958	200	2900	-
49579.68234	200	2700	-
49579.82152	190	2700	-
49580.66430	150	2800	-
49580.80703	140	3200	-
49581.65049	140	3300	-
49581.78985	140	2800	-
49582.77559	210	3100	-
Weißlicht-Photometrie 1993, Watson et al. (1995)			
49239.50662	340	-	-
49238.66143	400	-	-

a: BJD-2 400 000.
b: Fehlerabschätzungen, siehe Text.
c: Die R-Band-Photometrie wurde anhand von sich überlappenden Datensätzen ins Tübinger ST7-Weißlicht-Band konvertiert.

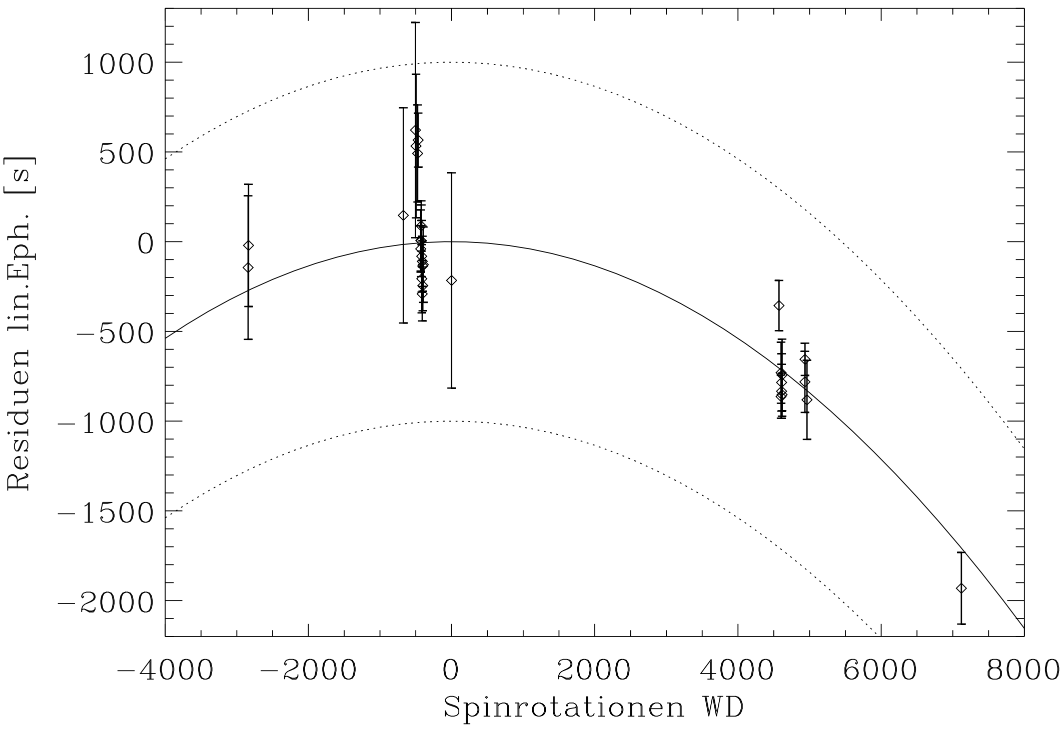


Abbildung 2.6: Residuen der Zeitpunkte $T_{\rm bs}$ der Absorptionströge gegen den linearen Term in der quadratischen Ephemeride TO1 aus Tabelle 2.3. Die punktierten Linien repräsentieren die Amplitude der Abweichungen der $T_{\rm bs}$ von der Ephemeride, wie sie durch die variierende Akkretionsgeometrie erzeugt werden, siehe Kapitel 7.

Absorptionstrog abgeschätzt. Zusätzlich sind die Breiten $\Delta t_{\rm fwhie}$ ('full width at half ingress and egress') der Absorptionströge zwischen den Zeitpunkten halber Intensität bei der abfallenden und ansteigenden Flanke angegeben, sowie der minimale Fluß $F_{\rm min}$ zum Zeitpunkt $T_{\rm bs}$. Die relativen Fehler von $\Delta t_{\rm fwhie}$ und $F_{\rm min}$ dürften in der Größenordnung von 10–20 % liegen, wobei der Fehler von $F_{\rm min}$ hauptsächlich durch intrinsische Variationen des Objekts bedingt ist. Die Festlegung des Anfangs und Endes der Absorptionsstruktur unterliegt zwar einer gewissen Subjektivität, die Bestimmung von $T_{\rm bs}$ ist jedoch relativ robust gegen diese Einflüsse. Die Daten aus Tabelle 2.1 werden im Kapitel 7.2.1 im Rahmen des Dipol-Akkretionsmodells einer detaillierten Analyse unterzogen.

Über die Periodenanalyse der optischen Daten (siehe Kapitel 2.3.1) und die Zeitpunkte der Absorptionströge läßt sich ein erster Startwert für deren Periode erhalten, welcher eine Zuordnung der gemessenen Zeitpunkte zu den zwischen

Tabelle 2.2: Bestimmungen der Periode der optischen Modulation.

$P_{\rm opt}$ [s]	Fehler	Epoche	$dP_{\rm opt}/dt$ [s/s]	Quelle
12 150	-	1993.6	-	Patterson et al. (1993)[T1]
12 151.3	2.5	1994.5	-	Friedrich et al. (1996a)[T2]
12 150.05	0.12	1993.6	-	Patterson et al. (1995)[T3]
12 150.0	0.5	1993.6	-	Patterson et al. (1995)[T4]
12 150.9	2.3	1994.5	-	Geckeler (1995)[T5]
12 150.162	0.078	1995.2	$(-5.5 \pm 2.8) \cdot 10^{-9}$	Diese Arbeit[T6]

T1: Photometrie 93, erste Analyse.
T2: Periodenanalyse der Tübinger Photometrie 1993–95.
T3: Photometrie 1993–94.
T4: Photometrie 1993.
T5: Absorptionsstrukturen in der Tübinger Photometrie 1993–95.
T6: Absorptionsstrukturen in allen verfügbaren optischen Daten, inclusive der gescannten Daten von Patterson et al. (1995) und Watson et al. (1995).

ihnen erfolgten Rotationen des Weißen Zwerges erlaubt. Diese ist eindeutig, falls die Testperiode mit einer Genauigkeit $\Delta P < P^2/\Delta T$ bekannt ist, dabei ist ΔT der maximale zeitliche Abstand der betrachteten Absorptionsstrukturen. Die Periode $P_{\rm opt}$ der optischen Modulation kann unter Vorwegnahme der Ergebnisse der Kapitel 5 und 7 mit der Spinperiode $P_{\rm spin}$ des Weißen Zwerges identifiziert werden. Die Resultate der Anpassung einer quadratischen Ephemeride

$$T_{\rm bs} = E_0 + N \cdot P + N^2 \cdot P\dot{P}/2 \tag{2.4}$$

an die Rotationszahlen N und Zeitpunkte $T_{\rm bs}$ der Absorptionsereignisse zur Bestimmung der Periode $P_{\rm opt}$ und Periodenänderung $dP_{\rm opt}/dt$ (und damit $P_{\rm spin}$ und $dP_{\rm spin}/dt$) sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt, die dazugehörigen Ephemeriden in Tabelle 2.3[2].

Abbildung 2.6 zeigt die Residuen der Zeitpunkte $T_{\rm bs}$ der Absorptionströge gegen den linearen Term in der quadratischen Ephemeride TO1 aus Tabelle 2.3. Die punktierten Linien repräsentieren die Amplitude der Abweichungen der $T_{\rm bs}$ von der Ephemeride, wie sie durch die variierende Akkretionsgeometrie erzeugt werden, siehe Kapitel 7.

Unter Vorwegnahme der Identifikation von $P_{\rm opt}$ mit der Spinperiode $P_{\rm spin}$ kann aus den Werten für $dP_{\rm spin}/dt$ eine Synchronisationszeitskala

$$\tau_{\rm sync} = (P_{\rm spin} - P_{\rm orb})/\dot{P}_{\rm spin} \tag{2.5}$$

[2]Für die in dieser Arbeit vorgenommenen Kurvenanpassungen wurde das Softwarepaket DOFIT von Fabian Rother verwendet.

Tabelle 2.3: Ephemeriden der langperiodischen optischen Modulation. Der Nullpunkt bezieht sich auf die breite Absorptionsstruktur, mit Ausnahme der ersten Ephemeride.

$P_{\rm opt}$ [d]	dP/dt [s/s]	$E_0^{\rm a}$	Quelle
0.14062	-	49199.608[b]	Patterson et al. (1993)[T1]
0.140633(6)	-	49540.179(1)	Friedrich et al. (1996a)[T2]
0.140625(6)	-	49197.7430(9)	Patterson et al. (1995)[T4]
0.1406256(14)	-	49197.7430(15)	Patterson et al. (1995)[T3]
0.140636(27)	-	49544.5321(32)	Geckeler (1995)[T5]
0.14062688(90)	$-5.5(2.8) \cdot 10^{-9}$	49638.32469(98)	Diese Arbeit[T6] - TO1[c]

Angaben zu den verwendeten Datensätzen T1-6, siehe Tabelle 2.2.
a: HJD/BJD-2 400 000.
b: Nullepoche bezieht sich auf 'maximum light'.
c: Abkürzung der Ephemeriden zur Bezugnahme im Text.

Tabelle 2.4: Bestimmungen der Periodenänderung $dP_{\rm opt}/dt$ (und damit $dP_{\rm spin}/dt$) und der korrespondierenden Synchronisationszeitskala $\tau_{\rm sync}$ des Weißen Zwerges. Anmerkungen zu den Datensätzen T5–6, siehe Tabelle 2.2.

$dP_{\rm opt}/dt$ [s/s]	$\tau_{\rm sync}$ [Jahre]	Quelle
$\mid dP_{\rm opt}/dt \mid < 10^{-8}$	> 100	Geckeler (1995)[T5]
$(-5.5 \pm 2.8) \cdot 10^{-9}$	194^{+176}_{-65}	Diese Arbeit[T6]

für die Angleichung der Rotationsperiode des Weißen Zwerges an die Bahnperiode erhalten werden, siehe Tabelle 2.4.

2.4 Die optischen Dips

2.4.1 Grundlegende Eigenschaften der Dips

Die optischen Lichtkurven von RX J1940.1–1025 beinhalten kurzzeitige Helligkeitseinbrüche ('dips') mit einer Periode von 12116 s. Als Ursache für die Dips bei Polaren kommen, je nach Beobachtungs- und Akkretionsgeometrie, sowohl Bedeckungen der Akkretionsregion durch die Sekundärkomponente als auch durch den Akkretionsstrom in Frage. Die Herkunft der Dips bei RX J1940.1–1025 soll in Kapitel 6.2 anhand des Datenmaterials geklärt werden, dort wird für die Sekundärkomponente als Verursacher der Dips argumentiert.

Abbildung 2.7 zeigt Dip-Profile aus der Tübinger CCD-Photometrie mit einer zeitlichen Auflösung von 30 s und 45 s. Die zeitlich hochaufgelöste Weißlicht-Photometrie von Watson et al. (1995) ermöglicht eine genauere Bestimmung von Eintritts- und Austrittszeiten in der Größenordnung von 200 s, mit einer Totalitätsphase um 400 s, siehe Tabelle 2.5.

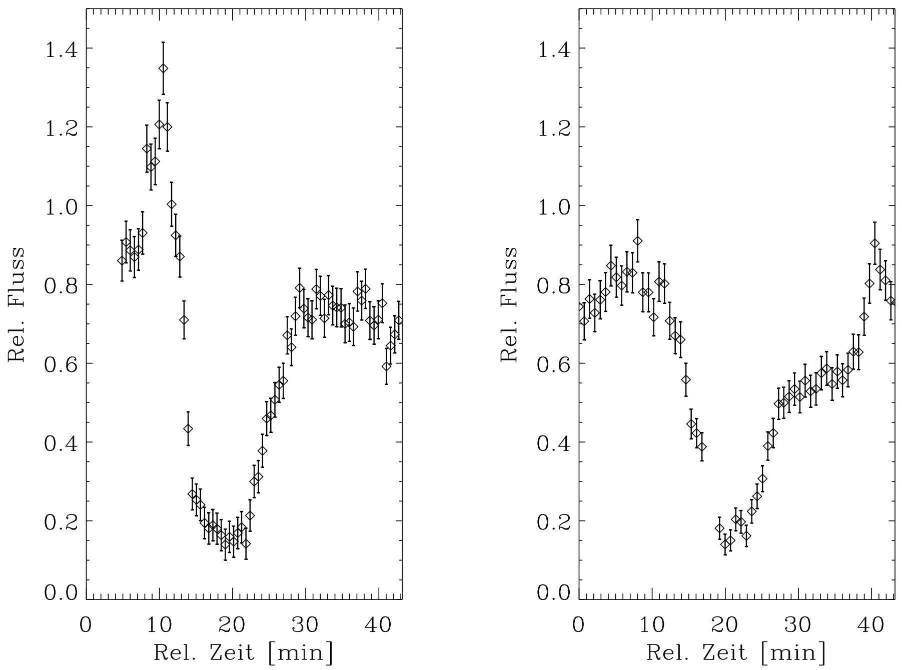


Abbildung 2.7: Dip-Profile aus der Tübinger Weißlicht-CCD-Photometrie vom 9.9. und 17.8.1996 mit einer zeitlichen Auflösung von 30 s und 45 s.

Die Tiefe der Dips in der Weißlicht-Photometrie von Watson et al. (1995) beträgt mindestens 3^{mag} und erreicht die Nachweisgrenze des Photometers. Im infraroten I-Band verbleibt im Dip ein minimaler Fluß, der durch den M4V-Begleiter erklärt werden kann. Während der Dips bleibt ein erheblicher Teil des Linienflusses im Spektrum beobachtbar, wobei die Linienstärke nach dem Dip langsamer ansteigt als das Kontinuum (Watson et al. 1995).

2.4.2 Periodenbestimmungen und Ephemeriden

Die Zeiten der Dip-Minima, welche aus der optischen Photometrie am IAA, Tübingen, aus den Jahren 1994–97 extrahiert wurden, sind in den Tabellen 2.6 und 2.7 zusammengestellt. Darüber hinaus wurden für die weitere Auswertung auch die Daten von Watson et al. (1995) und Patterson et al. (1995) verwendet.

Tabelle 2.5: Parameter der optischen Dips. $\Delta t_{\rm in}$, $\Delta t_{\rm t}$ und $\Delta t_{\rm eg}$ sind die Zeitdauern des Eintritts, der Totalität und des Austritts aus der Bedeckung, $\Delta t_{\rm fwhie}$ ist die Differenz zwischen den Zeiten halber Intensität beim Ein- und Austritt.

$\Delta t_{\rm in}$ [s]	$\Delta t_{\rm t}$	$\Delta t_{\rm eg}$	$\Delta t_{\rm fwhie}$	$F^{\rm a}_{\rm min}$	Band	Quelle
200	450	170	-	3(1)	4400–4990 Å	Watson et al. (1995)
-	-	-	-	5	5500–6850 Å	Watson et al. (1995)
-	-	-	-	27	7500–8500 Å	Watson et al. (1995)
-	-	-	-	23(6)	HeII	Watson et al. (1995)
-	-	-	-	40(5)	Hα	Watson et al. (1995)
-	-	-	-	35(8)	Hβ	Watson et al. (1995)
190	440	170	620 ±40	-	Weißlicht	Watson et al. (1995)[b]
340	-	310	630	-	Weißl., V	Patterson et al. (1995)
360 ±130	260 ±110	360 ±180	650 ±70	-	Weißlicht	Diese Arbeit

Um die Streubreite der Meßwerte zu verdeutlichen, sind die angegebenen Fehler die rms-Streuungen der Meßwerte und nicht die formalen Fehler der Mittelwerte.
a: Der im Minimum verbleibende Fluß $F_{\rm min}$ bezieht sich auf das Flußniveau vor dem Dip und ist in % angegeben. Die Werte in Klammern geben die entsprechenden Fehler an.
b: Gerechnet aus Tabelle 3, Watson et al. (1995).

Tabelle 2.7 enthält eine Zusammenfassung der detaillierten Analyse der Eigenschaften der optischen Dips in unserer Photometrie.

Um möglichst exakte und objektivierbare Zeitpunkte für die Minima zu erhalten, wurde auch hier die in Kapitel 2.3.2 beschriebene Methode unter Verwendung des Bisektors angewandt. Der Dip-Zeitpunkt $T_{\rm bs}$ ergibt sich dabei als Schnittpunkt des Bisektors mit dem Intensitätsverlauf im Minimum des Dips, da diese Methode präzise Minimawerte liefert und robust gegen subjektive Einflüsse ist. Der Fehler wurde anhand der Güte der Daten und des Intensitätsverlaufs im Dip abgeschätzt und liegt meist bei der Zeitauflösung der Photometrie. Bei einem Teil der älteren Daten mit relativ geringer Zeitauflösung (160 s) wurde statt $T_{\rm bs}$ das Symmetriezentrum des Dips bestimmt, siehe Tabelle 2.6.

Zusätzlich sind die Zeitpunkte $T_{\rm hi}$ ('half ingress') und $T_{\rm he}$ ('half egress') halber Intensität in den abfallenden und ansteigenden Flanken des Dips angegeben. Deren Fehler liegen angesichts der Steilheit der Dip-Flanken in etwa in der Größenordnung der Fehler der Minimazeiten $T_{\rm bs}$. Der minimale Fluß $F_{\rm min}$ in den Dips zur Zeit $T_{\rm bs}$ ist in Einheiten des Flußstandards der Tübinger ST7-

Tabelle 2.6: Dip-Zeiten der Tübinger ST6-CCD-Photometrie 1993–95. Die Fehler wurden anhand der Güte der optischen Lichtkurven abgeschätzt.

$T^{\mathrm{a}}_{\mathrm{sym}}$	Fehler [d]
49488.57590	0.00104
49519.56732	0.00104
49544.39105	0.00104
49544.53070	0.00104
49567.52887	0.00104
49568.36804	0.00104
49568.50867	0.00104
49863.84106	0.00035

a: BJD-2 400 000. Symmetrieauswertung, siehe Text.

Weißlicht-Photometrie angegeben, der Fehler ergibt sich aus der Meßgenauigkeit der Photometrie.

Da die Festlegung des Anfangs und Endes der Flanken des Dips und damit die Bestimmung der Bedeckungszeit des emittierenden Gebietes einer gewissen Subjektivität unterliegt, wurde für den Intensitätsverlauf während des Dips der Parameter τ_{25} definiert, welcher ein Maß für die Schnelligkeit der Flußänderung in den Flanken und damit der Größe der Emissionsregion darstellt. Hierfür wurde für jedes Paar Datenpunkte in der Dip-Lichtkurve die Zeitdauer bestimmt, welche benötigt würde, um bei einer mit gleicher Steigung linear weiter verlaufenden Helligkeitsänderung die Flußdifferenz zwischen dem vor dem Dip vorhandenen Flußniveau und dem minimalen Fluß im Dip zu erreichen. Der Parameter τ_{25} ist als Mittelwert der 25% kleinsten Zeitskalen definiert. Die Daten aus der Tabelle 2.7 werden im Kapitel 7 im Rahmen des Dipol-Akkretionsmodells detailliert analysiert. Über die Periodenanalyse der optischen Daten (siehe Kapitel 2.3.1) und die Zeitpunkte der Dips läßt sich ein Startwert für die Dip-Periode erhalten, welcher über den Beobachtungszeitraum hinweg eine eindeutige Zuordnung der Dips zu den erfolgten Bahnrotationen ermöglicht. Die Periode P_{dip} der optischen Dips kann unter Vorwegnahme der Ergebnisse der Kapitel 5 und 7 mit der Bahnperiode P_{orb} des Systems identifiziert werden. Die Resultate der Anpassung einer linearen Ephemeride an die Zeitpunkte T_{bs} der Dips als Funktion der Zahl der Bahnrotationen sind in den Tabellen 2.8 und 2.9 enthalten.

Die Beschreibung der Rotationszahlen und Zeitpunkte der Dips mit einer quadratischen Funktion zur Bestimmung einer möglichen Periodenänderung dP_{dip}/dt (und damit dP_{orb}/dt) ergibt einen oberen Grenzwert von $dP_{\mathrm{orb}}/dt < 4 \cdot 10^{-10}$ s/s, siehe Tabelle 2.10.

Tabelle 2.7: Dip-Zeiten der CCD-Photometrie 1996–97. Die Werte in den Klammern geben die Fehler der letzten signifikanten Stellen an.

$T_{\mathrm{bs}}^{\mathrm{a}}$	$T_{\mathrm{hi}}^{\mathrm{b}}$	$T_{\mathrm{he}}^{\mathrm{b}}$	$\Delta t_{\mathrm{fwhie}}$ [s]	$F_{\mathrm{min}}^{\mathrm{c}}$	τ_{25} [s]
Tübinger ST7-CCD-Photometrie 1996					
50297.45099(52)	.44705	-	-	0.14(3)	-
50332.36817(52)	.36456	.37286	717(64)	0.20(3)	390(130)
50336.29608(35)	-	.29892	-	0.13(4)	-
50336.43424(35)	.43106	.43921	704(42)	0.17(4)	260(60)
50281.46329(52)	.45907	.46829	797(64)	0.21(2)	400(130)
50312.45676(52)	.45296	.45931	549(64)	0.12(3)	180(40)
50282.44446(52)	.44028	.44795	663(64)	0.20(2)	390(110)
50313.43826(52)	.43463	.44078	531(64)	0.20(3)	300(20)
50283.42638(52)	.42276	.42973	602(64)	0.16(3)	330(120)
50283.56676(52)	.56262	.57074	702(64)	0.22(3)	310(70)
50315.40256(52)	.39818	-	-	0.36(4)	-
50315.54184(52)	.53883	-	-	0.26(4)	-
50285.38972(52)	.38574	.39364	683(64)	0.29(3)	300(100)
50285.52983(52)	.52544	.53393	734(64)	0.13(3)	310(40)
50286.37073(52)	.36735	.37556	709(64)	0.28(3)	300(120)
50286.51148(52)	.50786	.51518	632(64)	0.18(3)	280(20)
50287.49438(52)	.48990	.49730	639(64)	0.14(3)	210(60)
Tübinger ST7-CCD-Photometrie 1997					
50639.48174(52)	.47849	.48596	645(64)	0.16(5)	280(40)
50700.48570(52)	.48241	.48904	573(64)	0.27(3)	220(10)
50638.49982(35)	.49623	.50488	747(42)	0.27(2)	460(90)
Sonneberger R-Band-CCD-Photometrie[d] 1996					
50300.39573(52)	.39230	.39933	607(64)	0.24(4)	300(20)
50275.43473(52)	.42999	.43787	681(64)	0.37(2)	350(70)
50286.51159(52)	.50782	.51516	634(64)	0.19(2)	250(60)
50287.49488(35)	.49046	.49748	607(42)	0.12(2)	230(60)
ESO R-Band-CCD-Photometrie 1997					
50665.84787(35)	.84481	.85139	569(42)	-	300(30)

a: BJD-2 400 000.

b: Der Fehler dürfte in etwa dem Fehler von T_{bs} entsprechen.

c: Fluß im Minimum T_{bs} in Einheiten des Flußstandards A der Tübinger ST7-Weißlicht-Photometrie.

d: Die R-Band-Photometrie wurde mittels sich überlappender Datensätze ins Tübinger ST7-Weißlicht-Band konvertiert.

Tabelle 2.8: Bestimmungen der Periode der optischen Dips bei RX J1940.1–1025.

P_{dip} [s]	Fehler	Quelle
12 116.24	0.12	Friedrich et al. (1996a)
12 116.2	0.4	Watson et al. (1995)
12 116.26	0.10	Patterson et al. (1995)^{D1}
12 116.2787	0.0078	Diese Arbeit^{D2}
12 116.2815	0.0022	Diese Arbeit^{D3}

D1: Enthält alle Dip-Zeiten von Patterson et al. (1995), Watson et al. (1995) und Teile der Tübinger Photometrie 1993–95.
D2: CCD-Photometrie 1993–97 aus Tübingen, Sonneberg und ESO.
D3: Alle verfügbaren optischen Daten, inklusive der Daten von Patterson et al. (1995) und Watson et al. (1995).

Tabelle 2.9: Ephemeriden der optischen Dips bei RX J1940.1–1025.

P_{dip} [d]	E_0^a	Quelle
0.140234(1)	49568.510(1)	Friedrich et al. (1996a)
0.140234(5)	49217.9237(7)	Watson et al. (1995)
0.1402345(11)	49199.6931(3)	Patterson et al. (1995)^{D1} - DO1^{b}
0.140234708(91)	49604.55069(48)	Diese Arbeit^{D2} - DO2
0.140234740(26)	49604.550408(92)	Diese Arbeit^{D3} - DO3

Anmerkungen zu den Datensätzen D1–3, siehe Tabelle 2.8.
a: BJD/HJD-2 400 000.
b: Abkürzungen zur Bezugnahme auf die Ephemeriden im Text.

Tabelle 2.10: Obergrenzen (obere 1σ-Limits) für $\mid dP_{\rm dip}/dt \mid$. Anmerkungen zu den Datensätzen D1–3, siehe Tabelle 2.8.

$\mid dP_{\rm dip}/dt \mid$ [s/s]	Quelle
$\approx 10^{-10}$	Patterson et al. (1995)^{D1}
$1.0 \cdot 10^{-9}$	Diese Arbeit^{D2}
$4.3 \cdot 10^{-10}$	Diese Arbeit^{D3}

Kapitel 3

ROSAT- & RXTE-Röntgendaten

3.1 Datenmaterial und -reduktion

Aus den Jahren 1992–96 liegen vier spektral aufgelöste Röntgenbeobachtungen des Systems RX J1940.1–1025 durch das PSPC-Instrument an Bord des Satelliten ROSAT vor, sowie vier ROSAT-HRI-Beobachtungen der Quelle ohne spektrale Auflösung, siehe Tabelle 3.1.

Tabelle 3.1: Übersicht über bereits erfolgte und geplante ROSAT-Röntgenbeobachtungen von RX J1940.1–1025 (p=PSPC, h=HRI).

ROR-ID	Datum	Beob.[a]	Mitte[b]	$T_{\rm int}^{\rm c}$ [ks]	PI
700782p	04/92	48742.0–42.3	48742.2	8.7	Staubert
701090p	10/92	48904.3–26.2	48921.5	29.6	Staubert
700923p	04/93	49077.8–79.9	49078.8	38.2	Madejski
701460p	10/93	49274.5–78.9	49277.1	31.4	Staubert
66p,72p,78p					
701615h	10/94	49656.2–56.5	49656.3	6.7	Done
300439h	10/94	49631.5–33.5	49632.5	36.7	Watson
300518h	10/96	50360.6–62.5	50361.5	26.0	Staubert
300519h	10/96	50372.6–74.4	50373.5	26.0	Staubert
300541h[d]	04/97	50558–61	-	36.0	Stavroyianopoulos
300620h[d]	geplant	-	-	26.0	Geckeler

a: JD–2 400 000.

b: Mittlerer Zeitpunkt der Quellintegration.

c: Gesamte Quellintegration.

d: Datensatz stand für die Auswertung noch nicht zur Verfügung.

Der PSPC ('Position Sensitive Proportional Counter') ist ein im Energiebereich 0.1–2.4 keV empfindlicher, räumlich und spektral auflösender Proportionalzähler, der HRI ('High Resolution Imager') ist als abbildendes Instrument ohne Energieauflösung konzipiert. Unter Verwendung des Programmpaketes EXSAS (Zimmermann et al. 1994) wurden aus den Datensätzen hintergrundsubtrahierte Photonenzählraten und Spektren (PSPC-Daten) extrahiert.

Im Jahr 1996 konnten darüber hinaus drei spektral aufgelöste Röntgenbeobachtungen des Systems RX J1940.1–1025 (bei verschiedenen Schwebungsphasen) mit je 22–24 ks Dauer durch den Satelliten RXTE erhalten werden, siehe Tabelle 3.2.

Tabelle 3.2: Übersicht über den RXTE-Datensatz von RX J1940.1–1025.

Nr.	Datum	$\Phi^{\mathrm{a}}_{\mathrm{beat}}$	Beob.[b] [JD]	$T^{\mathrm{c}}_{\mathrm{int}}$ [ks]
1	12/07/96	0.59	50276.53–277.02	21.7
2	21/07/96	0.77	50285.74–286.23	22.2
3	02/08/96	0.01	50297.81–298.32	24.2

a: Ephemeride MXO1, Kapitel 7.2.1, Tabelle 7.2.
b: JD–2 400 000.
c: Gesamte Quellintegration.

Tabelle 3.3: Übersicht über die für die Extraktion der RXTE-PCA-Daten verwendeten Energiebänder.

Band	PCA-Kanäle[a]	Energiebereich [keV]
0	4–53	2–20
1	4–17	2–7
2	18–33	7–12
3	34–53	12–20
4	54–103	20–39
5	104–135	39–51
6	136–225	51–88

a: Absolute Kanalnummer nach Änderung des PCA-Gain.

An Bord befinden sich die Instrumente PCA, HEXTE und ASM. Der PCA ('Proportional Counter Array') ist ein nicht-abbildendes Röntgenspektrometer mit einem nominellen Energiebereich von 3–100 keV. Um Kontaminationen der Beobachtung durch die 37′ entfernte Galaxie NGC 8614 zur vermeiden, wurde RX J1940.1–1025 'off axis' pointiert, so daß NGC 8614 am Rand des Gesichtsfeldes des PCA (etwa 1° FWHM) zu liegen kommt. Das HEXTE ('High Energy

X-ray Timing Experiment') ist ebenfalls nicht-abbildend mit einem Energiebereich von 20–250 keV. Die Detektoren sind beweglich montiert und können, im Gegensatz zum PCA, den Röntgenhintergrund durch Off-Source-Beobachtungen messen. Der ASM ('All Sky Monitor') ist ein für die Himmelsüberwachung konzipiertes Instrument mit einem Energiebereich von 2–10 keV.

Tabelle 3.3 gibt einen Überblick über die Energiebänder, welche für die Extraktion von Röntgenlichtkurven aus den PCA-Rohdaten verwendet wurden. Sie wurden so ausgewählt, daß prominente Linien im Röntgenhintergrund innerhalb der Bänder (und nicht an deren Rändern) zu liegen kommen. Band 0 schließt fast den gesamten Quellfluß ein und besitzt ein maximales S/N-Verhältnis. Die Röntgenflüsse wurden mit 16 s Zeitauflösung extrahiert und die Zeiten auf TDB baryzentrisch korrigiert (Baryzentrische Dynamische Zeit, gemäß IAU-Definition).

Im Gegensatz zu HEXTE wird der Detektorhintergrund beim PCA nicht durch Off-Source-Beobachtungen erfaßt. Er besteht hauptsächlich aus einem Teilchenhintergrund durch kosmische Strahlung, Aktivierung des Detektormaterials während der SAA-Passage ('South Atlantic Anomaly') durch Erzeugung radioaktiver Isotope, sowie einem diffusen kosmischen Röntgenhintergrund.

Zur Simulation des Detektorhintergrundes wurde das Programm PCABackEst verwendet, unter Einbeziehung der Modelle VLE, 'Activation' und 'Cosmic X-Ray' (Versionen 1.3) für die oben aufgeführten Anteile des Hintergrundes. Das Programm basiert auf der empirischen Modellierung des PCA-Hintergrunds (gemessen bei Bedeckungen von Quellen durch die Erde und Pointierungen auf Himmelsbereiche ohne prominente Röntgenquellen) als Funktion der Zählraten von Partikeldetektoren im PCA und Bahndaten des Satelliten. Ein Vergleich des modellierten Hintergrundes für die Daten von RX J1940.1–1025 mit Beobachtungen bei Erdbedeckungen der Quelle und in den Energiebändern 4–6, in denen der Quellfluß nicht mehr detektierbar ist, ergab eine zufriedenstellende Simulation des Detektorhintergrundes.

3.2 Spektrale Analyse

3.2.1 ROSAT-Daten

Abbildung 3.1 zeigt das ROSAT-PSPC-Röntgenspektrum von RX J1940.1–1025 bei Photonenenergien von 0.1–2.4 keV, gewonnen aus der Beobachtung 10/92. (Staubert et al. 1994).

Das Spektrum weist eine weiche Röntgenkomponente mit einer Schwarzkörper-Temperatur $kT_{\rm bb}$ von etwa 70 eV auf. Diese Komponente ist bei Polaren als reprozessierte harte Strahlung und durch die Thermalisierung der kinetischen

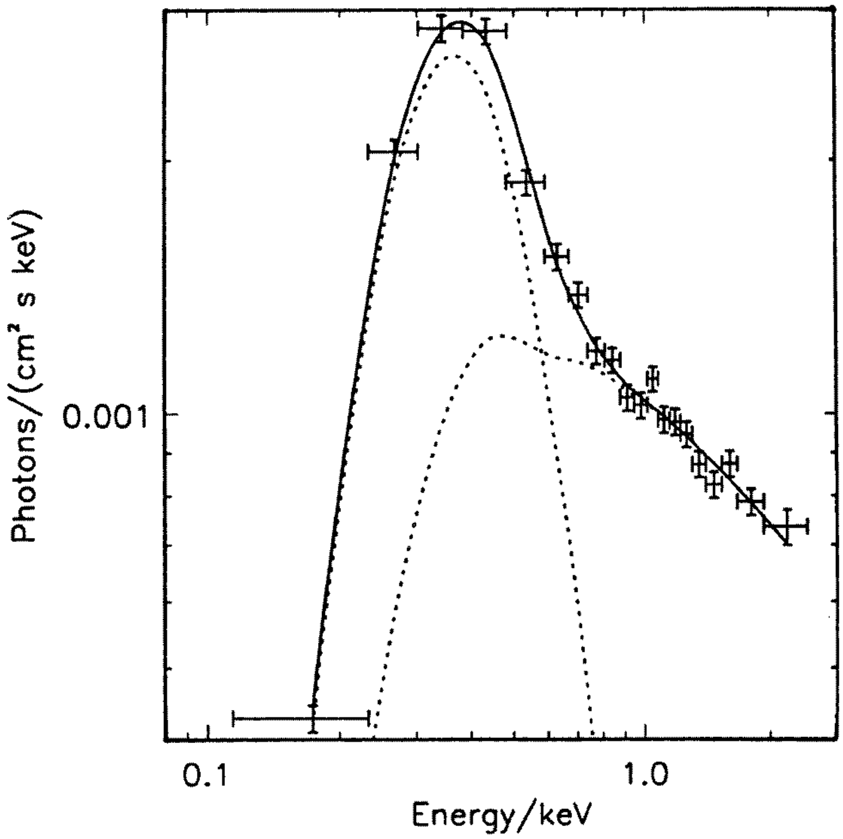


Abbildung 3.1: Photonenspektrum (Beobachtung 10/92) von RX J1940.1–1025 mit dem ROSAT-PSPC-Instrument. Die punktierten Kurven stellen die beiden spektralen Komponenten des Modells dar, ein Schwarzkörperspektrum und eine exponentiell abfallende harte Komponente, beides modifiziert durch Absorption (Staubert et al. 1994).

Energie dichter Materieklumpen aus dem Akkretionsstrom in der Photosphäre des Weißen Zwerges erklärbar, siehe Kapitel 1.6. Der Abfall im Spektrum bei niedrigen Energien ist durch die selektive Absorption der weichen Röntgenstrahlung durch schwere Elemente des interstellaren Mediums und intrinsische Absorption im Objekt verursacht und wird durch die N_{H}-Säulendichte quantifiziert. Dabei wird angenommen, daß das absorbierende Material die kosmische Standardhäufigkeit schwerer Elemente aufweist. Bei höheren Photonenenergien dominiert die Bremsstrahlungskomponente, die im Akkretionsschock und der Post-Schock-Region über der Photosphäre erzeugt wird (Kapitel 1.6).

Tabelle 3.4 gibt einen Überblick über die spektralen Parameter verschiedener Beobachtungen des Systems RX J1940.1–1025. Der Energiebereich von RO-

Tabelle 3.4: Parameter der ROSAT-PSPC-Spektroskopie von RX J1940.1–1025, erhalten durch simultane Anpassung einer Black-Body-Komponente, N_{H}-Absorption plus ein Potenzgesetz, siehe Text.

Beobachtung	kT_{bb} [eV]	Γ	N_{H} [$10^{20}\,\mathrm{cm}^{-2}$]	Quelle
ROSAT 04/93	63 ± 11	1.1 ± 0.25	-	Madejski et al. (1993)
ROSAT 10/92	67^{+21}_{-16}	1.1 ± 0.32	$6.7^{+3.3}_{-2.2}$	Staubert et al. (1994)
ROSAT 10/93	76 ± 14	0.8 ± 0.45	5.8 ± 2.3	Friedrich et al. (1996a)

SAT (0.1–2.4 keV) ist für die typischen Plasmatemperaturen in der Post-Schock-Region von wenigen 10 keV zu niederenergetisch, um die Temperatur des thermischen Bremsstrahlungsspektrums zu fixieren, daher wurde bei den Auswertungen der Spektren ein Schwarzkörperspektrum simultan mit einem Potenzgesetz der Form $I(E) = I_0 \times (\frac{E}{E_0})^{-\Gamma}$ an die Daten angepaßt. Dabei ist $I(E)$ das Photonenspektrum (Photonen $\mathrm{cm}^{-2}\ \mathrm{s}^{-1}\ \mathrm{keV}^{-1}$), Γ der Photonen-Spektralindex.

Beuermann & Burwitz (1996a) finden für Polare einen Zusammenhang zwischen $F_{\mathrm{brems}}/F_{\mathrm{bb}}$, dem Verhältnis der im ROSAT-Bereich von 0.1–2.4 keV integrierten, nicht absorbierten Bremsstrahlungs- und Schwarzkörperemissionen und der Magnetfeldstärke in der Akkretionsregion, siehe Kapitel 1.6.

Eine spektrale Analyse der ROSAT-PSPC-Beobachtung 4/93 durch die simultane Anpassung einer Schwarzkörper-Komponente und thermischer Bremsstrahlung (Fixierung der Temperatur $kT_{\mathrm{brems}} = 20\,\mathrm{keV}$, beide Komponenten modifiziert durch Absorption) ergibt $F_{\mathrm{brems}}/F_{\mathrm{bb}} = 0.045^{+0.043}_{-0.025}$ und damit eine Magnetfeldstärke <40 MG. Bei der Auswertung von Beuermann & Burwitz (1996a) wurden die Temperaturen auf $kT_{\mathrm{bb}} = 25\,\mathrm{eV}$ und $kT_{\mathrm{brems}} = 20\,\mathrm{eV}$ fixiert. Eine entsprechende Analyse der ROSAT-Beobachtung ergibt allerdings eine schlechte Modellierung der Daten ($\chi^2_{\mathrm{red}} = 21.72$ bei 13 Freiheitsgraden) gegenüber dem Modell mit freier Temperatur kT_{bb} ($\chi^2_{\mathrm{red}} = 2.6$ bei 12 Freiheitsgraden). Es resultiert $F_{\mathrm{brems}}/F_{\mathrm{bb}} = 0.4$ und eine Magnetfeldstärke im unteren Bereich des Intervalls 10–40 MG.

3.3 Die langperiodische Röntgenmodulation

3.3.1 Grundlegende Daten

Abbildung 3.2 zeigt ein Periodogramm der baryzentrisch korrigierten ROSAT-PSPC-Daten (ca. 110 ks) im Energiebereich 0.1–2.4 keV (Details zum Periodogramm, siehe Kapitel 2.3.1). Für die Darstellung wurde das χ^2_{red} bezüglich des

Maximalwertes ($\chi^2_{\rm red}$=0.76) normiert. Durch das ungleichmäßige zeitliche Fenster der ROSAT Beobachtungen ist das Periodogramm nicht nur durch intrinsische Helligkeitsvariationen der Quelle, sondern auch durch die 'window function' (Faltung des Zeitfensters der Beobachtung) stark moduliert.

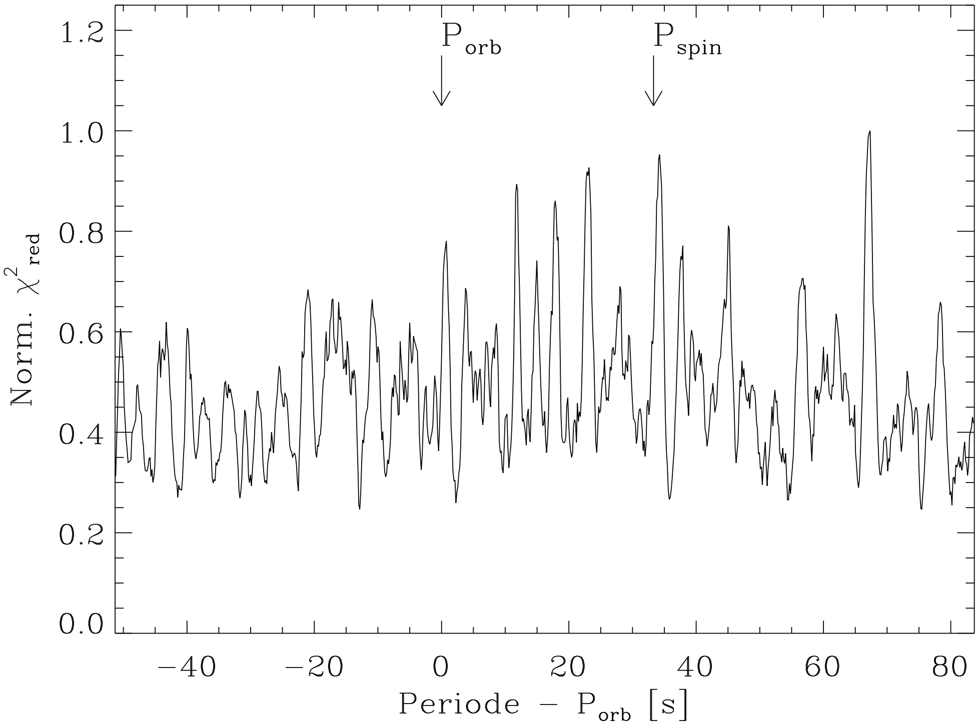


Abbildung 3.2: Periodogramm des Röntgenflusses von RX J1940.1–1025 im Energiebereich 0.1–2.4 keV (110 ks ROSAT-PSPC-Daten). Erläuterungen, siehe Text.

Tabelle 3.5: Über die Pulsprofile gemittelte Zählraten (ROSAT-PSPC) von RX J1940.1–1025 im Energieband 0.1–0.4 keV (S), 0.5–2.4 keV (H) und die Hardness Ratios $HR = (H - S)/(H + S)$.

Beobachtung	S [cts/s]	H [cts/s]	HR
10/92	0.10	0.25	0.41
04/93	0.04	0.16	0.57
10/93	0.05	0.17	0.50

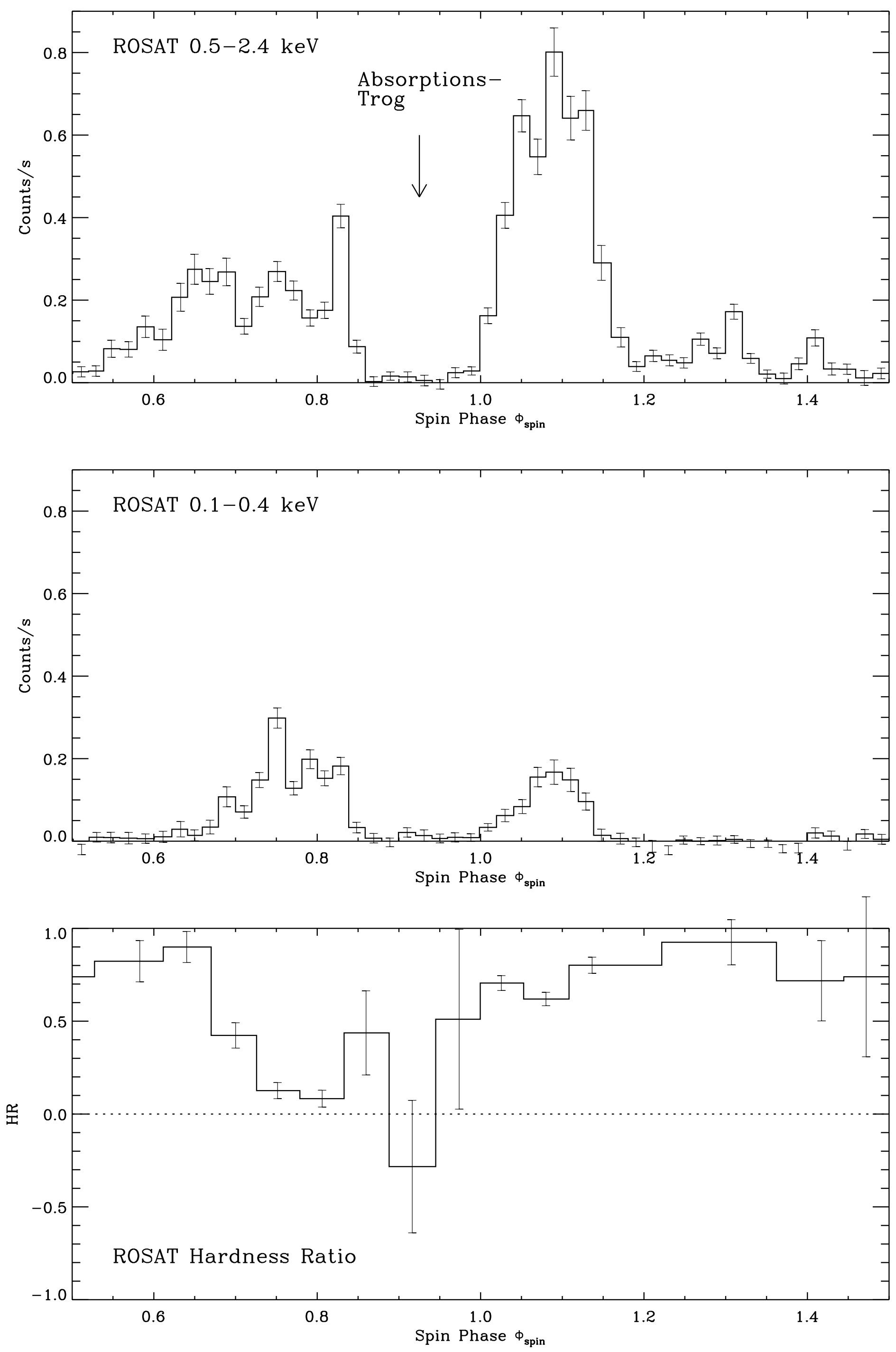


Abbildung 3.3: Pulsprofile erhalten mit ROSAT-PSPC (Beobachtung 4/93) von RX J1940.1–1025 im weichen Energieband (0.1–0.4 keV), harten Band (0.5–2.4 keV), sowie die Hardness Ratio HR.

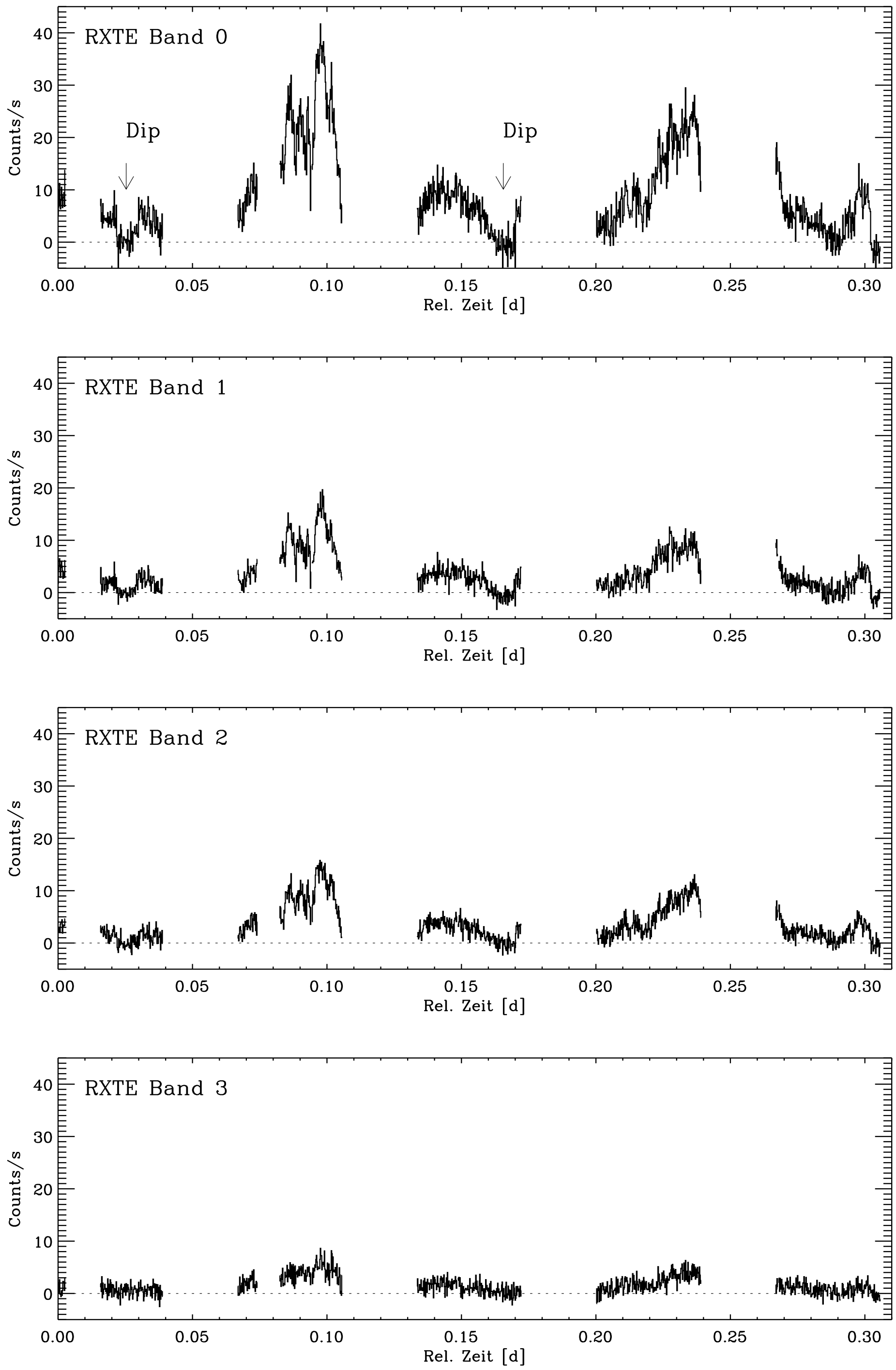


Abbildung 3.4: Ausschnitt aus den Röntgenzählraten der RXTE-PCA-Beobachtung von RX J1940.1–1025 vom 12.7.1996 in den Bändern 0–3 (siehe Tabelle 3.3), extrahiert mit 16 s Zeitauflösung.

Tabelle 3.6: Minimazeiten $T_{\rm bs}$ der Absorptionströge in den ROSAT-Daten.

$T_{\rm bs}^{\rm a}$	Fehler [s]	$\Delta t_{\rm fwhie}^{\rm b}$ [s]	$F_{\rm min}^{\rm b}$
ROSAT			
48921.52856	180	3200	0.13
49277.04638	170	2700	0.08
49078.74851	110	2200	0.01

a: BJD-2 400 000.
b: Fehlerabschätzungen, siehe Text.

Die Maxima im Röntgen-Periodogramm, welche den Maxima im optischen Periodogramm (Kapitel 2.3.1, Abb. 2.5) für die Bahnperiode $P_{\rm orb}$ und Spinperiode $P_{\rm spin}$ entsprechen, besitzen nicht mehr die größten Amplituden. Eine Auswertung des Röntgen-Periodogramms ergibt Werte von 12116.9 ± 1.4 s und 12150.6 ± 1.4 s (Fehler aus den vollen Halbwertsbreiten der Maxima), diese sind innerhalb der Fehlergrenzen mit den optischen Perioden identisch.

Zur Analyse der Variation des Röntgenflusses als Funktion der Spin- und Bahnphasen $\Phi_{\rm spin}$ und $\Phi_{\rm orb}$ in den ROSAT-Daten ist es notwendig, die Datensätze mit den entsprechenden Perioden zu falten und gemittelte Röntgenpulsprofile zu errechnen.

Abbildung 3.3 zeigt das Pulsprofil (50 Phasenbins) der Beobachtung 4/93, aufgeschlüsselt in das weiche (0.1–0.4 keV) und harte Energieband (0.5–2.4 keV) und die HR ('hardness ratio', 18 Phasenbins). Es wurde durch Faltung der ROSAT-PSPC-Zählraten mit der Spin-Ephemeride MO1 (Tabelle 7.1, Kapitel 7.2.1) erhalten. Die Hardness Ratio errechnet sich aus den Intensitäten S im Energiebereich 0.1–0.4 keV (PSPC-Kanäle 11–42) und H im Band 0.5–2.4 keV (PSPC-Kanäle 52–240) über $HR = (H - S)/(H + S)$. Der Absorptionstrog ist auch im Röntgenbereich nachweisbar, siehe Kapitel 3.3.2. Tabelle 3.5 gibt einen Überblick über Röntgenflüsse und die Hardness Ratios der PSPC-Beobachtungen, jeweils gemittelt über ein Pulsprofil. Die Röntgenemission ist mit einer Hardness Ratio von 0.4–0.5 relativ hart, verglichen mit typischen Werten von -0.57 bis -0.95 für ein mit ROSAT selektiertes Sample an Polaren (Beuermann & Schwope 1993).

Die RXTE-Daten wurden mit einer Zeitauflösung von 16 s in den Energiebändern 0–6 (Tabelle 3.3) extrahiert und besitzen für die Bänder 0–3 ein ausreichend hohes S/N-Verhältnis, um ungefaltet verwendet zu werden. Abbildung 3.4 zeigt exemplarisch den Röntgenfluß von RX J1940.1–1025 (Ausschnitt der RXTE-PCA-Beobachtung Nr. 1 vom 12.7.1996) in den Bändern 0–3. Die Graphik deckt etwa zwei Bahnperioden des Systems ab. Die Röntgenpulsprofile und ihre Variationen mit der Schwebungsphase $\Phi_{\rm beat}$ werden in Kapitel 7 im Rahmen des

Dipol-Akkretionsmodells detailliert untersucht.

3.3.2 Periodenbestimmungen und Ephemeriden

Die Zeiten der Absorptionströge in den ROSAT-PSPC-Daten sind in der Tabelle 3.6 zusammengefaßt. In den HRI-Daten waren diese nicht eindeutig identifizierbar. Die Tröge in den RXTE-Daten sind durch Lücken in den Datensätzen beeinträchtigt, so daß Minimabestimmungen nicht möglich waren. Für die Analyse der ROSAT-Daten wurden aus den Zählraten im Energieband 0.5–2.4 keV durch Faltung mit der Spinperiode Pulsprofile mit 50 Phasenbins Auflösung berechnet.

Tabelle 3.7: Bestimmungen der Periode der langperiodischen Röntgenmodulation bei RX J1940.1–1025. Die in den ersten drei Spalten angegebenen Perioden wurden zuerst mit der Seyfert-Galaxie NGC 6814 assoziiert.

Periode [s]	Fehler [s]	Instrument	Quelle
12 200	-	EXOSAT	Mittaz & Branduardi-Raymont (1989)
12 132	3	Ginga	Done et al. (1992)
12 144	5	Ginga	King & Done (1993)
12 142	20	ROSAT	Madejski et al. (1993)
12 142	29	EXOSAT	Staubert et al. (1994)
12 144	22	ROSAT 10/92	Staubert et al. (1994)
12 149	32	ROSAT 4/93	Friedrich et al. (1996a)
12 146	34	ROSAT 10/93	Friedrich et al. (1996a)
12 150.7	0.5	ROSAT	Friedrich et al. (1996a)
12 150.61	0.16	ROSAT	Diese Arbeit[T1]

T1: Alle ROSAT-Daten.

Um möglichst exakte und objektivierbare Zeitpunkte für die Minima zu erhalten, wurde auch hier die in Kapitel 2.3.2 beschriebene Methode unter Verwendung des Bisektors angewandt. Tabelle 3.6 faßt die mit dieser Methode bestimmten Minimazeiten $T_{\rm bs}$ der Absorptionströge zusammen, die Fehler wurden anhand der Güte der Daten und des Intensitätsverlaufs im Trog abgeschätzt. Zusätzlich sind die Breiten $\Delta t_{\rm fwhie}$ der Absorptionströge zwischen den Zeitpunkten halber Intensität bei der abfallenden und ansteigenden Flanke angegeben, sowie der minimale Fluß $F_{\rm min}$ zum Zeitpunkt $T_{\rm bs}$. Der relative Fehler von $\Delta t_{\rm fwhie}$ dürfte in der Größenordnung von 10–20 % liegen.

Da nur vier Absorptionsereignisse in den Röntgendaten ausgemessen werden konnten, wurden diese für die Auswertung mit dem gesamten optischen Datensatz

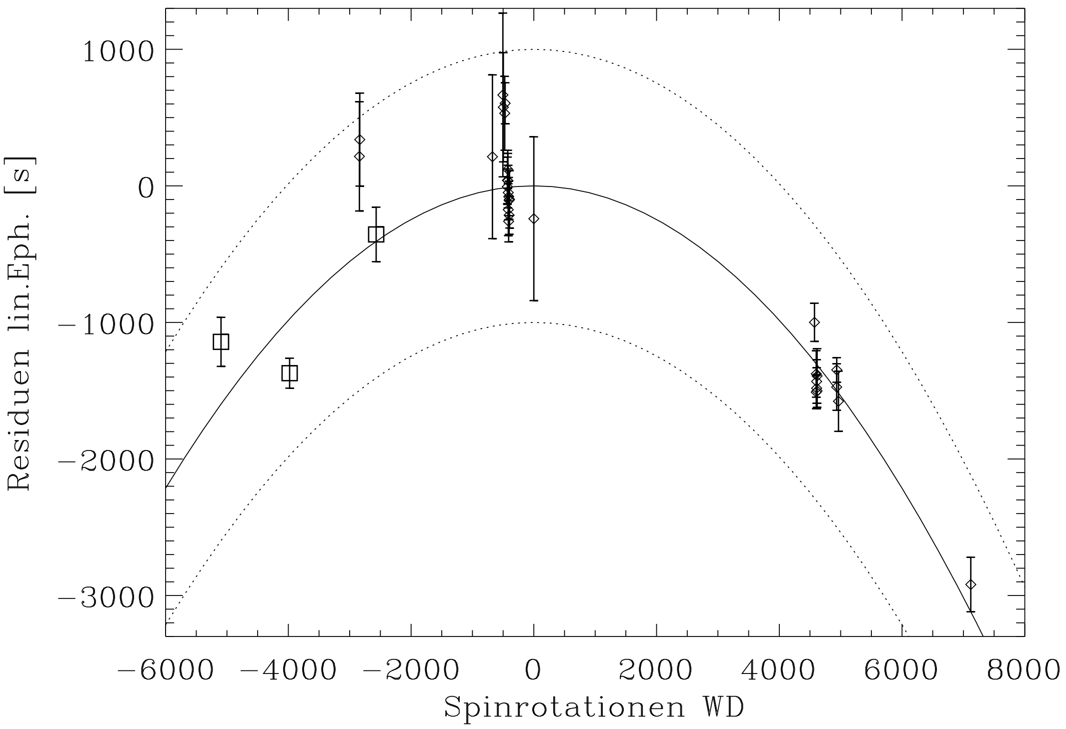


Abbildung 3.5: Residuen der Minima-Zeitpunkte $T_{\rm bs}$ der Absorptionströge in den optischen (Rauten) und Röntgendaten (Quadrate) gegen den linearen Term in der quadratischen Ephemeride TXO1, Tabelle 3.8. Die punktierten Linien repräsentieren die Amplitude der Abweichungen der $T_{\rm bs}$ von der Ephemeride, wie sie durch die variierende Akkretionsgeometrie erzeugt werden, siehe Kapitel 7.

(Kapitel 2.3.2) kombiniert, um so die Zeitbasis für die Ephemeridenbestimmung zu erweitern. Die Resultate der Anpassung einer quadratischen Ephemeride an die Zeitpunkte der Absorptionsereignisse zur Bestimmung der Periode $P_{\rm xol}$ und Periodenänderung $dP_{\rm xol}/dt$ (und damit $P_{\rm spin}$ und $dP_{\rm spin}/dt$) sind in Tabelle 3.8 zusammengefaßt.

Die Anpassung der quadratischen Ephemeride an die Minima der Absorptionsereignisse in den optischen und Röntgendaten ergibt eine Periodenabnahme von $dP_{\rm xol}/dt = (-1.013 \pm 0.098) \cdot 10^{-8}$ s/s mit einer korrespondierenden Synchronisationszeitskala $\tau_{\rm sync} = 106^{+11}_{-9}$ Jahren. Während der dP/dt-Wert für die Abnahme der Spinperiode unter Verwendung des optischen Datensatzes alleine einen 2σ-Effekt darstellte (siehe Kapitel 2.3.2), bewirkt die durch die Röntgendaten erweiterte Zeitbasis (siehe Abbildung 3.5) eine erhebliche Zunahme der Signifikanz der Änderung der Spinperiode.

Tabelle 3.8: Ephemeriden der Zeitpunkte $T_{\rm bs}$ der Absorptionströge in der langperiodischen Röntgenmodulation und aus der kombinierten Auswertung von optischen und Röntgendaten. Der Nullpunkt bezieht sich auf die breite Absorptionsstruktur.

Ephemeriden langp. Röntgenmodulation			
$P_{\rm xl}$ [d]	$dP_{\rm xl}/dt$ [s/s]	$E_0^{\rm a}$	Quelle
0.140634(1)	-	49540.177(2)	Friedrich et al. (1996a)
0.140634(1)	-	49078.755(1)	Geckeler (1995)
0.1406320(18)	-	49092.5331(15)	Diese Arbeit[T1] - TX1[b]
Langp. Modulation - optische und Röntgendaten			
0.14062845(26)	$-1.013(98) \cdot 10^{-8}$	49638.32497(93)	Diese Arbeit[T2] - TXO1

Anmerkungen zu dem Datensatz T1, siehe Tabelle 3.7.
a: BJD-2 400 000.
b: Abkürzung der Ephemeriden zur Bezugnahme im Text.
T3: Absorptionsstrukturen in allen verfügbaren Röntgendaten und optischen Datensätzen, inklusive der gescannten Photometrie von Patterson et al. (1995) und Watson et al. (1995).

Abbildung 3.5 zeigt die Residuen der Zeitpunkte $T_{\rm bs}$ der Absorptionströge aus den optischen (Rauten) und Röntgendaten (Quadrate) gegen den linearen Term in der quadratischen Ephemeride TXO1 aus Tabelle 3.8. Die punktierten Linien repräsentieren die Amplitude der Abweichungen der $T_{\rm bs}$ von der Ephemeride, wie sie durch die variierende Akkretionsgeometrie erzeugt werden, siehe Kapitel 7.

3.4 Die Röntgen-Dips

3.4.1 Grundlegende Eigenschaften

In den ROSAT-Datensätzen von RX J1940.1–1025 konnten Dips im Röntgenfluß nachgewiesen werden, welche auch im optischen Spektralbereich beobachtbar sind (siehe Kapitel 2.4.1). Für die Analyse der RXTE-Röntgenlichtkurven von RX J1940.1–1025 wurden die Röntgenflüsse im Band 0 (2–20 keV) extrahiert, welches ein maximales S/N-Verhältnis besitzt, auf 32 s effektive Zeitauflösung gebinnt und ungefaltet verwendet.

Abbildung 3.6 zeigt zwei Dip-Profile aus den Beobachtungen vom 12.7.1996 und 21.7.1996 mit einer zeitlichen Auflösung von 32 s. Eine Analyse der Daten mit 16 s Zeitauflösung ergibt eine mittlere Zeitdauer der Dip-Flanken (Ein- und

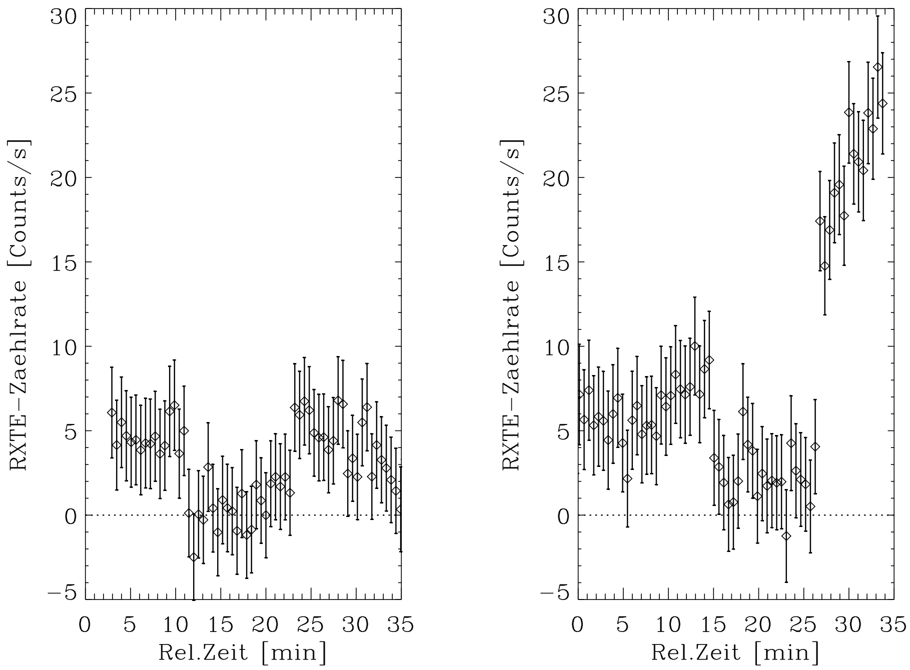


Abbildung 3.6: Dip-Profile im Röntgenbereich aus den RXTE-Beobachtungen vom 12.7.1996 und 21.7.1996 im Band 0 (2–20 keV) mit einer zeitlichen Auflösung von 32 s.

Austrittszeiten) von 37±13 s, dabei ist bei einem Viertel der Werte die Dip-Flanke in einem Bin von 16 s enthalten und nicht zeitlich aufgelöst. Die Eintrittszeiten $\Delta t_{\rm in}$ der Dips liegen bei 37 ± 11 s, die Austrittszeiten $\Delta t_{\rm eg}$ bei 37 ± 15 s mit einer Totalitätsphase von 667 ± 20 s, siehe Tabelle 3.9. Die Fehler stellen die rms-Streuungen der Meßwerte um die Mittelwerte dar.

Während die Festlegung der Ein- und Austrittszeiten einer gewissen Subjektivität unterliegt, ist die Dauer $\Delta t_{\rm fwhie}$ der Dips, gemessen als Differenz der Zeiten halber Intensität beim Ein- und Austritt, relativ robust gegen solche Einflüsse. Sie beträgt 692–702 s (Mittelwert 697 s mit 14 s Fehler des Mittelwertes aus dem Fehler der Einzelmessungen und 4 s rms-Streuung der $\Delta t_{\rm fwhie}$-Werte).

Die Flanken der Dips besitzen damit im Röntgenbereich erheblich kleinere Zeitskalen als im optischen Bereich. Der verbleibende Röntgenfluß in den Dip-Minima ist innerhalb der Fehlergrenzen der Hintergrundsubtraktion und Meßgenauigkeit Null. Beide Fakten stützen die Interpretation der Dips als Bedeckungsereignisse durch die Sekundärkomponente, siehe Kapitel 6.

Tabelle 3.9: Parameter der Dips im Röntgenbereich. Erläuterungen zu Δt_{in}, Δt_{t}, Δt_{eg} und $\Delta t_{\mathrm{fwhie}}$, siehe Text.

Δt_{in} [s]	Δt_{t}	Δt_{eg}	$\Delta t_{\mathrm{fwhie}}$	$F^{\mathrm{a}}_{\mathrm{min}}$	Band[b]	Instrument	Quelle
170	550	80	680 ±40	5–25	1–37	Ginga & HEAO-A	Patterson et al. (1995)
-	-	-	743 ±70	<10	<0.4	ROSAT	Patterson et al. (1995)
-	-	-	702 ±50	<10	0.4–2	ROSAT	Patterson et al. (1995)
210 ±60	420 ±150	310 ±220	750 ±80	4 ± 3	0.5–2.4	ROSAT	Diese Arbeit
37 ±11	667 ±20	37 ±15	697 ±4[c]	17 ± 26	2–20	RXTE	Diese Arbeit

Um die Streubreite der Meßwerte zu verdeutlichen, sind deren rms-Streuungen um die Mittelwerte angegeben und nicht die formalen Fehler der Mittelwerte.
a: F_{min} bezieht sich auf das Flußniveau vor dem Dip [in %].
b: Grenzen der Energiebänder in keV.
c: Der formale Fehler des Mittelwertes beträgt 14 s.

3.4.2 Periodenbestimmungen und Ephemeriden

Die Zeiten der Dip-Minima in den ROSAT- und RXTE-Daten sind in der Tabelle 3.10 zusammengestellt. Die RXTE-Daten im Band 0 (2–20 keV) wurden ungefaltet verwendet und zur Verbesserung des S/N-Verhältnisses auf 32 s effektive Zeitauflösung gebinnt.

Aus den ROSAT-Daten im Energieband 0.5–2.4 keV (maximales S/N-Verhältnis) wurden Pulsprofile mit der Faltungsperiode $P_{orb} = 12116.3\,s$ und 100 Phasenbins zeitlicher Auflösung berechnet. Darüber hinaus wurden auch Zeitpunkte der Dips aus HEAO- und Ginga-Daten von Patterson et al. (1995) mit in die Auswertung einbezogen.

Um möglichst exakte und objektivierbare Zeitpunkte für die Minima zu erhalten, wurde auch hier die in Kapitel 2.3.2 beschriebene Methode unter Verwendung des Bisektors angewandt, dort finden sich auch Angaben zu den Definitionen der Größen in Tabelle 3.10. Im Vergleich zu den optischen Daten besitzen die Flanken der Röntgen-Dips kleinere Zeitskalen und können nur in wenige Beobachtungspunkte aufgelöst werden. Daher wurde in Tabelle 3.10 die minimale Zeitskala τ_{min} für die Bedeckung des emittierenden Gebietes angegegeben, statt τ_{25}, siehe Kapitel 2.3.2. Die Daten aus der Tabelle werden im Kapitel 7 im Rahmen des

Tabelle 3.10: Dip-Zeiten aus ROSAT-Daten und RXTE-Daten (Band 0).

$T_{\rm bs}^{\rm a}$	$T_{\rm hi}^{\rm b}$	$T_{\rm he}^{\rm b}$	$\Delta t_{\rm fwhie}$ [s]	$F_{\rm min}^{\rm c}$ [Counts/s]	$\tau_{\rm min}^{\rm d}$ [s]
		ROSAT/PSPC			
48742.52678(75)	.52325	.53096	666(92)	-0.01(1)	125
48921.74669(69)	.74274	-	-	0.04(2)	-
49277.38210(52)	.37809	.38613	695(63)	0.01(1)	121
49079.09013(69)	.08602	.09534	805(85)	0.01(1)	351
		ROSAT/HRI			
49656.43707(35)	.43290	.44137	732(42)	<0.01	120
50361.67828(69)	.67402	.68252	734(85)	<0.01	115
		RXTE			
50276.55583(23)	.55184	.55997	702(28)	0.5(2.6)	32
50276.69613(41)	-	.70033	-	-0.6(2.5)	42
-	.83213	-	-	-	-
50285.81136(23)	.80732	.81533	692(28)	-1.0(2.5)	35
50285.95166(23)	.94761	.95564	694(28)	1.9(2.7)	41
50286.09181(23)	.08776	.09584	698(28)	2.1(2.8)	86
-	.22802	-	-	-	-
-	-	.01628	-	-	-
50298.15216(35)	-	.15661	-	2.5(2.5)	37
50298.29208(41)	-	.29656	-	0.3(2.5)	36

Die Werte in den Klammern sind die Fehler der letzten signifikanten Stellen.
a: BJD-2 400 000.
b: Der Fehler dürfte in etwa dem Fehler von $T_{\rm bs}$ entsprechen.
c: ROSAT-PSPC-, HRI- bzw. RXTE-PCA-Zählrate im Band 0 (Counts/s).
d: Erläuterungen zu $\tau_{\rm min}$, siehe Text.

Dipol-Akkretionsmodells detailliert analysiert.

Die Resultate der Anpassung einer linearen Ephemeride an die Zeitpunkte $T_{\rm bs}$ der Dips als Funktion der Zahl der Bahnrotationen sind in den Tabellen 3.11 und 3.12 enthalten. Bei der kombinierten Auswertung der optischen und Röntgen-Dips konnte keine signifikante mittlere Verschiebung (1σ-Limit: 20 s) zwischen den Dips in den beiden Datensätzen nachgewiesen werden.

Die Beschreibung der Zeitpunkte der Röntgen-Dips mittels eines Polynoms zweiter Ordnung zur Bestimmung einer möglichen Periodenänderung $dP_{\rm xdip}/dt$ (und damit $dP_{\rm orb}/dt$) ergibt einen oberen Grenzwert (oberes 1σ-Limit) von $\mid dP_{\rm xdip}/dt \mid < 5 \cdot 10^{-10}$ s/s. Aus der kombinierten Auswertung der Dips in den optischen und Röntgendaten resultiert $\mid dP_{\rm xodip}/dt \mid < 2 \cdot 10^{-10}$ s/s.

Tabelle 3.11: Bestimmungen der Periode der Röntgen-Dips bei RX J1940.1–1025, sowie kombinierte Auswertungen der Dips in den optischen und Röntgendaten.

P_{xdip} [s]	Fehler	Quelle
12 116.32	0.03	Friedrich et al. (1996a)[D1]
12 116.292	0.002	Geckeler (1995)[D2]
12 116.314	0.009	Geckeler (1995)[D3]
12 116.2958	0.0014	Diese Arbeit[D4]
12 116.2943	0.0048	Diese Arbeit[D5]
12 116.295	0.009	Patterson et al. (1995)[D6]
12 116.30	0.01	Watson et al. (1995)[D6]
12 116.2917	0.0012	Diese Arbeit[D7]
12 116.2852	0.0019	Diese Arbeit[D8]

D1: ROSAT-Daten 1992-93.
D2: ROSAT-Daten 1992-93 & Röntgen-Dips um Phase 1.0 aus Patterson et al. (1995) aus Ginga- und HEAO-Beobachtungen.
D3: D2, ohne den sehr frühen HEAO-Dip bei HJD 2 443 626.6181.
D4: Alle Röntgen-Dips, D2 & RXTE-Daten.
D5: Alle ROSAT-Daten 1992-96 & RXTE-Daten.
D6: Ausschnitte aus optischen und Röntgendaten.
D7/8: Röntgendatensatz D4/5 inklusive alle verfügbaren optischen Dips.

Tabelle 3.12: Ephemeriden der Röntgen-Dips beim System RX J1940.1–1025, sowie kombinierte Auswertungen der Dips optischen und Röntgendaten.

P_{xdip} [d]	E_0^{a}	Quelle
0.1402352(4)	49199.6922(7)	Friedrich et al. (1996a)[D1]
0.14023486(3)	47997.4575(3)	Geckeler (1995)[D2]
0.1402351(1)	47997.4565(5)	Geckeler (1995)[D3]
0.140234905(16)	49078.94970(16)	Diese Arbeit[D4] - DX1
0.140234888(56)	49078.94991(45)	Diese Arbeit[D5] - DX2
0.1402349(1)	43626.6167(9)	Patterson et al. (1995)[D6]
0.1402350(1)	49217.9234(5)	Watson et al. (1995)[D6]
0.140234857(14)	49656.437149(74)	Diese Arbeit[D7] - DXO1
0.140234783(22)	49656.437316(82)	Diese Arbeit[D8] - DXO2

Anmerkungen zu den Datensätzen D1–8, siehe Tabelle 3.11.
a: HJD/BJD-2 400 000.

Kapitel 4

Optische Spektroskopie

4.1 Beobachtungsdaten

Abbildung 4.1 zeigt ein optisches Spektrum von RX J1940.1–1025 (3.5m-Teleskop, Calar Alto, HJD 2449237.48, Beob.: W. Kollatschny). Die für diese Objektklasse charakteristischen Emissionslinien der Balmer-Serie (z.B. Hα bei 6563 Å, Hβ bei 4861 Å), von HeI und HeII (4686 Å) sind deutlich erkennbar. Der Einbruch um 5500 Å ist instrumentell bedingt, da das Gesamtspektrum aus einem kurz- und einem langwelligen Teilspektrum zusammengesetzt wurde (Friedrich 1995).

Die Emissionslinien von RX J1940.1–1025 im optischen Spektralbereich bestehen aus bis zu drei Komponenten, die durch die simultane Anpassung mehrerer Gauß-Funktionen an die Linienprofile getrennt werden können (Friedrich 1995, 1996a). Keine der Linien weist die typische Doppel-Maxima-Struktur auf, wie sie bei Akkretionsscheiben beobachtet wird.

Die schmalen Komponenten der Balmer- und HeII-Linien besitzen nach Friedrich et al. (1996a) Linienbreiten (FWHM) von 10–20 Å, die breiten Komponenten von 20–50 Å. Die Spektroskopie von Watson et al. (1995) der HeII (4686 Å)- und Hβ-Linien ergibt für die schmalen Komponenten volle Halbwertsbreiten von 5 Å ($\approx$ 350 km/s) und für die breiten Komponenten von 35 Å ($\approx$ 2300 km/s). In einem der Phasenintervalle sind auch blaue 'Schultern' bei beiden Linien beobachtbar. Zu ähnlichen Resultaten kommen Patterson et al. (1995) mit vollen Halbwertsbreiten FWHM von 8 Å ($\approx$ 380 km/s) für die schmalen Komponenten von Hα und Hβ (Mittelwert über die Phasen 0.24–0.75 der Dip-Ephemeride) und von 37 Å ($\approx$ 1700 km/s) für die breiten Komponenten (Mittelwert über eine Bahnperiode). Die Halbwertsbreiten der schmalen Linienkomponenten sind erheblich größer als die maximal 3 Å, welche bei RX J1940.1–1025 durch die Rotationsverbreiterung rein reprozessierter Strahlung aus der Photosphäre der Sekundärkomponente erwartet würden. Die Emissionsregion der schmalen Linienkomponenten schließt daher

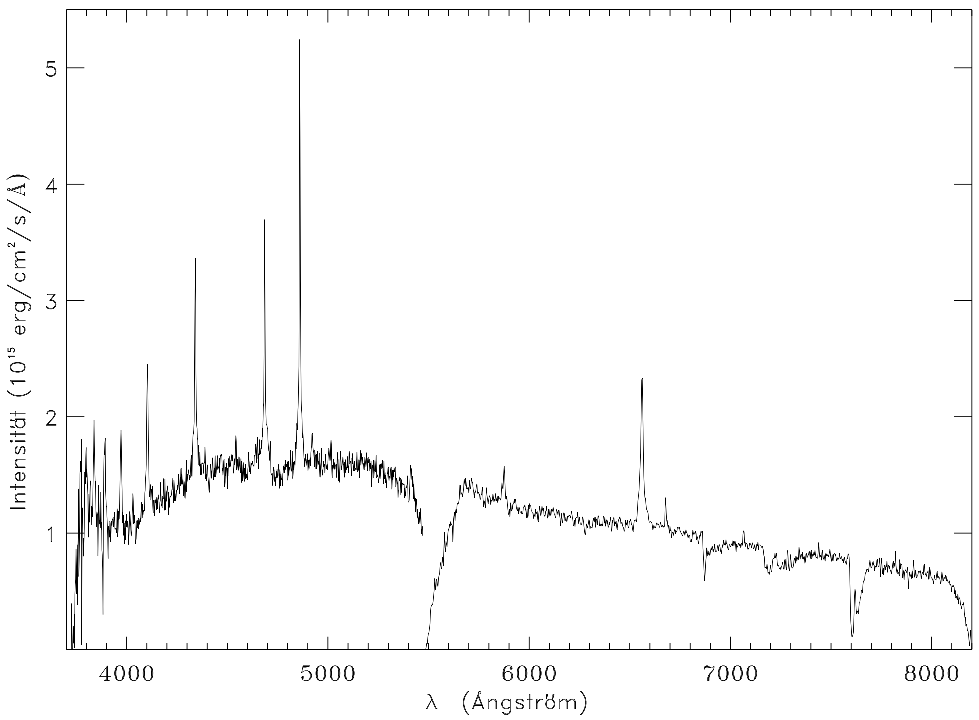


Abbildung 4.1: Optisches Spektrum von RX J1940.1–1025 (3.5m-Teleskop, Calar Alto, Beob.: W. Kollatschny). Das Spektrum wird durch starke Emissionslinien der Balmer-Serie (z.B. Hα bei 6563 Å, Hβ bei 4861 Å), von HeI und HeII (4686 Å) charakterisiert. Der Einbruch um 5500 Å ist instrumentell bedingt (Friedrich 1995).

bereits Teile des Akkretionsstroms mit ein.

Diese Interpretation wird auch von den Phasenlagen der Radialgeschwindigkeitskurven der schmalen Linienkomponenten relativ zu den Dips gestützt. Der Übergang von Blau- nach Rotverschiebung des sinusförmigen Anteils der RG-Modulation der schmalen Hα-Komponente erfolgt in etwa bei Phase 0.95 der optischen Dip-Ephemeride von Patterson et al. (1995) (Ephemeride DO1, Tabelle 2.9, Kapitel 2.4.2). Unter der Annahme, daß die Sekundärkomponente der Verursacher der Bedeckungsereignisse ist (Kapitel 6.2), sollte der Übergang zum Zeitpunkt der unteren Konjunktion des Begleiters und damit zeitgleich mit dem Dip erfolgen, falls die Emission lediglich reprozessierte Strahlung aus der Photosphäre der Sekundärkomponente umfaßt (und keine Linienemission aus dem Akkretionsstrom) und eine gleichmäßige Beleuchtung der dem Weißen Zwerg zugewandten Hemisphäre des Begleiters durch die Strahlung der Akkretionsregion vorliegt.

Eine mögliche Ursache für solche Phasenversätze ist die durch den Akkretionsstrom bei Polaren verursachte Abschirmung der in Richtung der Bahnbewegung orientierten Hemisphäre der Sekundärkomponente von einem Teil der hochenergetischen Strahlung der Akkretionsregion. Bei HU Aqr beträgt die Abschirmung etwa 60% (Schwope et al. 1997a). Allerdings bewirkt dieser Effekt eine Phasenverschiebung in die entgegengesetzte Richtung, der Übergang von Blau- nach Rotverschiebung des sinusförmigen Anteils der RG-Variation erfolgt nach der unteren Konjunktion der Sekundärkomponente.

Umfaßt die Emissionsregion der schmalen Linienkomponenten neben der Oberfläche der Sekundärkomponente auch Teile des Akkretionsstroms, welche bereits eine ballistische Geschwindigkeitskomponente durch den Fall in Richtung auf den Weißen Zwerg zu besitzen, so resultiert eine Phasenverschiebung mit dem beobachteten Vorzeichen, der Nullpunkt der sinusförmigen RG-Komponente tritt nach der unteren Konjunktion des Sekundärsterns auf.

Patterson et al. (1995) haben die Phasenlagen der Übergänge von Blau- nach Rotverschiebung der sinusförmigen Anteile der RG-Modulationen der schmalen Emissionslinienkomponenten relativ zu den unteren Konjunktionen der Sekundärsterne (aus Dips oder photosphärischen Absorptionslinien der Sekundärkomponenten, beispielsweise das NaI-Dublett $\lambda\lambda$8183–8194 Å) bei magnetischen und nichtmagnetischen Kataklysmischen anhand von Literaturdaten untersucht. Dabei zeigt sich, daß bei nichtmagnetischen Systemen die Übergänge von Blau- nach Rotverschiebung innerhalb der Fehlergrenzen zeitgleich mit den unteren Konjunktionen der Begleiter erfolgen, während bei magnetischen Systemen die Übergänge im Mittel 0.06 Phasen vor den unteren Konjunktionen stattfinden.

Die bei RX J1940.1–1025 beobachtete relative Phasenlage zwischen der Radialgeschwindigkeitskurve der schmalen Hα-Linie und dem Dip ist demnach charakteristisch für magnetische Kataklysmische und ist konsistent mit dem Begleiter als Verursacher der Dips, siehe Kapitel 6.2.

Ein weiteres Indiz für einen Beitrag des Stroms zu den schmalen Linienkomponenten liefert nach Patterson et al. (1995) die Beobachtung, daß die Bedeckung der schmalen Linienemissionen zur Dip-Phase 0.014(3) symmetrisch ist. Während der Dips bleibt ein erheblicher Teil des Linienflusses beobachtbar, etwa 23 ± 6 % bei der HeII-Linie, 35 ± 8 % bei Hβ und 40 ± 5 % bei Hα. Darüber hinaus steigt die Linienstärke nach dem Dip wesentlich langsamer an als das Kontinuum (Watson et al. 1995). In dem mit den Doppelsternkomponenten korotierenden Koordinatensystem beschreibt der horizontale Akkretionsstrom (außerhalb des Magnetfeldes des Weißen Zwerges) anfangs eine schwach gekrümmte ballistische Trajektorie, welche mit der Verbindungslinie zwischen den beiden Systemkomponenten einen Winkel von 20°–30° in Rotationsrichtung bildet (Lubow & Shu 1975). Daher tritt der Akkretionsstrom bei bedeckungsveränderlichen Polaren erst nach dem Weißen Zwerg in die Bedeckung durch die Sekundärkomponente ein.

Im Bedeckungsminimum der Dips erlaubt das Kontinuum von RX J1940.1–1025 die Anpassung eines Spektrums vom Typ M4 V. Wird der verbleibende Fluß im infraroten I-Band ($\approx 1.7 \cdot 10^{-16}$ erg s^{-1}cm^{-2}Å^{-1} bei 9000 Å, entsprechend $m_{\rm I} = 16.7^{\rm mag}$) durch die Sekundärkomponente erzeugt, so ergibt sich eine Entfernung des Systems von 230 pc. Eine Unsicherheit in der Klassifikation von M3 V–M5 V resultiert in einem Entfernungsbereich von 400-120 pc (Watson et al. 1995). Falls der Fluß im I-Band durch die Emission der Akkretionsregion kontaminiert wird, so ist die Entfernung des Objekts jedoch kleiner.

4.2 Periodenbestimmungen und Ephemeriden

Durch die Anpassung einer Sinusfunktion an die aus den Emissionlinien extrahierten Radialgeschwindigkeiten konnten RG-Ephemeriden und spektroskopische Perioden erhalten werden.

$$v_{\rm rad}(T) = \gamma + K \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{P_{\rm orb}}(T - T_{\rm br})\right) \tag{4.1}$$

Tabelle 4.1: Bestimmungen der spektroskopischen Periode aus Radialgeschwindigkeitsmessungen der Linienprofile von RX J1940.1–1025.

Periode [s]	Fehler [s]	Linie	Quelle
12 120	3	Hα (g)	Staubert et al. (1993)
			Staubert et al. (1994)
12 116.0	1	Hα–Hγ (s)	Friedrich et al. (1996a)
12 115.3	2	Hα (s)	Staubert et al. (1995b)
12 114.2	1	HeII (s)	Friedrich et al. (1996a)
12 122	9	Hα (g)	Patterson et al. (1995)
12 123	7	HeII (g&s)	Watson et al. (1995)
12 115.5	0.6	Hα (s)	Geckeler (1995)
12 116.0	0.6	Hβ (s)	Geckeler (1995)
12 116.6	0.5	Hγ (s)	Geckeler (1995)
12 112	2	Hδ (s)	Geckeler (1995)

Erhalten durch Anpassung von Sinusfunktionen (s: schmale, b: breite Linienkomponente, g: gesamte Linie).

Tabelle 4.2: Ephemeriden der Radialgeschwindigkeitsmodulationen von Linienkomponenten bei RX J1940.1–1025, erhalten durch die Anpassung von Sinusfunktionen. Werte in Klammern geben die letzten signifikanten Stellen der Parameter an.

P [d] / $T_{\rm br}^{\rm a}$	A	γ	Linie[b]	Quelle
0.14028(3) 49237.399	177	-	Hα (g)	Staubert et al. (1993)
0.14028(3) 49237.402	165	1.8	Hα (g)	Staubert et al. (1994)
0.14022(2) 49237.408	-	-	Hα (s)	Staubert et al. (1995b)
0.1403(1) 49255.6254	-	-	Hα (g)	Patterson et al. (1995)
[0.140245][c] 49255.6410(22)	171(15)	16(11)	Hα (s)	Patterson et al. (1995)
[0.140245] 49255.6430(32)	150(19)	15(15)	Hβ (s)	Patterson et al. (1995)
- 49217.8953(113)	164(37)	-33(68)	Hβ (s) &HeII (s)	Watson et al. (1995)
- 49217.936(11)	791(480)	574(450)	Hβ (b) &HeII[d] (b)	Watson et al. (1995)
[0.140234] 49217.9091(14)	168(10)	34(9)	HeII (s&g)	Watson et al. (1995)
0.1402252(66) 49237.4068(67)	131(27)	-6(24)	Hα (s)	Geckeler (1995)
0.1402308(72) 49237.4016(93)	122(32)	3(25)	Hβ (s)	Geckeler (1995)
0.1402382(62) 49237.3833(49)	161(36)	51(26)	Hγ (s)	Geckeler (1995)
0.140183(24) 49237.3876(58)	239(58)	146(41)	Hδ (s)	Geckeler (1995)

a: HJD-2 400 000.
b: s, b, g = schmale und breite Linienkomponente, sowie gesamte Linie.
c: Parameter in eckigen Klammern wurden bei den Auswertungen auf die betreffenden Werte fixiert.
d: HeII = 4686 Å.

Dabei ist A die Radialgeschwindigkeitsamplitude, γ der systematische Geschwindigkeitsversatz der Kurve und $T_{\rm br}$ der Zeitpunkt des Übergangs der sinusförmigen Radialgeschwindigkeitskomponente von Blau- nach Rotverschiebung. (– nach +).

Die Tabellen 4.1 und 4.2 enthalten die aus den Radialgeschwindigkeitsmessungen gewonnenen Perioden und Ephemeriden. Die spektroskopische Periode ist innerhalb der Fehlergrenzen mit der Dip-Periode identisch, siehe Kapitel 2.4.2.

4.3 Spektropolarimetrie

Im Mai 1994 konnten je vier zirkulare Polarisationsspektren von RX J1940.1–1025 im langwelligen (5600–7450 Å) und kurzwelligen (3500–5250 Å) optischen Spektralbereich erhalten werden (3.5-m-Teleskop, Calar Alto, Beob: S. Friedrich). In einem der langwelligen Spektren konnte eine mittlere zirkulare Polarisation von +2% nachgewiesen werden, siehe Abbildung 4.2 (Friedrich et al. 1996a).

Keines der während einer Phase (normal) hoher Akkretionsrate erhaltenen Spektren zeigt Anzeichen für Zeeman-Absorptionsstrukturen aus der Photosphäre des Weißen Zwerges. Watson et al. (1995) haben zeitaufgelöste lineare und zirkulare Polarimetrie über fast eine Bahnperiode an dem Objekt vorgenommen. Ihre Beobachtungen deuten auf eine veränderliche zirkulare Polarisation im Bereich ±5% hin, mit einem Anstieg auf ca. 8% zu Beginn des Dips. Eine geringfügige lineare Polarisation ist ebenfalls meßbar. Angesichts der Fehler der Messungen wollen die Autoren diese Befunde aber nicht als einen sicheren Nachweis von Polarisation einstufen. Sie geben als Obergrenze für die zirkulare Polarisation von RX J1940.1–1025 einen Wert von ±7% an. Buckley (1995) findet bei diesem Objekt eine variable zirkulare Polarisation von wenigen Prozent. Das Periodogramm der Polarisationsdaten weist ein starkes Signal bei 6070±12 s auf, welches als erste Harmonische einer Modulation mit einer Periode von 12140±24 s interpretiert werden kann. Die Periode der zirkularen Polarisation ist innerhalb der Fehlergrenzen identisch mit denjenigen der langperiodischen Modulation im optischen und im Röntgenbereich, siehe Kapitel 2.3.2 und Kapitel 3.3.2. Diese Beobachtungsbefunde stützen die Identifikation von RX J1940.1–1025 als Polar.

Am 21.7.1996 erhielten wir eine Nacht Beobachtungszeit am 3.9m-AAT-Teleskop des Anglo Australian Observatory um phasenaufgelöste zirkulare Spektropolarimetrie an RX J1940.1–1025 mit einer Zeitauflösung von 10 Minuten über etwa zwei Bahnperioden (2×3.4 Stunden) zu gewinnen. Instabile Witterungsbedingungen und eine technische Störung der Nachführeinheit des Teleskops resultierten in lediglich vier verwertbaren Polarisationsspektren (Integrationzeit je 10 Minuten)

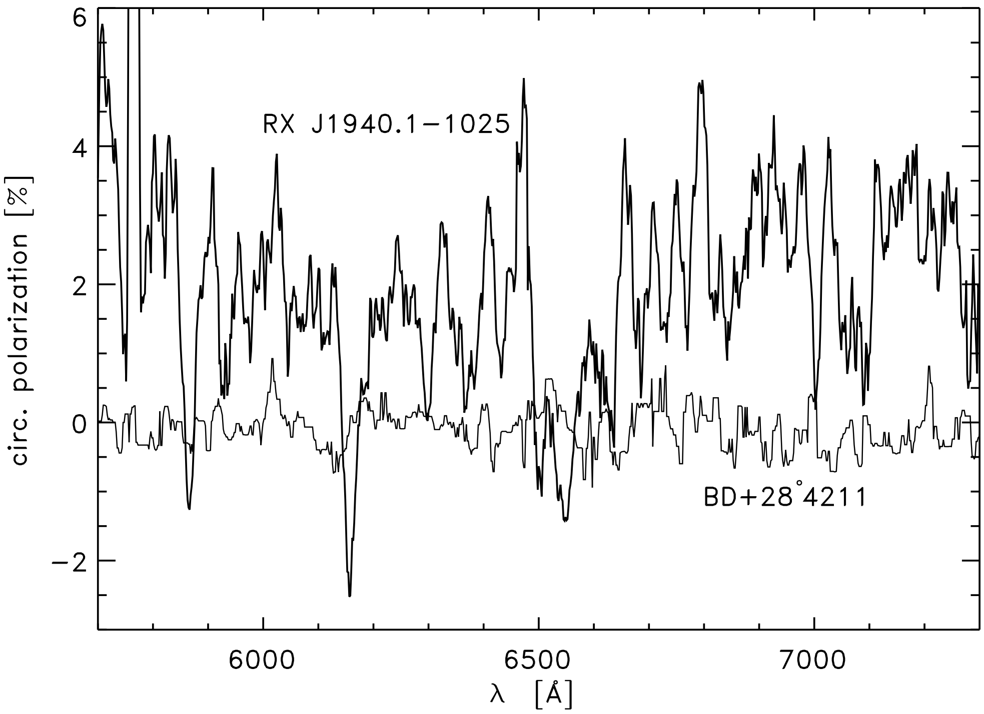


Abbildung 4.2: Zirkulares Polarisationsspektrum von RX J1940.1–1025 im Wellenlängenbereich von 5600–7450 Å. Das unpolarisierte Vergleichsspektrum stammt von BD+28°4211. Um 6563 Å zeigt sich eine Depolarisation, verursacht durch die Hα-Linie. Die Feinstruktur des Spektrums ist durch Interferenzstreifen auf dem CCD nicht aussagekräftig (Friedrich et al. 1996a).

mit nicht optimaler Datenqualität, die innerhalb der Fehlergrenzen (1% zirkulare Polarisation pro 50 Å Bin) keine signifikante zirkulare Polarisation aufweisen.

Kapitel 5

Das Dipol-Akkretionsmodell

5.1 Mathematische und physikalische Grundlagen

5.1.1 Der Magnetosphärenradius

In diesem Kapitel erfolgt eine Beschreibung des Dipol-Akkretionsmodells für Nahezu-Synchrone Polare, welches in Kapitel 7 auf die optischen und Röntgendaten von RX J1940.1–1025 angewendet wird. Mit Hilfe einer Best-Fit-Prozedur werden relevante physikalische Parameter des Systems (wie Spinperiode, Kolatitude und Ankopplungsradius) bestimmt.

Bei den Nahezu-Synchronen Polaren ändert sich die relative Orientierung zwischen der Sekundärkomponente (und damit dem einfallenden Akkretionsstrom) und dem magnetischen Feld des Weißen Zwerges mit der Schwebungsperiode $P_{\rm beat}^{-1} = \mid P_{\rm spin}^{-1} - P_{\rm orb}^{-1} \mid$ zwischen dessen Rotations- und Bahnperiode. Um die in diesem Kapitel vorgestellten Berechnungen und die damit verknüpften Geometrien besser veranschaulichen zu können, soll in den Abbildungen 5.1 und 5.2 das vollständige Dipol-Akkretionsmodell dreidimensional visualisiert werden. Es wird dabei angenommen, daß die Materie von der Sekundärkomponente radial auf den Weißen Zwerg einfällt und bei Erreichen des Gleichgewichts zwischen dynamischem und magnetischem Druck durch das Dipolfeld erfaßt wird. Für die Graphik wurde der Ankopplungspunkt in der Bahnebene um den Weißen Zwerg rotiert und die Beobachtungsgeometrie relativ zum Magnetfeld fixiert. Der Materiestrom folgt der entsprechenden Feldlinie und wird in der Umgebung eines oder beider magnetischer Pole akkretiert. Teile der Feldlinie, die sich oberhalb (unterhalb) der Bahnebene befinden, wurden durchgängig (punktiert) gezeichnet. Der Ankopplungsradius beim Einfall in der Äquatorialebene des Dipolfeldes beträgt für die Graphik $R'_{\rm t0} = 10\, R_{\rm wd}$ (Gleichung 1.5). $R'_{\rm t0}$ ist in der Abbildung durch Kreuze markiert, der Ankoppplungsradius bei verschiedenen Azimutalwinkeln variiert jedoch durch die veränderliche Magnetfeldstärke des Dipols in der Bahnebene. Die Kolatitude β wurde zu $30°$ angenommen, die Beobachterin befindet sich bei einer Inklination $\mathrm{i} = 65°$.

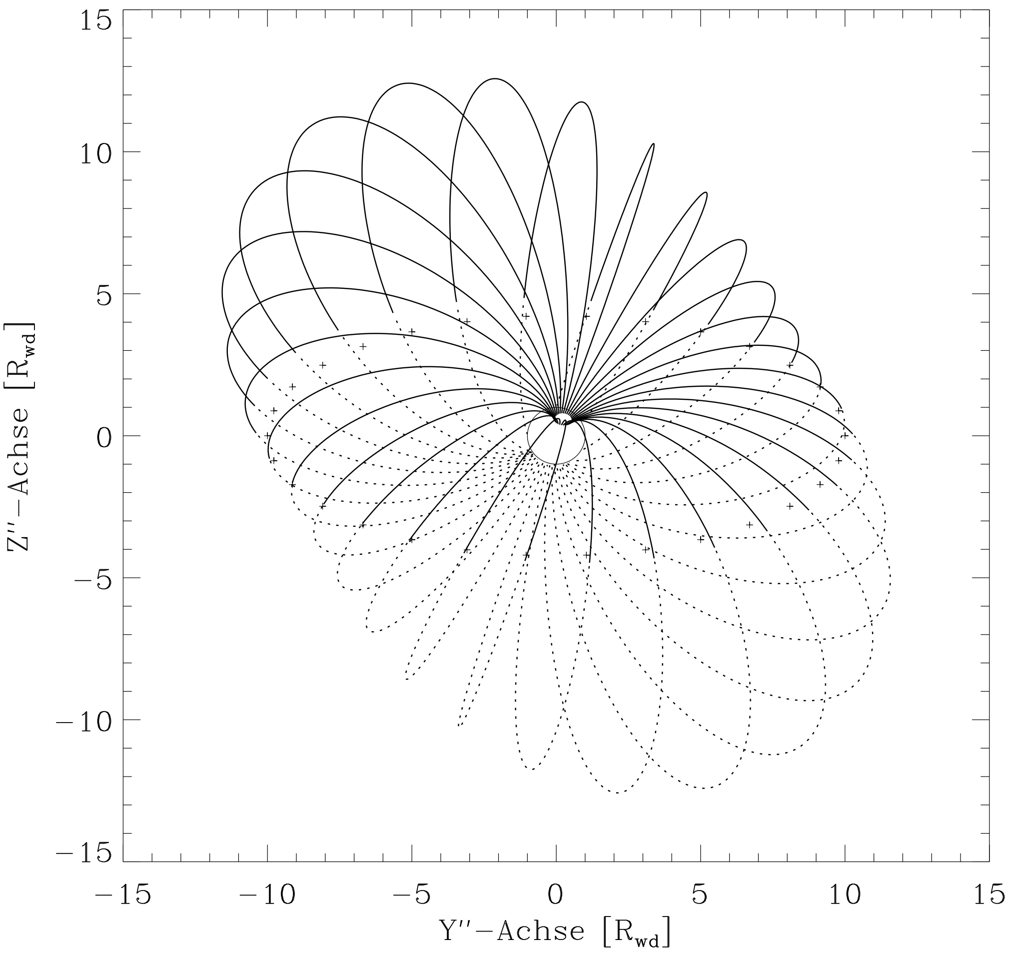


Abbildung 5.1: Darstellung der variablen Akkretionsgeometrie bei Nahezu-Synchronen Polaren. Die einfallende Materie koppelt bei Erreichen des Gleichgewichts zwischen dynamischem und magnetischem Druck an das Dipolfeld an und folgt der entsprechenden Feldlinie auf die Oberfläche des Weißen Zwerges, siehe Text. Die Graphik wurde für $\beta = 30°$, $\mathrm{i} = 65°$ und $R'_{\mathrm{t0}} = 10\,R_{\mathrm{wd}}$ gerechnet.

Für das Modell wurde ein zentriertes Dipolfeld für den Weißen Zwerg angenommen, dessen Feldlinien parametrisiert und damit in analytischer Form dargestellt werden können. Für die Interpretation der Beobachtungsdaten bei RX J1940.1–1025 ist diese Feldkonfiguration ausreichend. Einige Systeme erfordern jedoch zur Erklärung der photometrischen, polarimetrischen und spektroskopischen Beobachtungsdaten auch dezentrierte Dipolfelder, Quadrupolfelder, oder Feldkonfigurationen höherer Ordnung (Schwope 1990).

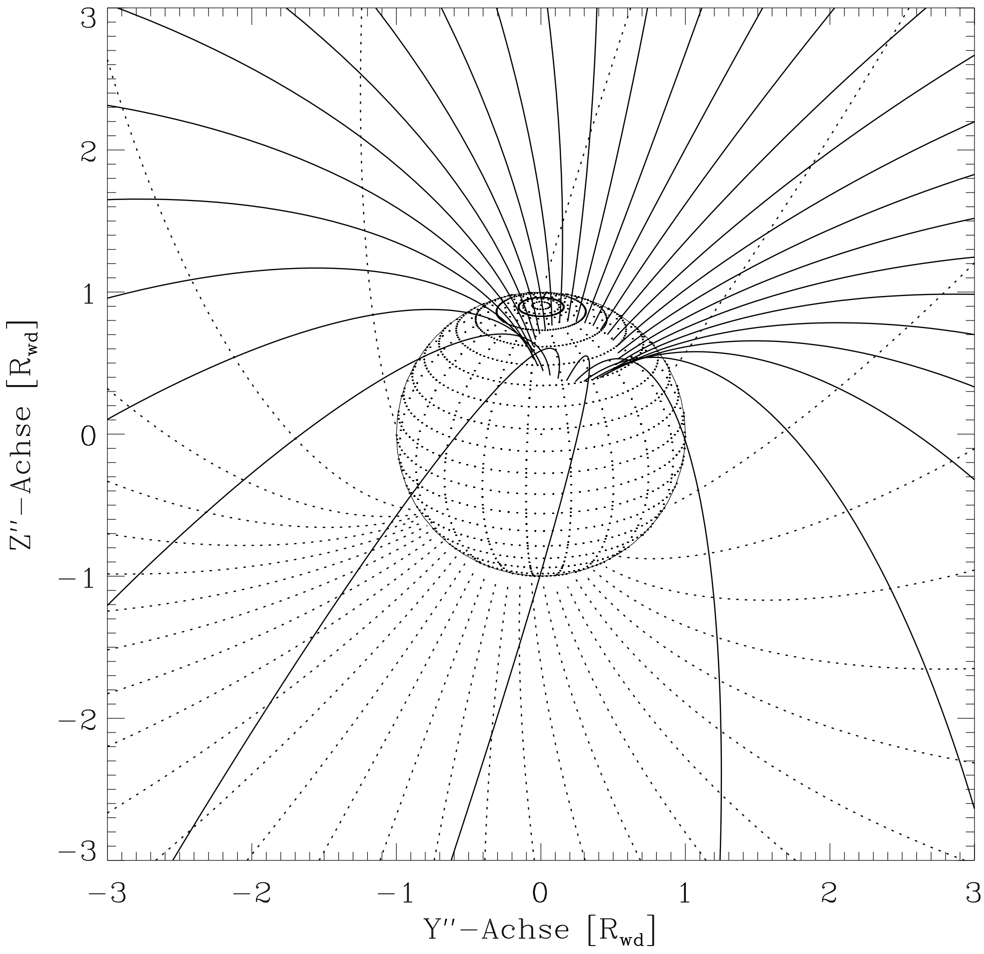


Abbildung 5.2: Die Graphik stellt eine Ausschnittsvergrößerung der Abbildung 5.1 dar und zeigt die Lageänderung der Akkretionsregion im Detail. Das eingezeichnete Koordinatennetz auf der Oberfläche des Weißen Zwerges orientiert sich an der Rotationsachse, der magnetische Pol befindet in der Mitte des Feldlinienbündels.

Der Ankopplungsradius R_t' (siehe Abbildung 5.3) kann dadurch abgeschätzt werden, daß der dynamische Druck $\propto \rho v^2$ der einfallenden Materie mit dem magnetischen Druck $\propto B^2$ gleichgesetzt wird. Mit der Dichte ρ des Akkretionsstroms (über die Massenerhaltung $\dot{M} = vA\rho$) und dessen Querschnittsfläche A, die eine Funktion der Systemparameter ist (Meyer & Meyer-Hofmeister 1983), ergibt sich für den Ankopplungsradius:

$$\frac{R'_{\mathrm{t}}}{10^{10}\,\mathrm{cm}} \approx 1.7 \times \left(\frac{B_{\mathrm{pol}}}{30\,\mathrm{MG}}\right)^{\frac{4}{11}} \left(\frac{R_{\mathrm{wd}}}{10^{9}\,\mathrm{cm}}\right)^{\frac{12}{11}} \left(\frac{R_{\mathrm{acc}}}{10^{9}\,\mathrm{cm}}\right)^{\frac{4}{11}} \left(\frac{M_{\mathrm{wd}}}{M_{\odot}}\right)^{-\frac{1}{11}} \left(\frac{\dot{M}}{10^{16}\,\mathrm{g/s}}\right)^{-\frac{2}{11}} \tag{5.1}$$

Dabei wurde die Einfallsgeschwindigkeit v gleich der Geschwindigkeit für den freien Fall $v_{\mathrm{ff}}(r) = (GM_{\mathrm{wd}}/r)^{1/2}$ aus dem Unendlichen gesetzt und die Magnetfeldstärke über das magnetische Dipolmoment $\mu \approx B(r)r^3 = B_{\mathrm{pol}}R^3_{\mathrm{wd}}/2$ abgeschätzt. Dieser Ansatz führt also zu:

$$R'_{\mathrm{t}} \propto B^{\alpha}_{\mathrm{pol}} \tag{5.2}$$

Dabei ist B_{pol} die polare Feldstärke an der Oberfläche des Weißen Zwerges und $\alpha = 4/11$ (Mukai 1988). Hameury, King & Lasota (1986) haben über diesen einfachen Mechanismus hinaus berücksichtigt, daß der einfallende Plasmastrom bei der Interaktion mit dem Magnetfeld dieses innerhalb eines begrenzten Volumens deformieren kann. Dieser Ansatz führt zu $\alpha = 4/7$ und Abschätzungen für R'_{t}, welche um einen Faktor 2 kleiner sind als jene, die sich bei Gleichsetzung von dynamischem und magnetischem Druck ergeben.

Im Akkretionsmodell wurde auch berücksichtigt, daß sich die magnetische Feldstärke eines Dipolfeldes als Funktion des Winkels ϵ zwischen der magnetischen Achse und dem Vektor zum Ankopplungspunkt ändert. Ein Dipolfeld folgt der mathematischen Beschreibung:

$$\vec{B}(\vec{R}) = \frac{3\vec{R}(\vec{R}\cdot\vec{\mu}) - \vec{\mu}}{R^3} \tag{5.3}$$

Dabei ist $\vec{R}$ der Richtungsvektor des Aufpunktes in einem Koordinatensystem, welches auf den Dipol zentriert ist. Damit ergibt sich für die Feldstärke als Funktion des Winkels ϵ:

$$B(\epsilon) = \frac{\mu}{R^3}\left(1 + 3\cos^2(\epsilon)\right)^{1/2} \tag{5.4}$$

Die polare Feldstärke eines Dipolfeldes ist also um den Faktor 2 größer, als die äquatoriale (bei gleicher Entfernung). Um diesen Effekt bei der Modellierung einzubeziehen, wird die neue Größe R'_{t0} definiert. Dieser äquivalente Ankopplungsradius ist der Radius, bei dem die einfallende Materie vom Feld eingefangen würde, wenn sie in der Äquatorialebene ($\epsilon_{\mathrm{t}} = \pi/2$) des Dipolfeldes einfallen würde und nicht bei der gegebenen magnetischen Breite ϵ_{t}. Die Größen R'_{t0} und R'_{t} stehen nach Formel 5.4 in folgender Beziehung:

$$R'_{\mathrm{t}}(\epsilon_{\mathrm{t}}) = R'_{\mathrm{t0}}(1 + 3\cos^2(\epsilon_{\mathrm{t}}))^{\alpha/2} \tag{5.5}$$

Bei dieser Korrektur wurde in erster Näherung ein radialer Einfall der akkretierenden Materie vor der Anbindung an das magnetische Feld angenommen. In Ermangelung detaillierter theoretischer Modelle für die magnetosphärische Wechselwirkung des einfallenden Plasmastroms mit dem Magnetfeld wurde $\alpha = 4/11$ angenommen, um die variierende Feldstärke zu korrigieren. Diese Korrektur bewirkt allerdings nur minimale Effekte bezüglich der Akkretionsgeometrie (siehe Abbildung 5.7). Allerdings ist es bei der Interpretation der Ergebnisse bedeutend, sich die Definition von R'_{t0} vor Augen zu halten.

5.1.2 Akkretionsgeometrie im Magnetfeld

Die Konvention der Koordinatensysteme für die Berechnung der Akkretion in einem zentrierten Dipolfeld wurde von Cropper (1989) übernommen, mit:

- Dem Spin-Koordinatensystem des Weißen Zwerges (x′y′z′), wobei die z′-Achse identisch mit dessen Rotationsachse ist.
- Dem magnetischen Koordinatensystem (xyz), wobei das magnetische Moment $\vec{\mu}$ relativ zur z′-Achse um die Kolatitude β geneigt ist und in der (−x′)z′-Halbebene zu liegen kommt. Die y-Achse ist also identisch mit der y′-Achse, die beiden anderen Achsen gehen durch eine Rotation mit dem Winkel β aus den x′- und z′-Achsen hervor.
- Dem externen Koordinatensystem der Beobachterin (x″y″z″), wobei dieses zum Zeitpunkt t_0 analog zum magnetischen Koordinatensystem (xyz) durch Rotation um die y′-Achse definiert werden soll. Die x″-Achse soll die Verbindungslinie vom Weißen Zwerg zur Beobachterin darstellen (bei t_0), sie ist also relativ zur x′-Achse um den Winkel $(90° - \mathrm{i})$ geneigt und kommt in der x′(+z′)-Halbebene zu liegen.

Abb. 5.3 verdeutlicht die Akkretionsgeometrie in Spinkoordinaten (x′y′z′), wobei die Rotationsachse des Weißen Zwerges senkrecht zur Bahnebene des Doppelsternsystems steht. Den kartesischen Koordinaten x,y,z entsprechend sind die polaren Koordinaten R,ϵ,ζ definiert, wobei ϵ von der z-Achse aus gemessen wird und mit abnehmender z-Koordinate zunimmt. Der azimutale Winkel ζ' wird in mathematisch positiver Richtung von der (+x′)-Achse in der x′y′-Ebene abgetragen.

Bei dem Dipol-Akkretionsmodell wird angenommen, daß die von der Sekundärkomponente einfallende Materie in der Bahnebene des Systems in der Entfernung R'_t vom Weißen Zwerg und beim Winkel ζ'_t vom Magnetfeld erfaßt wird. Der Winkel ζ'_t des Ankopplungspunktes überstreicht dabei 360° während

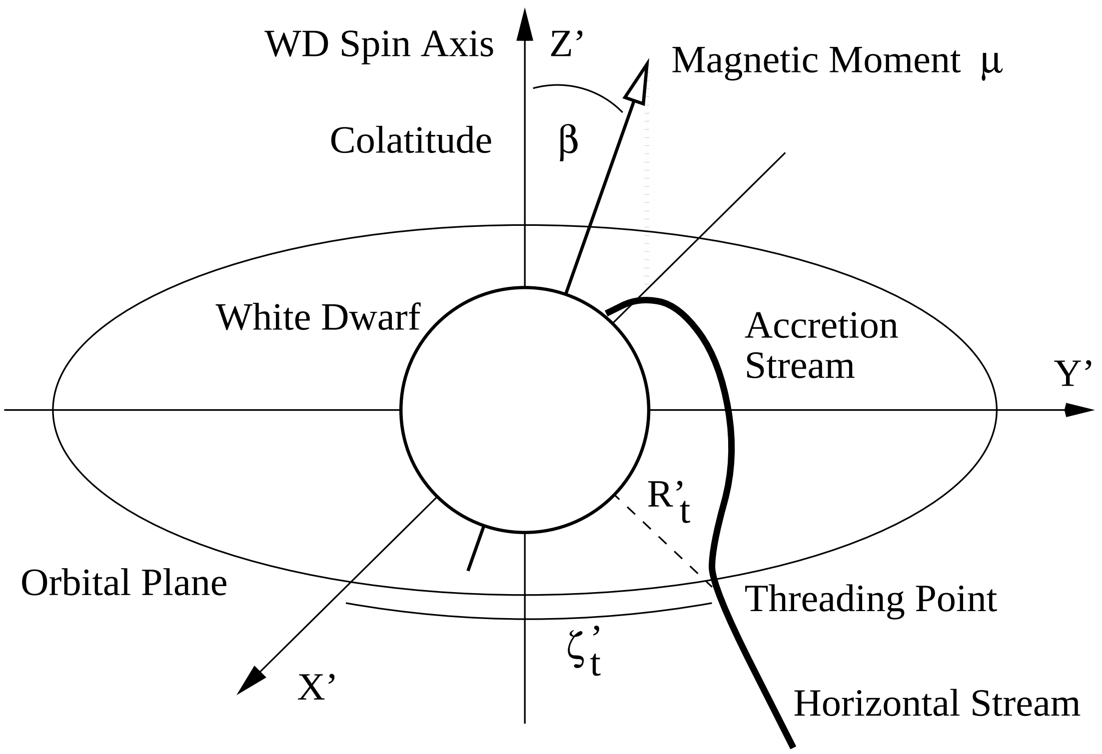


Abbildung 5.3: Schaubild der Akkretionsgeometrie im Spinkoordinatensystem ($x'y'z'$) des Weißen Zwerges wobei die z'-Achse identisch mit der Rotationsachse ist. Das magnetische Moment $\vec{\mu}$ ist relativ zur z'-Achse um die Kolatitude β geneigt und liegt in der $(-x')z'$-Halbebene (Geckeler & Staubert 1997a).

einer Schwebungsperiode. Unter der Annahme, daß die Bahnbewegung der Sekundärkomponente relativ zum Weißen Zwerg (von der positiven z'-Hemisphäre aus betrachtet) gegen den Uhrzeigersinn erfolgt, resultiert eine gleichfalls gegen den Uhrzeigersinn gerichtete azimutale Bewegung des Ankopplungspunktes für Systeme mit $P_{\rm spin} > P_{\rm orb}$ und zu einer Bewegung im Uhrzeigersinn für $P_{\rm spin} < P_{\rm orb}$. Für $P_{\rm spin} > P_{\rm orb}$ ist $\zeta'_{\rm t}$ desshalb einfach definiert als:

$$\zeta'_{\rm t} = \Phi_{\rm beat} \cdot 2\pi \tag{5.6}$$

$$\text{mit} \quad \Phi_{\rm beat}(T) = (T - T_0)/P_{\rm beat} \tag{5.7}$$

Dabei ist T_0 der Zeitpunkt, wenn der Ankopplungspunkt auf der $(+x')$-Achse zu liegen kommt.

Die kartesischen Koordinaten $\vec{R}'_{\rm t} = (x'_{\rm t}y'_{\rm t}z'_{\rm t})$ des Kopplungspunktes (siehe Abb. 5.3) im Spin-Koordinatensystem werden in das Koordinatensystem des Dipolfeldes rotiert. Dies geschieht mittels der Rotationsmatrizen:

$$\Phi_x(\kappa) = \left\{ \begin{array}{ccc} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\kappa & \sin\kappa \\ 0 & \text{-}\sin\kappa & \cos\kappa \end{array} \right\} \tag{5.8}$$

$$\Phi_y(\kappa) = \left\{ \begin{array}{ccc} \cos\kappa & 0 & \text{-}\sin\kappa \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\kappa & 0 & \cos\kappa \end{array} \right\} \tag{5.9}$$

$$\Phi_z(\kappa) = \left\{ \begin{array}{ccc} \cos\kappa & \sin\kappa & 0 \\ \text{-}\sin\kappa & \cos\kappa & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{array} \right\} \tag{5.10}$$

Sie vermitteln eine Rotation des Koordinatensystems mit den Winkel κ um die x-, y- und z-Achse in mathematisch positiver Richtung.

Der Koordinatenvektor $\vec{R}_{\mathrm{t}} = \Phi_{\mathrm{y}'}(-\beta) \cdot \vec{R}'_{\mathrm{t}}$ des Kopplungspunktes im Koordinatensystem des Dipolfeldes ergibt sich damit in polaren und kartesischen Koordinaten zu:

$$\vec{R}_{\mathrm{t}}(R_{\mathrm{t}}, \epsilon, \zeta) = \left[R'_{\mathrm{t}},\, \cos^{-1}\left(-\cos\zeta'_{\mathrm{t}} \sin\beta\right),\, \tan^{-1}\left(\frac{\tan\zeta'_{\mathrm{t}}}{\cos\beta}\right) \right] \tag{5.11}$$

$$\vec{R}_{\mathrm{t}}(x_{\mathrm{t}}, y_{\mathrm{t}}, z_{\mathrm{t}}) = \Phi'_y(-\beta) \cdot \vec{R}'_{\mathrm{t}} = \left[\begin{array}{c} x'_{\mathrm{t}} \cos\beta + z'_{\mathrm{t}} \sin\beta \\ y'_{\mathrm{t}} \\ -x'_{\mathrm{t}} \sin\beta + z'_{\mathrm{t}} \cos\beta \end{array} \right] \tag{5.12}$$

Im Koordinatensystem des Dipolfeldes erfolgt die Parametrisierung der Feldlinie durch diesen Punkt über die Gleichungen (Alfven & Falthämmar 1963):

$$R(\epsilon) = R_0 \sin^2(\epsilon) \tag{5.13}$$

$$\zeta = const. \tag{5.14}$$

Dabei ist R_0 die maximale Distanz, die die Feldlinie vom Zentrum des Dipols erreichen kann und ζ ist der Azimut des Kopplungspunktes im Koordinatensystem des Dipolfeldes. Abbildung 5.4 zeigt dies schematisch.

Die mit dem Abstand R_{s} des Feldlinienpunktes von dem Zentrum des Dipols parametrisierte Feldlinie kann daher nach Formel 5.13 und 5.14 folgendermaßen beschrieben werden:

$$\vec{R}_{\mathrm{s}}(R_{\mathrm{s}}, \epsilon, \zeta) = \left[R_{\mathrm{s}},\, \sin^{-1}\left(\pm\sqrt{\frac{R_{\mathrm{s}}}{R_0}}\right),\, \zeta_{\mathrm{t}} \right] \tag{5.15}$$

$$\vec{R}_{\mathrm{s}}(x_{\mathrm{s}}, y_{\mathrm{s}}, z_{\mathrm{s}}) = R_{\mathrm{s}} \left[\cos\zeta_{\mathrm{t}} \sqrt{\frac{R_{\mathrm{s}}}{R_0}},\, \sin\zeta_{\mathrm{t}} \sqrt{\frac{R_{\mathrm{s}}}{R_0}},\, \cos\left(\sin^{-1}\left(\pm\sqrt{\frac{R_{\mathrm{s}}}{R_0}}\right)\right) \right] \tag{5.16}$$

$$\text{mit} \quad R_0 = R_{\mathrm{t}} / \sin^2(\epsilon_{\mathrm{t}}) \tag{5.17}$$

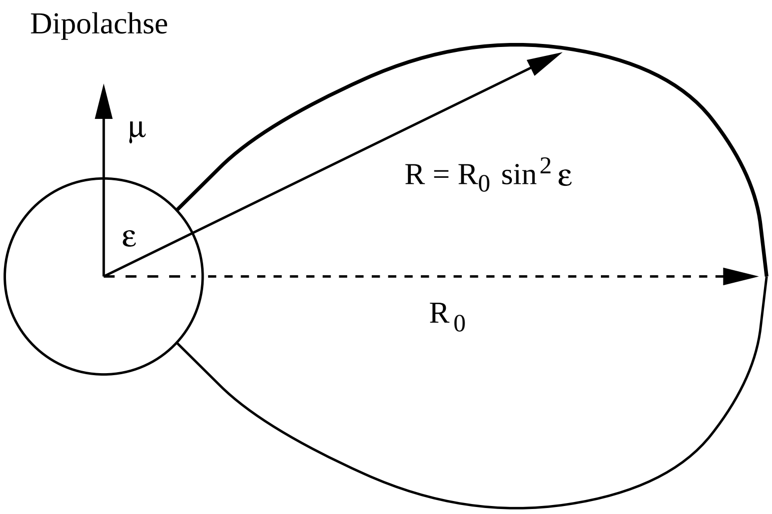


Abbildung 5.4: Feldlinienverlauf und -parametrisierung im Dipolfeld.

Die $\pm$ Vorzeichen gelten für ein Verfolgen der Feldlinie in Richtung zum Pol bei $\epsilon = 0°$ $(+)$ oder bei $\epsilon = 180°$ $(-)$. Die Feldlinie, an der die einfallende Materie in der Bahnebene ankoppelt, wird auf die Oberfläche des Weißen Zwerges verfolgt ($R_\mathrm{s} = R_\mathrm{wd}$) und der Schnittpunkt $\vec{R}_\mathrm{spot}$ berechnet. Zusätzlich dazu wird der Feldvektor an diesem Punkt für weitere Rechnungen bestimmt, dabei ergibt sich für den Feldvektor an jedem Punkt der Feldlinie:

$$\frac{\mathrm{d}\vec{R}_\mathrm{s}}{\mathrm{d}R_\mathrm{s}}(x_\mathrm{s}, y_\mathrm{s}, z_\mathrm{s}) = \left[\frac{3}{2}\frac{x_\mathrm{s}}{R_\mathrm{s}}, \frac{3}{2}\frac{y_\mathrm{s}}{R_\mathrm{s}}, \frac{z_\mathrm{s}}{R_\mathrm{s}} - \frac{1}{2}\left(\frac{R_\mathrm{s}}{R_0}\right)\left(1 - \frac{R_\mathrm{s}}{R_0}\right)^{-1/2}\right] \tag{5.18}$$

Die Position des Akkretionsflecks auf der Oberfläche und der Vektor der Feldlinie an diesem Punkt werden dann in das Spin-Koordinatensystem (x′y′z′) des Weißen Zwerges zurück rotiert, und zwar über $\vec{R}'_\mathrm{spot} = \Phi_y(\beta) \cdot \vec{R}_\mathrm{spot}$:

$$\vec{R}'_\mathrm{spot}(x'_\mathrm{spot}, y'_\mathrm{spot}, z'_\mathrm{spot}) = \Phi_y(\beta) \cdot \vec{R}_\mathrm{spot} = \begin{bmatrix} x_\mathrm{spot}\cos\beta - z_\mathrm{spot}\sin\beta \\ y_\mathrm{spot} \\ x_\mathrm{spot}\sin\beta + z_\mathrm{spot}\cos\beta \end{bmatrix} \tag{5.19}$$

Die Abweichung des Akkretionspunktes vom magnetischen Pol in Länge und Breite ergibt sich damit für den in der nördlichen Hemisphäre gelegenen Pol (unter Verwendung des $(+)$ Vorzeichens in den obigen Gleichungen) zu:

$$\Delta_\mathrm{lon} = 180° - \tan^{-1}\left(\frac{y'_\mathrm{spot}}{x'_\mathrm{spot}}\right) \tag{5.20}$$

$$\Delta_\mathrm{lat} = \beta - \cos^{-1}\left(\frac{z'_\mathrm{spot}}{R_\mathrm{wd}}\right) \tag{5.21}$$

Für den in der südlichen Hemisphäre gelegenen Pol ergibt sich analog unter Verwendung des (−) Vorzeichens):

$$\Delta_{\mathrm{lon}} = -\tan^{-1}\left(\frac{y'_{\mathrm{spot}}}{x'_{\mathrm{spot}}}\right) \tag{5.22}$$

$$\Delta_{\mathrm{lat}} = 180^\circ - \beta - \cos^{-1}\left(\frac{z'_{\mathrm{spot}}}{R_{\mathrm{wd}}}\right) \tag{5.23}$$

Die Längen- und Breitengrade des Spin-Koordinatensystems auf der Oberfläche des Weißen Zwerges wurden entsprechend dem Netz der Längen- und Breitengrade auf der Erde definiert, wobei Längengrade $\lambda > 0^\circ$ ($\lambda < 0^\circ$) in Richtung der westlichen (östlichen) Hemisphäre verlaufen und die positive z'-Achse Norden definiert. Abbildung 5.5 veranschaulicht die Koordinaten graphisch.

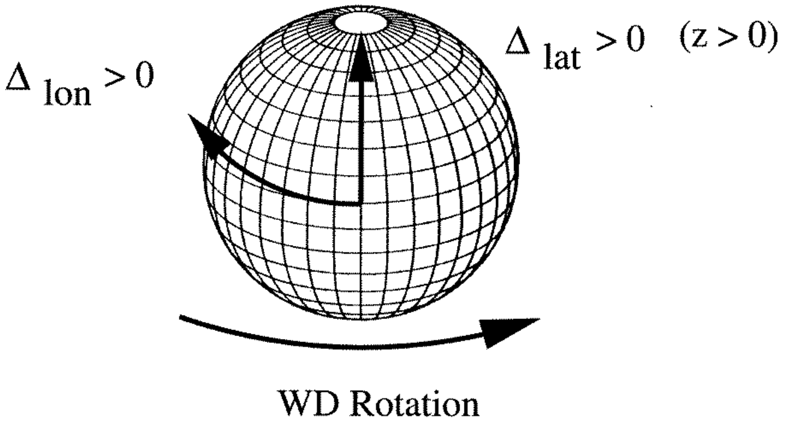


Abbildung 5.5: Graphische Veranschaulichung der im Text verwendeten Längen- und Breitengrade auf der Oberfläche des Weißen Zwerges.

Von der Beobachterin aus gesehen rotiert das Spin-Koordinatensystem noch mit der Winkelgeschwindigkeit ω_{spin} der Rotation des Weißen Zwerges. Für die Transformation eines beliebigen Vektors $\vec{R}'$ im Spin-Koordinatensystem in das externe Koordinatensystem der Beobachterin (x″y″z″) ergibt sich:

$$\vec{R}'' = \Phi_{y''}(-(90^\circ - \mathrm{i})) \cdot \Phi_{z'}(-\omega_{\mathrm{spin}}(T - T_0)) \cdot \vec{R}' \tag{5.24}$$

5.2 Generelle Auswirkungen des Modells

Während einer Schwebungsperiode rotiert das Magnetfeld relativ zur Sekundärkomponente und damit relativ zum akkretierenden Plasmastrom um 360°, alternativ kann dies als Rotation des Ankopplungspunktes um 360° in der Bahnebene des Systems beschrieben werden. Die einfallende Materie wird dabei fortschreitend von verschiedenen Magnetfeldlinien erfaßt und an verschiedenen Punkten auf der Oberfläche des Weißen Zwerges akkretiert.

Abbildung 5.6 zeigt den resultierenden ellipsoidalen Pfad, welcher vom Auftreffpunkt auf der Oberfläche des Weißen Zwerges um den magnetischen Pol beschrieben wird. Es wurde $R'_{\rm t0} = 10\,R_{\rm wd}$ gewählt, die Globen wurden für Kolatituden $\beta = 75°$ bis $0°$ in $15°$-Schritten gerechnet.

Im magnetischen Koordinatensystem besitzt die entstehende Ellipse eine große Halbachse $\epsilon_{\rm a}$ und kleine Halbachse $\epsilon_{\rm b}$ von:

$$\sin\epsilon_{\rm a} = (R_{\rm t}/R_{\rm wd})^{-1/2} \tag{5.25}$$

$$\sin\epsilon_{\rm b} = (R_{\rm t}/R_{\rm wd})^{-1/2}\cos\beta \tag{5.26}$$

Die Akkretionsellipse ist kreisförmig für $\beta = 0°$ und flacht mit wachsender Kolatitude ab, bis die kleine Halbachse $\delta_{\rm b} = 0$ für $\beta = 90°$ erreicht ist.

Zusätzlich zum reinen Effekt der Auslenkung der Akkretionsregion gegenüber dem Magnetpol kann auch die Neigung der Feldlinie (und damit der Akkretionssäule) gegen die Oberflächennormale für die Interpretation von Beobachtungsdaten bei Polaren von Bedeutung sein. Für ein Dipolfeld berechnet sich die Neigung der Feldlinie gegen die Oberfläche in erster Näherung als Hälfte des Winkels zwischen der magnetischen Achse und der Verbindungslinie zwischen dem Zentrum des Dipols und dem Oberflächenpunkt. Dieser Effekt muß beispielsweise bei der Zyklotron-Emission bei Polaren generell (und den Absorptionströgen von RX J1940.1–1025; siehe Kapitel 7) mit in die Modellierung einbezogen werden, da bei dieser die Orientierung der Feldlinie relativ zum Beobacher als Parameter in die Berechnung eingeht, und nicht nur die Auslenkung der Akkretionsregion auf der Oberfläche des Weißen Zwerges.

Bei den Nahezu-Synchronen Polaren kann die Kombination dieser beiden Effekte beispielsweise als zeitlicher Versatz in Licht- oder Polarisationskurven gegen die Spinephemeride des Weißen Zwerges nachweisbar sein, und zwar als Funktion der Schwebungsphase $\Phi_{\rm beat}$ zwischen Spin- und Bahnperiode. Abbildung 5.7 zeigt die Beiträge der beiden Komponenten für ein System mit $R'_{\rm t0} = 10\,R_{\rm wd}$ und $\beta = 60°$. Die Abbildung zeigt die Phasenverschiebung $\Delta\Phi_{\rm spin} = (t_{\rm min} - t_{\rm pole})/P_{\rm spin}$ (in Einheiten des Spinperiode des Weißen Zwerges) zwischen a) dem Zeitpunkt $t_{\rm min}$ des minimalen Winkels zwischen der Akkretionssäule über der Akkretionsregion und der Richtung zur Beobachterin und b) dem Zeitpunkt $t_{\rm pole}$ des Meridiandurchganges des Magnetpols (relativ zur Beobachterin) als Funktion der Schwebungsphase $\Phi_{\rm beat}$. Die durchgezogene Linie ist für die Annahme berechnet, daß die Akkretionssäule senkrecht auf der Oberfläche des Weißen Zwerges steht,

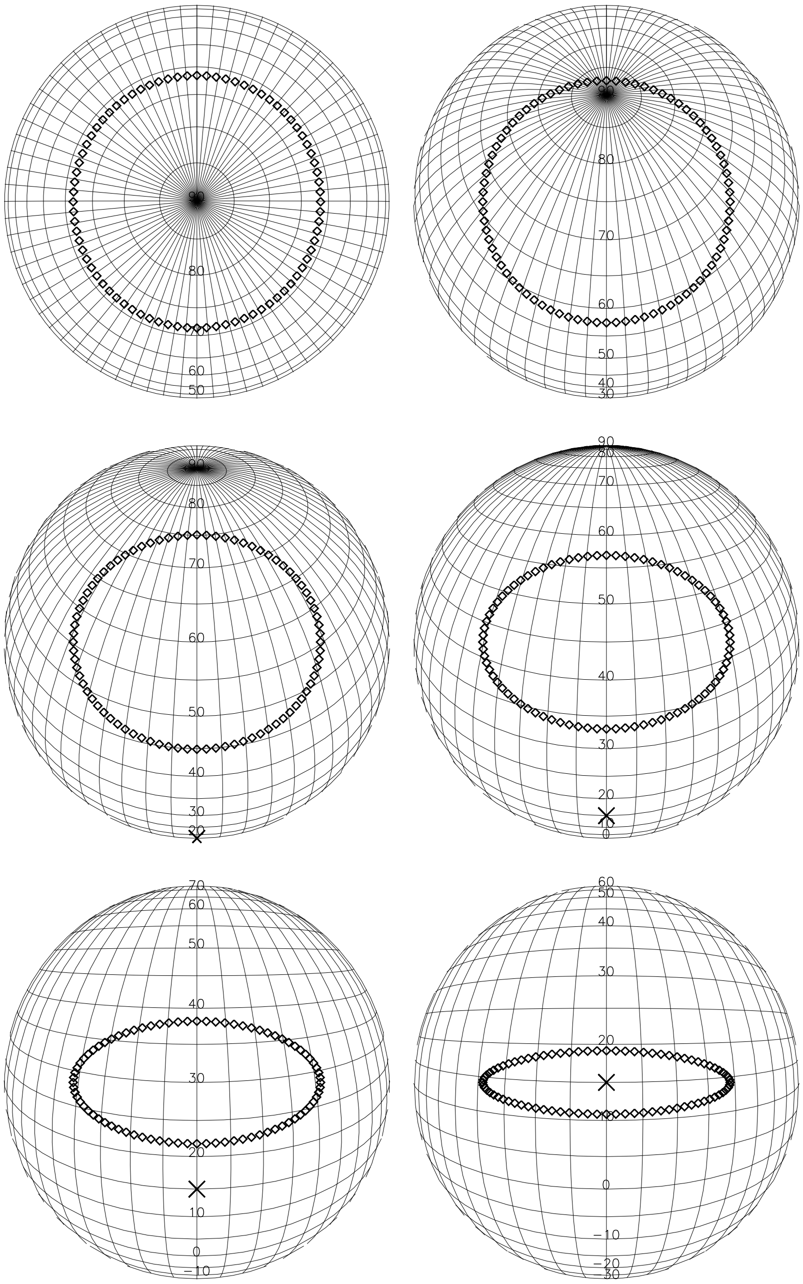


Abbildung 5.6: Ellipsoidaler Pfad, welcher von der Akkretionsregion um den magnetischen Pol im Verlauf einer Schwebungsperiode beschrieben wird, für Kolatituden $\beta = 0°$ bis $75°$ in $15°$-Schritten gerechnet. Es wurde ein Dipolfeld mit $R'_{\rm t0} = 10\,R_{\rm wd}$ angenommen. Die Beobachterin befindet sich $0.5\,R_{\rm wd}$ von der Oberfläche des Weißen Zwerges entfernt direkt über dem magnetischen Pol. Die Abstände der Koordinatenlinien in Länge und Breite betragen $5°$.

inklusive Korrektur bezüglich der variierenden Feldstärke des Dipolfeldes in der Bahnebene. Die Phasenverschiebung wird also lediglich durch die longitudinale Auslenkung der Akkretionsregion relativ zum Magnetpol verursacht (Abb. 5.6). Bei Vernachlässigung der Variation der Feldstärke des Dipolfeldes in der Bahnebene resultiert die gepunktete Kurve. Die gestrichelte Linie zeigt die Phasenverschiebung unter Einbeziehung der Neigung der Feldlinie.

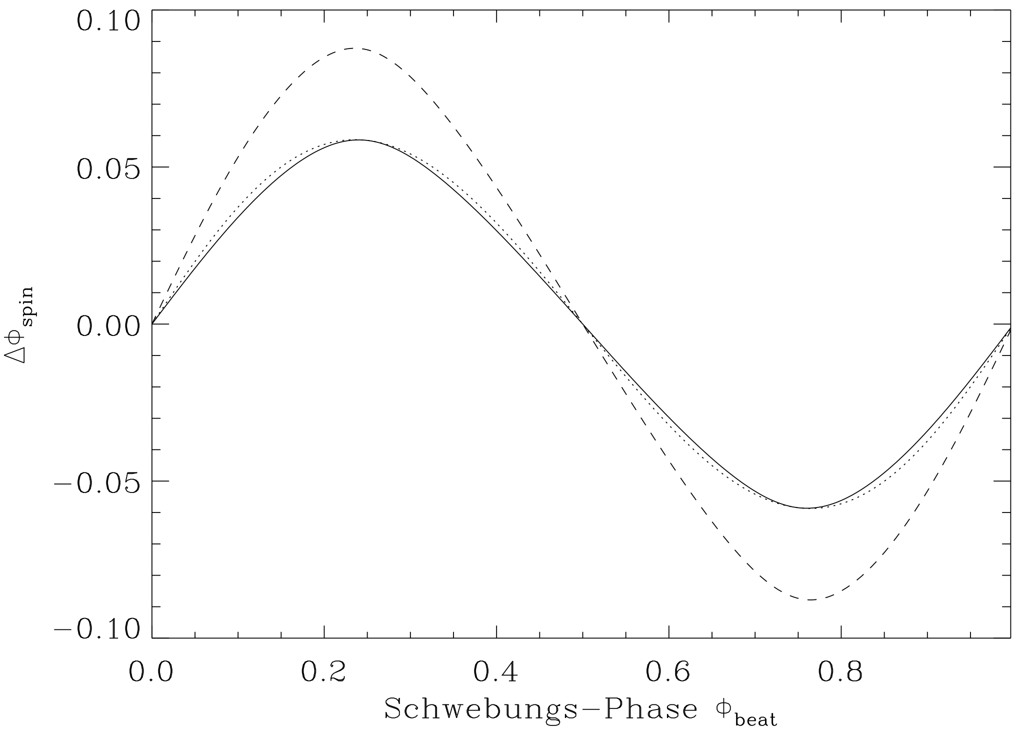


Abbildung 5.7: Phasenverschiebung $\Delta\Phi_{\mathrm{spin}}$ zwischen dem Zeitpunkt a) minimalen Winkels Akkretionssäule-Beobachtungsrichtung und b) des Meridiandurchganges des Magnetpols, mit $R'_{\mathrm{t0}} = 10\,R_{\mathrm{wd}}$ und $\beta = 60°$. Erläuterungen, siehe Text.

Die gesamte Phasenverschiebung besteht dabei also aus zwei Komponenten:

- der longitudinalen Auslenkung der Akkretionsregion auf der Oberfläche des Weißen Zwerges und
- der wechselnden Orientierung der Feldlinie (und damit des einfallenden Materiestroms) relativ zur Oberflächennormale.

Im Dipolfeld beträgt die erste Komponente etwa 2/3, die zweite etwa 1/3 des gesamten Effektes.

Bei der Modellierung können auch Effekte des 'pole switching', des möglichen Umklappens der Akkretion auf den zweiten Pol, beschrieben werden. Dabei wurde angenommen, daß die Akkretion jeweils auf denjenigen Pol erfolgt, in dessen Hemisphäre (im magnetischen Koordinatensystem des Dipolfeldes) der Kopplungspunkt zu liegen kommt (Umklappen bei Schwebungsphasen $\Phi_{\mathrm{beat}} = 0.25$ und 0.75). Durch die Beobachtungsgeometrie im System RX J1940.1–1025 sind bei den Absorptionströgen nur Effekte der veränderlichen Akkretionsgeometrie eines Poles der Beobachtung zugänglich.

5.3 Effekte der Dipol-Akkretion - $\beta > \beta_{\mathrm{crit}}$

In den folgenden zwei Kapiteln sollen einzelne Effekte, welche durch die veränderliche Akkretionsgeometrie in Nahezu-Synchronen Polaren auftreten, detailliert erläutert werden. Um die Beschreibung zu vereinfachen und die Ergebnisse besser veranschaulichen zu können, wurde nur die geometrische Auslenkung der Akkretionsregion vom Magnetpol berücksichtigt. Die Einbeziehung der Neigung der Feldlinie für die Analyse des Datenmaterials von RX J1940.1–1025 (siehe Kapitel 7) wurde breits in Kapitel 5.2 behandelt. Für die nachfolgenden Berechnungen wurde $P_{\mathrm{spin}} > P_{\mathrm{orb}}$ angenommen, wie bei RX J1940.1–1025 der Fall.

Die kritische Kolatitude β_{crit} dient zur Unterscheidung von Akkretionsgeometrien, bei denen die Spinachse des Weißen Zwerges außerhalb der Akkretionsellipse zu liegen kommt (Fall I - $\beta > \beta_{\mathrm{crit}}$), oder innerhalb derselben (Fall II - $\beta < \beta_{\mathrm{crit}}$). Diese Größe wird durch folgende Gleichung definiert:

$$\tan \beta_{\mathrm{crit}} = (R_{\mathrm{t}}/R_{\mathrm{wd}})^{-1/2} \tag{5.27}$$

Beide Fälle sollen im folgenden getrennt betrachtet wurden, um die unterschiedlichen Effekte bei den beiden Geometrien deutlicher hervortreten zu lassen.

Fall I - $\beta > \beta_{\mathrm{crit}}$: Rotationsachse außerhalb der Akkretionsellipse.

Abbildung 5.8 zeigt die longitudinale Abweichung $\Delta_{\mathrm{lon}} = \lambda_{\mathrm{spot}} - \lambda_{\mathrm{pole}}$ der Akkretionsregion vom magnetischen Pol im Spin-Koordinatensystem. Es wurde $R'_{\mathrm{t0}} = 10\, R_{\mathrm{wd}}$ angenommen, die Modellkurven wurden für Kolatituden β von 20° bis 60° in 20°-Schritten gerechnet. Die obere Abbildung zeigt Δ_{lon} ohne Umklappen der Akkretion auf den Sekundärpol, die untere Abbildung mit Polwechsel.

Dabei verlaufen Längengrade $\lambda > 0°$ ($\lambda < 0°$) in Richtung der westlichen (östlichen) Hemisphäre. Positive Werte für Δ_{lon} korrespondieren daher mit einer longitudinalen Abweichung der Akkretionsregion vom Magnetpol in Richtung des Uhrzeigersinns (von der nördlichen Hemisphäre bzw. positiven z'-Achse aus betrachtet). Die Akkretionsregion passiert hierbei den Meridian in Richtung der Beobachterin nach dem magnetischen Pol (für Systeme mit $P_{\mathrm{spin}} > P_{\mathrm{orb}}$).

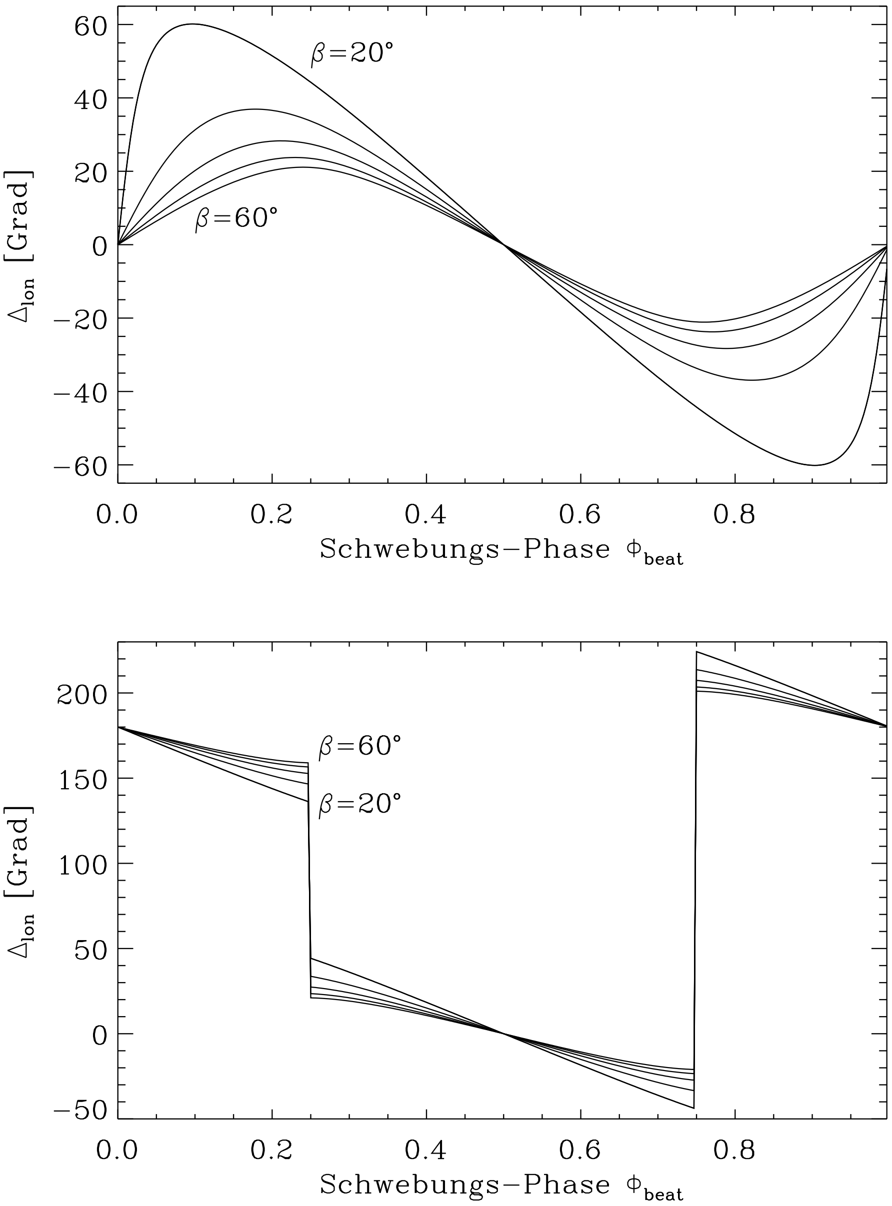
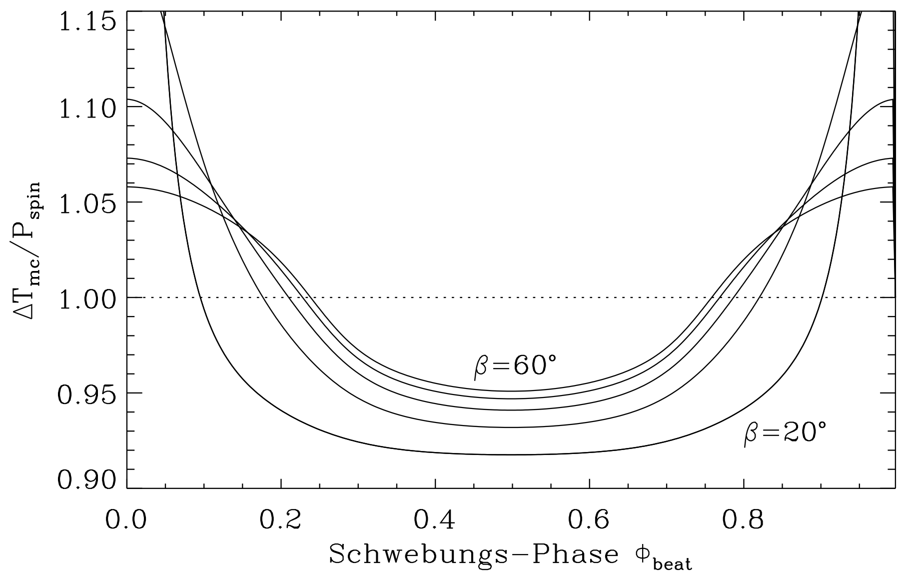


Abbildung 5.8: Longitudinale Abweichung $\Delta_{\rm lon} = \lambda_{\rm spot} - \lambda_{\rm pole}$ der Akkretionsregion (im Spin-Koordinatensystem, siehe Text) von dem in der nördlichen Hemisphäre gelegenen magnetischen Pol als Funktion der Schwebungsphase $\Phi_{\rm beat}$, gerechnet für $R'_{\rm t0} = 10\,R_{\rm wd}$ und Kolatituden $\beta > \beta_{\rm crit}$ von 20° bis 60° in 20°-Schritten. Die obere Abbildung zeigt $\Delta_{\rm lon}$ ohne, die untere Abbildung mit Umklappen der Akkretion auf den Sekundärpol.



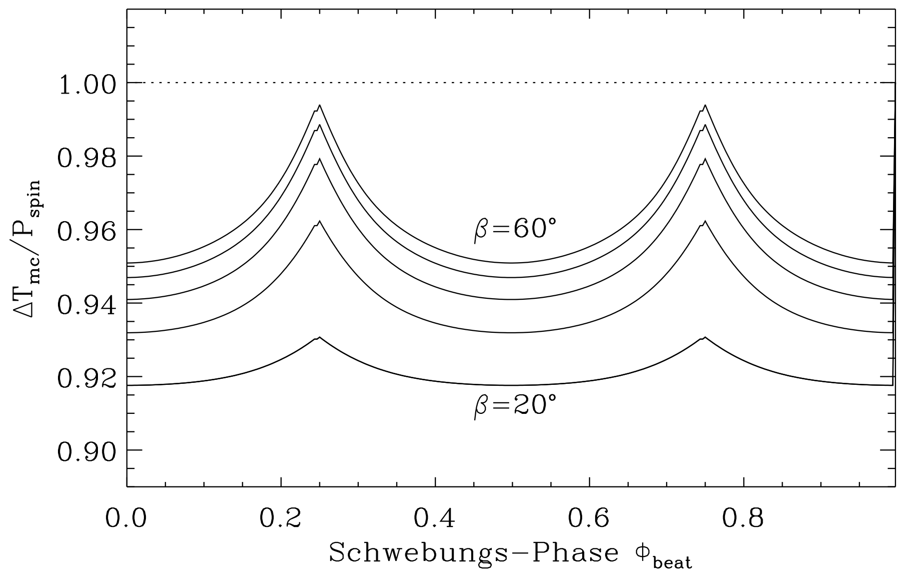


Abbildung 5.9: Zeitliche Differenz $\Delta T_{\mathrm{mc}}/P_{\mathrm{spin}}$ zwischen zwei Durchgängen des Akkretionsflecks durch den Meridian in Richtung zur Beobachterin als Funktion der Schwebungsphase Φ_{beat} für Kolatituden $\beta > \beta_{\mathrm{crit}}$ von 20° bis 60° in 20°-Schritten, mit $\Delta P/P_{\mathrm{orb}} = (P_{\mathrm{spin}} - P_{\mathrm{orb}})/P_{\mathrm{orb}} = 2.8 \cdot 10^{-3}$. Die obere Abbildung zeigt ΔT_{mc} ohne, die untere Abbildung mit Umklappen der Akkretion auf den Sekundärpol.

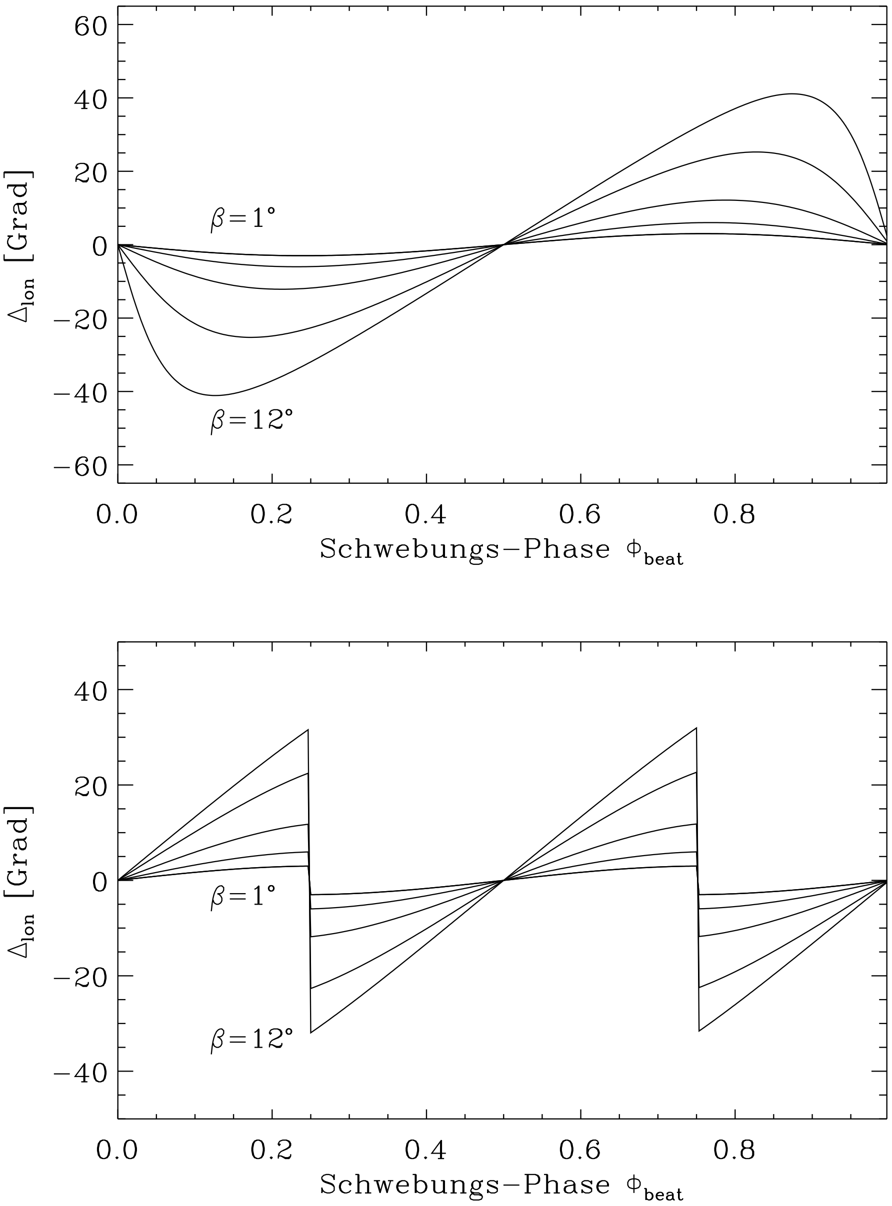
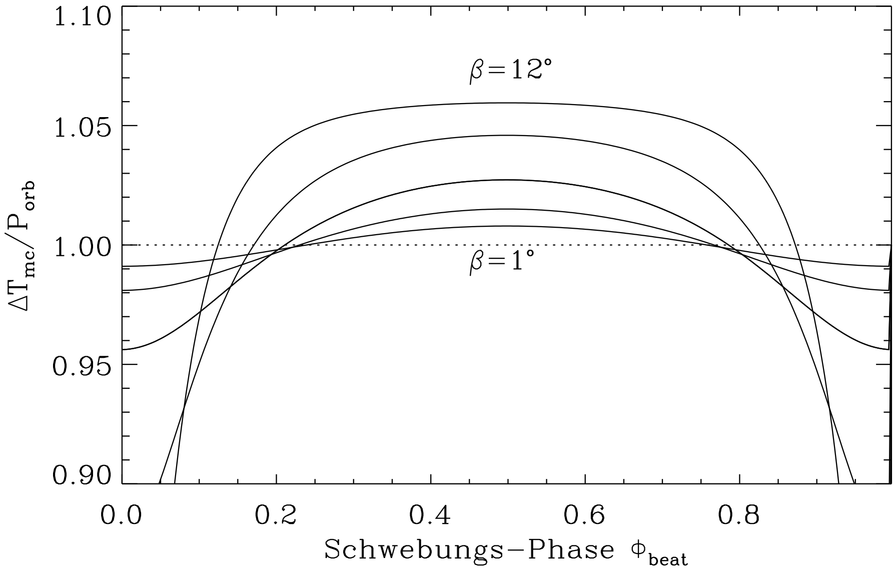


Abbildung 5.10: Longitudinale Abweichung $\Delta_{\rm lon} = \lambda_{\rm spot} - \lambda_{\rm pole}$ der Akkretionsregion (im Spin-Koordinatensystem, siehe Text) von dem in der nördlichen Hemisphäre gelegenen magnetischen Pol als Funktion der Schwebungsphase $\Phi_{\rm beat}$, gerechnet für $R'_{\rm t0} = 10\,R_{\rm wd}$ und Kolatituden $\beta < \beta_{\rm crit}$ von 1°, 2°, 4°, 8° und 12°. Die obere Abbildung zeigt $\Delta_{\rm lon}$ ohne, die untere Abbildung mit Umklappen der Akkretion auf den Sekundärpol.



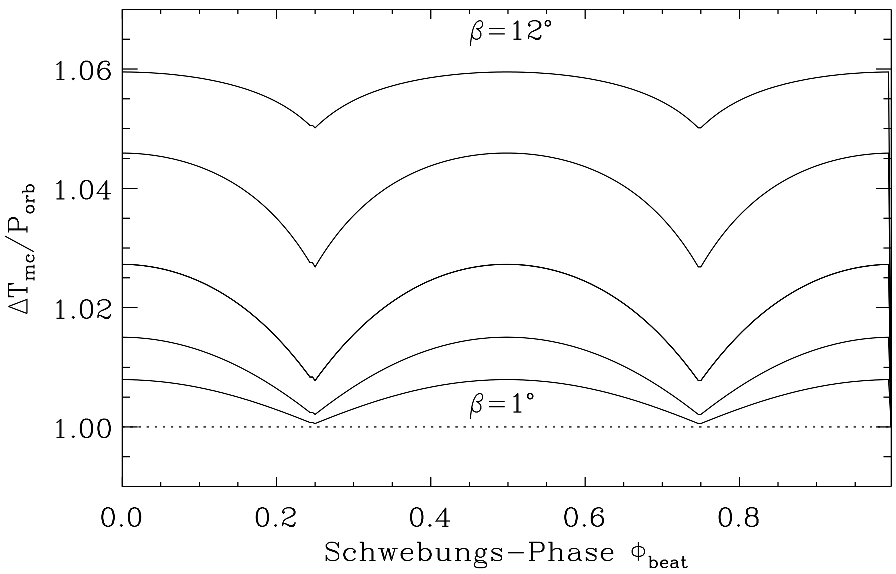


Abbildung 5.11: Zeitliche Differenz $\Delta T_{\rm mc}/P_{\rm orb}$ zwischen zwei Durchgängen des Akkretionsflecks durch den Meridian in Richtung zur Beobachterin als Funktion der Schwebungsphase $\Phi_{\rm beat}$ für Kolatituden $\beta < \beta_{\rm crit}$ von 1°, 2°, 4°, 8° und 12°. Es wurde $R'_{\rm t0} = 10\,R_{\rm wd}$ angenommen, mit $\Delta P/P_{\rm spin} = (P_{\rm spin}{-}P_{\rm orb})/P_{\rm spin} = 2.8{\cdot}10^{-3}$. Die obere Abbildung zeigt $\Delta T_{\rm mc}$ ohne, die untere Abbildung mit Umklappen der Akkretion auf den Sekundärpol.

Verläuft die Akkretionsellipse näher an der Rotationsachse des Weißen Zwerges (β nähert sich β_{crit} an), so bewirkt eine jeweils gleich große Abweichung der Akkretionsregion vom Magnetpol in magnetischen Koordinaten eine wachsende Auslenkung in Längengraden. Darüber hinaus wird der resultierende Graph der longitudinalen Auslenkung als Funktion der Schwebungsphase Φ_{beat} merklich asymmetrisch für Kolatituden β nahe β_{crit}, da Teile der Akkretionsellipse während einer halben Schwebungsphase erheblich näher am Rotationspol und damit dem Konvergenzpunkt der Längengrade zu liegen kommen.

Die Bewegung der Akkretionsregion auf der Oberfläche des Weißen Zwerges gestaltet auch die Bestimmung dessen Spinperiode komplizierter, da der zeitliche Abstand ΔT_{mc} zwischen zwei Durchgängen des Akkretionsflecks durch den Meridian in Richtung der Beobachterin erheblich von der Spinperiode P_{spin} abweichen kann, und zwar wiederum als Funktion der Schwebungsphase. Zunächst soll angenommen werden, daß die kontinuierliche Akkretion auf einen der Pole beobachtet wird, also kein Umklappen den Sekundärpol stattfindet. In diesem Fall ist, bei gleichmäßigem Sampling über die Schwebungsperiode, die mittlere Periode zwischen zwei Meridiandurchgängen identisch mit der Spinperiode des Weißen Zwerges (nur für $\beta > \beta_{\mathrm{crit}}$, siehe Kapitel 5.4). Bei Beobachtungen über Zeitabschnitte, die klein gegen die Schwebungsperiode P_{beat} sind, können sich Werte ergeben, die von P_{spin} erheblich abweichen. Daher sollten Periodenbestimmungen mit klassischen Methoden wie Faltung und Fourier-Transformation bei Nahezu-Synchronen Polaren mit Vorsicht betrachtet werden.

Abbildung 5.9 zeigt den zeitlichen Abstand ΔT_{mc} zwischen zwei Durchgängen des Akkretionsflecks durch den Meridian in Richtung zur Beobachterin (in Einheiten von P_{spin}) als Funktion der Schwebungsphase Φ_{beat}. Es wurden die Parameter von Abb. 5.8 verwendet, sowie $\Delta P/P_{\mathrm{orb}} = (P_{\mathrm{spin}} - P_{\mathrm{orb}})/P_{\mathrm{orb}} = 2.8 \cdot 10^{-3}$ gesetzt, wie beim System RX J1940.1–1025 der Fall. Die obere Abbildung zeigt ΔT_{mc} ohne Umklappen der Akkretion auf den Sekundärpol, die untere Abbildung mit Polwechsel. Wie die Graphik zeigt, kann der beobachtete zeitliche Abstand ΔT_{mc} selbst ohne Umklappen der Akkretion auf den Sekundärpol über einen größeren Bereich der Schwebungsphase hinweg kleiner sein, als die Bahnperiode ($P_{\mathrm{orb}}/P_{\mathrm{spin}} \approx 0.997$). Dieser Effekt kommt dadurch zustande, daß Teile der Akkretionsellipse nahe am Rotationspol und damit nahe dem Konvergenzpunkt der Längengrade liegen können und sich daher geringe Winkeländerungen auf der Oberfläche des Weißen Zwerges in große longitudinale Änderungen übersetzen. Unter Berücksichtigung des Umklappens der Akkretion ergeben sich mittlere Perioden zwischen zwei Meridiandurchgängen, die kleiner sind als die Spinperiode des Weißen Zwerges.

5.4 Effekte der Dipol-Akkretion - $\beta < \beta_{\mathrm{crit}}$

Liegt die Rotationsachse des Weißen Zwerges innerhalb des ellipsoidalen Pfades, auf dem sich die Akkretionsregion bewegt, so ergibt sich ein anderes Bild.

Fall II - $\beta < \beta_{\mathrm{crit}}$: Rotationsachse innerhalb Akkretionsellipse.

Zunächst soll angenommen werden, daß die kontinuierliche Akkretion auf einen der Pole beobachtet wird, also kein Umklappen der Akkretion auf den Sekundärpol stattfindet. Die mittlere Periode zwischen zwei Meridiandurchgängen des Akkretionsflecks (bei gleichmäßigem Sampling bezüglich der Schwebungsperiode) ist nun gleich der Bahnperiode P_{orb} des Systems, und zwar unabhängig von der Spinperiode des Weißen Zwerges. Die asynchrone Rotation des Weißen Zwerges in Systemen mit der Geometrie $\beta < \beta_{\mathrm{crit}}$ kann daher beim Vergleich spektroskopischer und photometrischer Datensätze schwer nachweisbar sein. Abbildung 5.10 zeigt die longitudinale Abweichung $\Delta_{\mathrm{lon}} = \lambda_{\mathrm{spot}} - \lambda_{\mathrm{pole}}$ der Akkretionsregion vom magnetischen Pol im Spin-Koordinatensystem. Es wurde $R'_{\mathrm{t0}} = 10\,R_{\mathrm{wd}}$ angenommen und Kolatituden β von 1°, 2°, 4°, 8° und 12°. Die obere Abbildung zeigt Δ_{lon} ohne Umklappen der Akkretion auf den Sekundärpol, die untere Abbildung mit Polwechsel.

Abbildung 5.11 zeigt den zeitlichen Abstand ΔT_{mc} zwischen zwei Durchgängen des Akkretionsflecks durch den Meridian in Richtung zur Beobachterin (jetzt in Einheiten von P_{orb}) als Funktion der Schwebungsphase Φ_{beat}. Es wurden die Parameter von Abb. 5.10 verwendet, sowie $\Delta P/P_{\mathrm{spin}} = (P_{\mathrm{spin}} - P_{\mathrm{orb}})/P_{\mathrm{spin}} = 2.8 \cdot 10^{-3}$ gesetzt. Die obere Abbildung zeigt ΔT_{mc} ohne Umklappen der Akkretion auf den Sekundärpol, die untere Abbildung mit Polwechsel. Wie die Abbildung zeigt, kann der beobachtete zeitliche Abstand ΔT_{mc} zeitweise erheblich größer sein als die Spinperiode selbst ($P_{\mathrm{spin}}/P_{\mathrm{orb}} \approx 1.003$). Unter Berücksichtigung des Umklappens der Akkretion ergeben sich mittlere Perioden zwischen zwei Meridiandurchgängen, die größer sind als die Bahnperiode des Systems.

5.5 Anwendung auf Bedeckungsveränderliche Polare

5.5.1 Bedeckungen durch den Akkretionsstrom

Bei entsprechender Beobachtungs- und Akkretionsgeometrie sind auch Bedeckungen der Akkretionsregion durch den magnetisch gebundenen Akkretionsstrom möglich, welcher durch die Einwirkung des Feldes aus der Bahnebene gedrängt wird, siehe Abbildung 5.12.

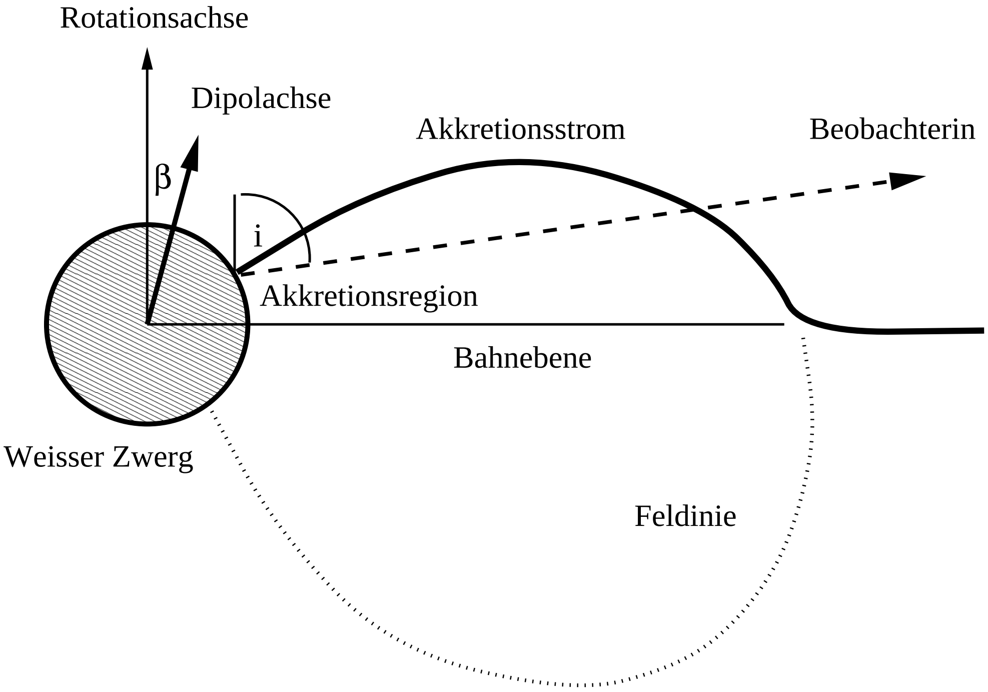


Abbildung 5.12: Schematische Darstellung der Geometrie bei der Bedeckung der Akkretionsregion am Fußpunkt einer Feldlinie auf der Oberfläche des Weißen Zwerges durch den Materiestrom entlang derselben Feldlinie.

Bei den Nahezu-Synchronen Polaren ändert sich die relative Orientierung zwischen der Sekundärkomponente (und damit dem einfallenden Akkretionsstrom) und dem magnetischen Feld des Weißen Zwerges mit der Schwebungsphase Φ_{beat}. Damit ist auch derjenige Punkt des magnetisch gebundenen Stroms, welcher die Bedeckung der Akkretionsregion verursacht, nicht mehr in dem mit der Ankopplungsregion korotierenden Koordinatensystem fixiert. Die Zeitpunkte der Bedeckungen weisen daher im Verlauf einer Schwebungsperiode Abweichungen gegen die aus der Bahnperiode des Systems berechneten Zeiten auf.

Die Abbildung 5.13 zeigt in einer dreidimensionalen Darstellung die Geometrie des Dipol-Akkretionsmodells aus der Abbildung 5.1, mit $R'_{\mathrm{t0}} = 10\,R_{\mathrm{wd}}$ und $\beta = 30°$. Diesmal allerdings ist die Beobachtungsgeometrie relativ zum Ankopplungspunkt (und damit auch in erster Näherung relativ zur Sekundärkomponente) fixiert worden. Für die graphische Darstellung wurde eine azimutale Beobachtungsposition 20° vom Magnetpol und 10° über der Bahnebene gewählt. Teile der Feldlinie, die sich oberhalb (unterhalb) der Bahnebene befinden, wurden durchgängig (punktiert) gezeichnet. Durch die Einbeziehung der Variation der magnetischen Feldstärke eines Dipolfeldes (als Funktion des Winkels ϵ zwischen der magnetischen Achse und dem Vektor zum Ankopplungspunkt) schnei-

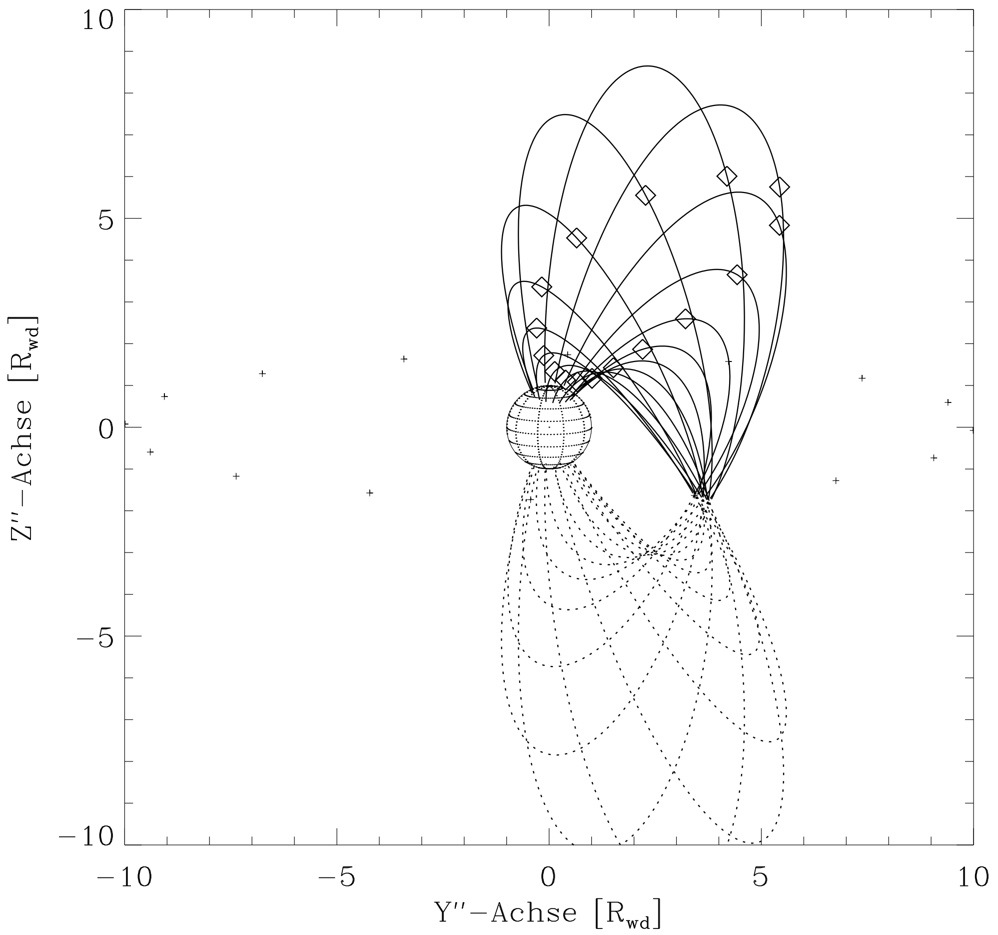


Abbildung 5.13: Darstellung der variablen Akkretionsgeometrie bei Nahezu-Synchronen Polaren mit $\beta = 30°$ und $R'_{t0} = 10\,R_{wd}$ bei Korotation mit der Ankopplungsregion in der Bahnebene. Erläuterungen, siehe Text.

den sich die Akkretionsstrombahnen in der Bahnebene nicht in einem Punkt (Kapitel 5.1.1).

Die eingezeichneten Rauten repräsentieren diejenigen Punkte S der Akkretionsstrombahnen bei verschiedenen Schwebungsphasen, welche für eine Beobachterin bei i = 60° einmal während eines Bahnumlaufes die Bedeckung der Akkretionsregion nahe des Primärpols ($z' > 0$) bewirken.

Deutlich zeigt sich eine azimutale Bewegung der Schnittpunkte, welche bei den Bedeckungen im Verlauf einer Schwebungsperiode als Abweichung gegen die Bahnperiode des Systems beobachtbar ist. Wir definieren analog zu Kapitel 5.2

die azimutale Abweichung δ_{az} des Schnittpunktes S vom Ankopplungspunkt als:

$$\delta_{\mathrm{az}} = \zeta'_{\mathrm{t}} - \zeta'_{\mathrm{s}} \tag{5.28}$$

Dabei ist ζ'_{t} der azimutale Winkel der Ankopplungsregion (siehe Kapitel 5.1.2), ζ'_{s} derjenige des Schnittpunktes S. Positive Werte für δ_{az} korrespondieren daher mit einer azimutalen Abweichung relativ zum Ankopplungspunkt in Richtung des Uhrzeigersinns (von der nördlichen Hemisphäre bzw. positiven z′-Achse aus betrachtet), also in entgegengesetzter Richtung des Winkels ζ'. Die Bedeckung erfolgt hierbei (für Systeme mit $P_{\mathrm{spin}} > P_{\mathrm{orb}}$) nach dem Meridiandurchgang des Ankopplungspunktes in Richtung der Beobachterin. Die Vorzeichen wurden also analog Δ_{lon} definiert, wobei Werte $\delta_{\mathrm{az}} > 0°$ ($\delta_{\mathrm{az}} < 0°$) im gleichen Orientierungssinn verlaufen, wie die Längengrade in der westlichen (östlichen) Hemisphäre im Koordinatennetz auf dem Weißen Zwerg.

Für die minimale Halbamplitude $\delta_{\mathrm{az}}^{\mathrm{min}}$ bei gegebener Systemgeometrie folgt unter Anwendung geometrischer Relationen aus dem Dipol-Akkretionsmodell (für $R'_{\mathrm{t}} >> R_{\mathrm{wd}}$):

$$\delta_{\mathrm{az}} > \delta_{\mathrm{az}}^{\mathrm{min}} = \sin^{-1}\left(\frac{\tan\beta}{\tan \mathrm{i}}\right) \tag{5.29}$$

Der Wert für δ_{az} nimmt damit mit wachsender Kolatitude β und abnehmender Inklination i zu. Die Abbildung 5.14 zeigt die azimutale Abweichung δ_{az} für das Dipol-Akkretionsmodell mit $R'_{\mathrm{t0}} = 10\,R_{\mathrm{wd}}$, einer Inklination von $\mathrm{i} = 60°$ für die Bedeckungsereignisse und Kolatituden β von 10° bis 60° in 10°-Schritten, wobei die Amplitude mit wachsender Kolatitude zunimmt. Die durchgezogenen Linien wurden für die Akkretionsregion in der Nähe des Primärpols ($z' > 0$) gerechnet, welcher sich auf derjenigen Hemisphäre befindet, welche der Beobachterin zugewandt ist. Die Lücke um die Schwebungsphase $\Phi_{\mathrm{beat}} = 0$ bei größeren Kolatituden ensteht dadurch, daß die Sichtlinie zur Akkretionsregion während der Bedeckung durch den Strom vom Weißen Zwerg blockiert wird. Um $\Phi_{\mathrm{beat}} = 0.5$ ist für entsprechende Werte für die Kolatitude der Materiestrom entlang der Feldlinie geometrisch nicht mehr in der Lage, die Akkretionsregion zu bedecken. Die gestrichelten Kurven in der Abbildung 5.14 zeigen den gleichen Sachverhalt für die Akkretionsregion in der Nähe des Sekundärpols ($z' < 0$) auf der von der Beobachterin abgewandten Hemisphäre. Bedeckungen des Sekundärpols durch den Strom sind nur während ausgewählter Schwebungsphasen um $\Phi_{\mathrm{beat}} = 0$ sichtbar, die Kurven für δ_{az} folgen aber im wesentlichen denjenigen, welche sich für den Primärpol ergeben.

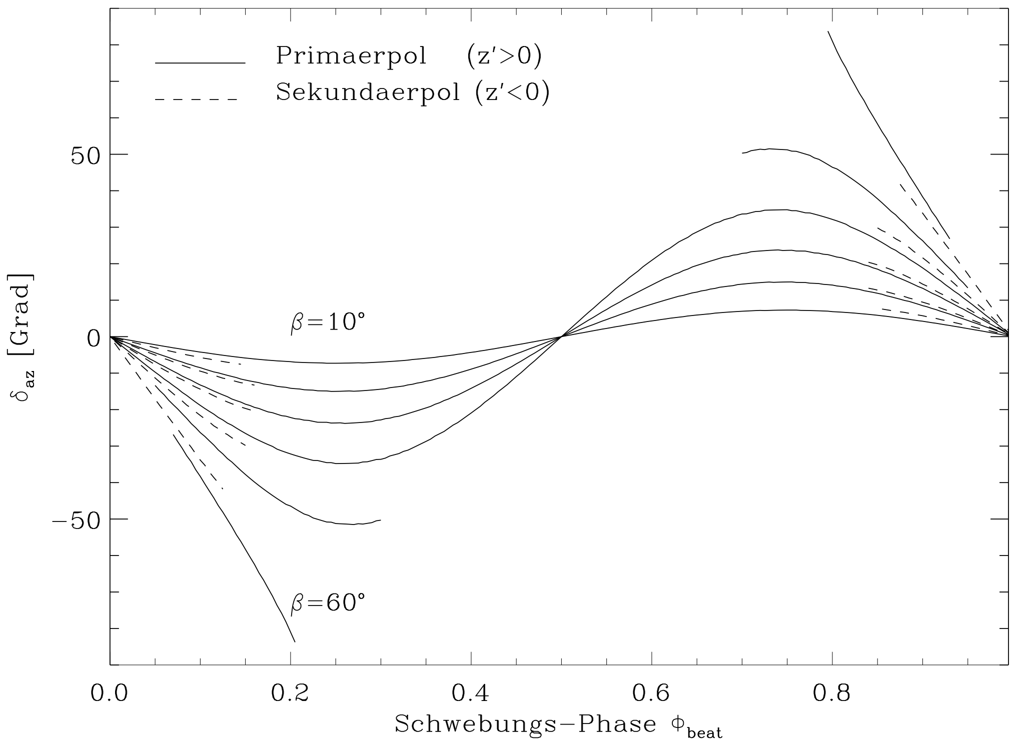


Abbildung 5.14: Azimutale Abweichung δ_{az} für das Dipol-Akkretionsmodell mit $R'_{t0} = 10\,R_{wd}$, Inklination i = 60° und Kolatituden β von 10° bis 60° in 10°-Schritten, wobei die Amplitude mit wachsender Kolatitude zunimmt. Nicht durchgängige Kurven sind durch Akkretionsgeometrien verursacht, bei denen die Bedeckung der Akkretionsregion nahe des Primärpols ($z' > 0$) durch den Strom nur während ausgezeichneter Bereiche der Schwebungsphase möglich sind. Die gestrichelten Kurven zeigen den gleichen Sachverhalt für die Bedeckung der Akkretionsregion in der Nähe des Sekundärpols, siehe Text.

5.5.2 Bedeckungen durch die Sekundärkomponente

Bei entsprechend großer Inklination des Systems ist auch die Sekundärkomponente in der Lage, Bedeckungen der Akkretionsregion zu verursachen.

Bei Polaren mit Bedeckung der Akkretionsregion durch den Begleiter erlaubt die zeitlich hochaufgelöste Photometrie die Trennung der Bedeckung der Photosphäre des Weißen Zwerges (Zeitdauer einige 10–100 s) und die der Akkretionsregion (einige s, Bailey & Cropper 1991). Die Modellierung des Intensitätsverlaufs ermöglicht Aussagen über die Lage und räumliche Ausdehnung des emittierenden Gebietes, sowie über die Geometrie des Doppelsternsystems.

Sind die Dips durch den Begleiter verursacht, so muß für die Inklination i > i_{min} gelten, wobei i_{min} für einen seinen Roche-Lobe ausfüllenden Hauptreihenstern als Sekundärkomponente in erster Näherung nur eine Funktion der Bahnperiode P_{orb} ist und nur geringfügig von der Masse des Weißen Zwerges abhängt. Für die Rechnungen und Abschätzungen in diesem Kapitel sollen folgende Vereinfachungen angenommen werden: a) eine Approximation der Sekundärkomponente als Kugel mit dem Radius R_{sec}, b) $R_{sec} >> R_{wd}$, c) eine Kreisbahn mit großer Halbachse a für die relative Bahn der Systemkomponenten.

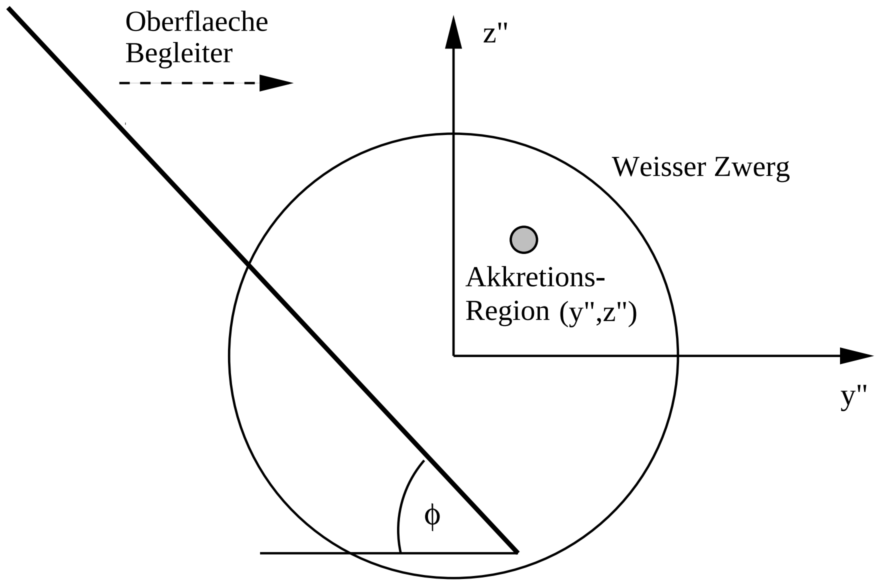


Abbildung 5.15: Schematische Darstellung der Bedeckung (Eintritt) des Weißen Zwerges und der Akkretionsregion durch die Sekundärkomponente.

Nach Patterson (1984a) gilt für die Sekundärkomponente in Kataklysmischen Veränderlichen $R_{sec} \propto P_{orb}$, mit dem Keplerschen Gesetz $a \propto P_{orb}^{2/3}$ folgt:

$$\cos i_{min} = \frac{R_{sec}}{a} \propto P_{orb}^{1/3} \tag{5.30}$$

Typische Werte für i_{min} liegen für Kataklysmische bei 70°-80°. Die Dauer der Bedeckung definiert dabei eine Relation zwischen dem Massenverhältnis $q = M_{sec}/M_{wd}$ und der Inklination i. Die Bedeckungsdauer ermöglicht die Angabe einer unteren Grenze für das Massenverhältnis q (Chanan et al. 1976).

Mit den oben erfolgten Näherungen kann die Krümmung des Randes der Photosphäre der Sekundärkomponente über Längenskalen von der Größe des Weißen Zwerges vernachlässigt und als Gerade mit Neigung ϕ gegen dessen projizierte Bewegungsrichtung bei der Bedeckung approximiert werden, siehe Abbildung 5.15.

Es gilt:

$$\tan\phi = \sqrt{\frac{1}{\gamma^2} - 1} \tag{5.31}$$

$$\text{mit } \gamma = \left(\frac{\cos \mathrm{i}}{\cos \mathrm{i}_{\mathrm{min}}}\right) \tag{5.32}$$

Dabei gilt $\gamma = 0$ beim direkten Blick in die Bahnebene bei der Bedeckung (für $\mathrm{i} = 90°$) und $\gamma = 1$ für $\mathrm{i} = \mathrm{i}_{\mathrm{min}}$. Die angenommenen Näherungen sind allerdings für $\mathrm{i} \approx \mathrm{i}_{\mathrm{min}}$ nicht mehr erfüllt.

Für die Phasendauer $\Delta\Phi_{\mathrm{fwhie,0}}$ (Bahnphase) der Bedeckung des Zentrums des Weißen Zwerges (Differenz zwischen den Zeitpunkten der halben Bedeckung des Weißen Zwerges durch die Sekundärkomponente beim Eintritt und der halben Bedeckung beim Austritt) gilt unter Anwendung der oben erwähnten Näherungen folgende Gleichung:

$$\tan\alpha = \frac{\sqrt{1-\gamma^2}}{\sin \mathrm{i}_{\mathrm{min}}} \left(\frac{R_{\mathrm{sec}}}{a}\right) \tag{5.33}$$

$$\text{mit } \alpha = \pi \Delta\Phi_{\mathrm{fwhie,0}} \tag{5.34}$$

Dabei ist α der halbe Winkel der während der Phasendauer $\Delta\Phi_{\mathrm{fwhie,0}}$ erfolgten Bahnrotation des Systems. Für die Dauer $\Delta\Phi_{\mathrm{phot}}$ für die Bedeckung der Photosphäre des Weißen Zwerges ergibt sich für Inklinationswinkel i nicht allzu nahe $\mathrm{i}_{\mathrm{min}}$:

$$\Delta\Phi_{\mathrm{phot}} = \frac{1}{\pi \, \sin \mathrm{i}_{\mathrm{min}} \, \sin \mathrm{i} \sqrt{1-\gamma^2}} \left(\frac{R_{\mathrm{wd}}}{a}\right) \tag{5.35}$$

Durch die Verlagerung der Akkretionsregion auf der Oberfläche des Weißen Zwerges entstehen auch geringfügige Schwankungen der Bedeckungszeitpunkte der Akkretionsregion. Diese Verschiebung wird primär eine Funktion der Spinphase und nicht der Schwebungsphase sein (für $\beta > \beta_{\mathrm{crit}}$, siehe Kapitel 5.3 und 5.4), da die relative Orientierung der Akkretionsregion auf der als Scheibe projizierten Photosphäre des Weißen Zwerges (von der Beobachterin aus gesehen) in erster Näherung von der Orientierung der magnetischen Achse abhängt, mit einer geringfügigen Korrektur durch die Verlagerung der Akkretionsregion entsprechend dem Dipolmodell.

Seien y''_{s} und z''_{s} die projizierten Koordinaten der Akkretionsregion relativ zu einer Ebene senkrecht auf die Beobachtungsrichtung mit dem Nullpunkt des Koordinatensystems im Zentrum des Weißen Zwerges (siehe Abbildung 5.15) und x''_{s} die Koordinate in Richtung der Vebindungslinie Weißer Zwerg-Beobachterin. Die Koordinaten sollen dabei in Einheiten des Radius R_{wd} des Weißen Zwerges ausgedrückt werden. Die Phasenverschiebung $\delta\Phi_{\rm s} = (T_{\rm s} - T_{\rm cent})/P_{\rm orb}$ sei definiert als Differenz des Zeitpunktes $T_{\rm ecl}$ der Bedeckung (Ein- bzw. Austritt) der Akkretionsregion auf der Oberfläche des Weißen Zwerges gegen den Zeitpunkt $T_{\rm cent}$ der Bedeckung des Zentrums des Weißen Zwerges in Einheiten der Bahnperiode. Dann gilt für die Phasenverschiebung $\delta\Phi_{\rm s}$ bei der Bedeckung der Akkretionsregion relativ zur Bedeckung des Zentrums des Weißen Zwerges in Näherung ($x''_{\rm s} << a$) die Gleichung:

$$\frac{\delta\Phi_{\rm s}}{\Delta\Phi_{\rm phot}} = \frac{1}{2}\left(\sqrt{1-\gamma^2}\cdot y''_{\rm s} + k\gamma\cdot z''_{\rm s}\right)\cdot S(x''_{\rm s}) \tag{5.36}$$

$$\text{mit } \; S(x''_{\rm s}) = \left[1 + \left(\frac{R_{\rm wd}}{a}\right)\frac{x''_{\rm s}}{\sin {\rm i}_{\rm min}}\right] \tag{5.37}$$

Dabei ist für den Eintritt der Akkretionsregion $k = +1$ zu setzen, $k = -1$ für den Austritt, sowie $k = 0$ für die Mitte der Bedeckung. Es wurde wieder eine kugelförmige Sekundärkomponente angenommen. Der Korrekturfaktor S bewirkt eine Änderung des Phasenversatzes nur im Prozentbereich.

Die Verwendung dieses Koordinatensystems ist jedoch nicht optimal, da die projizierten Koordinaten eine Funktion der Bahnphase $\Phi_{\rm orb}$ des Systems und damit zeitabhängig sind. Dieser Effekt wird schon über die Zeitskala der Dips hinweg relevant. Eine vereinfachte Darstellung ergibt sich durch den Übergang zu einem Koordinatensystem $\widetilde{K}$ mit dem Nullpunkt im Zentrum des Weißen Zwerges, mit der $\tilde{x}''$-Achse in Richtung auf die Sekundärkomponente und der $\tilde{z}''$-Achse senkrecht zur Bahnebene, analog zum Koordinatensystem der Abbildung 5.15. Bei Nahezu-Synchronen Systemen ist die Orientierung des Magnetfeldes des Weißen Zwerges relativ zu dem oben definierten Koordinatensystem $\widetilde{K}$ allerdings ebenfalls zeitabhängig. Für Zeitskalen $<< P_{\rm beat}$ jedoch können die Koodinatensysteme hinsichtlich ihrer relativen Orientierung als quasistationär angenommen werden, die Änderung der Rotation des Magnetfeldes relativ zur Verbindungslinie der Systemkonponenten ($\tilde{x}''_{\rm s}$-Achse) ist über solche Zeitskalen hinweg vernachlässigbar.

Für eine Akkretionsregion mit den Koordinaten $(\tilde{x}''_{\rm s}\tilde{y}''_{\rm s}\tilde{z}''_{\rm s})$ ergeben sich die projizierten Koordinaten $(x''_{\rm s}y''_{\rm s}z''_{\rm s})$ für den Eintritt ($k = +1$), Mitte ($k = 0$) und Austritt ($k = -1$) aus der Bedeckung in erster Näherung über die Relationen:

$$\begin{bmatrix} x''_{\rm s} \\ y''_{\rm s} \\ z''_{\rm s} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin {\rm i}\cdot[\tilde{x}''_{\rm s}\cos\alpha + k\cdot\tilde{y}''_{\rm s}\sin\alpha] + \tilde{z}''_{\rm s}\cos {\rm i} \\ -k\cdot\tilde{x}''_{\rm s}\sin\alpha + \tilde{y}''_{\rm s}\cos\alpha \\ -\cos {\rm i}\cdot[\tilde{x}''_{\rm s}\cos\alpha + k\cdot\tilde{y}''_{\rm s}\sin\alpha] + \tilde{z}''_{\rm s}\sin {\rm i} \end{bmatrix} \tag{5.38}$$

Damit ergibt sich die Dauer $\Delta\Phi_{\rm fwhie}$ der Bedeckung zwischen dem Ein- und Austritt des Zentrums der Akkretionsregion aus der Dauer der Bedeckung des

Zentrums des Weißen Zwerges $\Delta\Phi_{\mathrm{fwhie},0}$ in Näherung über folgende Korrektur :

$$\frac{\Delta\Phi_{\mathrm{fwhie}} - \Delta\Phi_{\mathrm{fwhie},0}}{\Delta\Phi_{\mathrm{phot}}} = \left(\sqrt{1-\gamma^2}\cdot \tilde{x}_{\mathrm{s}}'' \sin\alpha - \gamma\cdot \tilde{z}_{\mathrm{s}}'' \sin \mathrm{i}\right)\cdot S(\tilde{x}_{\mathrm{s}}'') \qquad (5.39)$$

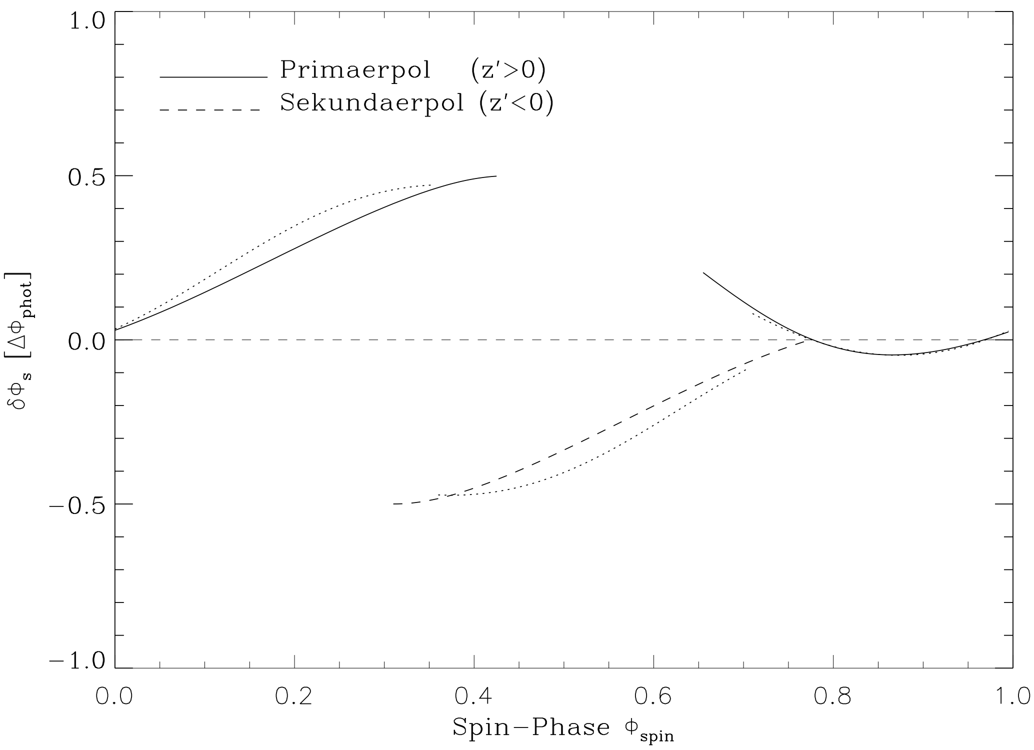


Abbildung 5.16: Phasenverschiebung $\delta\Phi_{\mathrm{s}}/\Delta\Phi_{\mathrm{phot}}$ der Bedeckungszeitpunkte (Eintritt) der Akkretionsregion gegen die Bedeckung des Zentrums des Weißen Zwerges im Dipolmodell als Funktion der Spinphase Φ_{spin} (verwendete Parameter, siehe Text). Die durchgezogene Linie stellt die Phasenverschiebung für die Akkretionsregion in der Nähe des Primärpols ($z' > 0$) dar, die gestrichelte Linie für die nahe des Sekundärpols ($z' > 0$). Die punktierten Linien sind für Akkretionsregionen direkt an den magnetischen Polen (ohne Dipolmodell) gerechnet.

Dabei sind die Koordinaten ($\tilde{x}_{\mathrm{s}}''\tilde{y}_{\mathrm{s}}''\tilde{z}_{\mathrm{s}}''$) der Akkretionsregion in dem relativ zur Verbindungslinie Weißer Zwerg-Sekundärkomponente festen Koordinatensystem angegeben. Es treten zwei Komponenten für die Änderung der Phasendauer $\Delta\Phi_{\mathrm{fwhie}}$ der Bedeckung des Akkretionsflecks relativ zur Dauer der Bedeckung $\Delta\Phi_{\mathrm{fwhie},0}$ des Zentrums des Weißen Zwerges auf. Der erste Term mit dem Multiplikator $\sqrt{1-\gamma^2}$ bewirkt für $\mathrm{i} = 90°$ (zentrale Bedeckung) eine maximale Verlängerung der Phasendauer der Bedeckung des Akkretionsflecks von

$sin(\pi\Delta\Phi_{\mathrm{fwhie},0})\cdot\Delta\Phi_{\mathrm{phot}}$, bedingt durch die unterschiedliche Projektion des Akkretionsflecks bei den verschiedenen Bahnphasen (und damit Beobachtungswinkeln) beim Ein- und Austritt der Akkretionsregion. Der zweite Term mit dem Multiplikator γ bewirkt eine maximale Änderung der Phasendauer der Bedeckung des Akkretionsflecks von $\pm\Delta\Phi_{\mathrm{phot}}$, bedingt durch den scheinbaren Neigungswinkel ϕ der Sternoberfläche und der damit verbundenen Änderung der Bedeckungsdauer bei einer Verlagerung der Akkretionsregion in $\tilde{z}''_{\mathrm{s}}$-Richtung, siehe Abbildung 5.15.

Die Abbildung 5.16 zeigt die Phasenverschiebung $\delta\Phi_{\mathrm{s}}$ zwischen dem Zeitpunkt T_{s} der Bedeckung (Eintritt) der Akkretionsregion auf der Oberfläche des Weißen Zwerges gegen den Zeitpunkt der Bedeckung des Zentrums des Weißen Zwerges T_{cent} in Einheiten der Dauer $\Delta\Phi_{\mathrm{phot}}$ für die Bedeckung von dessen Photosphäre als Funktion der Spinphase. Spinphase $\Phi_{\mathrm{spin}} = 0$ wird dadurch definiert, daß der Blickwinkel relativ zur magnetischen Achse (auf derjenigen Hemisphäre, welche der Beobachterin zugewandt ist) minimal ist. Die Graphik wurde für die Systemparameter von RX J1940.1–1025 für $M_{\mathrm{wd}} = 0.6\,M_{\odot}$ gerechnet, mit $R'_{\mathrm{t0}} = 10\,R_{\mathrm{wd}}$ und einer Kolatitude $\beta = 50°$. Für die Abbildung soll die Ankopplungsregion der Sekundärkomponente um 45° in der Bahnbewegung vorausgehen, damit ist eine eindeutige Relation zwischen der Spinphase und der Schwebungsphase gegeben. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Phasenverschiebung für die Bedeckung der Akkretionsregion in der Nähe des Primärpols ($z' > 0$), welche sich auf derjenigen Hemisphäre befindet, die der Beobachterin zugewandt ist. Die gestrichelte Linienschar verdeutlicht diesen Sachverhalt für die Akkretionsregion nahe des Sekundärpols ($z' < 0$). Die punktierten Linien sind für Akkretionsregionen direkt an den magnetischen Polen (ohne Dipolmodell) gerechnet.

Der systematische Versatz der Kurven für die Akkretionsregionen nahe des Primär- und Sekundärpoles relativ zur Nullinie (Bedeckung des Zentrums des Weißen Zwerges) ergeben sich aus Gleichung 5.36 durch die unterschiedlichen Lagen der Akkretionsregionen in den beiden Hemisphären des Weißen Zwerges ($z''_{\mathrm{s}} > 0$ bzw. $z''_{\mathrm{s}} < 0$).

Kapitel 6

Bestimmung der Systemparameter

6.1 Die Sekundärkomponente

Für ein System mit einem Hauptreihenstern als Sekundärkomponente, welcher seinen Roche-Lobe ausfüllt, ist die Systemgeometrie als Funktion des Massenverhältnisses $q = M_{\rm sec}/M_{\rm wd}$ gegeben, wobei q alternativ auch über die Parameter $M_{\rm wd}$ und $P_{\rm orb}$ berechenbar ist.

Durch die Roche-Geometrie (Kapitel 1.1) ist die mittlere Dichte der Sekundärkomponente bis auf 5 % Genauigkeit nur durch die Bahnperiode bestimmt, mit $\rho_{\rm sec} \propto P_{\rm orb}^{-2}$. Sie befindet sich im allgemeinen nahe der Hauptreihe, so daß aus einer entsprechenden Masse-Radius-Relation relevante Parameter abgeleitet werden können. Nach Patterson (1984a) ergeben sich folgende Gleichungen:

$$\frac{M_{\rm sec}}{M_\odot} = 0.380 \times \frac{\theta^{1.83}}{\eta^{1.83}} \left(\frac{P_{\rm orb}}{4\,{\rm h}}\right)^{1.220} \tag{6.1}$$

$$\frac{R_{\rm sec}}{R_\odot} = 0.427 \times \frac{\theta^{1.61}}{\eta^{0.61}} \left(\frac{P_{\rm orb}}{4\,{\rm h}}\right)^{1.073} \tag{6.2}$$

Dabei ist η ein Faktor, der die Abweichung des Sterns von der angenommenen M-R-Relation $R/R_\odot = \eta \cdot (M/M_\odot)^{0.88}$ für massearme Hauptreihensterne charakterisiert. Diese ist aber im allgemeinen so gering, daß $\eta = 1$ gesetzt werden kann. Der Korrekturfaktor θ, der numerisch ebenfalls nahe eins liegt, ist als Funktion des Massenverhältnisses q wie folgt definiert:

$$\theta = \begin{cases} 1 & \text{für } q = M_{\rm sec}/M_{\rm wd} < 0.52 \\ 1 + 0.066 \times (q - 0.52) & \text{für } 0.52 < q < 2 \end{cases}$$

Durch iterative Lösung der Gleichungen lassen sich Masse und Radius der

Sekundärkomponente als Funktion der Bahnperiode $P_{\rm orb}$ und $M_{\rm wd}$, sowie die große Halbachse a berechnen.

Tabelle 6.1: Zusammenstellung der Systemparameter von RX J1940.1–1025 für verschiedene Massen $M_{\rm wd}$ des Weißen Zwerges unter Annahme eines Hauptreihensterns als Sekundärkomponente, welcher seinen Roche-Lobe ausfüllt.

Parameter	Einheit	$M_{\rm wd}$			
		$0.4\,M_\odot$	$0.6\,M_\odot$	$0.8\,M_\odot$	$1.0\,M_\odot$
Radius Weißer Zwerg $R_{\rm wd}$	km	11000	8700	7100	5600
Masse Sekundärkomp. $M_{\rm sec}$	$M_\odot$	0.32	0.31	0.31	0.31
Radius Sekundärkomp. $R_{\rm sec}$	$R_\odot$	0.37	0.35	0.35	0.35
Große Halbachse a	10^{10} cm	7.08	7.65	8.18	8.64
Große Halbachse a	$R_{\rm wd}$	64.3	87.6	115.5	153.2
Große Halbachse a	$R_{\rm sec}$	2.78	3.10	3.31	3.45
Distanz WD - L1	10^{10} cm	3.70	4.35	4.88	5.34
Inklination $i^{\rm a}_{\rm min}$	Grad	70.1	72.3	73.7	74.7

a: Minimale Inklination für die Bedeckung des Zentrums des Weißen Zwerges.

Tabelle 6.1 enthält eine Zusammenstellung der mit den obigen Relationen abzuschätzenden Systemparametern von RX J1940.1–1025 für verschiedene Massen $M_{\rm wd}$ des Weißen Zwerges. Für die Berechnung von dessen Durchmesser wurde die M-R-Relation nach Webbink (1975) verwendet[1]. Die mittlere Dichte der Sekundärkomponente kann zu $\rho = 9.4\,{\rm g/cm^3}$ abgeschätzt werden, deren bolometrische Leuchtkraft beträgt $L_{\rm bol} = 0.01\,L_\odot$ (Neece 1984). Das optische Kontinuum von RX J1940.1–1025 erlaubt im Bedeckungsminimum der Dips die Anpassung eines Spektrums vom Typ M4 V mit einer Unsicherheit der Klassifikation von M3 V–M5 V (Watson et al. 1995). In guter Übereinstimmung mit der aus der Roche-Geometrie errechneten Masse für die Sekundärkomponente ergibt sich die Masse aus der Spektralklassifikation zu $0.27 \pm 0.06\,M_\odot$ (Lang 1992).

6.2 Herkunft der Dips

In diesem und den folgenden Kapiteln soll die Frage nach der Herkunft der Dips beantwortet werden. Besondere diagnostische Bedeutung für die Klärung dieser Frage bieten die Intensitätsverläufe der Dip-Flanken im optischen und Röntgenbereich, sowie die Energieabhängigkeit der Absorption während der Dips.

[1] Für die Rechnung wurde die M-R-Relation nach Webbink (1975) verwendet, die für kalte, nichtrotierende, nichtrelativistische Weiße Zwerge aus Helium gilt. Neuere Rechnungen unter Berücksichtigung verbesserter Zustandsgleichungen ergeben vor allem für massearme Weiße Zwerge substantiell größere Radien (40% bei $M_{\rm wd} = 0.2\,M_\odot$, Wood 1994).

Abbildung 6.1 zeigt das hochaufgelöste optische Dip-Profil des bedeckungsveränderlichen Polar UZ For (ungefilterter GaAs-Photomultiplier), erhalten von Bailey (1996) am 18.8.1991 mit dem 3.9m-AAT, zusammen mit den ROSAT-PSPC-Flüssen, welche im zeitlichen Abstand von wenigen Tagen gewonnen wurden. Zum Zeitpunkt des Dips befand sich das System in einem High State mit (normal) hoher Akkretionsrate.

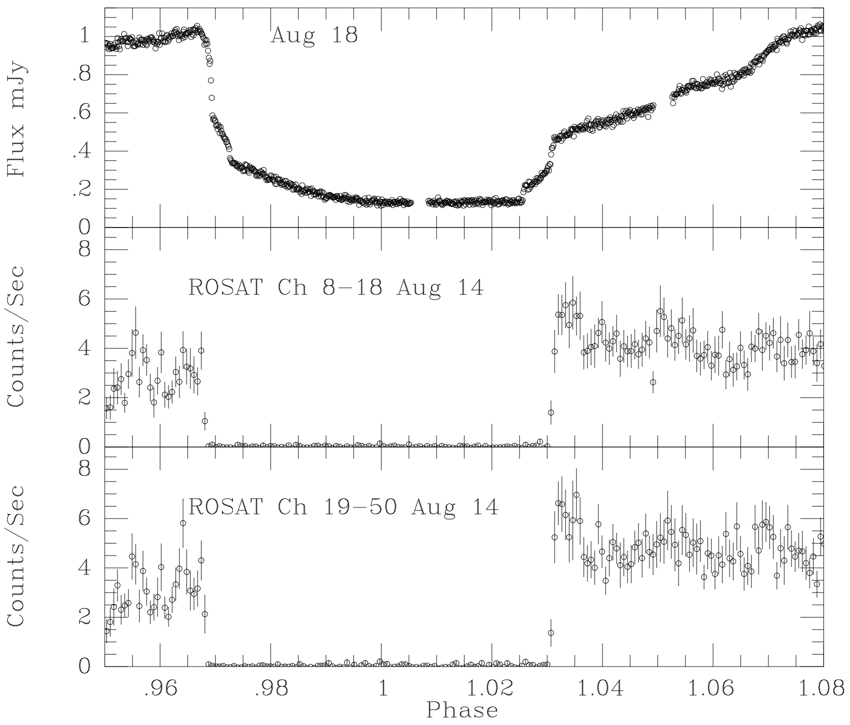


Abbildung 6.1: Hochaufgelöstes optisches Dip-Profil des bedeckungsveränderlichen Polar UZ For (ungefilterter GaAs-Photomultiplier), zusammen mit den ROSAT-PSPC-Flüssen, welche im zeitlichen Abstand von wenigen Tagen erhalten wurden (Bailey 1996).

Der schnelle Helligkeitsabfall, welcher zeitgleich mit dem Verschwinden des Röntgenflusses eintritt, markiert vermutlich die Bedeckung der Akkretionsregion auf der Oberfläche des Weißen Zwerges. Der keilförmige Intensitätsabfall während der ersten Hälfte des Dip-Minimums markiert die Bedeckung des horizontalen Akkretionsstroms, welcher außerhalb des Magnetfeldes des Weißen Zwerges eine Trajektorie beschreibt, die mit der Verbindungslinie zwischen den beiden Systemkomponenten einen Winkel von 20°–30° in Rotationsrichtung bildet (Lubow & Shu 1975) und daher erst nach dem Weißen Zwerg von der Sekundärkomponente bedeckt wird. Der Austritt aus der Bedeckung ist zweistufig, vermutlich durch eine sekundäre Akkretionsregion mit substantiell geringerer Akkretionsrate verursacht, wobei der zweite schnelle Intensitätsanstieg mit dem Wiederauftreten des Röntgenflusses koinzidiert und den Austritt der Hauptakkretionsregion markiert. Danach folgt ein gradueller Helligkeitsanstieg beim Austritt des Akkretionsstroms aus der Bedeckung auf das Intensitätsniveau vor dem Dip. Bei Bedeckungsereignissen von UZ For im Faint State (mit vorübergehend niedrigerer Akkretionsrate) sind auch Ein- und Austritt der Photosphäre während der Dips beobachtbar.

Abbildung 6.2 zeigt exemplarisch einen Dip aus der RXTE-Beobachtung von RX J1940.1–1025 vom 21.7.1996 im Band 0 (2–20 keV), sowie einen optischen Dip aus der Weißlicht-CCD-Photometrie mit dem 40cm-Cassegrain des IAAT. Die Datensätze wurden durch eine Verschiebung um zwei Bahnperioden (7 Stunden) zur Deckung gebracht. Die Intensitäten sind in beliebigen Einheiten angegeben, die Lichtkurve des optischen Dips ist vertikal gestreckt und nach oben verschoben worden. Der zeitliche Versatz der Dips wird durch die unterschiedliche räumliche Lage der Emissionsregionen verursacht, siehe Kapitel 6.4 und 6.5.

Die Röntgen-Dips ermöglichen durch ihre steilen Flanken eine relativ genaue Bestimmung der Dip-Dauer und der Zeitspanne für die Bedeckung des Emissionsgebietes auf der Oberfläche des Weißen Zwerges und erlauben so Aussagen über die Systemgeometrie und die Ausdehnung der Röntgen-Emissionsregion. Eine Analyse der RXTE-Daten im Band 0 (2–20 keV, 16 s Zeitauflösung) ergibt eine mittlere Zeitdauer der Dip-Flanken bei RX J1940.1–1025 von 37 ± 13 s (der angegebene Fehler ist die rms-Streuung der Meßwerte, wie auch bei den folgenden Zeitskalen), dabei war bei einem Viertel der Dips die zeitliche Auflösung der Flanke nicht möglich, siehe Kapitel 3.4.1. Die residuellen Flüsse der Röntgen-Dips während der Totalitätsphase von 667 ± 20 s sind im ROSAT-, wie auch im RXTE-Datensatz, innerhalb der Fehlergrenzen und der Genauigkeit der Hintergrundsubtraktion mit der völligen Absorption der Röntgenemission vereinbar, siehe Kapitel 3.4.2, Tabelle 3.10.

Sowohl die kurze Zeitdauer für die Bedeckung der Emissionsregion, als auch die völlige Absorption des Röntgenflusses stellen Indizien für die Sekundärkomponente als Verursacher der Dips beim System RX J1940.1–1025 dar. Auch die Dauer $\Delta t_{\mathrm{fwhie}}$ der Dips im RXTE-Datensatz, gemessen als Differenz der Zeiten halber Intensität beim Ein- und Austritt, weist nur geringfügige Schwankungen auf (rms-Streuung 4 s = 0.6% von $\Delta t_{\mathrm{fwhie}}$), trotz Abdeckung von drei Schwebungsphasen Φ_{beat} (siehe Tabelle 3.2) und den damit verbundenen Akkretionsgeometrien.

Diese Stabilität der Dip-Dauer im Röntgenbereich deutet ebenfalls auf Bedeckungen durch die Sekundärkomponente hin. Bei Polaren mit Dips, welche durch den Akkretionsstrom verursacht sind, sind deren Parameter erheblich größe-

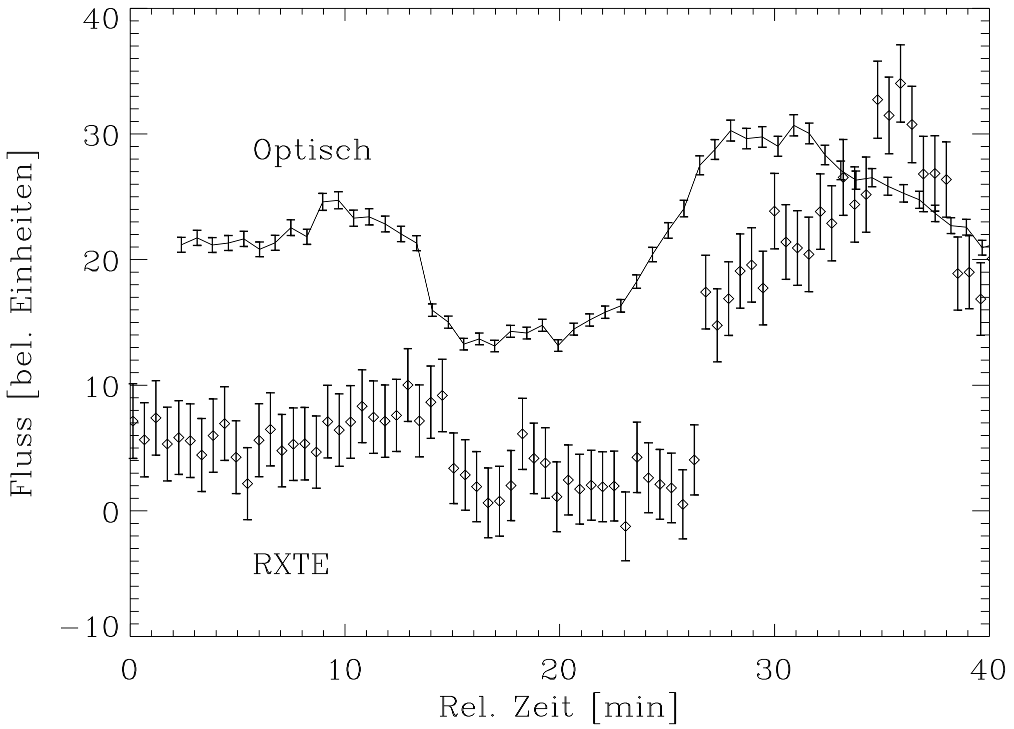


Abbildung 6.2: RXTE-Röntgen-Dip und optischer Dip (ST7-Weißlicht-CCD-Photometrie von RX J1940.1–1025), beide erhalten am 21.7.1996 und durch eine Verschiebung um zwei Bahnperioden zur Deckung gebracht. Die Lichtkurve des optischen Dips wurde vertikal gestreckt und nach oben verschoben.

ren Schwankungen unterworfen. Bei EK UMa ist die Dauer der totalen Phase des Absorptions-Dips um den Faktor 2 variabel, dessen Beginn weist ebenfalls zeitliche Schwankungen gegen die Bahnperiode auf, welche sich in der Bahnebene in eine azimutale Winkeldifferenz von 5° übersetzen (Schwope 1995b). Bei dem Polar HU Aqr (RX J2107.9-0518) sind sowohl Bedeckungen durch die Sekundärkomponente als auch Absorptions-Dips durch den Akkretionsstrom beobachtbar (Schwope 1995b). Sie geben bei diesem System mit hoher Inklination (i = 85°) Auskunft über die azimutale Ausdehnung der Ankopplungsregion des Akkretionsstroms in der Bahnebene von etwa 20°. Auch hier ist der Zeitpunkt des gaußförmigen Absorptions-Dips variabel, zeitweise ist dieser in der optischen Lichtkurve nicht mehr nachweisbar.

Sollte der Strom die Bedeckung der Akkretionsregion verursachen, so ist eine Zunahme der Härte der Röntgenemission durch die Energieabhängigkeit der photoelektrischen Absorption des Röntgenflusses $\propto E^{-3}$ zu erwarten.

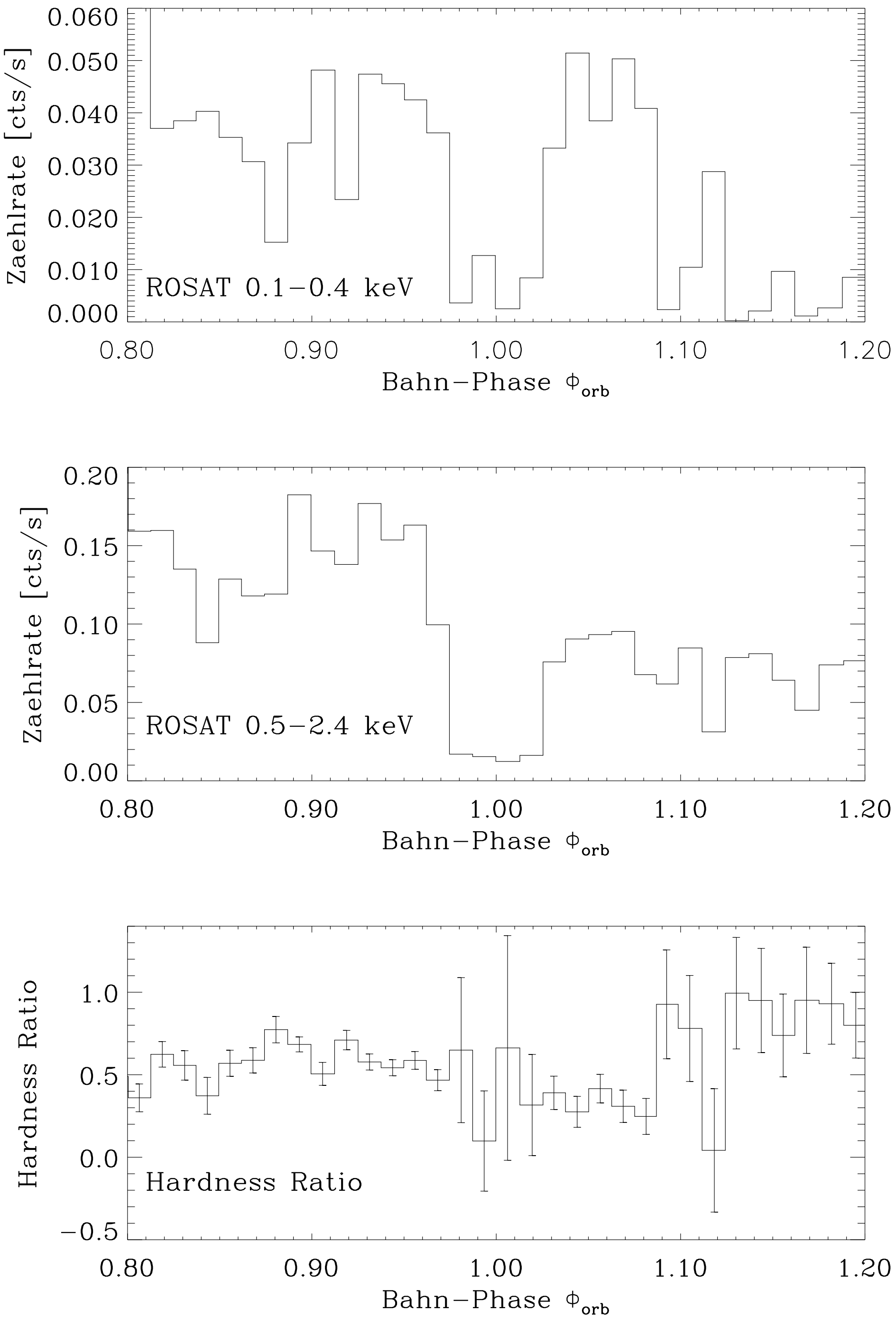


Abbildung 6.3: Auf den Dip zentrierter Ausschnitt aus dem ROSAT-Pulsprofil von RX J1940.1–1025 (80 Phasenbins, gesamter PSPC-Datensatz) im weichen Energieband (0.1–0.4 keV), harten Band (0.5–2.4 keV) und die Hardness Ratio HR der Röntgenemission, siehe Text.

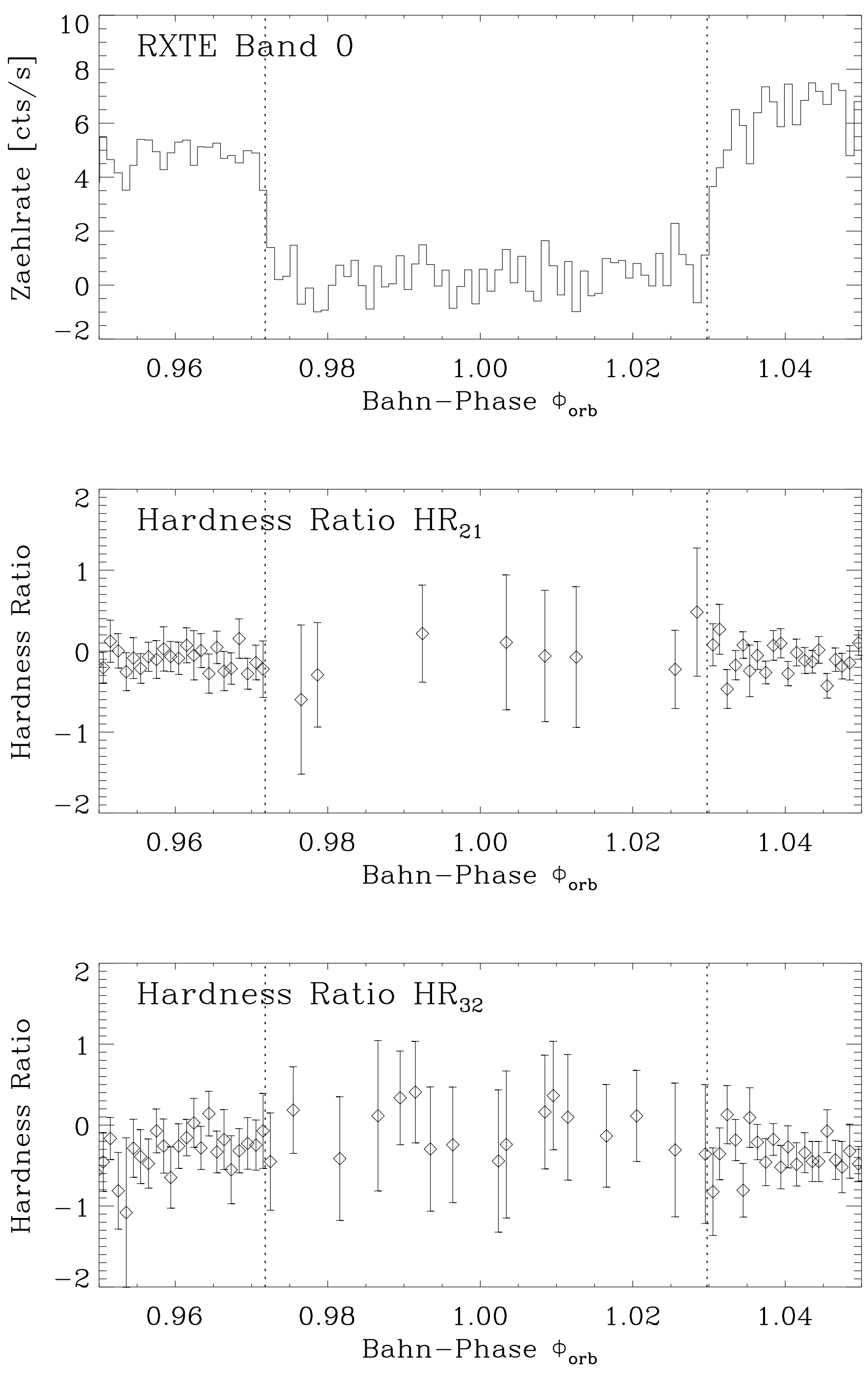


Abbildung 6.4: Ausschnitt aus dem RXTE-Pulsprofil (1000 Phasenbins, 12 s Zeitauflösung, gesamter PCA-Datensatz) mit dem Dip im Energieband 0, sowie die aus den Flüssen in den Bändern 1-3 (siehe Tabelle 3.3) berechneten Hardness Ratios $HR_{\rm ik} = (B_{\rm i} - B_{\rm k})/(B_{\rm i} + B_{\rm k})$. Nicht aussagekräftige HR-Werte mit einem 1σ-Fehler > 1 wurden aus der Graphik entfernt, siehe Text. Die gepunkteten Linien markieren die Dip-Flanken.

Abbildung 6.3 zeigt einen Ausschnitt aus dem auf den Dip zentrierten ROSAT-Pulsprofil (80 Phasenbins, gesamter PSPC-Datensatz) von RX J1940.1–1025 im weichen Energieband (0.1–0.4 keV), harten Band (0.5–2.4 keV) und die Hardness Ratio HR. Sie errechnet sich aus den Intensitäten S im Energiebereich 0.1–0.4 keV und H im Band 0.5–2.4 keV über $HR = (H - S)/(H + S)$ und besitzt den Wertebereich $[-1, 1]$. Das Pulsprofil wurde durch Faltung der Zählraten mit der Ephemeride DX2 aus Tabelle 3.12, Kapitel 3.4.2 erhalten.

Abbildung 6.4 zeigt einen Ausschnitt aus dem RXTE-Pulsprofil (1000 Phasenbins, 12 s Zeitauflösung, gesamter PCA-Datensatz) von RX J1940.1–1025 im Energieband 0, sowie die aus den Flüssen in den Bändern 1-3 (siehe Tabelle 3.3) berechneten Hardness Ratios $HR_{\mathrm{ik}} = (B_{\mathrm{i}} - B_{\mathrm{k}})/(B_{\mathrm{i}} + B_{\mathrm{k}})$. Nicht aussagekräftige HR-Werte mit einem 1σ-Fehler > 1 wurden nicht in die Graphik eingetragen. Das Pulsprofil wurde durch Faltung der RXTE-PCA-Zählraten mit der Ephemeride DXO2 aus Tabelle 3.12, Kapitel 3.4.2 erhalten.

Keines der Pulsprofile zeigt eine Zunahme der Hardness Ratio in den Dip-Flanken oder während der Totalitätsphase, die Röntgenemission wird also von einem wellenlängenunabhängigen (grauen) Absorber bedeckt. Watson et al. (1995) finden allerdings in der Ginga-Beobachtung vom März 1989 eine Zunahme der Härte der Röntgenemission während des Dips in Form einer Zunahme des Flusses im Band 4–6 keV relativ zum Band 2–4 keV, jedoch ist der Fluß in der Ginga-Beobachtung durch die zeitlich variable Emission der $37'$ entfernten Aktiven Galaxie NGC 6814 kontaminiert. In Verbindung mit der Wellenlängenunabhängigkeit der optischen Absorption favorisieren die Autoren das Modell eines stark inhomogenen, in optisch dichte Filamente fragmentierten Akkretionsstroms. Unsere RXTE-PCA-Beobachtungen wurden 'off axis' pointiert, um NGC 8614 am Rand des Gesichtsfeldes des PCA-Instruments zu positionieren und Kontaminationen zu vermeiden. Sie erscheinen somit besser geeignet, energieabhängige Absorptionsprozesse zu untersuchen und sprechen für den Begleiter als Verursacher der Bedeckungen, in Übereinstimmung mit der grauen Absorption im optischen Spektralbereich. Die Absorption während der Austrittsphase der Dips weist im optischen Band zwischen 5000–9000 Å keine signifikante Wellenlängenabhängigkeit auf (Watson et al. 1995), für die dominante frei-frei-Absorption des Kontinuums in diesem Band würde jedoch ebenfalls eine Verringerung des transmittierten Flusses mit steigender Wellenlänge erwartet.

Für die Sekundärkomponente spricht auch die relative Phasenlage der Radialgeschwindigkeitskurven der schmalen Emissionslinien und der Dips bei RX J1940.1–1025, siehe Kapitel 4.1. Ein Gegenargument bieten lediglich die Äquivalentbreiten der Emissionslinien im UV-Bereich. Bei magnetischen Kataklysmischen nehmen die Äquivalentbreiten ausgewählter Emissionslinien (Si IV 1397 Å, C IV 1550 Å, Al III/Fe III-Blend 1860 Å) im UV-Bereich mit wachsender Inklination zu (la Dous 1991). Eine Untersuchung eines IUE-Spektrums von RX J1940.1–1025 durch Friedrich et al. (1996b) ergab Äquivalentbreiten für die Linien N V (1240 Å), Si IV (1397 Å), C IV (1550 Å) und He II (1640 Å), welche eher für eine Inklination $i < 60°$ sprechen. Für die vom Begleiter verursachten Dips bei diesem System sollte jedoch $i > 68°$ (79°) gelten (für $M_{\rm wd} = 0.2\,M_\odot$ ($1.2\,M_\odot$)). Die UV-Daten erscheinen jedoch angesichts des Abschätzungscharakters der daraus abgeleiteten Obergrenze für die Inklination in keinem unvereinbaren Gegensatz zu Bedeckungen durch die Sekundärkomponente.

6.3 Inklination

Die Dauer $\Delta t_{\rm fwhie}$ (RXTE-Datensatz) der Dips bei RX J1940.1–1025, gemessen als Differenz der Zeiten halber Intensität beim Ein- und Austritt, beträgt 697 ± 14 s, wobei der Fehler des Mittelwertes aus den (geschätzten) Fehlern der Einzelmeßungen berechnet wurde. Für die $\Delta t_{\rm fwhie}$-Werte selbst ergibt sich eine rms-Streuung von lediglich 4 s, siehe Kapitel 3.4.1. Dieser Wert ermöglicht Aussagen über die Inklination des Systems.

Für ein System mit einem Hauptreihenstern als Sekundärkomponente, welcher seinen Roche-Lobe ausfüllt, ist die Systemgeometrie nur als Funktion des Massenverhältnisses q gegeben und kann alternativ auch als Funktion von $M_{\rm wd}$ und $P_{\rm orb}$ dargestellt werden, siehe Kapitel 6.1.

Damit definiert die Dauer der Bedeckung $\Delta t_{\rm fwhie}$ bei bekannter Bahnperiode $P_{\rm orb}$ eine Relation zwischen dem Massenverhältnis $q = M_{\rm sec}/M_{\rm wd}$ (und damit $M_{\rm wd}$) und der korrespondierenden Inklination i. Die Bedeckungsdauer ermöglicht dabei die Angabe einer unteren Grenze für q (für $i = 90°$).

Abbildung 6.6 zeigt die sich ergebende Inklination i als Funktion von $M_{\rm wd}$ für das System RX J1940.1–1025, erhalten unter Verwendung der Relationen im Kapitel 6.1 und durch die dreidimensionale Berechnung der damit verbundenen Roche-Geometrien für die Sekundärkomponente. Die gepunktet dargestellten Fehlergrenzen ergeben sich einerseits aus dem oben angegebenen Fehler von 14 s für $\Delta t_{\rm fwhie}$, sowie aus der Unkenntnis bezüglich der Position der Röntgenemissionsregion auf der Oberfläche des Weißen Zwerges. Dabei ist die zweite Fehlerquelle durch den relativ genauen Wert für $\Delta t_{\rm fwhie}$ dominant. Die gestrichelte Linie um Inklinationen von 65–75° stellt die minimale Inklination für eine Bedeckung des Zentrums des Weißen Zwerges dar. Der beobachtete Wert $\Delta t_{\rm fwhie}$ für die Bedeckungsdauer der Röntgen-Dips bei RX J1940.1–1025 erlaubt es nicht, den Bereich für das Massenspektrum des Weißen Zwerges einzugrenzen.

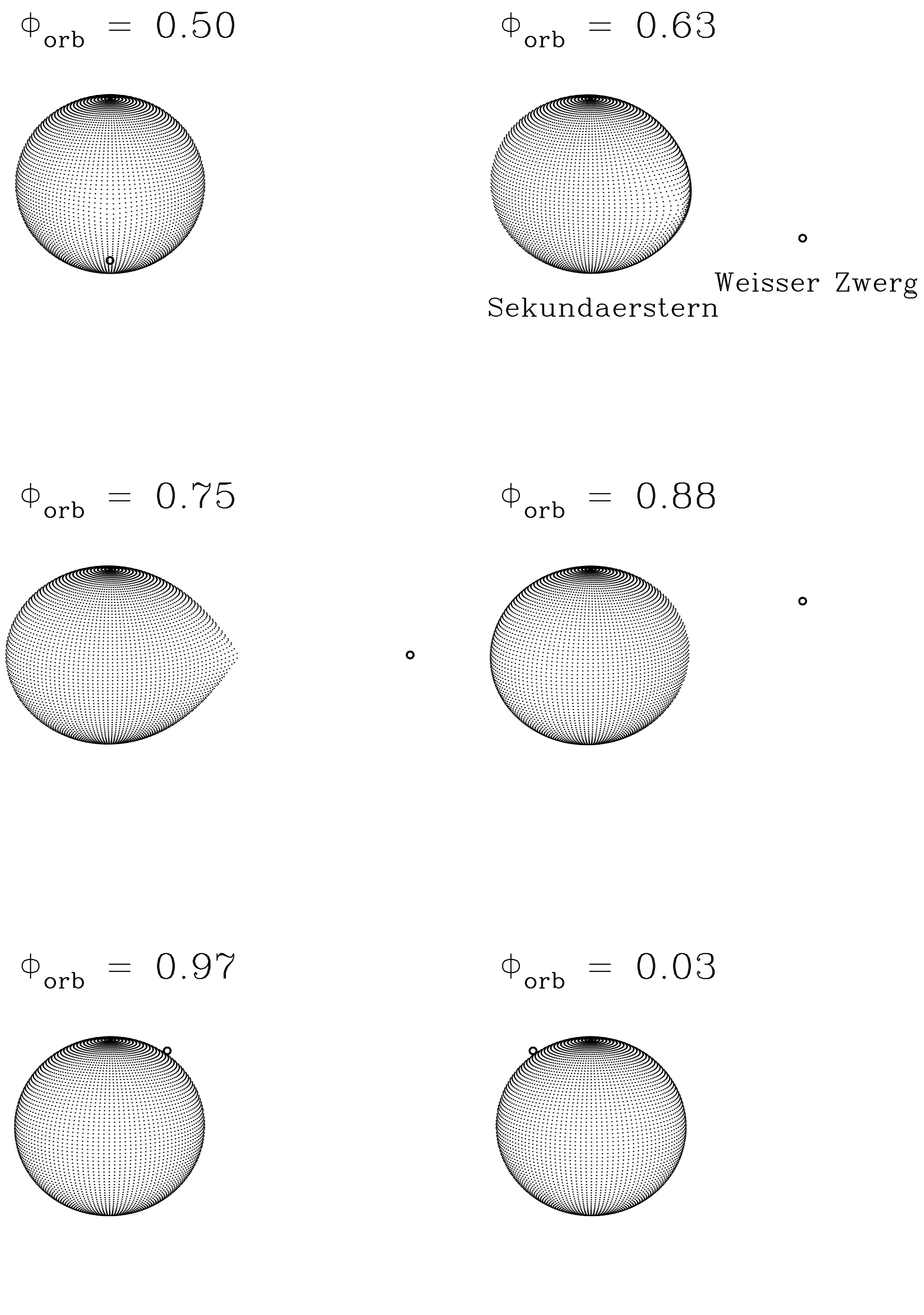


Abbildung 6.5: Maßstabsgetreue Darstellung des Systems RX J1940.1–1025 und der Geometrie bei der Bedeckung des Weißen Zwerges für $M_{\rm wd} = 0.6\,M_{\odot}$ und $i = 75°$, siehe Text. Die Graphik veranschaulicht auch die Deformation der Sekundärkomponente im gemeinsamen Roche-Potential.

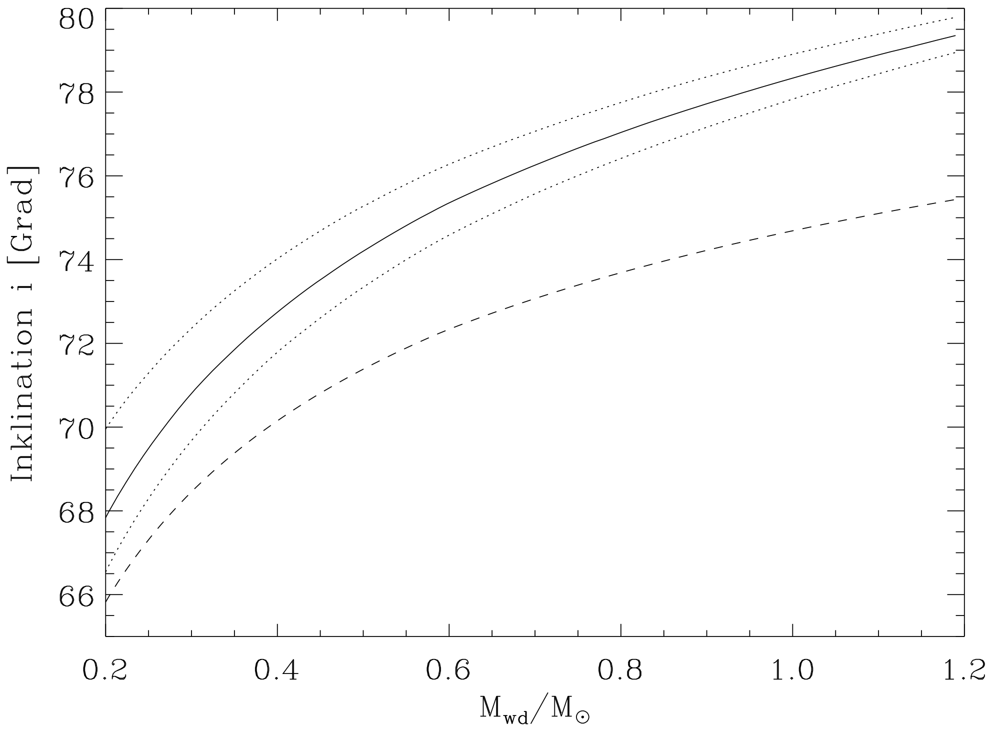


Abbildung 6.6: Für das System RX J1940.1–1025 aus der Dauer $\Delta t_{\rm fwhie}$ der Röntgen-Dips sich ergebende Inklination i als Funktion von $M_{\rm wd}$. Die punktierten Linien geben den Fehlerbereich an, siehe Text. Die gestrichelte Linie stellt die minimale Inklination $\rm i_{min}$ für die Bedeckung des Zentrums des Weißen Zwerges durch die Sekundärkomponente dar.

Abbildung 6.5 zeigt eine maßstabsgetreue Darstellung von RX J1940.1–1025 und seiner Geometrie bei der Bedeckung des Weißen Zwerges für eine angenommene Masse $M_{\rm wd} = 0.6\,M_{\odot}$ und die sich damit aus der Dip-Dauer $\Delta t_{\rm fwhie}$ ergebende Inklination $\rm i = 75°$. Die Graphik veranschaulicht auch die Deformation der Sekundärkomponente im gemeinsamen Roche-Potential.

6.4 Ausdehnung der Emissionsregionen

6.4.1 Die Röntgenemission

Mit den in Kapitel 6.1 und 5.5.2 angegebenen physikalischen Beziehungen für Kataklysmische Veränderliche (mit Sekundärkomponenten, die ihre Roche-Volumina ausfüllen) läßt sich auch die zu erwartende Bedeckungszeit der Photosphäre des Weißen Zwerges berechnen und die Zeitskalen der Dip-Flanken in lineare Ab-messungen der Emissionsregion konvertieren. In den RXTE-Röntgendaten von RX J1940.1–1025 (Band 0) liegen die Eintrittszeiten $\Delta t_{\rm in}$ der Dips bei 37 ± 11 s, die Austrittszeiten $\Delta t_{\rm eg}$ bei 37 ± 15 s mit einer Totalitätsphase von 667 ± 20 s, siehe Tabelle 3.9, Kapitel 3.4.1. Die mittlere Zeitdauer der Ein- und Austrittszeiten beträgt 37 ± 13 s, dabei ist bei einem Viertel der Werte die Dip-Flanke in einem Bin von 16 s enthalten und nicht zeitlich aufgelöst.

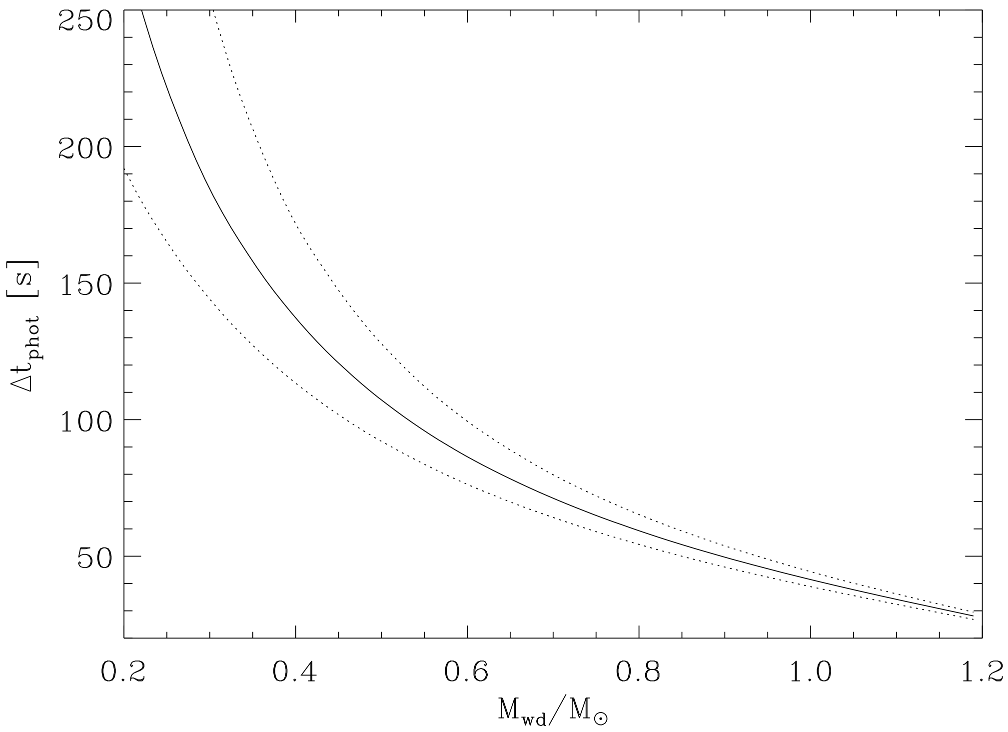


Abbildung 6.7: Zeitdauer $\Delta t_{\rm phot}$ für die Bedeckung der Photosphäre des Weißen Zwerges als Funktion von $M_{\rm wd}$. Die punktierten Linien markieren den Fehlerbereich, siehe Text.

Abbildung 6.7 zeigt die Zeitdauer $\Delta t_{\rm phot}$ der Bedeckung der gesamten Photosphäre des Weißen Zwerges im System RX J1940.1–1025 (vom ersten bis zum zweiten Kontakt) als Funktion der Masse $M_{\rm wd}$, siehe Kapitel 5.5.2, Gleichung 5.35. Die Inklination ist dabei durch Abbildung 6.6 als Funktion von $M_{\rm wd}$ gegeben. Die gepunktet dargestellten Fehlergrenzen ergeben sich einerseits aus dem oben angegebenen Fehler von 14 s für $\Delta t_{\rm fwhie}$, sowie aus der Unkenntnis bezüglich der Position der Röntgenemissionsregion auf der Oberfläche des Weißen Zwerges, wobei die zweite Fehlerquelle dominiert.

Die mittlere Zeitdauer der Ein- und Austrittszeiten von 37 s im Röntgenbereich übersetzt sich damit für $M_{\rm wd} = 0.2\,M_\odot$ in eine relative Ausdehnung der Emissionsregion von 0.1 im Verhältnis zum Durchmesser des Weißen Zwerges und erreicht dessen Durchmessers für $M_{\rm wd} = 1.1\,M_\odot$. Die relative Fläche f der Emissionsregion (im Verhältnis zur Oberfläche des Weißen Zwerges) für RX J1940.1–1025 beträgt im Röntgenbereich dabei 0.02 (0.2) für $0.2\,M_\odot$ ($0.6\,M_\odot$). Bei einem Viertel der Dip-Flanken wird die Emissionsregion innerhalb eines Bins von 16 s bedeckt. Damit ergeben sich relative Ausdehnungen < 0.06 (< 0.6) für eine Masse des Weißen Zwerges von $0.2\,M_\odot$ ($1.2\,M_\odot$) und eine relative Fläche $f < 0.003$ (< 0.3).

Das Emissionsgebiet des Röntgenflusses ist im Vergleich zur optischen Emission (siehe Kapitel 6.4.2) relativ kompakt und umfaßt hauptsächlich die Post-Schock-Region (Höhe über der Oberfläche $<< R_{\rm wd}$), sowie die eigentliche Akkretionsregion in der Photosphäre des Weißen Zwerges, wo der Akkretionsstrom die kinetische Energie des einfallenden Plasmastroms deponiert und über deren Thermalisierung weiche Röntgenstrahlung emittiert.

6.4.2 Die optische Emission

Die optischen Dips bei RX J1940.1–1025 weisen mehr graduelle Verläufe der Intensitätsänderungen auf, mit größeren Ein- und Austrittszeiten im Vergleich zu den Röntgen-Dips. Im optischen Band liegen die Eintrittszeiten $\Delta t_{\rm in}$ bei 360 ± 130 s, die Austrittszeiten $\Delta t_{\rm eg}$ bei 360 ± 180 s mit einer Totalitätsphase von 260 ± 20 s, siehe Tabelle 2.5, Kapitel 2.4.1.

Da die Festlegung der Flanken der Dips einer gewissen Subjektivität unterliegt, wurde der Parameter τ_{25} eingeführt, welcher ein Maß für die Geschwindigkeit der Flußänderung in den Flanken und damit für die Größe der Emissionsregion darstellt, siehe Kapitel 2.4.2. Die Größe τ definiert für jedes Paar Datenpunkte in der Dip-Lichtkurve die Zeitdauer, welche benötigt würde, um bei einer linear weiter verlaufenden Helligkeitsänderung die Flußdifferenz zwischen dem Flußniveau vor dem Dip und dem minimalen Fluß im Dip zu erreichen. Der Parameter τ_{25} ist als Mittelwert der 25% kleinsten Zeitskalen definiert und besitzt bei RX J1940.1–1025 Werte von 180–460 s, mit minimalen τ-Werten von 100–330 s.

Auch die τ_{25}-Werte deuten im Vergleich zu den Röntgendaten auf eine ausgedehnte optische Emissionsregion hin. Die Zeitdauer $\Delta t_{\rm phot}$ für die Bedeckung der Photosphäre des Weißen Zwerges (siehe Abbildung 6.7) beträgt 270 s für $M_{\rm wd} = 0.2\,M_\odot$ und nimmt mit wachsender Masse ab. Die mittlere Dauer der Ein- und Austrittszeiten übersetzt sich damit in eine Ausdehnung für die optische Emission, die die Größe des Weißen Zwerges übersteigt. Diese Befunde sind allerdings auch von anderen Polaren her bekannt. So trennt die zeitlich hochaufgelöste optische Photometrie der Dips bei HU Aqr den Eintritt in die Bedeckung durch die Sekundärkomponente in einen schnellen ($\approx$ 3 s) Helligkeitsabfall bei Bedeckung der eigentlichen Zyklotron-Emissionsquelle nahe der Akkretionsregion und einen langsameren Abfall ($\approx$ 120 s) bei der Bedeckung des Akkretionsstroms (Schwope 1995b). Der Eintritt der Photosphäre des Weißen Zwerges ist bei dieser Beobachtung durch dessen relativ geringe Emission im optischen Spektralbereich nicht nachweisbar.

Im Vergleich zum Emissionsgebiet des Röntgenflusses, welches hauptsächlich die Post-Schock-Region (Höhe über der Oberfläche $<< R_{\rm wd}$) und die Akkretionsregion in der Photosphäre des Weißen Zwerges umfaßt, befinden sich in dessen Umgebung ausgedehnte Bereiche des Akkretionsstroms, welche durch Reprozessierung der hochenergetischen Strahlung zur Emission im optischen Band angeregt werden. Die aus der mittleren Zeitdauer der Ein- und Austrittszeiten von 360 s abgeleitete Ausdehnung der optischen Emissionsregion übersteigt für $M_{\rm wd} > 0.2\,M_\odot$ den Durchmesser des Weißen Zwerges und erreicht den 4-fachen (13-fachen) Durchmesser für $M_{\rm wd} = 0.6\,M_\odot$ ($1.2\,M_\odot$).

6.5 Variationen der Dips mit der Spinphase

6.5.1 Röntgen-Dips

Abbildung 6.8 zeigt die Residuen (O–C, beobachtete minus berechnete Zeiten) der Röntgen-Dips gegen die Dip-Ephemeride DX2 aus Tabelle 3.12, Kapitel 3.4.2 als Funktion der Spinphase $\Phi_{\rm spin}$. Dargestellt sind sowohl die Zeiten der Bisektoren-Minima $T_{\rm bs}$, als auch die Zeitpunkte $T_{\rm hi}$ und $T_{\rm he}$ halber Intensität in den abfallenden und ansteigenden Flanken der Dips, siehe Kapitel 2.3.2.

Die Residuen der Dip-Minima $T_{\rm bs}$ besitzen eine nur geringe rms-Streuung von 12 s gegen die Ephemeride, mit einer absoluten Abweichung $<$ 32 s, konsistent mit der Lokalisation der Röntgenemission auf der Oberfläche des Weißen Zwerges. Dies ist ein weiterer Hinweis darauf, daß die Dips durch den Begleiter verursacht werden und nicht durch den magnetisch gebundenen Akkretionsstrom. Sollte der Strom die Dips bei RX J1940.1–1025 verursachen, so sollten nach dem Dipol-Akkretionsmodell die Zeitpunkte der Strombedeckungen im Verlauf einer Schwebungsperiode Abweichungen gegen die Bahnperiode des Systems aufweisen, siehe Kapitel 5.5.1. Der Wert $\delta_{\rm az}^{\rm min}$ für die minimale Winkelabweichung der Bedeckungen der Akkretionsregion durch den Strom in der Bahnebene nimmt dabei wachsender Kolatitude β und abnehmender Inklination i zu. Ein unteres Limit für $\delta_{\rm az}^{\rm min}$ bei RX J1940.1–1025 kann durch Verwendung der maximal möglichen Inklination (für $M_{\rm wd} = 1.4\,M_\odot$, Kapitel 6.3) und über $\beta > \beta_{\rm crit}$ (Kapitel 5.3

mit $\beta_{\rm crit} = 15°$ aus den Werten der Tabelle 7.1, Kapitel 7.2.1) erhalten werden. Es beträgt 2.6° oder 90 s, diese Amplitude ist durch die Röntgenbeobachtungen auszuschließen.

6.5.2 Optische Dips

Die vorhergehenden Kapitel legen es nahe, die Sekundärkomponente als Verursacher der Dips zu identifizieren. Im Gegensatz zu den Dips im Röntgenbereich besitzen die optischen Dips einen substantiellen Versatz gegen die Dip-Ephemeride als Funktion der Spin- und Schwebungsphase.

Abbildung 6.9 zeigt eine repräsentative Auswahl an Dip-Lichtkurven aus der Weißlicht-CCD-Photometrie 1996 und demonstriert die Variabilität der Intensitätsverläufe während der Dip-Ereignisse als Funktion der Schwebungsphase $\Phi_{\rm beat}$. Die Lichtkurven wurden für eine übersichtlichere graphische Darstellung einer Glättung mit einem drei Datenpunkte breiten Boxcar-Filter unterzogen und entsprechend ihren Schwebungsphasen vertikal nach oben verschoben. Die Bahnphase folgt der Dip-Ephemeride DO3, Tabelle 2.9, Kapitel 2.4.2, die Schwebungsphase $\Phi_{\rm spin}$ der Ephemeride MO1, Tabelle 7.1, Kapitel 7.2.1. Deutlich erkennbar ist der Versatz der Dip-Minima gegen die mittlere Dip-Ephemeride.

Abbildung 6.10 zeigt die Residuen (O–C, beobachtete minus berechnete Zeiten) der optischen Dips gegen die Dip-Ephemeride DO3 aus Tabelle 2.9, Kapitel 2.4.2 als Funktion der Spinphase $\Phi_{\rm spin}$. Dargestellt sind sowohl die Zeiten der Bisektoren-Minima $T_{\rm bs}$, als auch die Zeitpunkte $T_{\rm hi}$ und $T_{\rm he}$ halber Intensität in den abfallenden und ansteigenden Flanken der Dips, siehe Kapitel 2.3.2. Da die Dips in etwa bei Spinphase $\Phi_{\rm orb} = 0.0$ erfolgen, können die Daten äquivalent auch als Funktion der Schwebungsphase $\Phi_{\rm beat}$ dargestellt werden.

Wie aus der Stabilität der Minimazeiten der Röntgendips bezüglich der Bahnephemeride folgt, können Bedeckungen der Akkretionsregion auf der Oberfläche des Weißen Zwerges durch den Strom bereits ausgeschlossen werden, siehe Kapitel 6.5.1. Wie die zeitliche Ausdehnung der optischen Dip-Flanken (Kapitel 6.4.2) demonstriert, umfaßt die optische Emissionsregion auch ausgedehnte Bereiche des magnetisch gebundenen und horizontalen Materiestroms, welcher durch Reprozessierung der hochenergetischen Strahlung zur Emission im optischen Band angeregt wird. Daher können die Minimazeiten der Dips nicht mit den im Kapitel 5.5 hergeleiteten Modellen beschrieben werden. Eine adäquate Analyse wird in Geckeler et al. (1998) erfolgen.

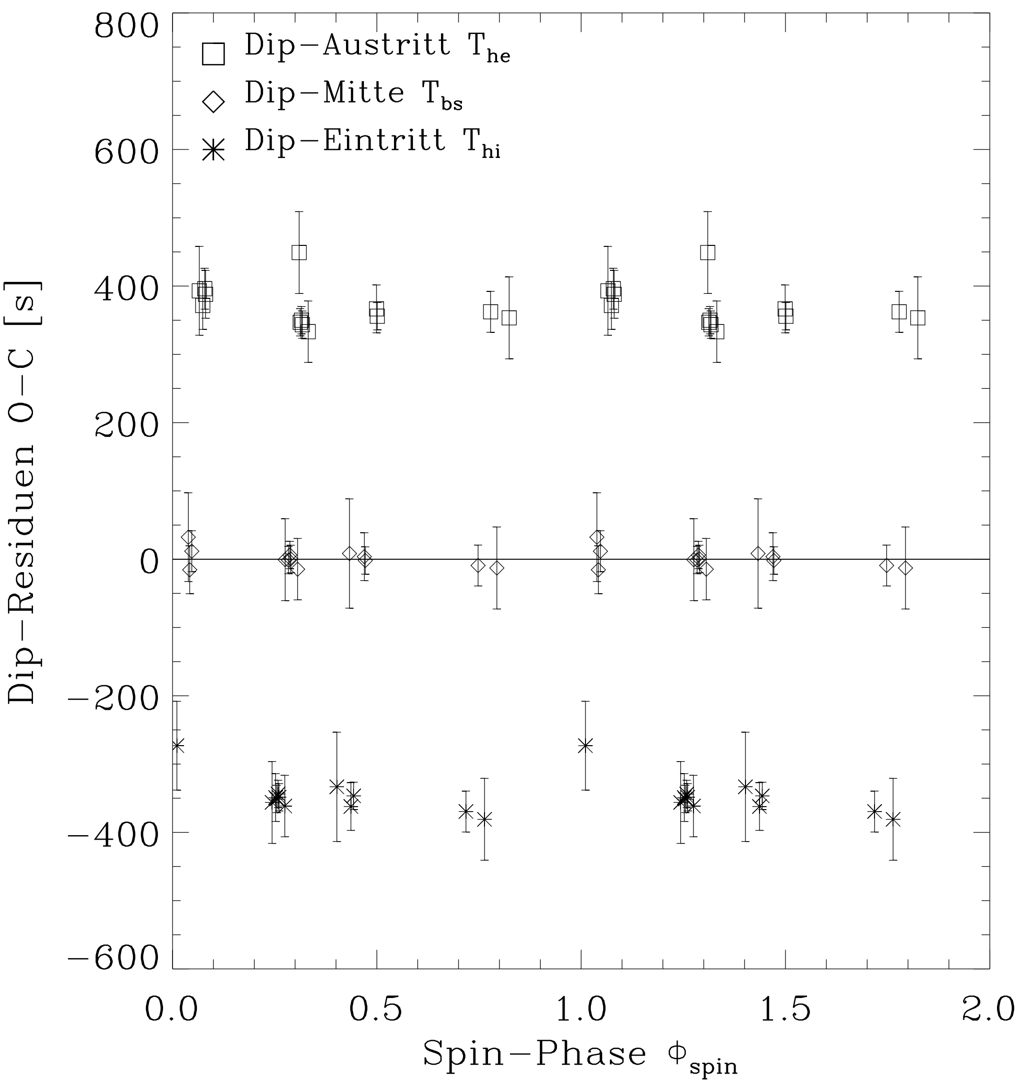


Abbildung 6.8: O–C-Residuen der Röntgen-Dips gegen die Dip-Ephemeride DX2 (Tabelle 3.12, Kapitel 3.4.2) als Funktion der Spinphase $\Phi_{\rm spin}$. Dargestellt sind die Zeitpunkte der Dip-Minima $T_{\rm bs}$, sowie die Zeiten $T_{\rm hi}$ und $T_{\rm he}$ halber Intensität in den abfallenden und ansteigenden Flanken der Dips. Die Spinphase wurde doppelt dargestellt.

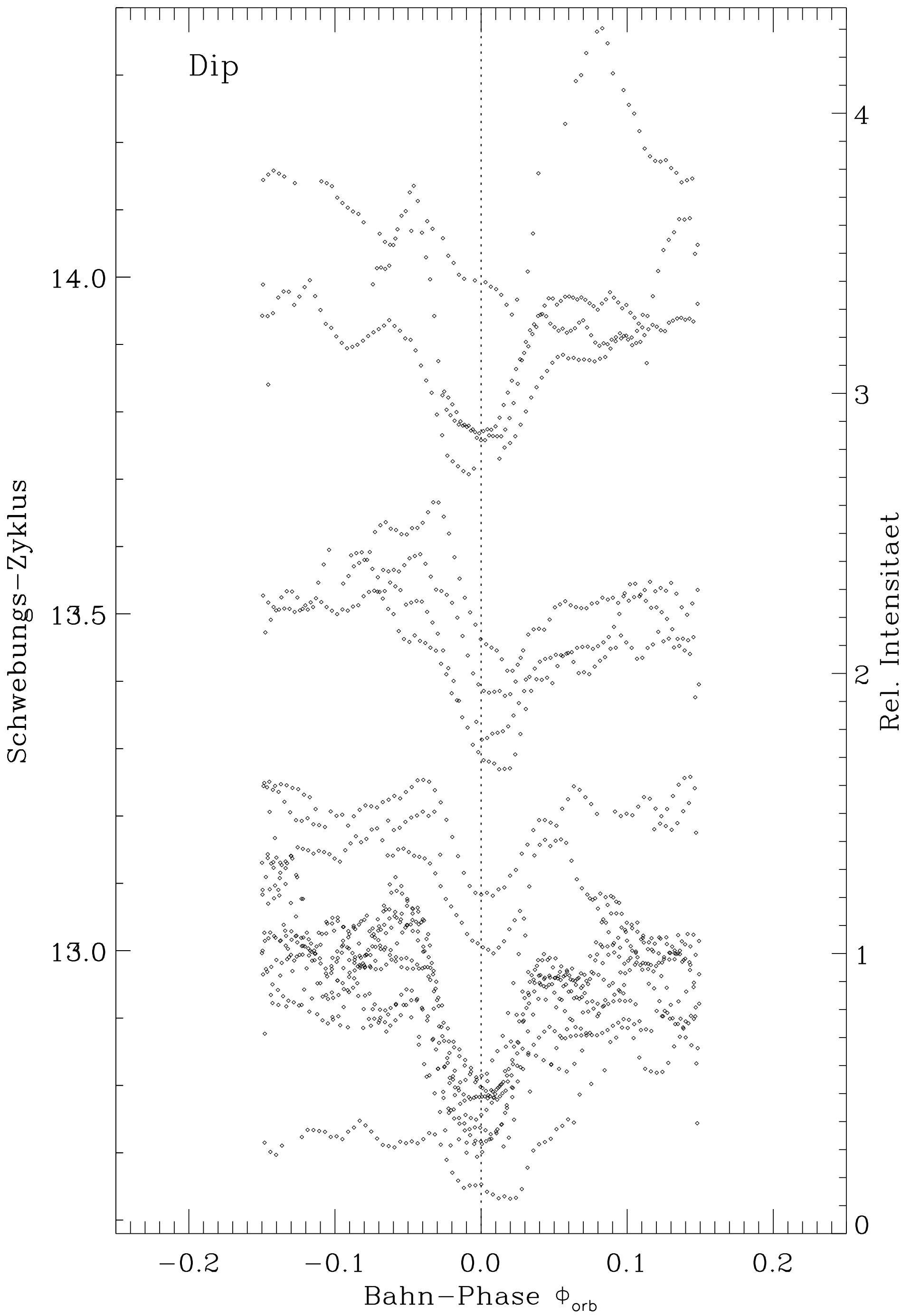


Abbildung 6.9: Repräsentativer Ausschnitt der Dip-Lichtkurven aus der Weißlicht-CCD-Photometrie 1996. Die Lichtkurven wurden für eine übersichtlichere graphische Darstellung einer Glättung mit einem drei Datenpunkte breiten Boxcar-Filter unterzogen und entsprechend ihren Schwebungsphasen vertikal nach oben verschoben, siehe Text.

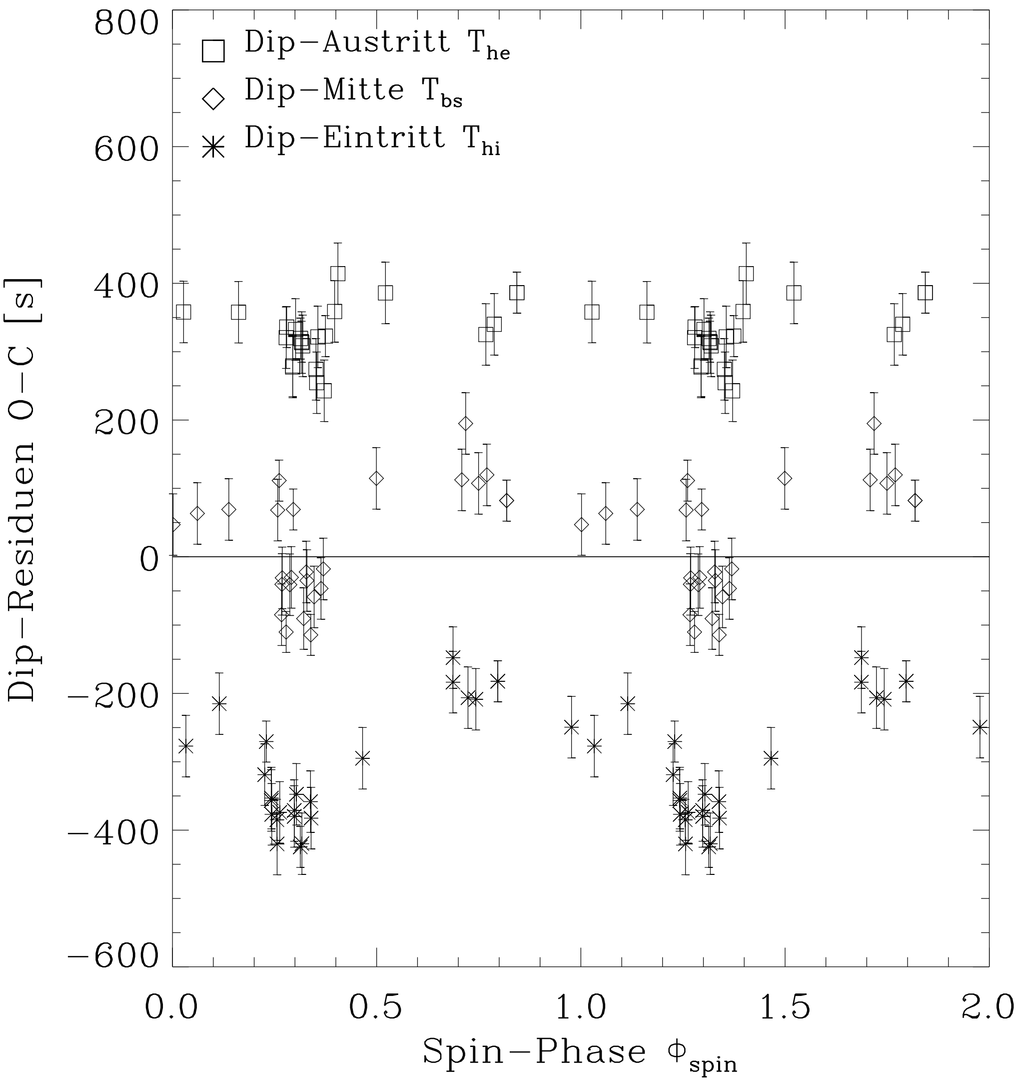


Abbildung 6.10: O–C-Residuen der Dips im optischen Datensatz gegen die Dip-Ephemeride DO3 (Tabelle 2.9, Kapitel 2.4.2) als Funktion der Spinphase $\Phi_{\rm spin}$. Dargestellt sind die Zeitpunkte der Dip-Minima $T_{\rm bs}$, sowie die Zeiten $T_{\rm hi}$ und $T_{\rm he}$ halber Intensität in den abfallenden und ansteigenden Flanken der Dips. Die Spinphase wurde doppelt dargestellt.

Kapitel 7

Bestimmung der Akkretionsgeometrie

7.1 Das langperiodische Pulsprofil

Abbildung 7.1 beinhaltet eine repräsentative Auswahl aus dem photometrischen Datensatz (Weißlicht CCD-Photometrie 1996) von RX J1940.1–1025. Die Graphik zeigt Ausschnitte der Lichtkurven, zentriert auf Spinphase $\Phi_{\rm spin} = 0$ und demonstriert die Variabilität der Intensitätsverläufe während der Absorptionströge als Funktion der Schwebungsphase $\Phi_{\rm beat}$, wie sie durch die veränderliche Geometrie zwischen einfallendem Plasmastrom und dem Magnetfeld des Weißen Zwerges zu erwarten ist. Die photometrischen Daten wurden für eine übersichtlichere graphische Darstellung einer Glättung mit einem fünf Datenpunkte breiten Boxcar-Filter unterzogen und entsprechend ihren Schwebungsphasen $\Phi_{\rm beat}$ vertikal nach oben verschoben. Spin- und Schwebungsphase folgen der Ephemeride MO1, Tabelle 7.1, aus der Anwendung des Dipol-Akkretionsmodells. Erkennbar ist der Versatz der Absorptionströge gegen die mittlere Spin-Ephemeride, welcher zyklisch mit der Schwebungsperiode erfolgt und in diesem Teil der Arbeit unter Einbeziehung des Dipol-Akkretionsmodells analysiert wird.

Das langperiodische optische Pulsprofil ist durch die sich während der Spinrotation ändernde Beobachtungsgeometrie relativ zum Akkretionsstrom nahe der Oberfläche des Weißen Zwerges bedingt, wo das optische Kontinuum hauptsächlich in Form von Zyklotron-Emission in der Post-Schock-Region emittiert wird, siehe Kapitel 1.5. Die Lichtkurve wird durch Absorption, Projektionseffekte, sowie die typische Richtungscharakteristik der Zyklotron-Strahlung moduliert. Der Absorptionstrog mit einer vollen Halbwertsbreite von 2000–3000 s im optischen Band wird nach dem hier vorgestellten Modell bei minimalem Blickwinkel relativ zum Plasmastrom über der Akkretionsregion (und damit dem magnetischen Feld)

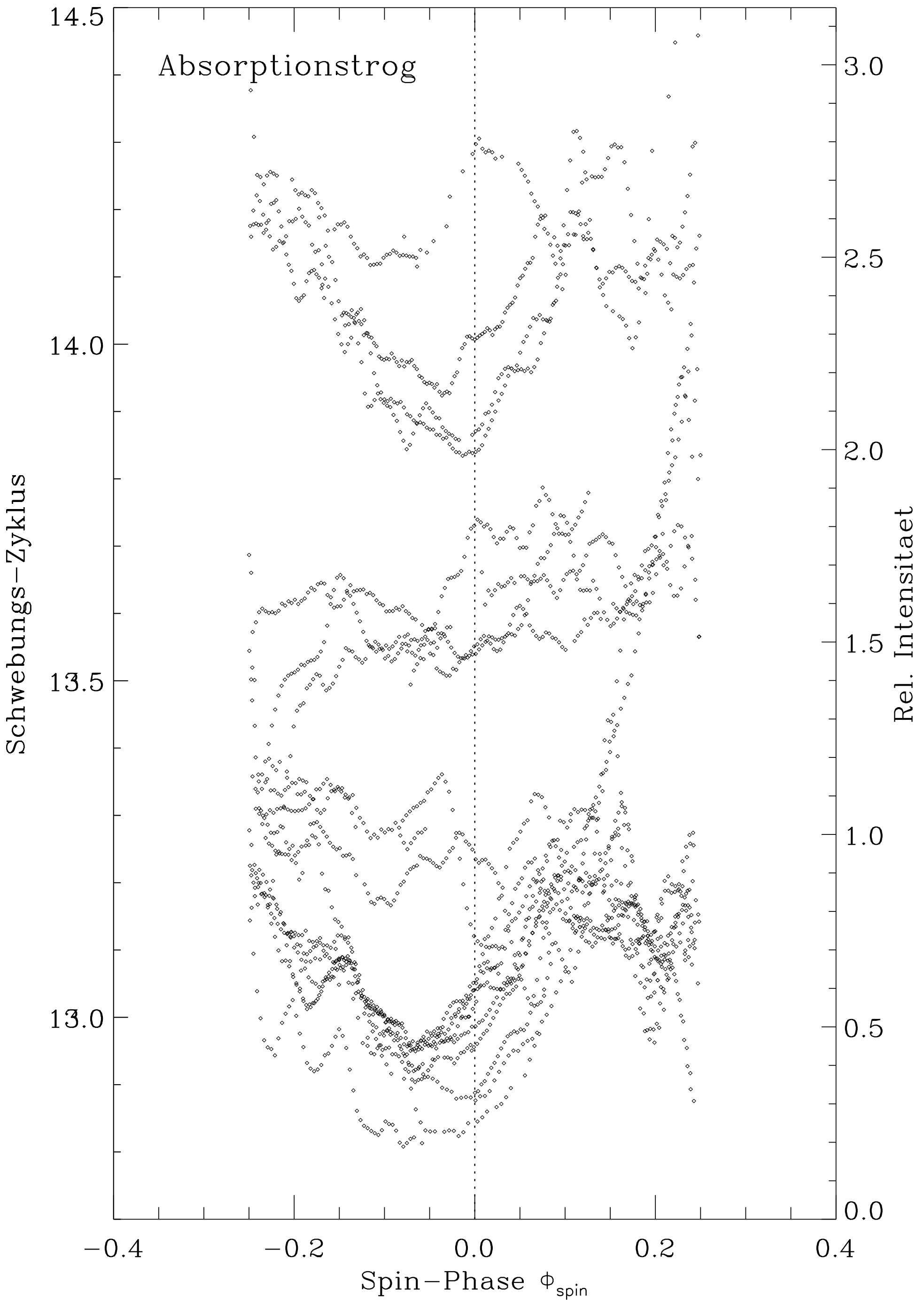


Abbildung 7.1: Um $\Phi_{\text{spin}} = 0$ zentrierte Ausschnitte einer Auswahl aus den photometrischen Daten von RX J1940.1–1025 (Weißlicht-CCD-Photometrie 1996). Die Lichtkurven wurden mit einem fünf Datenpunkte breiten Boxcar-Filter geglättet und entsprechend ihren Schwebungsphasen Φ_{beat} vertikal nach oben verschoben, siehe Text.

durch Absorption im Strom erzeugt und mit dem Dipolmodell aus Kapitel 5 unter Einbeziehung der Neigung der Feldlinie beschrieben.

Abbildung 7.2 zeigt phasengerecht ein optisches und Röntgenpulsprofil des Systems RX J1940.1–1025. Die Messungen wurden vor der Faltung mit der Spinperiode der Weißen Zwerges unter Verwendung der Parameter des Best-Fit-Dipolmodells (Parametersatz MXO1, Tabelle 7.1) bezüglich a) des quadratischen Terms der Ephemeride, sowie b) der Verschiebung durch die mit der Schwebungsperiode variierenden Akkretionsgeometrie korrigiert. Für das Röntgenpulsprofil wurden ca. 100 ksec ROSAT-PSPC-Daten im Energiebereich 0.1–2.4 keV vom April 92 bis October 93 verwendet, das optische Pulsprofil resultiert aus der gesamten CCD-Photometrie, siehe Kapitel 2.2.

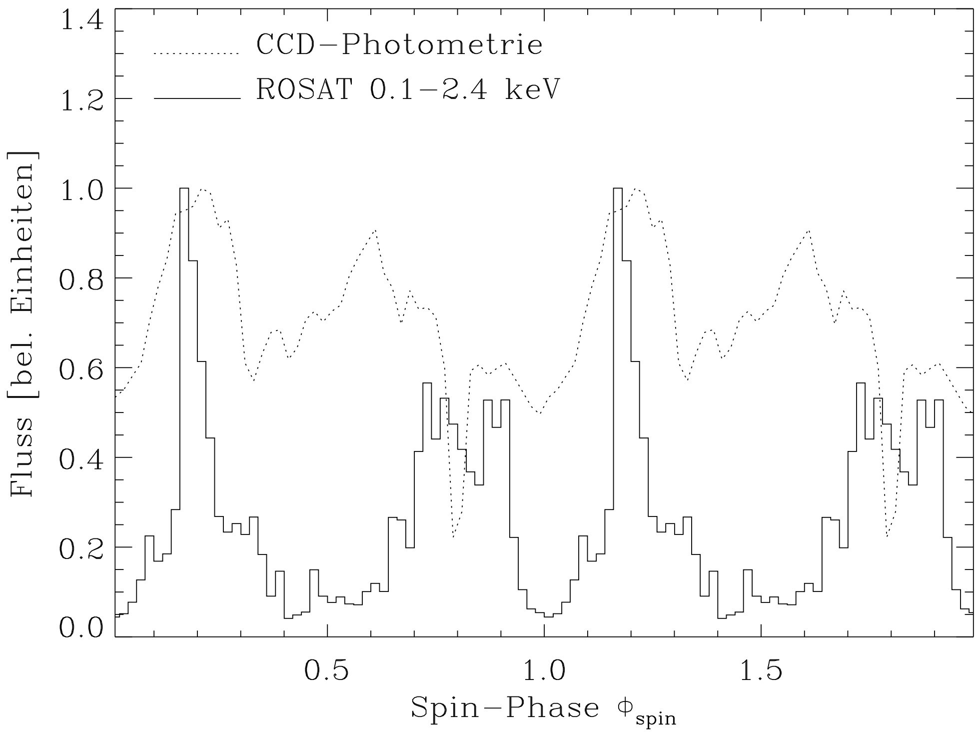


Abbildung 7.2: Optisches Pulsprofil (gesamte CCD-Weißlicht-Photometrie) und Röntgenpulsprofil (ca. 100 ksec ROSAT-PSPC-Daten, Energiebereich 0.1–2.4 keV) von RX J1940.1–1025, siehe Text.

Auch das Röntgen-Pulsprofil läßt sich unter Beachtung der verschiedenen Emissionscharakteristika der optischen und Röntgenstrahlung qualitativ in das Bild mit einbeziehen. Die um Spinphase $\Phi_{\mathrm{spin}} = 0.0$ zentrierte Doppelhöcker-Struktur ergibt sich durch eine röntgenhelle Phase ($\Phi_{\mathrm{spin}} \approx 0.5$–$1.3$), während der die Akkretionsregion der Beobachterin eine große projizierte Flache zuwendet, mit rasch ansteigender und abfallender Röntgenemission an den Intervallgrenzen. Das zu erwartende Maximum bei $\Phi_{\rm spin} = 0.0$ wird durch den breiten Trog unterbrochen, verursacht durch Absorption bei minimalem Blickwinkel relativ zum Plasmastrom über der Akkretionsregion. Diese Absorptionsstruktur tritt auch in den simulierten Röntgen-Pulsprofilen von Imamura & Durisen (1983) auf.

Die Interpretation wird auch durch die Tatsache gestützt, daß die Maxima der optischen Emission zu Beginn und Ende der röntgenhellen Phase auftreten, wenn der Winkel zwischen dem magnetischen Feld und der Richtung zur Beobachterin maximal ist. Die optisch emittierende Akkretionssäule bietet dann eine große projizierte Fläche dar, zudem wird die Zyklotron-Emission bevorzugt senkrecht zum magnetischen Feld abgestrahlt.

Eine kurze Abschätzung zeigt, daß die notwendigen optischen Tiefen für die Elektronenstreuung bereits ausreichend sind, um den Absorptionstrog im Röntgenbereich zu erzeugen. Falls die Materie oberhalb der Post-Schock-Region an das Magnetfeld gebunden ist, so nimmt ihre Dichte $\rho \propto r^{-3} v_{\rm ff}^{-1} \propto r^{-5/2}$ ab (mit der Freifall-Geschwindigkeit $v_{\rm ff}$). Integriert ergibt sich für die Elektronenstreuung vom Akkretionsschock $r = h_{\rm s}$ bis $r = \infty$ eine optische Tiefe $\tau_{\|}^{\rm es}$ parallel zum Feld (Imamura & Durisen 1983):

$$\tau_{\|}^{\rm es} = 280 \times \left(\frac{L_{\rm acc}}{L_{\rm edd}}\right) \left(\frac{\rm f}{10^{-1}}\right)^{-1} \left(\frac{R_{\rm wd}}{5 \times 10^{8}\,{\rm cm}}\right)^{1/2} \left(\frac{M_{\rm wd}}{M_\odot}\right)^{-1/2} \tag{7.1}$$

Dabei ist $L_{\rm edd}$ die Eddington-Leuchtkraft, bei der der Strahlungsdruck der bei der Akkretion freigesetzten Emission (bei sphärisch symmetrischem Materieeinfall) von der Größenordnung der Gravitationskraft ist. Entsprechend ergibt sich die optische Tiefe $\tau_{\perp}^{\rm es}$ für Elektronenstreuung senkrecht zum Feld (Integration von der Akkretionsstrommitte zum Rand, Imamura & Durisen (1983)):

$$\tau_{\perp}^{\rm es} = 260 \times \left(\frac{L_{\rm acc}}{L_{\rm edd}}\right) \left(\frac{\rm f}{10^{-1}}\right)^{-1/2} \left(\frac{R_{\rm wd}}{5 \times 10^{8}\,{\rm cm}}\right)^{1/2} \left(\frac{M_{\rm wd}}{M_\odot}\right)^{-1/2} \tag{7.2}$$

Die Emission senkrecht zum Feld wird für typische Parameter von Polaren im allgemeinen bezüglich der Elektronenstreuung optisch dünn oder zumindest nur wenig absorbiert sein, bei der Absorption parallel zum Feld tendieren langperiodische Systeme durch ihre hohen Massenakkretionsraten $\dot{M}$ zu merklicher Absorption durch Elektronenstreuung, vor allem, wenn die relativen Flächen f der Akkretionsregionen klein sind. Für RX J1940.1–1025 ergibt sich $\tau_{\|}^{\rm es} \approx 10^2$ (1) für die relative Fläche $f = 10^{-5}$ (10^{-3}), mit $M_{\rm wd} = 0.6\,M_\odot$ und einer Abschätzung für die Massenakkretionsrate aus der $P_{\rm orb}$-$\dot{M}$-Relation (Patterson 1984a) von

$\dot{M} = 2 \cdot 10^{16}\,\mathrm{g/s}$. Es ergibt sich (bei vollständiger Ionisation eines Plasmas mit solaren Standardhäufigkeiten der Elemente) eine Post-Schock-Elektronendichte von $\rho_{\mathrm{el}} \approx 10^{18}$ (10^{16}) $\mathrm{e\,cm^{-3}}$ für eine relative Fläche $f = 10^{-5}$ (10^{-3}).

Da die schweren Elemente über dem Akkretionsschock nur partiell ionisiert sind tritt auch Photoabsorption auf. Sind deren K-Schalen-Elektronen noch gebunden, so kann die optische Tiefe τ_{pe} für Photoabsorption wie folgt abgeschätzt werden (King & Shaviv 1984):

$$\tau_{\mathrm{pe}} = 600 \times \tau_{\mathrm{es}} \left(\frac{E}{\mathrm{keV}}\right)^{-3} \tag{7.3}$$

Dabei ist τ_{es} der Wert der optischen Tiefe für Elektronenstreuung und E die Photonenenergie. Im Energiebereich des Röntgensatelliten ROSAT von 0.1–2.4 keV ist die Photoabsorption damit dominant gegenüber der Elektronenstreuung und erhöht die Abschätzungen für die optischen Tiefen im Röntgenband um einen Faktor 10^2–10^3.

7.2 Anwendung des Dipol-Akkretionsmodells

7.2.1 Optische Daten

Der optische Datensatz für die Anwendung des Dipol-Akkretionsmodells beinhaltet die Bisektoren-Minima T_{bs} der Absorptionströge (Tabelle 2.1, Kapitel 2.3.2) aus der Tübinger und Sonneberger CCD-Photometrie. Zusätzlich wurden die photometrischen Daten von Patterson et al. (1995) und Watson et al. (1995) aus deren Publikationen gescannt und in gleicher Weise bearbeitet.

Da RX J1940.1–1025 eine um 34 s längere photometrische Periode im Vergleich zur spektroskopischen aufweist, kommt die Spinachse bei diesem System außerhalb der Akkretionsellipse zu liegen, mit $\beta > \beta_{\mathrm{crit}}$ (siehe Kapitel 5.3). Für ein System mit $\beta < \beta_{\mathrm{crit}}$ wäre die mittlere Periode zwischen zwei Meridiandurchgängen der Akkretionsregion (bei gleichmäßigem Sampling bezüglich der Schwebungsperiode) gleich der Bahnperiode P_{orb} des Systems, und zwar unabhängig von der Spinperiode des Weißen Zwerges.

Die Zeitpunkte der Absorptionströge bei RX J1940.1–1025 wurden über eine Best-Fit-Prozedur durch die simultane Anpassung einer quadratischen Spinephemeride und des Dipol-Akkretionsmodells analysiert. Die Absorptionströge, welche bei minimalem Winkel zwischen der Akkretionssäule (und damit der Feldlinie) über der Akkretionsregion und der Beobachtungsrichtung auftreten, sind aufgrund der dabei vorherrschenden Geometrie immer dem gleichen Akkretionspol zuzuordnen, welcher sich auf der der Beobachterin zugewandten Hemisphäre

Tabelle 7.1: Resultierende Best-Fit-Parameter MO1 aus der Anpassung des Dipol-Akkretionsmodells an die Absorptionströge aus der optischen Photometrie.

Dipol-Akkretionsmodell - optische Daten - MO1			
Parameter	Best Fit	$-1\,\sigma$	$+1\,\sigma$
R'_{t0} $[R_{wd}]$	12.6	6.9	-
β [Grad]	85.1	-	-
$\sqrt{R'_{t0}/R_{wd}} \cdot \sin\beta$	3.6	1.1	2.7
P_{spin} [d]	0.1406271	$1.6 \cdot 10^{-6}$	$1.2 \cdot 10^{-6}$
$\dot{P}_{spin}$ [s/s]	$-5.4 \cdot 10^{-9}$	$3.2 \cdot 10^{-9}$	$3.7 \cdot 10^{-9}$
T_{0spin} [BJD]	2 449 638.3317	$6.2 \cdot 10^{-3}$	$7.3 \cdot 10^{-3}$
P_{beat} [d]	50.28	0.15	0.21
T_{0beat} [BJD]	2 449 646.9	4.3	6.2
τ_{sync} [y]	199	75	441

befindet. Der zeitliche Versatz der Absorptionströge kann dabei, wie im Kapitel 5.2 beschrieben, in zwei Komponenten aufgetrennt werden. Deren Ursachen sind: a) die longitudinale Abweichung der Akkretionsregion vom Magnetpol auf der Oberfläche des Weißen Zwerges, sowie b) die damit verbundene variierende Neigung der Feldlinie, die den Plasmastrom auf die Oberfläche führt, gegen die Oberflächennormale. Die Akkretionssäule ist für die Absorption der Strahlungsemission der darunter liegenden Akkretionsregion verantwortlich.

Abbildung 7.3 (obere Graphik) zeigt die Residuen der Minimazeiten T_{bs} der Absorptionströge (Kapitel 2.3.2) aus der optischen Photometrie gegen die quadratische Spin-Ephemeride als Funktion der Schwebungsphase Φ_{beat}. Das reduzierte Chi-Quadrat des Fits $\chi^2_{red} = 0.34$ (bei 24 Freiheitsgraden = 30 Datenpunkte minus 6 freie Parameter) zeigt, daß die Datenpunkte durch das Dipolmodell (durchgezogene Kurve) angemessen beschrieben werden und die Abschätzung der Fehler der T_{bs} in Kapitel 2.3.2 etwas zu konservativ erfolgte. Angesichts der nur teilweisen Abdeckung der Schwebungsphase Φ_{beat} lassen sich allerdings keine sicheren Aussagen darüber erhalten, ob die angenommene Feldgeometrie eines zentrierten Dipols das Magnetfeld des Weißen Zwerges angemessen modelliert.

Die aus der Anpassung des Modells an die Daten resultierenden Best-Fit-Parameter mit ihren geschätzten oberen und unteren 1σ-Fehlern (χ^2_{min}+7.01 bei sechs freien Parametern) sind in Tabelle 7.1 aufgeführt. Die Daten liefern einen Wert für die Spinperiode des Weißen Zwerges von $P_{spin} = 12150.18 \pm 0.14$ s, mit einer Schwebungsperiode von $P_{beat} = 50.28 \pm 0.21$ d (beides für Epoche 1995.2). Die Modellierung der Daten erfordert eine signifikante zeitliche Änderung dP_{spin}/dt der Spinperiode, siehe Kapitel 7.3.

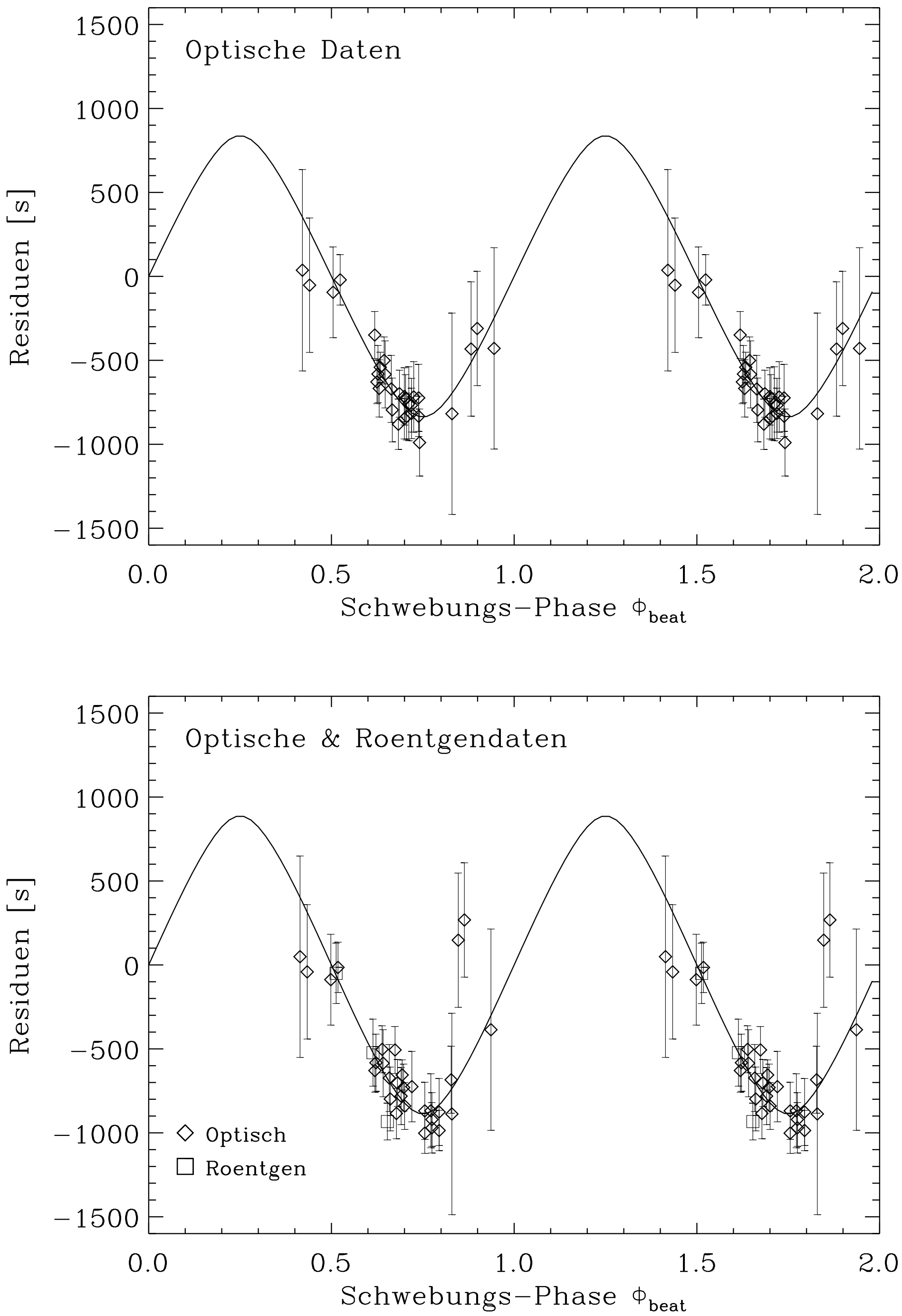
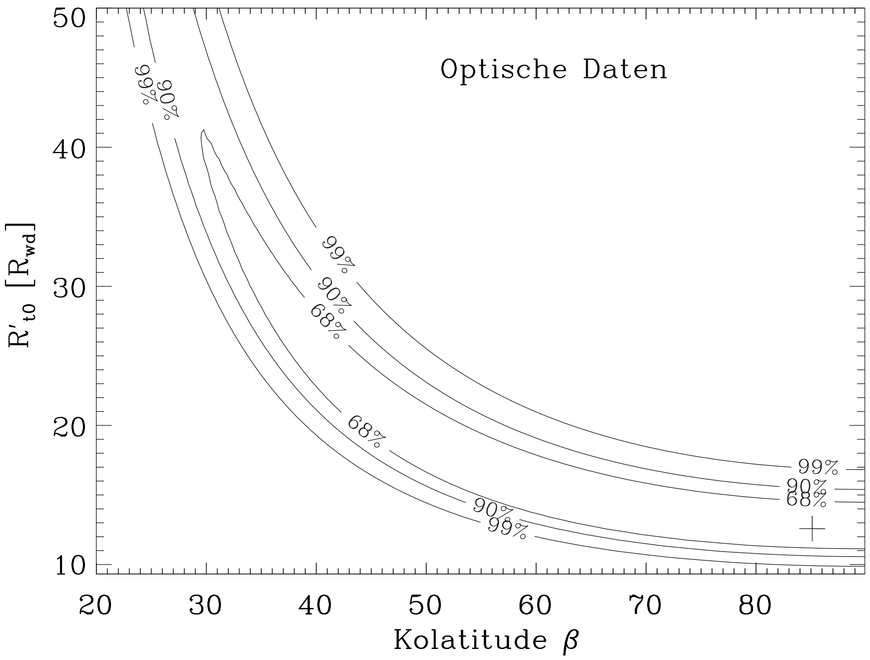


Abbildung 7.3: Obere Graphik: Residuen der Zeitpunkte T_{bs} der Minima der Absorptionströge in der optischen Photometrie von RX J1940.1–1025 gegen die quadratische Spin-Ephemeride (Modell MO1, Tabelle 7.1) als Funktion der Schwebungsphase Φ_{beat}. Die durchgezogene Kurve stellt das Dipolmodell nach den Parametern MO1 dar. Untere Graphik: Optische und Röntgendaten, Modell MXO1.



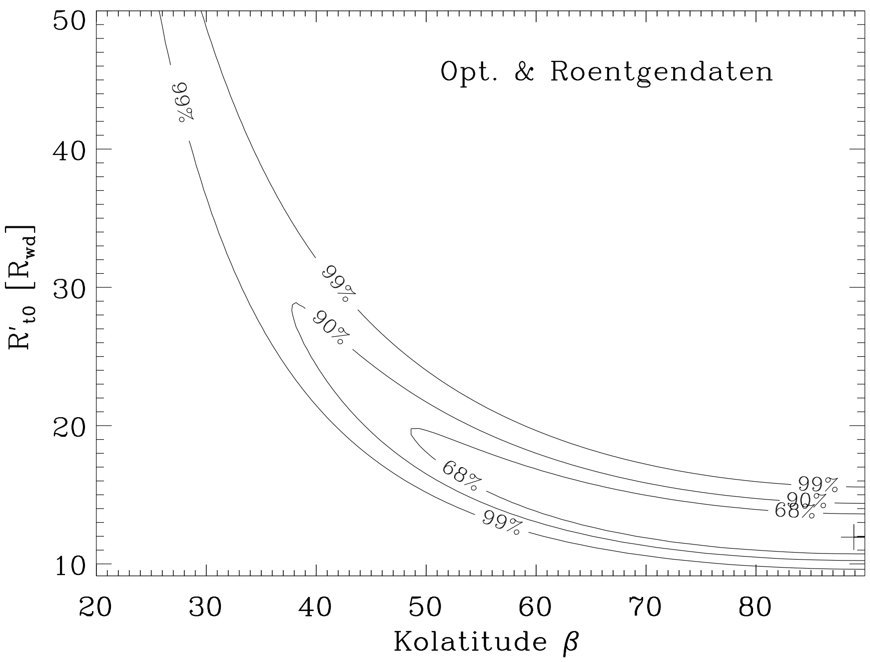


Abbildung 7.4: Obere Graphik: Das Tal im χ^2-Gebirge (optischer Datensatz) für die Parameter β und R'_{t0} zur Verdeutlichung der $(R'_{t0}/R_{wd})^{1/2}\sin\beta$-Relation. Die Konturlinien wurden für 68%, 90% and 99% Vertrauenswahrscheinlichkeit gerechnet (χ^2_{min}+2.28, 4.61 und 9.21 für zwei freie Parameter). Das χ^2-Minimum χ^2_{min} wurde durch ein Kreuz markiert. Untere Graphik: Optische und Röntgendaten.

Eine Problematik der Modellanpassung besteht darin, daß die Parameter R'_{t0} und β selbst beim Fit (wie die großen oder formal nicht berechenbaren $\pm 1\sigma$-Fehler in Tabelle 7.1 zeigen) individuell nicht sehr gut bestimmbar sind, da eine Zunahme der Kolatitude β durch eine Zunahme in der Größe der Akkretionsellipse und damit einer Abnahme von R'_{t0} kompensiert werden kann. Form und Amplitude des durch das Dipol-Akkretionsmodell vorgegebenen Graphen bleiben dabei für $\beta >> \beta_{\rm crit}$ in etwa erhalten. Diese rein geometrische Beziehung zwischen den Parametern R'_{t0} und β läßt sich über folgende Relation genähert darstellen:

$$\sqrt{\frac{R'_{t0}}{R_{\rm wd}}} \cdot \sin\beta = \text{const.} \tag{7.4}$$

Besonders kritisch wirkt sich dieser Effekt beim Parameter β aus, der bei der Modellanpassung so gut wie überhaupt nicht eingegrenzt werden kann, da der resultierende Graph des Dipol-Akkretionsmodells erst für $\beta \approx \beta_{\rm crit}$ merklich asymmetrisch wird und eine Festlegung von β erlaubt. Die Modellanpassung liefert formal $\beta \approx 90°$ mit nicht bestimmbaren $\pm 1\sigma$-Fehlern (allerdings gilt $\beta > \beta_{\rm crit}$, mit $\beta_{\rm crit} < 23°$ mit 68% Vertrauenswahrscheinlichkeit). Die Tatsache, daß die Absorptionströge nur während der Schwebungsphasen $\Phi_{\rm beat} = 0.4 - 1.0$ als prominente, zweifelsfrei identifizierbare Strukturen in den optischen Lichtkurven auftreten, erfordert jedoch eine Asymmetrie der Beobachtungsgeometrie relativ zu beiden Polen, also $\beta < 90°$.

Um die Auswirkung der $(R'_{t0}/R_{\rm wd})^{1/2}\sin\beta$-Relation zu demonstrieren, zeigt Abbildung 7.4 (obere Graphik) das resultierende elongierte Tal im χ^2-Gebirge für den optischen Datensatz als Funktion von R'_{t0} und β. Die Konturlinien wurden für 68%, 90% and 99% Vertrauenswahrscheinlichkeit gerechnet ($\chi^2_{\rm min}$+2.28, 4.61 und 9.21 für zwei freie Parameter), das χ^2-Minimum $\chi^2_{\rm min}$ wurde durch ein Kreuz markiert. Um die Auswirkung der $(R'_{t0}/R_{\rm wd})^{1/2}\sin\beta$-Relation zu verdeutlichen, wurden die verbleibenden Parameter des Modells auf ihre Best-Fit-Werte fixiert. Das resultierende χ^2-Tal ist daher schmaler als jenes, das sich beim Freisetzen aller sechs Parameter während der Modellanpassung ergibt (und welches für die Bestimmung der Best-Fit-Parameter und ihrer 1σ-Fehler verwendet wurde).

Da die oben beschriebene Relation zwischen R'_{t0} und β nur in Näherung gilt, ist $(R'_{t0}/R_{\rm wd})^{1/2}\sin\beta$ eine schwache Funktion von β (oder R'_{t0}). Abbildung 7.5 zeigt den resultierenden Parameter $(R'_{t0}/R_{\rm wd})^{1/2}\sin\beta$ als Funktion der Kolatitude β bei Anpassung des Dipol-Akkretionsmodells an die Minimazeiten der optischen Absorptionströge und an die Minima aus dem kombinierten optischen und Röntgendatensatz. Für die als grau gefärbte Flächen eingezeichneten Fehlerbereiche wurden alle weiteren Parameter außer β bei der Fitprozedur freigesetzt und optimiert, um korrekte $\pm 1\sigma$-Fehler (68% Vertrauenswahrscheinlichkeit) zu erhalten.

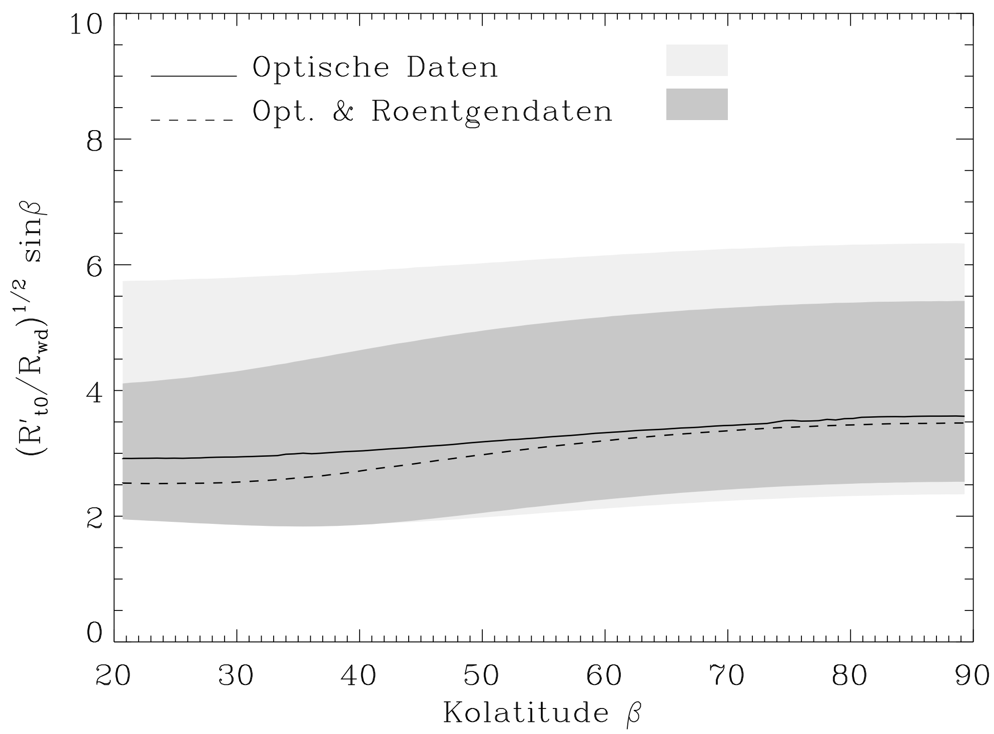


Abbildung 7.5: Parameter $(R'_{t0}/R_{wd})^{1/2}\sin\beta$ als Funktion der Kolatitude β aus der Anwendung des Dipol-Akkretionsmodells auf den optischen Datensatz und die kombinierten optischen und Röntgendaten, siehe Text. Die 1σ-Fehlerbereiche (68% Vertrauenswahrscheinlichkeit) sind als graue Flächen dargestellt, die sich teilweise überlappen.

Die Modellanpassung erlaubt die Bestimmung des dimensionslosen Parameters $(R'_{t0}/R_{wd})^{1/2}\sin\beta = 3.6^{+2.7}_{-1.1}$ (für $\beta > \beta_{\rm crit}$), der die Amplitude des Modells in der Abbildung 7.3 beschreibt. Wie die Graphik zeigt, sind die $(R'_{t0}/R_{wd})^{1/2}\sin\beta$-Werte aus den optischen Daten und der kombinierten Auswertung optischer und Röntgendaten konsistent. Dieser Wert ist weitgehend unabhängig von der Kolatitude β und damit der eigentlich relevante Parameter für die Akkretionsgeometrie, der aus der Anwendung des Dipol-Akkretionsmodells verläßlich bestimmt werden kann. Mit einer unabhängigen Bestimmung von β folgt dann R'_{t0} (der äquivalente Radius, bei dem die einfallende Materie vom Feld eingefangen würde, wenn sie in der Äquatorialebene des Dipolfeldes einfällt, siehe Kapitel 5.1.1).

Die Anwendung des Dipol-Akkretionsmodells, erlaubt die Abschätzung eines unteren 1σ-Limits (68% Vertrauenswahrscheinlichkeit) für den Parameter $R'_{t0} > 6\,R_{wd}$. Mit einer Abschätzung für die Massenakkretionsrate von RX J1940.1–1025 aus der $P_{\rm orb}$-$\dot{M}$-Relation ($\dot{M} \propto P_{\rm orb}^{3.2}$, Patterson 1984a) von $\dot{M} = 2 \cdot 10^{16}$ g/s und dem Magnetosphärenradius (Mukai 1988) resultiert für das polare Magnetfeld des Weißen Zwerges $B_{\rm pol} > 10^7$ G, wie für einen Polar zu erwarten.

7.2.2 Optische und Röntgendaten

Angesichts der kleinen Zahl der Minimabestimmungen der Absorptionströge in den Röntgendaten (Kapitel 3.3.2) wurden diese für die Analyse mit dem optischen Datensatz (Kapitel 2.3.2) kombiniert. Die Zeitpunkte $T_{\rm bs}$ der Absorptionströge wurden wieder über eine Best-Fit-Prozedur durch die simultane Anpassung einer quadratischen Spinephemeride und des Dipol-Akkretionsmodells ausgewertet.

Das reduzierte Chi-Quadrat des Fits $\chi^2_{\rm red} = 1.1$ (bei 27 Freiheitsgraden = 33 Datenpunkte minus 6 freie Parameter) zeigt, daß die Datenpunkte durch das Dipol-Akkretionsmodell angemessen beschrieben werden, wenn auch schlechter, als der optische Datensatz alleine.

Die aus der Anpassung des Modells an die Daten resultierenden Best-Fit-Parameter mit ihren geschätzten oberen und unteren 1σ Fehlern ($\chi^2_{\rm min}+7.01$ bei sechs freien Parametern) sind in Tabelle 7.2 aufgeführt. Die Daten liefern einen Wert für die Spinperiode des Weißen Zwerges von $P_{\rm spin} = 12150.328 \pm 0.045$ s (Epoche 1995.2). Die Modellierung der Daten erfordert eine signifkante zeitliche Änderung $dP_{\rm spin}/dt$ der Spinperiode, siehe Kapitel 7.3.

Tabelle 7.2: Resultierende Best-Fit-Parameter MXO1 aus der Anpassung des Dipol- Akkretionsmodells an die Absorptionströge aus der optischen Photometrie und den Röntgendaten.

Dipol-Akkretionsmodell - optische & Röntgendaten - MXO1			
Parameter	Best Fit	$-1\,\sigma$	$+1\,\sigma$
$R'_{\rm t0}$ [$R_{\rm wd}$]	11.2	5.0	-
β [Grad]	89.2	-	-
$\sqrt{R'_{\rm t0}/R_{\rm wd}} \cdot \sin\beta$	3.5	0.9	1.9
$P_{\rm spin}$ [d]	0.14062879	$5.0 \cdot 10^{-7}$	$5.2 \cdot 10^{-7}$
$\dot{P}_{\rm spin}$ [s/s]	$-1.01 \cdot 10^{-8}$	$1.5 \cdot 10^{-9}$	$1.5 \cdot 10^{-9}$
$T_{\rm 0spin}$ [BJD]	2 449 638.3325	$4.4 \cdot 10^{-3}$	$8.8 \cdot 10^{-3}$
$P_{\rm beat}$ [d]	50.062	0.066	0.064
$T_{\rm 0beat}$ [BJD]	2 449 646.9	5.9	3.0
$\tau_{\rm sync}$ [y]	107	14	19

Abbildung 7.3 (untere Graphik) zeigt die Residuen der Minimazeiten $T_{\rm bs}$ der Absorptionströge aus der optischen Photometrie und den Röntgendaten gegen

die quadratische Spin-Ephemeride (Modell MXO1, Tabelle 7.2) als Funktion der Schwebungsphase $\Phi_{\rm beat}$.

Die Parameter $R'_{\rm t0}$ und β selbst sind wieder individuell nicht sehr gut bestimmbar, siehe Kapitel 7.2.1. Die Modellanpassung erlaubt eine Bestimmung des dimensionslosen Parameters $(R'_{\rm t0}/R_{\rm wd})^{1/2}\sin\beta = 3.5^{+1.9}_{-0.9}$ (mit $\beta > \beta_{\rm crit}$).

Um die Auswirkung dieses Effektes zu demonstrieren, zeigt Abbildung 7.4 (untere Graphik) das Tal im χ^2-Gebirge für die kombinierte Auswertung des optischen und Röntgen-Datensatzes als Funktion von $R'_{\rm t0}$ und β. Die Konturlinien wurden wieder für 68%, 90% and 99% Vertrauenswahrscheinlichkeit gerechnet, die verbleibenden Parameter des Modells auf ihre Best-Fit-Werte fixiert.

7.3 Synchronisationszeitskala

Geckeler & Staubert (1997a) argumentierten erstmals dafür, daß das System RX J1940.1–1025 Befunde aufweist, welche auf eine zeitliche Änderung in der Spinperiode des Weißen Zwerges von $dP_{\rm spin}/dt = (-0.98 \pm 0.29) \cdot 10^{-8}$ s/s hindeuten, entsprechend einer Synchronisationszeitskala $\tau_{\rm sync} = (P_{\rm spin} - P_{\rm orb})/\dot{P}_{\rm spin}$ für die Angleichung der Spin-Rotation des Weißen Zwerges an die Bahnrotation in der Größenordnung von 100 Jahren.

Durch das erheblich umfangreichere Datenmaterial und die damit erweiterte Zeitbasis läßt sich das Vorhandensein eines $dP_{\rm spin}/dt$ zweifelsfrei nachweisen, und zwar sowohl über eine Auswertung des optischen Teildatensatzes, wie auch über die kombinierte Analyse der optischen und Röntgendaten. Auswertungen mittels quadratischer Ephemeriden und unter zusätzlicher Anwendung des Dipol-Akkretionsmodells (zur Beschreibung der Effekte der variablen Akkretionsgeometrie über die Schwebungsperiode $P_{\rm beat}$ hinweg) ergeben innerhalb der Fehlergrenzen konsistente Resultate, siehe Tabelle 7.3. Andeutungsweise ist eine geringfügige systematische Differenz zwischen den Werten für $dP_{\rm spin}/dt$ aus den optischen Daten und der Kombination mit den Röntgendaten erkennbar.

Es wurde auch getestet, inwiefern systematische Verschiebungen der Absorptionströge im Röntgenband relativ zum optischen Spektralbereich vorhanden sind. Dabei wurde das Dipol-Akkretionsmodell erweitert, um systematische Versätze der Röntgendaten bezüglich a) der Minimazeiten $T_{\rm bs}$, b) des azimutalen Ankopplungswinkels $\zeta'_{\rm t}$, c) des Ankopplungsradius um einen Faktor k, sowie d) einer Kombination der Effekte b und c mit einzuschließen.

Ein Versatz der Ankopplungsregion der Materie, welche die Röntgen-Absoptionströge verursacht, um $28^\circ \pm 35^\circ$ in azimutaler Richtung ergibt ein $\chi^2_{\rm red} = 0.94$ ($\chi^2 = 24.4$) im Vergleich zu $\chi^2_{\rm red} = 1.12$ ($\chi^2 = 30.2$) beim Fit ohne Versatz und

Tabelle 7.3: Synopsis der Bestimmungen von $dP_{\rm spin}/dt$ und der korrespondierenden Synchronisationszeitskala $\tau_{\rm sync}$ des Weißen Zwerges im System RX J1940.1–1025.

$dP_{\rm opt}/dt$ [10^{-8} s/s]	$\tau_{\rm sync}$ [Jahre]	Quelle
$\mid dP_{\rm opt}/dt \mid < 10^{-8}$ s/s	> 100	Geckeler (1995)[S1]
-0.98 ± 0.29	110^{+42}_{-25}	Geckeler & Staubert (1997a)[S2]
-0.55 ± 0.28	194^{+176}_{-65}	Diese Arbeit[S3]
-1.013 ± 0.098	106^{+11}_{-9}	Diese Arbeit[S4]
-0.54 ± 0.37	199^{+441}_{-75}	Diese Arbeit[S5]
-1.01 ± 0.15	107^{+19}_{-14}	Diese Arbeit[S6]
	Gewichtetes Mittel	
-0.958 ± 0.074	113^{+9}_{-8}	Diese Arbeit

S1: Tübinger Photometrie 1993–95, quadratische Ephemeride.
S2: Tübinger CCD-Photometrie 1993–96, inclusive gescannte Daten von Patterson et al. (1995) und Watson et al. (1995) und ROSAT-Röntgendaten, Anwendung des Dipol-Akkretionsmodells.
S3: Alle verfügbaren optischen Daten, quadratische Ephemeride.
S4: Datensatz S3 inklusive Röntgendaten, quadratische Ephemeride.
S5: Datensatz S3, Anwendung des Dipol-Akkretionsmodells.
S6: Datensatz S4, Anwendung des Dipol-Akkretionsmodells.

ist damit nur marginal signifikant.

Eine zeitliche Verschiebung der Absoptionströge im Röntgenband von -700 ± 580 s ergibt ein $\chi^2_{\rm red} = 0.61$ ($\chi^2 = 15.8$) im Vergleich zu $\chi^2_{\rm red} = 1.12$ ($\chi^2 = 30.2$) beim Fit ohne Veschiebung und ist signifikant. Der Wert für $dP_{\rm spin}/dt = (-0.70 \pm 0.28) \cdot 10^{-8}$ s/s, entsprechend $\tau_{\rm sync} = 153^{+102}_{-44}$ Jahren, nähert sich dem Ergebnis aus der Auswertung des optischen Datensatzes an. Da die Röntgen-Absorptionströge aus den Jahren 1992.8–93.2 stammen und am Beginn des optischen Datensatzes zu liegen kommen, wäre eine geringfügig variable Periodenänderung $dP_{\rm spin}/dt$ (und damit Terme höherer Ordnung in der Ephemeride) als Erklärung möglich.

Eine theoretische Herleitung der Synchronisationszeitskala $\tau_{\rm sync}$ kann durch die Abschätzung des durch die akkretierende Materie auf den Weißen Zwerg ausgeübten Drehmoments erhalten werden, sowie durch die Abschätzung der magnetischen Wechselwirkung zwischen der Primär- und Sekundärkomponente (Hameury et al. 1989). Es ergibt sich unter Adaption der Relationen 8 und 10 bei Warner & Wickramasinghe (1991) für geringfügig asynchrone Systeme:

$$\tau_{\rm sync}^{\rm acc} = 1.1 \times 10^4\,{\rm y} \left(\frac{P_{\rm beat}}{\rm d}\right)^{-1} \left(\frac{P_{\rm orb}}{4\,{\rm h}}\right)^{-1/3} \left(\frac{\dot{M}}{10^{17}\,{\rm g/s}}\right)^{-1} \qquad (7.5)$$

$$\tau_{\rm sync}^{\rm mag} = 4.1 \times 10^3\,{\rm y}\, \left(\frac{P_{\rm beat}}{\rm d}\right)^{-1} \left(\frac{P_{\rm orb}}{4\,\rm h}\right)^{2} \left(\frac{\mu_{\rm wd}\,\mu_{\rm sec}}{10^{68}\,{\rm G}^2\,{\rm cm}^6}\right)^{-1} \tag{7.6}$$

Dabei sind $\mu_{\rm wd}$ und $\mu_{\rm sec}$ die magnetischen Momente des Weißen Zwerges und der Sekundärkomponente (intrinsische und induzierte Anteile), $\dot{M}$ ist die Massenakkretionsrate und es wurde $M_{\rm wd} = 0.6\,M_\odot$ gesetzt. Im System RX J1940.1–1025 ($P_{\rm spin} > P_{\rm orb}$) wirken beide Effekte mit gleichem Vorzeichen in Richtung einer Synchronisation der Spinrotation des Weißen Zwerges mit der Bahnbewegung, im Gegensatz zu den anderen beiden Nahezu-Synchronen Polaren BY Cam und V1500 Cyg, wo die Akkretion im allgemeinen gegen die Synchronisation des Weißen Zwerges wirkt.

Mit einer Abschätzung für die Massenakkretionsrate von RX J1940.1–1025 aus der $P_{\rm orb}$-$\dot{M}$-Relation ($\dot{M} \propto P_{\rm orb}^{3.2}$, Patterson 1984a) von $\dot{M} = 2 \cdot 10^{16}$ g/s resultiert eine durch die Akkretion bewirkte Synchronisationszeitskala von $\tau_{\rm sync}^{\rm acc} \approx 10^3$ Jahren. Für typische magnetische Momente für den Weißen Zwerg ($B_{\rm pol} = 30$ MG und damit $\mu_{\rm wd} = 1 \cdot 10^{34}\,{\rm G\,cm}^3$ bei $M_{\rm wd} = 0.6\,M_\odot$) und die Sekundärkomponente ($\mu_{\rm sec} = 2 \cdot 10^{34}\,{\rm G\,cm}^3$, Warner & Wickramasinghe 1991) ergibt sich für die magnetische Wechselwirkung $\tau_{\rm sync}^{\rm mag} \approx 10^1$ Jahre, diese ist also dominant.

Die Zeitskalen können durch andere Parameter für die Masse des Weißen Zwerges, die Akkretionsrate $\dot{M}$ und die magnetischen Momente μ verändert werden. Für $M_{\rm wd} = 1.0\,M_\odot$ ($\mu_{\rm wd} = 3 \cdot 10^{33}\,{\rm G\,cm}^3$ mit $B_{\rm pol} = 30$ MG) ergibt sich für RX J1940.1–1025 die gewünschte Größenordnung $\tau_{\rm sync}^{\rm mag} \approx 10^2$ Jahre.

Die Abschätzung zeigt, daß die magnetische Wechselwirkung zwischen den Systemkomponenten bei RX J1940.1–1025 der dominante Mechanismus für die beobachtete Synchronisation der Spinperiode des Weißen Zwerges ist und die Zeitskala für realistische Systemparameter mit den theoretischen Abschätzungen übereinstimmt.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im Verlauf der Arbeit an der vorliegenden Dissertation konnte neues Datenmaterial des Nahezu-Synchronen Polars RX J1940.1–1025 erhalten und bearbeitet werden, wie die umfangreiche CCD-Photometrie (1996–97, insgesamt 25 Nächte), die mittels eines selbst entwickelten IDL-Softwarepakets zur automatischen Reduktion von CCD-Bildserien unter Anwendung optimaler Extraktionsradien ausgewertet wurde. Es erfolgte auch eine Einbeziehung des bereits bestehenden photometrischen Datenmaterials (1994–95) in die Datenanalyse, siehe Kapitel 2. RXTE-Röntgenbeobachtungen (3×25 ks) von RX J1940.1–1025 zu ausgewählten Phasen der Schwebungsperiode des Systems konnten erhalten und analysiert werden, siehe Kapitel 3. Darüber hinaus konnten 2×26 ks Röntgenbeobachtungen mit dem Satelliten ROSAT (HRI-Instrument) für die Arbeit gewonnen werden und es wurde eine Neuauswertung von ca. 100 ks Daten des PSPC- und 40 ks des HRI-Instruments durchgeführt, siehe Kapitel 3. Zusätzlich erfolgte die Beobachtung und Analyse von phasenaufgelöster zirkularer Spektropolarimetrie von RX J1940.1–1025 am 3.9m-AAT-Teleskop des Anglo Australian Observatory im Sommer 1996, siehe Kapitel 4.

Da sich die relative Orientierung zwischen dem einfallenden Akkretionsstrom und dem magnetischen Feld des Weißen Zwerges bei den Nahezu-Synchronen Polaren als Funktion der Phase der Schwebungsperiode (zwischen der Spin- und Bahnperiode) zyklisch ändert, wurde zur Beschreibung des Akkretionsvorgangs bei dieser Systemklasse ein Dipol-Akkretionsmodell entwickelt, siehe Kapitel 5. Bei diesem wird die in der Bahnebene einfallende Materie im Verlauf der Schwebungsperiode fortschreitend von verschiedenen Magnetfeldlinien in einem zentrierten Dipolfeld des Weißen Zwerges erfasst und entlang der Feldlinien auf die Oberfläche akkretiert. Dabei wurde eine Korrektur des Ankopplungsradius durch die variierende Magnetfeldstärke des relativ zur Bahnebene geneigten Dipolfeldes mit einbezogen, siehe Kapitel 5.1.1. Das Modell wurde für die Anwendung sowohl auf die Zeitpunkte der Absorptionströge (Kapitel 5.1–5.4), als auch für die Analyse der Dip-Ereignisse (Kapitel 5.5) konzipiert. Die periodische Variation der Akkretionsgeometrie erlaubt Einblicke in die Wechselwirkung zwischen dem einfallenden Plasmastrom und dem Magnetfeld des Weißen Zwerges, wie sie bei synchronen Systemen in dieser Form nicht gewonnen werden können.

Die zeitliche Stabilität der Röntgendips (ROSAT- und RXTE-Daten) gegen die aus ihnen bestimmte mittlere Ephemeride, die kurzen Ein- und Austrittszeiten der Röntgenemission und die nicht energieabhängige (graue) Absorption zeigen erstmalig, daß die Dip-Ereignisse beim System RX J1940.1–1025 durch eine Bedeckung der Emissionsregion durch die Sekundärkomponente verursacht werden und nicht durch den Akkretionsstrom, siehe Kapitel 6.5.1, 6.2 und 6.4.1. Das Datenmaterial ermöglicht auch Aussagen über die Systeminklination (Kapitel 4.3).

Die langen Ein- und Austrittszeiten der optischen Dips in der CCD-Photometrie deuten auf eine ausgedehnte (größer als der Weiße Zwerg) optische Emissionsquelle hin, welche neben der Zyklotron-Emission aus der Post-Schock-Region auch Emission in Form von im Akkretionsstrom reprozessierter Strahlung umfasst, siehe Kapitel 6.4.2. Erstmals konnten Variationen der Minimazeitpunkte, sowie der Ein- und Austrittszeitpunkte der optischen Dips gegen die mittlere Ephemeride als Funktion der Spin- bzw. Schwebungsperiode nachgewiesen werden, verursacht durch die variierende Akkretionsgeometrie, siehe Kapitel 6.5.2.

Die Analyse der Minimazeitpunkte der Absorptionströge im optischen und im Röntgenbereich erlaubt den sicheren Nachweis einer Änderung der Spinperiode des Weißen Zwerges im System RX J1940.1–1025, welche zu einer Angleichung an die Bahnperiode mit einer Synchronisationszeitskala von etwa 100 Jahren führt, siehe Kapitel 7.3. Damit besitzt RX J1940.1–1025 den kleinsten Wert für τ_{sync} im Vergleich zu den Systemen V1500 Cyg mit 170 Jahren und BY Cam mit 1600 Jahren, siehe Kapitel 1.1. Eine theoretische Abschätzung der Synchronisationszeitskala zeigt, daß diese durch die magnetische Wechselwirkung zwischen der Primär- und Sekundärkomponente im System erklärt werden kann.

Die Anwendung des Dipol-Akkretionsmodells auf die Minimazeitpunkte der Absorptionströge erlaubt Aussagen über die Akkretionsgeometrie des Systems RX J1940.1–1025, beispielsweise über den Ankopplungsradius, bei dem die einfallende Materie vom Magnetfeld des Weißen Zwerges erfasst wird, siehe Kapitel 7.2.1 und 7.2.2.

Im Verlauf weiterführender Arbeiten soll bereits erhaltenes Beobachtungsmaterial von RX J1940.1–1025 analysiert werden, um weitere wichtige Systemparameter bestimmen zu können, sowie neue Beobachtungen beantragt werden. Die Analyse der am 30. 6.–2. 7. 1997 mit dem 3.5m-Teleskop auf dem Calar Alto, Spanien, erhaltenen Doppler-Tomographie von RX J1940.1–1025 wird Aufschlüsse über die Linienemissionsregionen (Akkretionsstrom, Sekundärkomponente) in dem System ermöglichen. Am 4.-6. Aug. 1997 konnten am gleichen Teleskop unter Verwendung einer Polarisationsoptik zirkulare Polarisationsspektren erhalten werden, welche auf Zyklotron-Linien hin untersucht werden, um die polare Magnetfeldstärke des Weißen Zwerges zu bestimmen.

Eine spektrale Analyse der harten thermischen Bremsstrahlungskomponente in den RXTE-Daten (PCA- und HEXTE-Instrument) wird Aussagen über die Temperatur(en) im Post-Schock-Akkretionsstrom erlauben und Massenabschätzungen des Weißen Zwerges ermöglichen.

Eine detaillierte Modellierung und Analyse der Variationen der Minimazeitpunkte, sowie der Ein- und Austrittszeitpunkte der optischen Dips gegen die mittlere Ephemeride wird erfolgen.

Literaturverzeichnis

Alfven, H, Falthämmar, C. 1963, Cosmical Electrodynamics, Clarendon Press, Oxford

Andronov, I.L., 1987, Astrophys. Space Sci., 131, 557

Bailey, J. 1981, MNRAS, 197, 31

Bailey, J. 1990, MNRAS, 243, 57

Bailey, J., Cropper, M. 1991, MNRAS, 253, 27

Bailey, J., Wickramasinghe, D.T., Ferrario, L. et al. 1993, MNRAS, 261, L31

Bailey, J.A., Ferrario, L., Wickramasinghe, D.T. et al. 1995, MNRAS, 272, 579

Bailey, J.A. 1996, In: Proc. Cape Workshop on Magnetic CVs, p. 10, Eds. Buckley, D.A.H. and Warner, B. ASP Conf. Series 85

Beardmore, A.P., Done, C., Osborne, J.P. et al. 1995, MNRAS, 272, 749

Beasley, A.J., Bastian, T.S., Ball, L., and Wu, K. 1994, AJ, 108, 2207

Berg, R.A., Duthie, J.G. 1977, ApJ, 211, 859

Beuermann, K., Schwope, A.D. 1993, Proc. 105th Meeting of the ASP, San Diego, July 1993

Beuermann, K. 1994, Phys.Bl., 50, 950

Beuermann, K. 1995, In: Proc. IAU Symposium 165 'Compact Stars in Binaries', in press

Beuermann, K., Burwitz, V. 1996a, In: Proc. Cape Workshop on Magnetic CVs, p. 99, Eds. Buckley, D.A.H. and Warner, B. ASP Conf. Series 85

Beuermann, K., 1996b, In: Perspectives of High-Energy Astronomy & Astrophysics, Proc. of the Internat. Colloq. to Commemorate the Golden Jubilee of TIFR, in press

Bonnet-Bidaud, J.M., Mouchet, M. 1987, A&A, 188, 89

Buckley et al. 1993, MNRAS, 262, 93

Buckley, D.A. 1995, Astrophys. Space Sci., 230, 131

Chanan, G.A., Middleditch, J., Nelson, J.E. 1976, ApJ, 208, 512

Chandrasekhar, S. 1950, Radiative Transfer, Oxford University Press, Oxford

Chanmugam, G. 1985, in: Plasma Penetration into Magnetospheres, Mediterranean School on Plasma Astrophysics, Greece, Crete University Press, 153

Chanmugam, G. 1992, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 30, 143

Chanmugam, G., Langer, S.H. 1991, ApJ, 368, 580

Coe, M.J., Engel, A.R., Quenby, J.J. 1978, Nature, 272, 37

Cowley, A.P., Crampton, D. 1977, ApJ, 212, L121

Cropper, M. 1989, MNRAS, 236, 935

Cropper, M. 1990, Space Science Reviews, 54, 195

Cropper, M. 1998, In: Proc. of the 8th Annual October Astroph. Conf. in Maryland, 'Accretion Power in Astrophysical Systems', publ. American Institute of Physics, New York, in press

Deeming, T.J. 1975, Ap&SS, 36, 137

Diaz, M.P., Steiner, J.E. 1994a, ApJ, 425, 252

Diaz, M.P., Steiner, J.E. 1994b, A&A, 283, 508

Done, C., Madejski, G.M., Mushotzky, R.F., et al. 1992, ApJ, 400, 138

la Dous, C. 1991, A&A, 252, 100

Elvis, M., Lockman, F.J., Wilkes, B.J. 1989, AJ, 97, 777

Ferrario, L., Wickramasinghe, D.T. 1990, ApJ, 357, 582

Fiore, F., Massaro, E., Barone, P. 1992, A&A, 261, 405

Frank, J., King, A.R., Lasota J.P., 1988, A&A, 193, 113

Frank, J., King, A., Raine, D. 1992, In: Accretion Power in Astrophysics, Cambridge University Press, Cambridge

Friedrich, S., Lamer, G., Staubert, R., and König, M. 1994, Astronomische Gesellschaft, Abstract Series No. 10, 149

Friedrich, S., 1994, priv. com.

Friedrich, S., Staubert, R., Lamer, G., König, M., Geckeler, R.D., Bässgen, M., Kollatschny, W., Östreicher, R., James, S.D., Sood, R.K. 1996a, A&A, 306, 860

Friedrich, S., Staubert, R., la Dous, C. 1996b, A&A, 315, 411

Geckeler, R.D. 1995, Diploma Thesis, University of Tübingen

Geckeler, R.D., Staubert, R. 1997a, A&A, 325, 1070.

Geckeler, R.D., Staubert, R. 1997b, In: Proceedings IAU Colloquium 163, ASP Conf. Series 121, 707, Eds. Wickramasinghe, D.T., Ferrario, L., and Bicknell, G.V.

Geckeler, R.D., et al. 1998, A&A, in prep.

Gilliland, R.L., Brown, T.M. 1988, PASP, 100, 754

Hakala, P.J. 1995, A&A, 296, 164

Hameury, J.-M., King, A.R., Lasota, J.-P. 1986, MNRAS, 218, 695

Hameury, J.M., King, A.R. 1988, MNRAS, 235, 433

Hameury, J.-M., King, A.R., Lasota, J.-P. 1989, MNRAS, 237, 39

Heise, J., Brinkman, A.C., Gronenschild, E. et al. 1985, A&A, 148, L14

Howell, S.B., Mitchell, K.J., WarnockIII A. 1988, AJ, 95, 247

Howell, S.B. 1989, PASP, 101, 616

Howell, S.B., Koehn, B., Bowell, E., Hoffman, M. 1996, Astron.J, 112(3), 1302

Imamura, J.N.,Durisen, R.H. 1983, ApJ, 268, 291

Imamura, J.N. 1984, ApJ, 285, 223

Janes, K.A., Heasley, J.N. 1993, PASP, 105, 527

King, I.R. 1983, PASP, 95, 163.

King, A.R., Shaviv, G. 1984, MNRAS, 211, 883

King, A.R., Williams, G.A. 1985, MNRAS, 215, 1p

King, A.R., Watson, M.G. 1987, MNRAS, 227, 205

King, A.R., Done, C. 1993, MNRAS, 264, 388

King, A.R., Frank, J., Kolb, U., Ritter, H. 1995, ApJL, 444, L37

King, A.R., Frank, J., Kolb, U., Ritter, H. 1996, ApJ, 467, 761

Krzeminski, W., Serkowski, K. 1977, ApJ, 216, L45

Kuijpers, J., Pringle, J.E. 1982, A& 114, L4

Kuypers, H., 1996, priv. com.

Lang, K. R. 1992, Astrophysical Data, Springer, New York, Berlin, Heidelberg

Lamb, D.Q., Masters, A.R. 1979, ApJ, 234, 117

Lamb, F.K., Aly, J.J., Cook, M.C., Lamb, D.Q. 1983, ApJL, 274, L71

Lamb, D.Q., 1985, CVs and LMXBs, Eds. D.Q. Lamb & J. Patterson, D. Reidel Publishing Company, 179

Lamb, D.Q., Melia, F. 1987, Ap&SS, 131, 511

Leahy, D.A. 1983, ApJ, 272, 256

Li, J., Wickramasinghe, D.T., Wu, K. 1995, MNRAS, 276, 255

Liebert, J., Stockman, H.S. 1985, In: CV's and LMXB's, p.151, Eds. Lamb, D.Q. and Patterson, J., Reidel, Dordrecht

Lubow, S.H., Shu, F.H., 1975, ApJ, 198, 383

Madejski, G.M., Done, C., Turner, T.J., et al. 1993, Nat, 365, 626

Marsh, T.R., Horne, K. 1988, MNRAS, 235, 269

Mason, P.A. & Chanmugam, G. 1992, in: The Vina Del Mar Workshop on Cataclysmic Variable Stars, ed. N. Vogt (San Francisco: ASP conference series Vol. 29), 216

Meggitt, S.M.A., Wickramasinghe, D.T. 1989, MNRAS, 236, 31

Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E., 1983, A&A, 121, 29

Mittaz, J.P.D., Branduardi-Raymont, G. 1989, MNRAS, 238, 1029

Mukai, K. 1988, MNRAS, 232, 175

Mukai, K., Charles, P.A. 1992, MNRAS, 222, 1p

Neece, G.D., 1984, ApJ, 277, 738

Newberry, M.V. 1991, PASP, 103, 122

Patterson, J. 1984a, ApJS, 54, 443

Patterson, J., Beuermann, K., Lamb, D.Q., et al. 1984b, ApJ, 279, 785

Patterson, J., Halpern, J., Skillman, D.R. 1993, IAU Circ. 5852

Patterson, J. 1994, PASP, 106, 209

Patterson, J., Skillman, D.R., Thorstensen, J., et al. 1995, PASP, 107, 307

Pavlenko E. P., Pelt J. 1991, Astrofizika, 34, 2, 169

Potter, S.B., et al. 1998, in prep.

Pravec, P., Hudec, R., Soldán, J., et al. 1994, Experimental Astronomy, **5**, 375

Ramsay, G., Cropper, M.S., Wu K., Potter, S. 1996, MNRAS, 282, 726

Rappaport, J., Verbunt, F., Joss, P.C. 1983, ApJ, 275, 713

Ritter, H. 1986, In: The Evolution of Galactic XRB's, p.271, Eds.Trümper, J., et al., Reider, Dordrecht

Rosen, S.R., Mason, K.O., Cordova, F.A. 1987, MNRAS, 224, 987

Rosen, S., Done, C., Watson, M., Madejski, M.G. 1993, IAU Circ., No. 5850

Rothschild, R.E., Gruber, D.E., Knight, F.K. et al. 1981, ApJ, 250, 723

Rousseau, T., Fischer, A., Beuermann, K., Woelk, U. 1996, A&A, 310, 526

Scargle, J.D. 1982, ApJ, 263, 835

Schmidt, G. & Stockman, H.S. 1991, ApJ, 371, 749

Schmidt, G.D., Liebert, J., Stockman, H.S. 1995, ApJ 441, 414

Schmidt, G.D., Szkody, P., Smith, P.S., et al. 1996, ApJ, 473, 483

Schwartz, U.J. 1978, A&A, 65, 345

Schwope, A.D. 1990, Rev.Mod.Astr. 3, 44

Schwope, A.D. 1992, Sterne und Weltraum, 31, 292

Schwope, A.D. 1993a, Sterne, 69, 194

Schwope, A.D., Thomas, H.-C., Beuermann, K., et al. 1993b, A&A, 267, 103

Schwope, A.D. 1995a, A&A, 293, 764

Schwope, A.D. 1995b, Rev.Mod.Astr. 8, 125

Schwope, A.D., Thomas, H.-C., Beuermann, K., et al. 1995c, A&A, 293, 764

Schwope, A.D., Schwarz, R., Mantel, K.-H. et al. 1996, In: Proc. Cape Workshop on Magn. CVs, p. 166, Eds. Buckley, D.A.H. and Warner, B. ASP Conf. Series 85

Schwope, A.D. 1996, In: Proc. IAU Colloq. 158 on Cataclysmic Variables and Related Objects, 189

Schwope, A.D., Mantel, K.-H., Horne, K., 1997a, A&A, 319, 894

Schwope, A., Buckley, D.A.H., O'Donoghue, D., et al. 1997b, A&A, 326, 195

Shore, S.N., Livio, M., van den Heuvel, E.P.J. 1994, Interacting Binaries, Saas-Fee 22, Springer, Berlin, Heidelberg, New York

Silber, A.D., Szkody, P., Hoard, D.W., et al. 1997, MNRAS, 290, 25S

Sirk, M.M., Howell, S.B. 1995, IAU Colloquium 152, Astrophysics in the Extreme UV

Spruit, H.C., Ritter, H. 1983, A&A, 124, 267

Staubert, R., Kendziorra, E., Pietsch, W., et al. 1978, ApJ, 225, L113

Staubert, R., Friedrich, S., Bässgen, M. 1993, IAU Circ. 5901

Staubert, R., König, M., Friedrich, S., et al. 1994, A&A, 288, 513

Staubert, R., Friedrich, S., Geckeler, R.D., Lamer, G., König, M. 1995a, in: Proceed. 'Röntgenstrahlung from the Universe', Würzburg, 25. - 29. Sept. 1995

Staubert, R., Friedrich, S., Lamer, G., König, M., Geckeler, R.D., Sood, R, 1995b, In: Proc. Cape Workshop on Magnetic CVs, p.264, Eds. Buckley, D.A.H. and Warner, B. ASP Conf. Series 85

Stella, L., Beuermann, K., Patterson, J. 1986, ApJ, 306, 225

Stockman, H.S., Schmidt, G.D., Angel, J.R.P., et al. 1977, ApJ, 217, 815

Stockman, H.S., Schmidt, G.D., Lamb, D.Q. 1988, ApJ, 332, 282

Swank, J.H., Lampton, M., Boldt, E.M., et al. 1977, ApJ, 216, L71

Tennant, A.F., Mushotzki, R.F., Boldt, E.A., et al. 1981, ApJ, 251,15

Tuohy, I.R., Lamb, F.K., Garmire, G.P., et al. 1978, ApJ, 226, L17

Verbunt, F., Zwaan, C. 1981, A&A, 100, L7

Warner, B., Wickramasinghe, D.T. 1991, MNRAS, 248, 370

Watson, M.G., Rosen, S.R., O'Donoghue, D., et al. 1995, MNRAS, 273, 681

Webbink, R.F. 1975, A&A, 41, 1

Weidemann, V., Koester, D. 1984, A&A, 132, 195

Wickramasinghe, D.T., Meggitt, S.M.A. 1985, MNRAS, 214, 605

Wickramasinghe, D.T., Bailey, J., Meggitt, S.M.A., et al. 1991a, MNRAS 251, 28

Wickramasinghe, D.T., Wu, K. 1991b, MNRAS, 253, 11p

Wickramasinghe, D.T., Wu, K.,Bailey, J., Tennant, A.F. 1994, Proc. ASA, 11(2), 198

Williams, G.A., King, A.R., Brooker, J.R.E. 1987, MNRAS, 226, 725

Wood, M.A. 1994, In: Proc. IAU Colloq. 147, Eds. G. Chabrier and E. Schatzman, Cambridge Univ. Press, Cambridge, p.612

Wu, K. & Wickramasinghe, D.T. 1993, MNRAS, 260, 141

Wu, K., Wickramasinghe, D.T., Bailey, J. et al. 1994a, Proc.ASA, 11(2), 198

Wu, K. 1994b, Proc. Astron. Soc. Australia, 11, 61

Zimmermann, H.U., Becker, W., Belloni, T., et al. 1994, EXSAS User's Guide, MPE, Garching

We must not believe the many, who say
that only free people ought to be educated,
but we should rather believe the philosophers
who say that only the educated are free.
Epictetus (50-138)
Roman philosopher and former slave

Danksagung

Ich danke Prof. Dr. Rüdiger Staubert herzlich für die Betreuung der vorliegenden Arbeit und für den engagierten Einsatz beim Erhalt der notwendigen finanziellen Infrastruktur in der durch Subventionsraubbau riskierten deutschen Forschungs- und Bildungslandschaft.

Dank gebührt auch Prof. Dr. Klaus Werner für das Korrekturlesen der Dissertation und spannende (und angenehme) fachliche Diskussionen.

Dr. habil. Martin Bäßgen gebührt besonderer Dank für seinen unermüdlichen Beitrag zum Erhalt meiner Arbeitsmotivation durch anregende Diskussionen über vielfältige Themengebiete, welche erfolgreich der häufig in 'Academia' auftretenden, fachlich bedingten Myopie vorbeugten - 'To boldly go, where no one has gone before.' In dieser Hinsicht waren auch die Bemühungen von Dr. Wolfgang Hopfensitz von Erfolg gekrönt.

Dipl.-Phys. Heinz Lenhart möchte ich danken für unzählige wertvolle Diskussionen und den dringend benötigten Beistand im täglichen Kampf mit dem alles beherrschenden Computer.

Dr. Fabian Rother gebührt (nicht nur) Dank für die Bereitstellung seines für die wissenschaftliche Arbeit schlechthin unverzichtbaren Softwarepakets DOFIT.

Es ist kaum möglich, all jene Mitglieder des Instituts aufzuzählen, welche durch ihre Charaktere dessen Atmosphäre so sehr bereichert haben.

Nicht zuletzt gebührt meinen Eltern Rosa Maria Geckeler und Dieter Siegfried Geckeler Dank für die Unterstützung meines Studiums - und meinen famosen Brüdern Carsten und Oliver Frank Geckeler dafür, daß sie mich 22 und sogar 27 Jahre ertragen haben.

Ralf D. Geckeler

Tübingen, Mai 1998

Lebenslauf

25. Dez. 1966:	Geboren in Pfullendorf, Deutschland Eltern Rosa Maria Geckeler (geb. Zembrod) und Dieter Siegfried Geckeler

Schulausbildung:

Sept. 1973 - Feb. 1975:	Grundschule Ostrach
Feb. 1975 - Sept. 1977:	Grundschule Hummel-Schule, Saulgau
Sept. 1977 - Juni 1986:	Störck-Gymnasium Saulgau
5. Juni 1986:	Abitur

Hochschulausbildung:

Okt. 1987 - Mar. 1989: Okt. 1989 - Okt. 1995:	Studium der Physik an der Eberhard-Karls-Universität Tübingen
12. März 1991:	Vordiplom
14. Okt. 1995:	Diplom, Diplomarbeit 'Der neue asynchrone Kataklysmische Variable RX J1940.1–1025' unter der Anleitung von Prof. Dr. R. Staubert am Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität Tübingen
Okt. 1995 - März 1998:	Anfertigung der Dissertation 'Akkretionsgeometrie und Synchronisation beim Polar RX J1940.1–1025' unter der Anleitung von Prof. Dr. R. Staubert am Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität Tübingen

Berufstätigkeit:

Okt. 1995 - März 1998:	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität Tübingen

Akademische Lehrer

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren und Dozenten:

M. Baumann, H. Clement, H. Eikemeier, A. Fäßler, H. Fischer, Gelinek, Gils, F. Gönnenwein, E. Haug, K. H. Herrmann, H. Hipp, R. Hübener, C. Jönsson, E. Kasper, H. Kaul, E. Kendziorra, G. Krämer, H. Lichte, H. Mauder, H. Müther, W. Nakel, H. Pfister, H. Reinhardt, H. Ruder, R. Schief, A. Schwenk, R. Staubert, G. Staudt, J. Strähle, W. Strasser, H. Stumpf, G. J. Wagner, K. Werner, P. Wolf, H.-W. Wittern,