Präsupernovaentwicklung enger massereicher Doppelsternsysteme

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)
in der Wissenschaftsdisziplin Astrophysik

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Potsdam

von
Stephan Wellstein

Potsdam, im Februar 2001

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

1.1 Motivation der vorliegenden Arbeit

Für viele der aktuellen astrophysikalischen Probleme ist es von Bedeutung, die Entwicklung massereicher Doppelsterne zu verstehen. Doppelsterne bieten eine einmalige Gelegenheit grundlegende Eigenschaften von Sternen zu messen, wie deren Massen (z.B. für Wolf-Rayet Sterne durch van der Hucht 2000) oder deren Masse zu Leuchtkraftverhältnis (Martin et al., 1998; Ostrov et al., 2000). Massereiche Doppelsterne werden auch für die Entstehung z.B. von Röntgen-Doppelsternen (Chevalier & Ilovaisky, 1998), kurzperiodigen Wolf-Rayet-Doppelsternen (Harries & Hilditch, 1997), Typ Ib und Ic Supernovae (Podsiadlowski et al., 1992), γ-Strahlen-Ausbrüchen (Fryer, 1999) und Typ Ia Supernovavorläufern (Livio, 1999) verantwortlich gemacht. Auch die Supernova 1987A wird von vielen Autoren massereichen Doppelsternen zugeschrieben (Podsiadlowski, 1992; de Loore & De Greve, 1992; Braun & Langer, 1995). Ebenso spielen sie bei der Nukleosynthese, z.B. von Al^{26}, eine Rolle (Braun, 1997).

Zwei grundlegende Ziele kann man mit der Berechnung von Modellen massereicher Doppelsternsysteme verfolgen. Zum einen kann man versuchen, die Entstehung u.a. der oben genannten entwickelten Doppelsternsysteme, denen teilweise eine große Bedeutung in der Astrophysik zukommt, zu verstehen. Zum Beispiel erlangten SN Ia in letzter Zeit große Bedeutung bei der Messung kosmologischer Größen wie der Hubble-Konstanten (Riess et al., 1995; Hamuy et al., 1996; Höflich & Khokhlov, 1996) und der Frage nach der Existenz einer positiven kosmologischen Konstanten (Riess et al., 1999; Perlmutter et al., 1999). So wurde bereits mit Hilfe des hier benutzten Doppelsternprogramms untersucht, wie Vorläufermodelle für Typ Ia Supernovae, die aus einem Weißen Zwerg und einem Hauptreihenstern bestehen, beschaffen sind. Insbesondere wurde dabei untersucht, welche Massen beide Komponenten und welche Periode das System haben muss und wie die Abhängigkeiten von der Metallizität sind, um Massenakkretionsraten auf dem Weißen Zwerg zu erreichen, die geeignet sind, ihn bis zur Chandrasekharmasse anwachsen zu lassen (Langer et al., 2000).

Des Weiteren hilft die Tatsache, dass in einem Doppelstern beide Komponenten gleich alt sein müssen, die noch bestehenden Unsicherheiten bei der Konvektionsphysik in Sternen einzugrenzen (Ribas et al., 2000). Auch für die Bestimmung der Grenzmasse oberhalb derer Sterne mit größerer Masse Schwarze Löcher und keine Neutronensterne mehr bilden, ergibt sich mit der Hilfe von Doppelsternen ein weiterer Ansatzpunkt. Hierbei macht man sich zu Nutze, dass in einem Röntgen-Doppelstern die Masse des normalen Sterns, von dem das kompakte Objekt (Schwarzes Loch oder Neutronenstern) in diesem System Masse akkretiert, Anhaltspunkte für dessen Anfangsmasse liefert. Dies wurde mit Hilfe der Erkenntnisse aus Einzelsternmodellen von Ergma & van den Heuvel (1998) durchgeführt, es kann aber in dieser Arbeit (siehe Kapitel 4 und Wellstein & Langer 1999) gezeigt werden, dass man für zuverlässige Ergebnisse Doppelsternmodelle braucht, da sich die Entwicklung von Einzelsternen und Doppelsternen in einigen Punkten deutlich unterscheidet.

Leider muss man für die Berechnung von Doppelsternen auch neue nur ungenau bekannte Parameter einführen. Um die beiden oben genannten Ziele erreichen zu können, ist es deshalb notwendig, diese Parameter genauer zu untersuchen. Modelle von massereichen Doppelsternen wurden bereits von vielen Autoren gerechnet, z.B. Paczinski (1967), Kippenhahn (1969), de Loore & De Greve (1992), Pols (1994), Vanbeveren et al. (1998a,b,c), Wellstein & Langer (1999) und Wellstein et al. (2001). Die dortigen Modelle zeigen, dass dem Massentransfer in engen Doppelsternen eine wichtige Rolle zukommt. Eine seit langem ausstehende elementare Frage der Doppelsternentwicklung ist dabei, wieviel der vom masseverlierenden Stern verlorenen Materie von dem akkretierenden Stern tatsächlich akkretiert wird und wieviel davon das System verlässt. Diese Frage wurde in noch keiner der vorgenannten Arbeiten (außer Wellstein et al. 2001) beantwortet. Ihr wird in Kapitel 3 und 5 nachgegangen. In Kapitel 5 werden dafür erstmals die Auswirkungen der mit der Akkretion von Materie verbundenen Akkretion von Drehimpuls für den Sekundärstern und den Massentransfer eingehend untersucht.

1.2 Die Entwicklung massereicher enger Doppelsterne

Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die Entwicklung massereicher enger Doppelsterne gegeben werden (vgl. auch Braun 1997).

In dieser Arbeit wird, wie allgemein üblich, für die Modellierung der Doppelsternsysteme das Roche-Modell verwendet (Kopal, 1978). Unter der Vorraussetzung synchroner Rotation der Sternkomponenten mit der Bahn und einer Exzentrizität von Null weist dieses Modell jeder Komponente ein bestimmtes Volumen, das Roche-Volumen, zu. Sterne, die ein größeres Volumen als ihre Roche-Volumen einnehmen, müssen Masse über den Lagrangepunkt 1 (L1) verlieren, d.h. ein Massentransfer in dem Doppelsternsystem setzt ein. Bei den hier benutzten 1-dimensionalen Sternmodellen wird der Roche-Radius ($R_{\rm L}$) benutzt, welches der Radius einer Kugel mit dem Volumen des Roche-Volumens ist. $R_{\rm L}$ ist proportional zum Abstand der Komponenten und hängt ansonsten nur vom Massenverhältnis ab. Näherungsweise kann angenommen werden, dass ein Stern sein Roche-Volumen füllt, wenn er seinen Roche-Radius erreicht hat. Als enge Doppelsterne werden Systeme bezeichnet, in denen mindestens eine Komponente irgendwann im Laufe ihrer Entwicklung einen Massentransfer erlebt. Dies kann bei Systemen bis zu Anfangsperioden von einigen Jahren auftreten.

Durch verschiedene Effekte kann es im Zuge der Entwicklung von Doppelsternen zu einer Änderung der Bahnperiode kommen. Hier wären der Massentransfer, Massenverlust durch Sternwinde, magnetisches Bremsen, Abstrahlung von Gravitationswellen, Entwicklung über eine gemeinsame Hülle (Iben & Livio, 1993) und die Gezeitenwechselwirkung zwischen Bahndrehimpuls und dem Drehimpuls der Komponenten zu nennen. Der Einfluß von magnetischem Bremsen und Abstrahlung von Gravitationswellen wird in dieser Arbeit nicht betrachtet, da ihre Zeitskalen länger als die Entwicklungszeitskalen der hier betrachteten massereichen Doppelsterne sind. Für den Fall einer gemeinsamen Hülle können nur einfache Abschätzungen angegeben werden, da die damit verbundenen Prozesse noch zu wenig verstanden sind (siehe Kapitel 3.3.1 und 5.2.2). Die restlichen Effekte sind im hier benutzten Computerprogramm enthalten, wobei die Gezeitenwechselwirkung erstmals in dieser Arbeit berücksichtigt wird.

Als konservativ bezeichnet man Systeme, bei denen alle Masse, die von der einen Komponente verloren wird, von der anderen Komponente akkretiert wird und der Gesamtdrehimpuls erhalten bleibt. Bei einem nichtkonservativen Massentransfer kommt es dagegen zu einem Verlust von Materie und Drehimpuls aus dem System (siehe auch Kapitel 3.1).

1.2.1 Der Massentransfer

Die Sternkomponente mit der größeren Anfangsmasse wird grundsätzlich als Primärstern, die andere als Sekundärstern bezeichnet. Da der Primärstern sich schneller entwickelt, setzt in einem engen Doppelsternsystem immer ein Massentransfer vom Primär- zum Sekundärstern ein. Hierbei unterscheidet man drei Fälle: den Fall A, den Fall B (Kippenhahn & Weigert, 1967) und den Fall C (Lauterborn, 1970).

Beim Fall A handelt es sich um einen Massentransfer, während sich der Primärstern im zentralen Wasserstoffbrennen befindet. Man unterscheidet einen schnellen und einen langsamen Fall A Massentransfer. Der schnelle Massentransfer läuft auf der thermischen Zeitskala ab und wird dadurch verursacht, dass sich die Bahnperiode am Anfang (solange Masse von der schwereren zur leichteren Komponente transferiert wird) verringert und damit auch der Roche-Radius des Primärsterns schrumpft. An diese Massentransferphase schließt sich der langsame Fall A Massentransfer an, der auf der nuklearen Zeitskala abläuft und von der Expansion des Sekundärsterns während des zentralen Wasserstoffbrennens aufrechterhalten wird.

Der Fall B ist ein Massentransfer, der nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens in Sternen mit einer Wasserstoffschalenquelle auftritt. Dieser Massentransfer findet immer auf der thermischen Zeitskala statt, ist also ein schneller Massentransfer, da die Expansion eines Nachhauptreihensterns auf der thermischen Zeitskala abläuft. Von einem Fall C Massentransfer spricht man, wenn auch das zentrale Heliumbrennen bereits beendet ist und zwei Schalenquellen (Wasserstoff und Helium) im Stern zum Zeitpunkt des Einsetzens des Massentransfers vorhanden sind. Hier hat sich die masseverlierenden Komponente bereits zum kühlen Überriesen entwickelt. Durch den für solche Sterne negativen Masse-Radius-Exponenten findet der Massentransfer hier auf der dynamischen Zeitskala statt. Eine Ausnahme bildet hier der Fall sehr extremer Massenverhältnisse, wobei der masseverlierende Stern der leichtere sein muss (Hachisu et al., 1999). Eine ausführliche Erklärung der Massentransferfälle findet man bei Braun (1997).

1.2.2 Reaktion des Sekundärsterns

Thermische Reaktion

Durch die Akkretion von Materie erhöht sich sowohl die Leuchtkraft als auch der Radius der akkretierenden Komponente, die bis zu einem Vielfachen seines thermischen Gleichgewichtsradius expandieren kann (Ulrich & Burger, 1976; Kippenhahn & Meyer-Hofmeister, 1977; Neo et al., 1977; Hellings, 1983). Dadurch kann auch die akkretierende Komponente sein Roche-Volumen füllen und sich eine Kontaktphase einstellen. Diese Expansion tritt dann auf, wenn die thermische Zeitskala des akkretierenden Sterns kleiner ist, als die Massentransferzeitskala, die in den schnellen Massentransferphasen meist die thermische Zeitskala des Primärsterns ist. Damit kommt es insbesondere zu Kontaktphasen, wenn die akkretierende Komponente deutlich masseärmer ist oder die masseverlierende Komponente deutlich ausgedehnter ist als der Begleiter, d.h. wenn die Anfangsperiode des Systems relativ groß ist. Diese Art der Entstehung von Kontaktphasen wird eingehend in Kapitel 3 untersucht.

Reaktion auf die Akkretion von Drehimpuls

Die vom Sekundärstern akkretierte Masse besitzt auch einen relativ großen Drehimpuls. Durch die Akkretion dieses Drehimpulses kommt es zu einer Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit des Sekundärsterns bis hin zu kritischer Rotation. Kritische Rotation bedeutet, dass die Oberfläche des Sterns am Äquator durch die Fliehkräfte (zusammen mit dem Strahlungsdruck) kräftefrei wird. Diese Situation wird von Langer (1998) in einfacher Näherung im Rahmen des Ω-Limits beschrieben (vgl. Kapitel 2.1). Packet (1981) errechnete, dass schon die Akkretion von einigen Prozent seiner Masse einen akkretierenden Stern vollständig kritisch rotieren lassen kann. Wenn es dann keine Mechanismen gäbe, die zu einer Abbremsung der Rotation führen, könnte der akkretierende Stern nur einen Bruchteil der transferierten Materie tatsächlich akkretieren. Allerdings wirkt die Gezeitenwechselwirkung in engen Doppelsternsystemen diesem entgegen. Auch über die Viskosität, die zwischen der Sternoberfläche und einer eventuell vorhandenen Akkretionsscheibe besteht, kann ein Stern Drehimpuls verlieren (Paczinski, 1991).

Ein weiterer Effekt ist, dass der Sekundärstern durch die Akkretion von Drehimpuls seine Struktur verändern kann (vgl. Kapitel 2.2). Die Fliehkräfte in schnell rotierenden Sternen führen zu einer Vergrößerung ihrer Radien. Dies kann ebenso wie die thermische Reaktion des Sekundärsterns zu Kontaktphasen führen. Diese Effekte werden in Kapitel 5 genauer untersucht.

1.2.3 Spätere Massentransferfälle

Nach den oben beschriebenen Fall A, B und C Massentransferfällen kann es zu weiteren Massentransferphasen kommen. So folgt auf den Fall A, bei dem normalerweise nicht die gesamte Wasserstoffhülle verloren wird, noch ein sogenannter Fall AB, der nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens auftritt und ein Gegenstück zum Fall B Massentransfer darstellt.

Auch die im Fall B bzw. AB entstehenden Heliumsterne können sich nach Ende des zentralen Heliumbrennens noch einmal stark ausdehnen und in einem Massenbereich zwischen etwa $1\ M_{\odot}$ und $3\ M_{\odot}$ zu roten Riesen werden (Habets, 1986b). Damit füllen sie nochmals ihr Roche-Volumen. Die dann einsetzende Massentransferphase nennt man Fall BB, wenn sie in einem Fall B System auftritt, und Fall ABB, wenn sie in einem Fall A System auftritt.

1.3 Ziele der Arbeit

Diese Arbeit beschränkt sich auf enge Systeme, d.h. solche in denen ein Fall A oder ein früher Fall B Massentransfer auftritt. Ziel der Arbeit ist es, diesen Massentransfer besser zu verstehen. Speziell soll die Effizienz des Massentransfers β, d.h. wieviel der transferierten Materie akkretiert werden kann, genauer untersucht werden. Hierzu wird in Kapitel 3 die Reduktion von β aufgrund der Ausbildung von Kontaktphasen und in Kapitel 5 der Effekt der akkretionsbedingten Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeiten der Komponenten untersucht.

Die Oberflächenhäufigkeiten der Sekundärsterne nach dem Massentransfer werden in Kapitel 6 untersucht. Ein weiteres Ziel der Arbeit war es, die Grenzmasse, oberhalb derer Sterne zu Schwarzen Löchern und nicht mehr zu Neutronensternen werden, für Einzel- als auch Doppelsterne besser zu bestimmen (Kapitel 4). Hierbei wird ausgenutzt, dass in Röntgen-Doppelsternen die Massen der einzelnen Komponenten relativ gut bestimmbar sind und man daher Aussagen über die Anfangsmassen der Vorläufersysteme von Röntgen-Doppelsternen treffen kann.

2. Grundlagen zur Berechnung von Doppelsternen

Die massereichen Doppelsterne in dieser Arbeit werden mit einem Sternentwicklungsprogramm gerechnet, dass von Braun (1997) auf Basis eines impliziten, hydrodynamischen Sternentwicklungsprogramms für Einzelsterne (Langer, 1991, 1998) erzeugt wurde. Beide Komponenten werden simultan berechnet und Massentransfer findet in der Roche-Näherung statt (Kopal, 1978). Die Entropie des akkretierten Materials wird als gleich der der Oberfläche des Sekundärsterns angenommen, wo die Freisetzung von potentieller Energie wie bei Neo et al. (1977) behandelt wird. Das hier benutzte Sternentwicklungsprogramm wurde von Braun (1997) ausführlich beschrieben. In den folgenden Kapiteln sollen nur die Bereiche nochmals ausführlich dargestellt werden, in denen seitdem etwas geändert bzw. neu hinzugefügt wurde.

2.1 Sternwinde

Es werden die stellaren Windmassenverlustraten von Nieuwenhuijzen & de Jager (1990) benutzt. Für heiße Sterne, d.h. OB-Sterne mit $\mathrm{T_{eff}} > 15\,000\ \mathrm{K}$, werden die Raten der theoretischen, Strahlungsdruck getriebenen Windmodelle von Kudritzki et al. (1989) mit den Windparametern k = 0.085, α = 0.657, δ = 0.095 und β = 1 benutzt (Pauldrach et al., 1994). Damit werden die Abhängigkeiten der Windmassenverlustraten von der Leuchtkraft, Effektivtemperatur, Masse und Wasserstoffhäufigkeit der Oberfläche berücksichtigt. Für Sterne mit einer Wasserstoffhäufigkeit der Oberfläche von $\mathrm{X_s} < 0.4$ wird eine Rate benutzt, die auf empirischen Massenverlustraten von Hamann et al. (1995) für massereiche Sterne ($\log\ L/L_\odot\ \geq 4.5$) und von Hamann et al. (1982) für Heliumsterne im Bereich $3.5 \leq \log\ L/L_\odot\ < 4.5$ beruht, d.h.

$$\log(-\dot{M}_{\mathrm{W}R}/(\ M_\odot\,\mathrm{yr}^{-1})) = \begin{cases} -11.95 + 1.5\log\ L/L_\odot\ - 2.85X_{\mathrm{s}} & \text{für}\log\ L/L_\odot\ \geq 4.5 \\ -35.8 + 6.8\log\ L/L_\odot & \text{für}\log\ L/L_\odot\ < 4.5 \end{cases} \tag{2.1}$$

Um neuere Veränderungen an den Wolf-Rayet Windmassenverlustraten von Hamann & Koesterke (1998) zu berücksichtigen, die vermuten lassen, dass die Werte für massereiche Wolf-Rayet Sterne um einen Faktor 2 bis 3 überschätzt sind, werden auch Modelle mit einer um einen Faktor 0.5 reduzierten Rate gerechnet, d.h.

$$\log(-\dot{M}_{\mathrm{W}R}/(\ M_\odot\,\mathrm{yr}^{-1})) = \begin{cases} -12.25 + 1.5\log\ L/L_\odot\ - 2.85X_{\mathrm{s}} & \text{für}\log\ L/L_\odot\ \geq 4.45 \\ -35.8 + 6.8\log\ L/L_\odot & \text{für}\log\ L/L_\odot\ < 4.45 \end{cases} \tag{2.2}$$

Für rotierende Sternmodelle (Kapitel 5) wird das Ω-Limit (Langer, 1998) zur Berechnung der Windmassenverlustraten mit herangezogen. Im Vergleich zu nichtrotierenden Sternen erhöhen sich damit die Windmassenverlustraten um

$$\dot{M}/\dot{M}(v_{\mathrm{rot}} = 0) = \left(\frac{1}{1-\Omega}\right)^{\xi}, \qquad \xi = 0.43 \tag{2.3}$$

mit

$$\Omega = v_{\mathrm{rot}}/v_{\mathrm{crit}} \qquad \text{und} \qquad v_{\mathrm{crit}}^2 = GM(1-\Gamma)/R \tag{2.4}$$

wobei $\Gamma = L/L_{\mathrm{edd}} = \kappa L/(4\pi c G M)$ der Eddington-Faktor, G die Gravitationskonstante, M die Masse, R der Radius v_{rot} die Rotationsgeschwindigkeit des Sterns und v_{crit} seine kritische Rotationsgeschwindigkeit ist (Friend & Abbott, 1986). L, L_{edd} und κ sind die Leuchtkraft des Sterns, seine Eddingtonleuchtkraft und die Opazität. Die Werte sind jeweils lokale Größen für die jeweiligen Stützstellen in der Sternhülle bis zu einer optischen Tiefe von $\tau = 100$. In Gleichung 2.3 geht der Maximalwert für die an den betrachteten Stützstellen erhaltenen Ω ein.

Aus Gründen der numerischen Stabilität ist es nötig, eine Dämpfung einzuführen, die die Änderung der Windmassenverlustrate pro Zeitschritt begrenzt. Wenn die Windmassenverlustrate beim akkretierenden Stern in den Bereich der Massentransferrate kommt, wird die Dämpfung der Windmassenverlustrate über die Forderung nach einer Begrenzung der Änderung der Akkretionsrate (Differenz aus Massentransfer- und Windmassenverlustrate) verwirklicht. Die Windmassenverlustrate wird dadurch in einem durch Akkretion kritisch rotierenden Stern nie größer als die Massentransferrate, es kann also maximal zu keiner weiteren Akkretion, aber nicht zu einem Abschmelzen der Sternmasse kommen. Nur wenn die Rate des normalen, nicht erhöhten O-Stern Winds größer ist als die Massentransferrate und außerhalb der Massentransferphasen, kann es zu einem effektiven Massenverlust in der akkretierenden Komponente kommen.

2.2 Sternaufbaugleichungen von rotierenden Sternen

Die von dem Doppelsternprogramm benutzten Sternaufbaugleichungen sind u.a. bei Heger (1998) nachzulesen. Für die rotierenden Sternmodelle werden diese wie bei Heger (1998) und Heger et al. (2000) beschrieben modifiziert, um den Einfluss der Zentrifugalkräfte auf die Sternstruktur zu berücksichtigen. Dazu wird die bei Kippenhahn & Thomas (1970) beschriebene Methode in der Näherung von Endal & Sofia (1976) benutzt. Korrekturen werden an die Beschleunigung und den radiativen Temperaturgradienten angebracht. Die hier benutzten Näherungen sind nur für langsame und moderate Rotationsgeschwindigkeiten gültig. Deshalb wird die Korrekturen bei überschreiten einer bestimmten Stärke begrenzt. Dazu werden für die bei Heger et al. (2000) beschriebenen Größen f_{P} und f_{T} nur Werte größer als 0.75 bzw. 0.95 zugelassen. Das hat, nebenbei bemerkt, auch zur Folge, dass den Sternmodellen prinzipiell überkritische Rotation gestattet ist, ohne dass die Fliehkräfte sie zerreisen.

Die Korrekturen für die Zentrifugalkräfte haben einen Einfluß auf den Äquivalentradius (dem Radius einer Kugel mit dem Volumen des Sterns) der Sterne, der in der Regel mit wachsender

Rotationsgeschwindigkeit auch wächst. Das Begrenzen der Korrekturen für große Rotationsgeschwindigkeiten kann zur Folge haben, dass man den Radius unterschätzt. Wie stark dieser Effekt die Ergebnisse beeinflusst, wird in Kapitel 5.2.3 eingehender diskutiert.

2.3 Das Roche-Modell bei nichtsynchron rotierenden Systemen

Der Massenverlust von einer Komponente, die ihr Roche-Volumen füllt, über den Lagrangepunkt 1 (L1) wird wie bei Ritter (1988) behandelt:

$$\dot{\mathrm{M}} = \dot{\mathrm{M}}_0 \exp \frac{\mathrm{R} - \mathrm{R_L}}{\mathrm{H_P}} \quad \mathrm{mit} \quad \dot{\mathrm{M}}_0 = \frac{1}{\sqrt{e}} \rho v_s \mathrm{Q}. \tag{2.5}$$

$\mathrm{H_P}$ ist die photosphärische Druckskalenhöhe, ρ die Dichte, v_s die Schallgeschwindigkeit, Q der effektive Wirkungsquerschnitt des Stroms durch den L1 entsprechend Meyer & Meyer-Hofmeister (1983). Der Abstand zwischen dem L1 und dem Schwerpunkt des Systems, der in $\mathrm{H_P}$ und Q eingeht, wird aus Tabellen von Kopal (1978) und Mochnacki (1984) interpoliert. Es ist anzumerken, dass diese Behandlung nur für Sterne mit kleiner photosphärischer Druckskalenhöhe im Vergleich zu ihrem Radius korrekt ist (Pastetter & Ritter, 1989). Anderenfalls müssen andere Modelle, wie sie von Paczinski & Sienkiewicz (1972), Plavec et al. (1973), Savonije (1978) und Kolb & Ritter (1990) vorgeschlagen wurden, benutzt werden. Jedoch ist dies für die Systeme dieser Arbeit nicht notwendig.

Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der Massentransferrate von dem Sternradius kann eine explizite Methode zur Bestimmung der Massentransferrate leicht zu numerischen Instabilitäten führen. Deshalb wird die Massentransferrate implizit mittel einer iterativen Methode (einer kombinierten Sekanten/Bisektions-Methode, vgl. Press et al. 1988) berechnet, welche numerisch stabiler ist (vgl. Braun 1997). Dadurch wird es notwendig, für jede Iteration ein vollständiges Sternmodell zu berechnen.

Ein Problem des Roche-Modells ist es, dass es streng genommen nur für synchron mit der Bahn rotierende Komponenten korrekt ist. Schneller bzw. langsamer rotierende Sterne erfahren eine stärkere bzw. schwächere Abplattung, als sie im Roche-Potential (vgl. Gleichung 2.9) eingeht. Bei Sternen, die nicht synchron rotieren, unterscheidet sich daher das kritische Volumen, ab dem ein Massentransfer über den L1 einsetzt von dem Roche-Volumen. Damit hat eine nichtsynchron rotierende Komponente mit gleichem Volumen, und damit auch gleichem Äquivalentradius, eine größere oder kleinere Ausdehnung in Richtung des L1 ($R_{*,\mathrm{L1}}$) als im Roche-Modell berücksichtigt.

Bei der masseverlierenden Sternkomponente ist dieser Effekt vernachlässigbar. Da dieser per Definition sein Roche-Volumen ausfüllt, ist die Synchronisationszeitskala in der Regel klein genug, um größere Abweichungen von synchroner Rotation in dieser Komponente während des Massentransfers zu vermeiden. Und selbst wenn es solche Abweichungen gäbe, wird die Massentransferrate weiterhin von der Entwicklung des Sterns bestimmt. Die in der masserverlierenden Komponente denkbare untersynchrone Rotationsgeschwindigkeit kann maximal die Massentransferrate in dem Zeitraum, in dem sich die Rotationsgeschwindigkeit reduziert, etwas verringern, da sein Roche-Volumen aufgrund der geringeren Abplattung etwas anwächst. Dieses Anwachsen würde aber spätestens dann enden, wenn der Stern gar nicht mehr rotiert, wonach die Entwicklung des Sterns dann wieder die Massentransferrate bestimmt.

In der masseakretierenden Komponente können die Auswirkungen dagegen bedeutender sein, da sie häufig schneller als synchron — teilweise sogar kritisch — rotiert. Dieser Effekt führt zu $V/V_{\mathrm{L}} \approx R_{*,\mathrm{L1}}/R_{\mathrm{L1}} > R/R_{\mathrm{L}}$ (R_{L1}: Abstand Sternzentrum zum L1), während das Programm von $V/V_{\mathrm{L}} \approx R/R_{\mathrm{L}}$ ausgeht (Roche-Modell). Da das Programm für die Berechnung der Synchronisationszeitskala und der Einstufung eines Systems als Kontaktsystem, d.h. der Frage, in wie weit auch die akkretierende Komponente sein Roche-Volumen ausfüllt den Quotienten R/R_{L} betrachtet, kann damit sowohl die Synchronisationszeitskala unterschätzt werden, als auch ein System, das in Wirklichkeit ein Kontaktsystem wäre, nicht als solches erkannt werden. Wie stark dieser Effekt die Ergebnisse beeinflusst, wird in Kapitel 5.2.3 eingehender diskutiert.

Des Weiteren wird bei der Berechnung der Doppelsternmodelle von dem Vorhandensein zirkularer Orbits und einem senkrecht auf der Bahn stehenden Spin der Komponenten ausgegangen. Diese Annahme lässt sich für die gerechneten Modelle rechtfertigen, da in engen Systemen wie ihnen die Gezeitenwechselwirkung ausreichend stark wirkt, um die Bahnbewegung noch vor dem Massentransfer zu zirkularisieren.

2.4 Nukleosynthese, Energieerzeugung und Opazitäten

Das von Braun (1997) benutzte Nukleosynthesenetzwerk wurde um die Reaktionen der pp-Kette erweitert, um auch die Sternentwicklung von masseärmeren Sternen behandeln zu können. Diese Erweiterung dient vor allem der Berechnung von SN Ia Vorläufermodellen (vgl. Langer et al. 2000). Damit sind nun alle Reaktionen vorhanden, die für die Entwicklung von Sternen sowohl hoher als auch niedriger Masse bis einschließlich zum Sauerstoffbrennen benötigt werden. Für die $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ Reaktionsrate wird Weaver & Woosley (1993) folgend 1.7 mal die Rate von Caughlan & Fowler (1988) benutzt.

Für die Opazitäten werden abweichend zu Braun (1997) die neueren Tabellen von Iglesias & Rogers (1996) benutzt.

2.5 Mischprozesse

Die Konvektion (nach Ledoux-Kriterium) und die Semikonvektion werden in dieser Arbeit, wie in Langer et al. (1983) beschrieben, behandelt (vgl. auch Braun 1997). Meist wird ein Effizienzparameter für die Semikonvektion von $\alpha_{\mathrm{sc}} = 0.01$ benutzt (vgl. Braun & Langer 1995). Bei Modellen, die mit einem anderen α_{sc} gerechnet werden, ist dies extra erwähnt. Thermohalines Mischen wird mit Hilfe eines zeitabhängigen Diffusionsschemas behandelt, wie es bei Braun (1997) und Wellstein et al. (2001) beschrieben wird. Es wird kein sogenanntes Überschießen des konvektiven Kerns mitberücksichtigt, da es neuere Hinweise dafür gibt, dass der physikalische Effekt von vergrößerten Massen des konvektiven Kerns eher durch Mischprozesse aufgrund schneller Rotation, als auf konvektives Überschießen des Kerns zurückzuführen ist (Maeder, 1987; Langer, 1992; Heger et al., 2000).

Rotationsinduziertes Mischen wird wie bei Heger (1998) und Heger et al. (2000) behandelt. Das heißt, dass folgende Instabilitäten für die Berechnung des Diffusionskoeffizienten berücksichtigt werden: dynamische Scherinstabilität (Endal & Sofia, 1978; Pinsonneault et al., 1989), Solberg-Høiland Instabilität (Tassoul, 1978; Endal & Sofia, 1978), säkulare Scherinstabilität (Endal & Sofia, 1978), Eddington-Sweet Zirkulisation (Eddington, 1925, 1929; Vogt, 1925; Endal & Sofia, 1978; Pinsonneault et al., 1989) und Goldreich-Schubert-Fricke Instabilität (Goldreich & Schubert, 1967; Fricke, 1968; Endal & Sofia, 1978). Der Transport des Drehimpulses ist ebenfalls genauso wie bei Heger (1998) als Diffusionsprozess formuliert (siehe auch Endal & Sofia 1978 und Pinsonneault et al. 1989).

Heger (1998) hat die Effizienz des rotationsinduzierten Mischens an Beobachtungen von massereichen Sternen geeicht. In dieser Arbeit werden die dort gewonnen Werte benutzt ($f_{\rm c} = 1/30$; $f_\mu = 0.05$).

2.6 Drehimpulstransfer zwischen den Komponenten während des Massentransfers

Zusammen mit der Materie wird im Massentransfer auch Drehimpuls vom Masse gewinnenden Stern akkretiert. Zwei Fälle sind hier zu unterscheiden: direktes Auftreffen des Akkretionsstroms und Akkretion über eine Akkretionsscheibe. Letzteres tritt auf, wenn der Radius des akkretierenden Sterns kleiner ist als der kleinste Abstand des Akkretionsstroms zum Sternzentrum

$$r_{\rm min} \approx 0.0425\, A\, (q^{-\frac{1}{2}}(1+q))^{\frac{1}{4}} \tag{2.6}$$

(Ulrich & Burger, 1976). Da in dem vorliegenden Code die Bewegungsgleichung des Akkretionsstroms gelöst wird und damit festgestellt werden kann, ob der Akkretionsstrom den akkretierenden Stern trifft, wird diese Näherung hier nicht benutzt. Für den Fall einer Akkretionsscheibe wird das Material mit Keplergeschwindigkeit an der Sternoberfläche akkretiert, woraus sich der akkretierte Drehimpuls ergibt. Im Fall der direkten Akkretion erhält man den Drehimpuls aus der Bewegungsgleichung.

Außer der Bewegungsgleichung für den Materiestrom im Roche-Potential braucht man noch den genauen Radius des Sekundärsterns in der Bahnebene r. Bei Sternen, die einen nennenswerten Teil ihres Roche-Volumens füllen, ist der Radius in der Bahnebene nicht mehr für alle Richtungen gleich. Damit kommt eine Benutzung des in den Sternaufbaugleichungen benutzten Äquivalentradius nicht in Frage, sondern es muss die genaue Form des Sterns in der Bahnebene berechnet werden. Hierzu wird folgende bei Kopal (1978) gegebene Näherung für die Beziehung zwischen dem Sternradius in eine bestimmte Richtung r und dem Äquivalentradius R_0 benutzt:

$$R_0 = \frac{1}{\xi - q} \tag{2.7}$$

mit

$$\xi = \frac{R\psi}{GM_1}\,\frac{M_2^2}{2M_1(M_1+M_2)} \tag{2.8}$$

und dem Roche-Potential

$$\psi = G\frac{M_1}{r} + G\frac{M_2}{r'} + \frac{\Omega^2}{2}\left(\left(x - \frac{M_2 d}{M_1 + M_2}\right)^2 + y^2\right) \tag{2.9}$$

sowie

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \text{ und } r' = \sqrt{(d-x)^2 + y^2 + z^2} \tag{2.10}$$

Dabei ist q das Massenverhältnis mit der Komponente im Nenner, für die R_0 berechnet werden soll, G die Gravitaionskonstante, M_1 die Masse der Komponente, für die R_0 berechnet werden soll, M_2 die Masse der anderen Komponente, $\Omega = (G(M_1 + M_2)/d^3)^{1/2}$ die Winkelgeschwindigkeit der keplerschen Bahnbewegung der Komponenten und d der Bahnabstand. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt in der Komponente 1 und die x-Achse liegt in Richtung der Verbindungslinie beider Komponenten. Die senkrecht zur Bahnebene stehende z-Achse kann man in obiger Gleichung weglassen, d.h. auf Null setzen, da man nur die Bahnebene betrachten will.

Den Radius in der Bahnebene r für die gewünschte Richtung erhält man nun, indem man mit Hilfe des Äquivalentradius R_0 ξ und mit dessen Hilfe ψ bestimmt. ψ kann dann wiederum in die Gleichung 2.9 eingesetzt und diese nach r aufgelöst werden. Wenn man nun ein geeigneten Wert für x oder y vorgibt erhält man ein Polynom höherer Ordnung für die jeweils andere Koordinate, das mit Hilfe der Iterationsmethode „Regula falsi“ gelöst werden kann. Da ein solches Polynom mehrere Lösungen haben kann, muss man mit Hilfe der Vorgabe passender Randpunkte für die Regula falsi sicherstellen, die richtige Lösung zu erhalten.

Das Programm verfährt folgendermaßen: Zuerst wird der Sternradius in Richtung L1 bestimmt (d.h. $y = 0$), in der der Stern seine größte Ausdehnung hat. Wenn der Akkretionsstrom diesen Radius unterschreitet, wird der Sternradius in Richtung auf den Akkretionsstrom berechnet und wieder überprüft, ob der Akkretionsstrahl, diesen Radius unterschreitet. Dies wird so lange fortgesetzt, bis entweder der Akkretionsstrahl tatsächlich den Sternradius unterschritten hat oder der Abstand des Akkretionsstrahls zum Zentrum der Komponente wieder zunimmt. Im letzteren Fall gibt es keine Akkretion über ein direktes Auftreffen des Akkretionsstrahls, sondern über eine Akkretionsscheibe.

Der Masse verlierende Stern verliert auch Drehimpuls. Dabei handelt es sich um den Drehimpuls der Massenschalen, in denen sich die verlorene Masse befand. Windmassenverluste werden analog behandelt. Da die Summe von den Drehimpulsverlusten und Drehimpulsgewinnen beider Sterne nicht Null ist, muss die Differenz aus dem Bahndrehimpuls gewonnen werden oder diesem hinzugefügt werden. Aus dieser Forderung nach Drehimpulserhaltung berechnet das Doppelsternprogramm die Auswirkungen auf die Bahnperiode des Systems. Die bei Braun (1997) beschriebene Methode die Änderung der Bahnperiode durch den Massentransfer und die Sternwinde im Falle von nichtrotierenden Sternkomponenten zu berechnen, bleibt davon unberührt. Es wird dabei nur die Umverteilung der Masse im System und der Verlust von Bahndrehimpuls mit dem Sternwind entsprechend Podsiadlowski et al. (1992) berücksichtigt (mit dem spezifischen Drehimpuls des Windmaterials, wie es von Brookshaw & Tavani 1993 bestimmt wurde). Die oben beschriebene Methode stellt einen zusätzlich zu berücksichtigenden Effekt, nämlich die Umverteilung zwischen dem Spindrehimpuls der Komponenten und dem Bahndrehimpuls, dar.

Um einem künstlichen Einsetzen einer starken Erhöhung des Sternwindes durch das Ω-Limit (siehe Kapitel 2.1) entgegenzuwirken, wird der Drehimpuls der akkretierten Materie mit einem bestimmten Anteil der Sternmasse vollständig durchmischt, die typischerweise in der Größenordnung der pro Zeitschritt akkretierten Materie liegt. Da zumindest beim direkten Auftreffen des Akkretionsstroms damit zu rechnen ist, dass dieser bis zu einer bestimmten Tiefe in den Stern eindringt, erscheint dieses Vorgehen sinnvoll. Es zeigte sich, dass die Rotationsgeschwindigkeit und damit der Ω-Wind nicht empfindlich von der Wahl dieses Parameters abhängen.

2.7 Synchronisation

Für die Synchronisation der Rotationsperiode der Komponenten mit der Bahnperiode kann man zwei grundsätzlich verschiedene Mechanismen ausmachen. Einerseits ist hier die Gezeitenwechselwirkung (Jeans, 1929; Zahn, 1966, 1975, 1977) zu nennen, die grundsätzlich in allen Doppelsternen mehr oder minder stark wirkt. Zum anderen ist aber in Doppelsternen, in denen eine Kontaktphase auftritt, noch eine andere Form der Synchronisation zu beobachten, die darauf beruht, dass sich hier die Sternoberflächen direkt berühren. Dieser in der Literatur bisher nicht beschriebene Effekt soll im weiteren Verlauf als Kontaktsynchronisation bezeichnet werden.

2.7.1 Gezeitenwechselwirkung

Für die Gezeitenwechselwirkung sind in der Literatur zwei konkurrierende Synchronisationszeitskalen zu finden. Als erste wäre die von Zahn (1977) zu nennen, die in dieser Arbeit in folgender Näherung benutzt wird:

$$\tau_{\rm sync}(yr) = q^{-2}(d/R)^6, \tag{2.11}$$

mit dem Massenverhältnis q (mit dem zu synchronisierenden Stern im Nenner), dem Bahnabstand d und dem Sternradius R.

Dagegen propagiert Tassoul (1987) einen hydrodynamischen Mechanismus für die Synchronisation, der um einiges effektiver sein soll, als die reine Gezeitenwechselwirkung. Als Synchronisationszeitskala erhält man

$$\tau_{\rm sync}(yr) = \frac{1.44\,10^{\sigma-N/4}}{q(1+q)^{3/8}}\left(\frac{L_\odot}{L}\right)^{1/4}\left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{1/8}\left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{9/8}\left(\frac{d}{R}\right)^{33/8}, \tag{2.12}$$

wobei q das Massenverhältnis, L die Leuchtkraft, M die Masse und R der Radius des Sterns und d der Bahnabstand sind. Für Sterne mit radiativer Hülle gibt Tassoul (2000) $\sigma = 1.6$ und $N = 0$ an.

Witte & Savonije (1999) ergänzen die Theorie von Zahn (1977) um den Effekt, der Resonanzanregung von g- und r-Moden des Sterns durch die Gezeitenwechselwirkung, der die Synchronisation effektiver macht, das heißt, die Synchronisationszeitskala verringert. Dies wird in dieser Arbeit in der Weise berücksichtigt, dass in Kapitel 5.1 die Stärke der Synchronistion an Beobachtungen und dem Modell von Witte & Savonije (1999) geeicht wird. Das ist möglich, da diese Zeitskala proportional zu der Zahnschen ist.

Im Doppelsternprogramm werden diese Zeitskalen ähnlich wie Halbwertszeiten in einem radioaktiven Zerfallsgesetz definiert, das heißt der Stern strebt exponentiell gegen seinen synchronisierten Zustand:

$$\Delta\mathfrak{L} = (\mathfrak{L} - \mathfrak{L}_{\rm sync})(1 - e^{\Delta t/(\tau_{\rm sync}\, f_{\rm sync})}). \tag{2.13}$$

Hier ist $\mathfrak{L}$ der Drehimpuls des Sterns, $\mathfrak{L}_{\rm sync}$ der Drehimpuls des Sterns, wenn er bei ansonsten gleicher Struktur vollständig synchronisiert wäre, $f_{\rm sync}$ ein noch zu eichender Parameter der Größenordnung 1 und Δt der Zeitschritt der Rechnung.

Der Drehimpuls, der in Folge der Synchronisation weggenommen oder hinzugefügt werden muss, wird, soweit möglich, aus den Schichten genommen, in denen die lokale thermische Zeitskala vergleichbar mit der dynamischen wird. Dies hat den Grund, dass genau in diesen Schichten die Oszillationen nicht-adiabatisch sind und daher eine Phasenverschiebung besitzen. Deshalb kann ein Drehmoment am Stern nur dann angreifen, wenn diese Schichten nicht synchron rotieren. Das Verhältnis von lokaler thermischer zu lokaler dynamischer Zeitskala wird Gautschy & Glatzel (1990) entnommen und lautet

$$\frac{\tau_{\rm dyn}}{\tau_{\rm therm}} = \frac{L_{\rm i}}{4\pi r^2 c_{\rm v} T_{\rm i}\sqrt{\Gamma P_{\rm i}\rho_{\rm i}}}, \tag{2.14}$$

wobei $L_{\rm i}$ die Leuchtkraft, r der Radius $T_{\rm i}$ die Temperatur, $P_{\rm i}$ der Druck und $\rho_{\rm i}$ die Dichte an der betrachteten Stützstelle, sowie $c_{\rm v}$ und Γ die zugehörige Wärmekapazität und der Adiabaten-Exponent sind.

Hierbei wird die lokale Änderung des Drehimpulses $\Delta\mathfrak{L}_{\rm i}$ wie folgt berechnet

$$\Delta\mathfrak{L}_{\rm i} = (\mathfrak{L}_{\rm i} - \mathfrak{L}_{\rm syn,i})\left(\frac{\tau_{\rm dyn}}{\tau_{\rm therm}}\right)^2 g, \tag{2.15}$$

wobei $\mathfrak{L}_{\rm i}$ der lokale Drehimpuls und $\mathfrak{L}_{\rm syn,i}$ der lokale Drehimpuls eines vollständig synchronisierten Sterns ansonsten gleicher Struktur ist. g ist ein Parameter, der vom Programm so gewählt wird, dass Gleichung 2.13 erfüllt ist, d.h. der dort berechnete globale Wert für die Änderung des Gesamtdrehimpuls $\Delta\mathfrak{L}$ Verwendung findet. Dies hat zur Folge, dass auch bis in tiefere Schichten hinein synchronisiert wird (im Extremfall bis zum Zentrum), in denen obige Bedingung über das lokale Verhältnis von dynamischer und thermischer Zeitskala nicht mehr erfüllt ist. Ein solches Vorgehen ist unvermeidlich, da die Synchronisation in dem Programm explizit behandelt wird, d.h. nicht gleichzeitig mit Mischen und Akkretion von Drehimpuls ausgeführt wird. Deshalb kann die Wirklichkeit, mit ihrem gleichzeitig mit dem Austausch von Drehimpuls zwischen den äußeren Schichten des Sterns und der Bahnbewegung stattfindenden Mischen und Akkretieren von Drehimpuls, nicht korrekt abgebildet werden. Dies ist solange unbedenklich, wie sichergestellt ist, dass Drehimpulsmischen und die Akkretion mit größerer oder gleicher Geschwindigkeit Drehimpuls in die betreffenden Schichten befördert, wie die Synchronisation diesen dort entfernt (bzw. diesen wegbefördert, wie er hinzugefügt wird, wenn eine Komponente untersynchron rotiert).

Diese Bedingung ist in den hier betrachteten Modellen erfüllt, da der Drehimpuls, der in den Modellen durch die Synchronisation entfernt wird, vorher genau in denselben äußeren Schichten akkretiert wurde, in denen auch die Gezeitenwechselwirkung wirkt. Bei der Eichung der

Gezeitenwechselwirkung in Kapitel 5.1 stellte sich zusätzlich heraus, dass das Drehimpulsmischen in der Regel in der Lage ist, genügend schnell Drehimpuls in die äußeren Schichten zu Mischen, um bei den hier benutzten Stärken der Gezeitenwechselwirkung genügend Drehimpuls in den äußeren Schichten bereitzuhalten, damit eine Gezeitenwechselwirkung in der sich aus den Synchronisationszeitskalen ergebenden Stärke gewährleistet ist. Es sei noch darauf hingewiesen, dass es durchaus Systeme geben kann, in denen mit dieser Implementation die Gezeitenwechselwirkung überschätzt wird, da in Wirklichkeit gar nicht genug Drehimpuls in die Schichten transportiert würde, in denen die Gezeitenwechselwirkung wirkt.

Erwähnenswert ist auch noch, dass obiges Problem bei der Benutzung des Tassoulschen Mechanismus der Gezeitenwechselwirkung nicht bestehen würde, da der dortige Mechanismus großskalig über die gesamte Sternhülle wirkt. Wir entscheiden uns jedoch für die Zahnsche Zeitskala, was in Kapitel 5.1 näher ausgeführt wird. Die Tassoulsche Zeitskala findet deshalb in unseren Modellen keine Anwendung, weshalb die genannte Problematik hier nicht weiter diskutiert werden soll. Erwähnt werden soll nur noch, dass, wenn der Tassoulsche Mechanismus für die Synchronisation in Doppelsternen verantwortlich wäre, dies auch einen weiteren, hier noch nicht betrachteten Mischmechanismus für das chemische sowie das Drehimpulsmischen in den Komponenten bedeuten würde.

2.7.2 Kontaktsynchronisation

Wenn in Doppelsternen eine Kontaktphase entsteht, tritt ein weiterer Mechanismus auf, der für Synchronisation der Komponenten sorgt. Wenn die Komponenten in einem Kontaktsystem nicht synchron rotieren, würde ihre Materie im Kontaktbereich mit einer von Null verschiedenen Relativgeschwindigkeit aufeinander stoßen, was zu einer sehr schnellen Synchronisation führen muss. Das Doppelsternprogramm nimmt in solch einem Fall instantane Synchronisation der Sternbereiche an, die sich außerhalb ihrer Roche-Radien befinden.

Leider wird die Kontaktsynchronisation numerisch explizit behandelt. Das heißt, Mischen und Synchronisiation wird vom Doppelsternprogramm nicht gleichzeitig, sondern nacheinander behandelt. Dies hätte zur Folge, dass die unterhalb den direkt von der Kontaktsynchronisation betroffenen Hülle liegenden Sternschichten zu schwach synchronisiert werden, da das Mischen von Drehimpuls von dort in den synchronisierten Bereich unterschätzt wird. Die über den Roche-Radius hinausragenden Schichten beinhalten auch nur sehr wenig Masse, so dass pro Zeitschritt bei weitem zu schwach synchronisiert würde, wenn man wirklich nur die außerhalb des Roche-Radius befindlichen Schichten einmal pro Zeitschritt vollständig synchronisieren würde. Um dieses Problem zu mildern, wird auch ein bestimmter Anteil der nicht außerhalb des Roche-Radius liegenden Stützstellen in die Kontaktsynchronisation mit einbezogen (normalerweise 10^{-4} der Sternmasse pro Zeitschritt). Bei der Bestimmung der Größe dieses Anteils wird darauf geachtet, dass bei den üblichen Zeitschritten unter Berücksichtigung der Effizienz des Drehimpulstransports plausible Ergebnisse erzielt werden. Dennoch kann auf diese Weise nicht sichergestellt werden, dass die Stärke der Kontaktsynchronisation wirklich korrekt berücksichtigt ist, nicht zuletzt da sich Mischeffizienzen und Zeitschritt von Modell zu Modell stark unterscheiden können. Da der Kontaktsynchronisation in den hier betrachteten Modellen keine herausragende Rolle zukommt, ist der hieraus resultierende Unsicherheit nur klein, speziell im Verhältnis zu den in

Kapitel 2.3 vorgestellten und in Kapitel 5.2.3 diskutierten Unsicherheiten.

3. Die Entstehung von Kontaktsystemen

3.1 Der Parameter β

Eine schon seit langem sehr wichtige Frage bei der Entwicklung von engen massereichen Doppelsternen ist, wieviel von der transferierten Masse tatsächlich vom Sekundärstern akkretiert werden kann. In den meisten Rechnungen, die bislang durchgeführt wurden, wurde der Anteil der vom Sekundärstern akkretierten Masse β als Konstante betrachtet, meistens mit dem Wert $\beta = 0.5$ (z.B. Moers & van den Heuvel 1989, De Greve & de Loore 1992, de Loore & De Greve 1992, Vanbeveren et al. 1998a,b,c). Das heißt, dass die Hälfte der vom Primärstern verlorenen Masse vom Sekundärstern akkretiert wird. Die andere Hälfte verlässt das System mit Hilfe einer undefinierten Kraft und nimmt dabei auch Drehmoment aus dem System mit, dessen Menge durch einen zweiten Parameter beschrieben werden muss (vgl. Huang & Taam 1990, Podsiadlowski et al. 1992). Auch die Annahme, dass alle transferierte Materie akkretiert wird, d.h. $\beta = 1$, ist in der Literatur zu finden (Pols, 1994). Physikalische Modelle dagegen, die β als eine Funktion der Systemparameter oder gar einer Funktion der Zeit für ein System angeben, fehlen.

Es gibt Argumente für ein mittleres β von ca. 0.5 (De Greve & de Loore 1992, de Loore & De Greve 1992, Vanbeveren et al. 1998a,b,c), weshalb dieser Wert auch bevorzugt benutzt wird (siehe oben). In diesem Kapitel soll anders vorgegangen werden. β soll hier als 1 angenommen werden, so lange es zu keinem Kontakt zwischen den beiden Komponenten kommt. Damit soll herausgefunden werden, wieviele Doppelsterne tatsächlich die Bildung einer Kontaktphase vermeiden können und ob dies in Einklang mit einem durchschnittlichen β von 0.5 zu bringen ist, wenn man annimmt, dass im Falle des Auftretens einer Kontaktphase für den Rest des Massentransfers $\beta = 0$ ist.

Eine Kontaktphase kann entstehen, wenn das Anfangsmassenverhältnis $q_{\rm i}$ oder die Anfangsperiode sehr groß ist (siehe Kapitel 1.2.2). Pols (1994) fand, dass Fall A Systeme mit Primärsternmassen zwischen 8 und 16 $M_{\odot}$ eine Kontaktphase vermeiden können, wenn das anfängliche $q_{\rm i} \gtrsim 0.7$ und die Anfangsperiode $P \gtrsim 1.6d$. Allerdings benutzte Pols alte Opazitäten von Cox & Stewart (1970), das Schwarzschildkriterium für die Konvektion und instantanes thermohalines Mischen. In dieser Arbeit soll dies daher mit neuer Inputphysik (siehe Kapitel 2) und unter Ausweitung des betrachteten Parameterraums hin zu größeren Perioden und größeren Anfangsmassen neu berechnet werden.

3.2 Fall A und Fall B Massentransfer: Zwei Beispielsysteme

Um den Parameterbereich, in dem eine kontaktfreie Entwicklung stattfinden kann, zu erhalten, werden 74 Fall A und Fall B Systeme gerechnet. Typische Entwicklungswege im HR Diagramm für beide Fälle sind in den Abbildungen 3.1 und 3.3 zu finden. Im Folgenden soll die Entwicklung eines typischen Fall A und Fall B Systems die Möglichkeiten der hier benutzten Methode und die Qualität ihrer Ergebnisse aufzeigen.

3.2.1 Der Fall A

Tabelle 3.1: Entwicklungsparameter (Zeit, Massen beider Komponenten, Periode und Orbitalgeschwindigkeit beider Komponenten) des Fall A Systems Nr. 31 (vgl. Tabelle 3.3) zum Zeitpunkt des Beginns und Endes von Massentransferphasen und des Endes von Brennphasen (zentrales Wasserstoffbrennen: EZHB, zentrales Heliumbrennen: EZHeB, zentrales Kohlenstoffbrennen: EZCB). Der Sekundärstern explodiert als erste Komponente als Supernova. Die Rechnung endet mit dem Ende des zentralen Kohlenstoffbrennens des Primärsterns.

	Zeit Myr	M_1 $M_\odot$	M_2 $M_\odot$	P d	v_1 km/s	v_2 km/s
Nullalterhauptreihe	0	12.0	7.50	2.5	162	260
Beginn Fall A	12.96	11.9	7.49	2.52	162	258
Ende Fall A	14.93	3.92	15.5	7.99	228	57.8
EZHB Primärstern	15.17	3.92	15.5	7.99	228	57.8
Beginn Fall AB	15.17	3.92	15.5	7.99	228	57.8
Ende Fall AB	15.46	1.45	17.8	102.6	113	9.2
EZHB Sekundärstern	18.94	1.45	17.7	104.2	112	9.2
EZHeB Primärstern	20.55	1.45	17.4	108.0	110	9.2
EZHeB Sekundärstern	20.82	1.45	17.2	108.1	109	9.2
EZCB Sekundärstern	21.16	1.45	17.0	108.4	109	9.2
EZCB Primärstern	22.14	1.45	—	—	—	—

In Tabelle 3.1 und Abbildung 3.1 wird die Entwicklung des Fall A Systems Nr. 31 (vgl. Tabelle 3.3), welches die Anfangsmassen 12 $M_\odot$ und 7.5 $M_\odot$ für den Primär- und Sekundärstern und eine Anfangsperiode von 2.5 Tagen hat, dargestellt. Der Massentransfer beginnt bei einem Systemalter von $\approx 1.3\,10^7$ Jahren, bei einem zentralen Heliummassenanteil von 0.89. Die Massentransferrate erreicht während des sogenannten schnellen Fall A Massentransfers einige $10^{-4}\,M_\odot/yr$ (Abbildung 3.2), d.h. Werte in der Größenordnung $M_1/\tau_{KH,1}$, wobei M_1 die Anfangsmasse des Primärsterns und $\tau_{KH,1}$ dessen thermische Zeitskala ist. Der Grund hierfür ist, dass der Bahnabstand beider Komponenten schrumpft, bis beide Komponenten die gleiche Masse erreicht haben, was hier bei $M_1 \approx M_2 \approx 9.75\,M_\odot$ der Fall ist. Während des anschließenden langsamen Fall A Massentransfers wird der Massentransfer durch die nukleare Entwicklung des

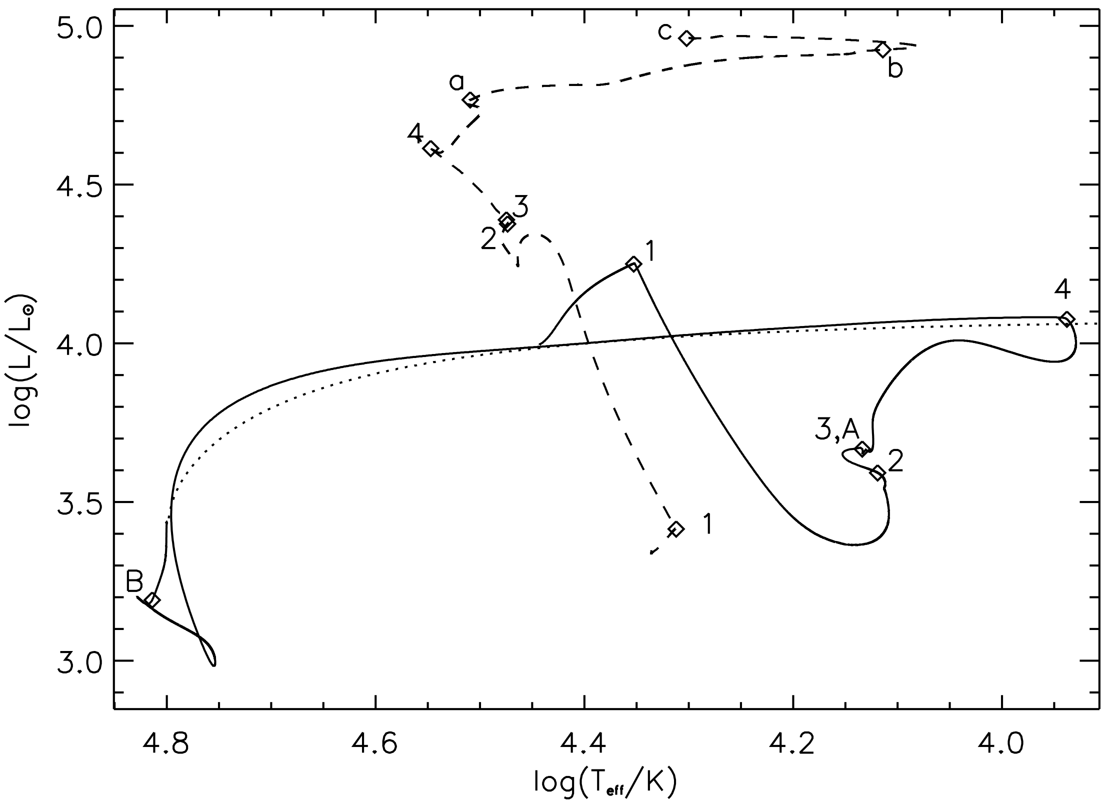

Abbildung 3.1: Entwicklungswege im HR Diagramm für beide Komponenten des Fall A Systems Nr. 31 mit den Anfangsparametern: Primärsternmasse 12 $M_{\odot}$, Sekundärsternmasse 7.5 $M_{\odot}$ und Periode 2.5 Tage. Der Primärstern ist mit der durchgezogenen Linie bezeichnet, der Sekundärstern mit der gestrichelten. Der Beginn und das Ende der verschiedenen Massentransferphasen ist mit Nummern markiert; 1: Beginn des Fall A, 2: Ende des Fall A, 3: Beginn des Fall AB, 4: Ende des Fall AB. Die Marken A/a bezeichnen das Ende des zentralen Wasserstoffbrennens des Primär-/Sekundärsterns, B/b das Ende des zentralen Heliumbrennens des Primär-/Sekundärsterns und c den Punkt der Supernovaexplosion des Sekundärsterns. In diesem System beendet der Sekundärstern seine Entwicklung als erste Komponente. Der Zeitpunkt der Supernovaexplosion ist durch das Ende der durchgezogenen Linie des Entwicklungsweges des Primärsterns markiert. Die weitere Entwicklung des Primärsterns ist mit einer gepunkteten Linie bezeichnet. In dieser Phase wird er als Einzelstern behandelt, da das System durch die Explosion des Sekundärsterns sehr wahrscheinlich auseinander gerissen wird.

Primärsterns getrieben. Die Massentransferrate fällt daher auf einige $10^{-7}\ M_{\odot}/yr$, d.h. Werte in der Größenordnung $M_1/\tau_{nuc,1}$ ($\tau_{nuc,1}$ ist die nukleare Zeitskala des Primärsterns).

Es ist bemerkenswert, dass der Massentransfer nicht sofort zum Zeitpunkt des minimalen Bahnabstands nachlässt. In Abbildung 3.2 kann man sehen, dass tatsächlich nur ein kleiner Teil ($\approx 0.15\ M_{\odot}$) während des langsamen Fall A Massentransfers akkretiert wird, mit anderen Wor-

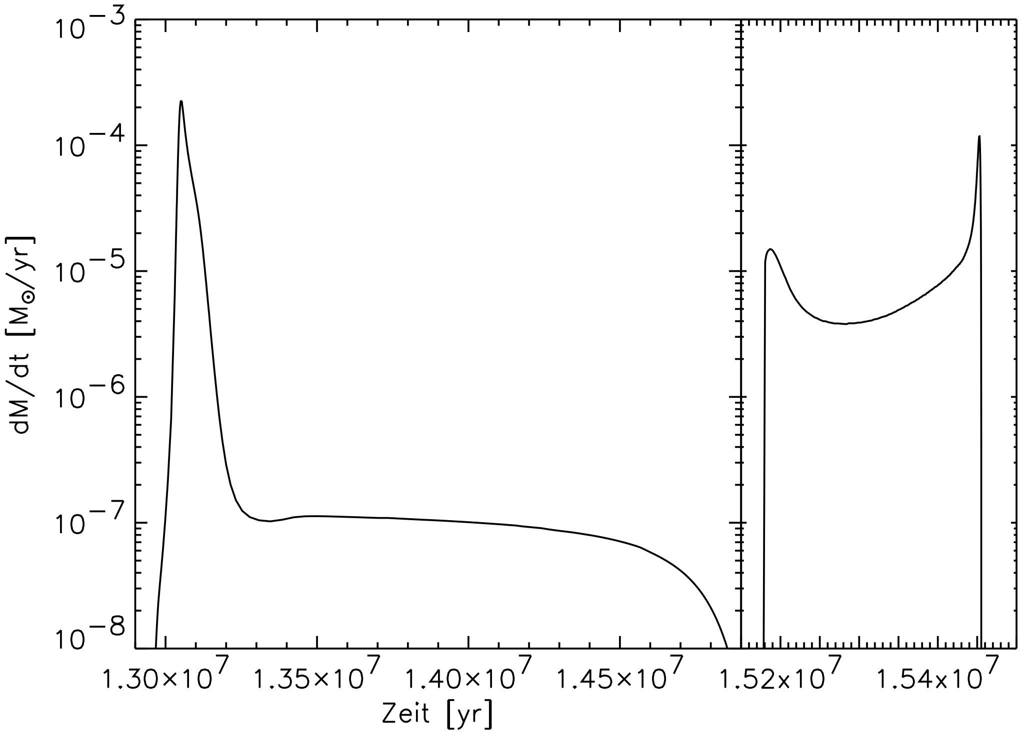

Abbildung 3.2: Massentransferrate als Funktion der Zeit für das System Nr. 31 (Anfangsmassen sind 12 und 7.5 $M_\odot$, Anfangsperiode ist 2.5 Tage, vgl. Tabelle 3.3). Die linke Seite zeigt den schnellen und langsamen Fall A Massentransfer, die rechte Seite zeigt den darauffolgenden Fall AB Massentransfer.

ten dass der schnelle Fall A Massentransfer nicht endet, bevor der Primärstern eine Masse von nur noch 4 $M_\odot$ erreicht hat. Der Grund dafür ist, dass entgegen der Daumenregel, dass Sterne mit radiativer Hülle bei Massenverlust schrumpfen, dieser entwickelte im zentralen Wasserstoffbrennen befindliche 12 $M_\odot$ Stern einen negativen Masse-Radiusexponenten hat. Das heißt, sein thermischer Gleichgewichtsradius steigt für eine abnehmende Masse. Damit endet der thermisch instabile Massentransfer des schnellen Fall A erst, wenn das Massenverhältnis sehr groß geworden ist (vgl. Ritter 1988).

Während der schnellen Phase des Fall A Massentransfers wird aufgrund des schnellen Massenverlusts, bzw. Massenzugewinns der Primärstern unterleuchtkräftig und der Sekundärstern überleuchtkräftig (siehe Abbildung 3.1). Während des langsamen Fall A Massentransfers relaxieren sowohl Primär- als auch Sekundärstern in ihr thermisches Gleichgewicht. Aufgrund der Änderung der Gesamtmasse ist der Sekundärstern leuchtkräftiger als der Primärstern geworden, auch wenn der Primärstern nach dem Massentransfer stark überleuchtkräftig ist. Seine Leuchtkraft übersteigt die eines normalen 4 $M_\odot$ Einzelsterns um einen Faktor 10.

Zum Zeitpunkt des Erlöschens des zentralen Wasserstoffbrennens hat der Primärstern eine Masse von etwa 3.9 $M_\odot$. Da er noch immer eine wasserstoffreiche Hülle besitzt, zündet eine Wasserstoffschalenquelle und der Stern versucht zum roten Riesen zu expandieren. Dadurch setzt der sogenannte Fall AB Massentransfer ein, welcher auf der thermischen Zeitskala des Primärsterns stattfindet und entsprechend hohe Massentransferraten produziert (vgl. Abbildung 3.2). Dieser Massentransfer führt zu dem Verlust fast des gesamten Wasserstoffs und zum Erlöschen der Wasserstoffschalenquelle. Die Primärsternmasse hat sich damit auf 1.45 $M_\odot$ reduziert, welches der Masse des konvektiven Kerns kurz vor Erlöschen des zentralen Wasserstoffbrennens entspricht. Aufgrund des extremen Massenverhältnisses (vgl. Tabelle 3.1) wächst die Periode während das Fall AB Massentransfers von 8 auf etwa 100 Tage. Der Primärstern verbringt etwa 5 Myr mit dem zentralen Heliumbrennen, während dessen er sich auf der Heliumhauptreihe im HR Diagramm befindet (vgl. Abbildung 3.1). Während des nachfolgenden Heliumschalenbrennens expandiert der Stern zum roten Riesen und ein sogenannter Fall ABB Massentransfer würde auftreten (Kippenhahn & Thomas, 1979), wenn der Sekundärstern in der Zwischenzeit nicht schon explodiert wäre (siehe unten). In anderen Systemen dieser Arbeit tritt er auch tatsächlich auf. Die Entwicklung des Primärsterns wird bis zum Ende des zentralen Kohlenstoffbrennens verfolgt. Aufgrund seiner kleinen Endmasse erscheint es unwahrscheinlich, dass er als Supernova explodiert. Stattdessen steht zu erwarten, dass der Massenverlust während seiner Phase als roter Riese die Masse soweit reduziert, dass die Kernmasse nicht stark genug anwachsen kann, um das Neonbrennen zu zünden (Habets, 1986a,b; Woosley et al., 1995). Damit würde dieser Primärstern mit einer Anfangsmasse von 12 $M_\odot$ zu einem isolierten ONeMg Weißen Zwerg werden.

Die Masse des Sekundärsterns wächst auf 17.81 $M_\odot$ an und er beendet sein zentrales Wasserstoffbrennen etwa 3.5 Myr nach dem Ende des Fall AB Massentransfers. Zu diesem Zeitpunkt beginnt er zu expandieren und ein Überriese zu werden. Aufgrund der starken Barriere im mittleren Molekulargewicht oberhalb des konvektiven Kerns zum Beginn des Massentransfers, verjüngt sich dieser Stern während des zentralen Wasserstoffbrennens nicht, d.h. er passt seine Kernmasse nicht der aktuellen Gesamtmasse an (vgl. Hellings 1983, 1984; Braun & Langer 1995). Daher hat der Sekundärstern nach dem Massentransfer ein viel kleineres Verhältnis von Heliumkernmasse zu Wasserstoffhüllenmasse als ein Einzelstern derselben Masse. Deshalb bleibt der Sekundärstern im blauen Bereich des HR Diagramms und wird nie ein roter Überriese (Braun & Langer, 1995).

Ob sich ein Sekundärstern verjüngt, hängt stark von der relativ schlecht bekannten Effizienz des semikonvektiven Mischens ab (Langer et al., 1983; Braun & Langer, 1995). Falls in dem Sekundärstern eine Verjüngung aufgetreten wäre, hätte er sich ähnlich wie ein 18 $M_\odot$ Einzelstern entwickelt, d.h. einen größeren konvektiven Kern besessen, und versucht nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens ein roter Überriese zu werden. Dies würde zu einem inversen Fall B Massentransfer führen. Aufgrund des extremen Massenverhältnisses käme es dabei zu einer Kontaktphase, die vermutlich zu einem Verschmelzen beider Sterne führen würde (vgl. System Nr. 25 unten und Kapitel 3.4.2 für mehr Details).

Weil der Sekundärstern einen kleinen Heliumkern hat, ist auch sein Vorrat an Brennstoff für das zentrale Heliumbrennen klein. Dagegen ist aufgrund seiner relativ großen Masse aber seine Leuchtkraft groß. Beide Faktoren zusammen führen zu einem sehr kurzen Heliumkernbrennen von nur 2 Myr. Deshalb überholt der Sekundärstern den Primärstern in seinem Evolutionsstatus und beendet seine Entwicklung als erste Komponente. Er explodiert als stickstoffreicher blauer

Überriese mit Eigenschaften ähnlich denen der SN 1987A. Aufgrund der Akkretion ist er mit Helium und Stickstoff um eine Faktor von 1.26 und 5.4 angereichert. Kohlenstoff und Sauerstoff sind dagegen um einen Faktor 0.23 und 0.81 abgereichert (vgl. Kapitel 6). Dieses Modell auf die Supernova 1987A angewendet, würde die Existenz eines 1.45 $M_\odot$ Heliumsterns mit einer Leuchtkraft von $\approx 10^3\,L_\odot$ und einer Temperatur von ≈ 55000 K in dem Supernovaüberrest bedeuten. Allerdings findet man auch Doppelsternsysteme in denen die Supernovareihenfolge nicht umgedreht ist und der Sekundärstern trotzdem Eigenschaften ähnlich dem Vorläufer der SN 1987A aufweisst. Diese Modelle auf SN 1987A angewandt, würden nicht zur Existenz eines Heliumsterns in dem Supernovaüberrest führen.

In vielen der Fall A Systeme (in allen mit 12 $M_\odot$ Primärstern) ist der Sekundärstern der Erste, der zur Supernova wird. Diese Umkehrung der Supernovareihenfolge wird in Kapitel 3.4.2 diskutiert.

3.2.2 Der Fall B

Tabelle 3.2: Entwicklungsparameter (Zeit, Massen beider Komponenten, Periode und Orbitalgeschwindigkeit beider Komponenten) des Fall B Systems Nr. 37 (vgl. Tabelle 3.3) zum Zeitpunkt des Beginns und Endes von Massentransferphasen und des Endes von Brennphasen (zentrales Wasserstoffbrennen: EZHB, zentrales Heliumbrennen: EZHeB, zentrales Kohlenstoffbrennen: EZCB). Beide Sterne sind bis zum Ende des zentralen Kohlenstoffbrennens gerechnet worden.

	Zeit	M_1	M_2	P	v_1	v_2
	Myr	$M_\odot$	$M_\odot$	d	km/s	km/s
Nullalterhauptreihe	0	16.0	15.0	8	162	173
EZHB Primärstern	9.472	15.8	14.8	8.19	160	170
Beginn Fall B	9.490	15.8	14.8	8.19	160	170
Ende Fall B	9.513	3.83	26.7	94.9	128	18.3
EZHeB Primärstern	10.46	3.61	26.5	99.1	126	17.1
Beginn Fall BB	10.68	2.81	26.5	102.9	126	13.4
EZCB Primärstern	10.68	2.33	26.8	170.7	109	9.4
Ende Fall BB	10.68	2.32	26.8	172.1	108	9.4
EZHB Sekundärstern	10.95	—	26.7	—	—	—
EZHeB Sekundärstern	11.71	—	26.0	—	—	—
EZCB Sekundärstern	11.83	—	25.9	—	—	—

Tabelle 3.2 und Abbildung 3.3 beschreiben die Entwicklung des Fall B Systems Nr. 37 (vgl. Tabelle 3.3), welches als Anfangsparameter eine Primärsternmasse von 16 $M_\odot$, eine Sekundärsternmasse von 15 $M_\odot$ und eine Periode von 8 Tagen hat. Da der Primärstern nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens auf seiner thermischen Zeitskala expandiert, tritt der Fall B Massentransfer auf eben dieser thermischen Zeitskala mit einer Massentransferrate der

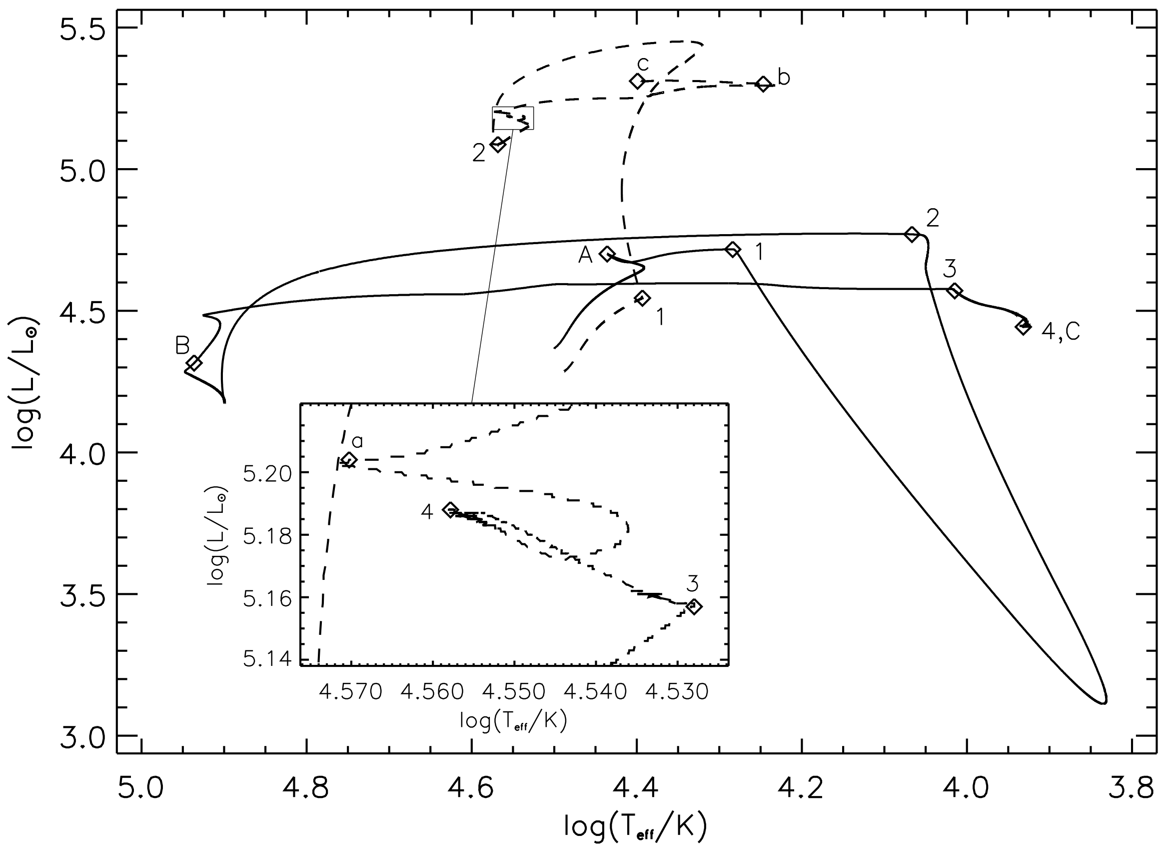

Abbildung 3.3: Entwicklungswege des Primärsterns (durchgezogene Linie) und Sekundärsterns (gestrichelte Linie) des Fall B Systems Nr. 37 (Anfangsmassen sind 16 und 15 $M_{\odot}$, Anfangsperiode ist 8 Tage) im HR Diagramm. Beginn und Ende der Massentransferphasen sind mit Nummern markiert; 1: Beginn des Fall B, 2: Ende des Fall B, 3: Beginn des Fall BB, 4: Ende des Fall BB. Die Marken A/a bezeichnen das Ende des zentralen Wasserstoffbrennens des Primär-/Sekundärsterns, B/b bezeichnen das Ende des zentralen Heliumbrennens des Primär-/Sekundärsterns und C/c den Ort ihrer Supernovaexplosionen.

Größenordnung $M_1/\tau_{KH,1}$ auf (vgl. Kapitel 3.2.1). Beide Sterne befinden sich während des kompletten Massentransfers weit weg von ihrem thermischen Gleichgewicht. Aber auch in diesem Fall kann ein schnellerer und ein etwas langsamerer Fall B Massentransfer unterschieden werden (Abbildung 3.4), da der Bahnabstand vor der Umkehrung des Massenverhältnisses schrumpft und danach wächst.

Im betrachteten System erreicht die Massentransferrate während des Fall B Massentransfers ungefähr $2\,10^{-3}\ M_{\odot}/yr$. Dies führt zu einer Akkretionszeitskala des Sekundärsterns von der gleichen Größenordnung wie seine thermische Zeitskala. Deshalb dehnt sich der Sekundärstern während des Fall B Massentransfers merklich aus. Wäre die Anfangsperiode nur um 1 Tag größer, d.h. 9 Tage (vgl. System Nr. 38), wäre der Primärsternradius zu Beginn des Massentransfers und damit auch die Massentransferrate so groß, dass das System eine Kontaktphase

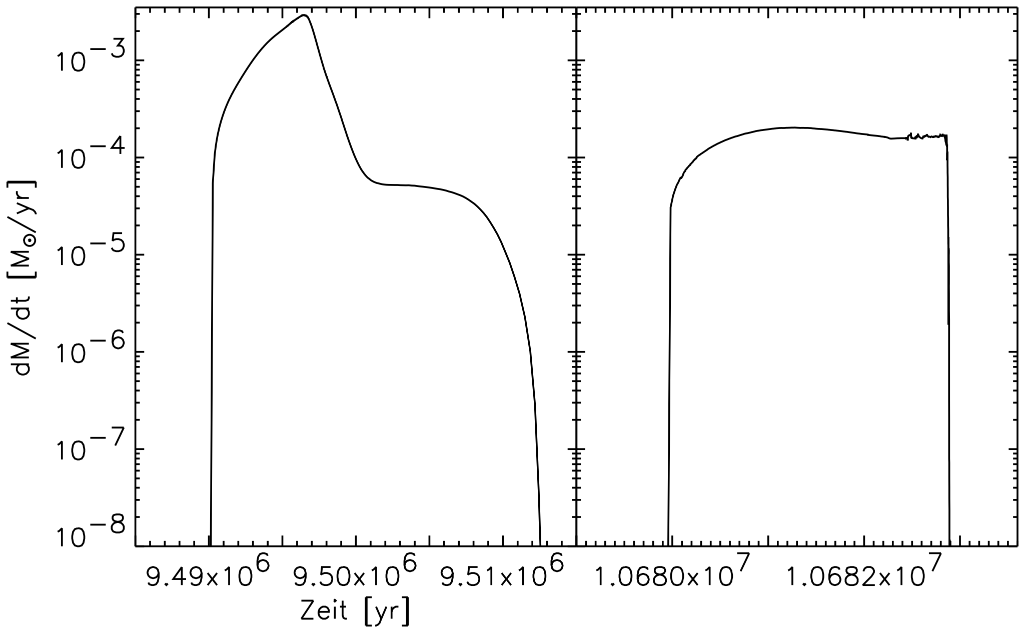

Abbildung 3.4: Massentransferrate als Funktion der Zeit für das Fall B System Nr. 37 (Anfangsmassen sind 16 und 15 $M_\odot$, Anfangsperiode ist 8 Tage, vgl. Tabelle 3.3). Die linke Seite zeigt den Fall B Massentransfer, die rechte Seite zeigt den nachfolgenden Fall BB Massentransfer.

entwickeln würde (vgl. Kapitel 3.3).

Nach dem Fall B Massentransfer verbleibt nur sehr wenig Wasserstoff auf dem Primärstern. Daher entwickelt er sich schnell zu einem heißen und kompakten Heliumstern der Masse $\approx 3.8\ M_\odot$ und brennt in diesem Stadium für etwa 1 Myr Helium im Kern. Danach expandiert er abermals (vgl. Kapitel 3.2.1) und füllt zum zweiten Mal seinen Roche-Radius, was zu einem sogenannten Fall BB Massentransfer führt. Während dieser Phase verliert er einen Großteil seiner Heliumhülle (0.49 $M_\odot$) auf den Sekundärstern. Dieser Massentransfer findet auch wieder auf der thermischen Zeitskala des Primärsterns statt (vgl. Abbildung 3.4). Nach dem Ende des zentralen Kohlenstoffbrennens und bevor das zentrale Neonbrennen beginnt, endet dieser Massentransfer. Während der restlichen Entwicklung des Systems tritt kein weiterer Massentransfer mehr auf, obwohl der Primärstern ein ausgedehnter Überriese ($\approx 80\,R_\odot$) bleibt und nahezu seinen Roche-Radius füllt. In seiner Endphase ist der einstmals 16 $M_\odot$ Primärstern ein 2.3 $M_\odot$ Heliumstern mit einer Gesamtmasse an Helium in seiner Hülle von 0.74 $M_\odot$. Der Kern des Primärsterns wird kollabieren und eine Supernovaexplosion produzieren. Die Explosioncharakteristika werden die einer Typ Ib oder Ic Supernova sein (Shigeyama et al., 1990; Woosley et al., 1995). Theoretische Modelle für die Explosion solcher kühler Heliumriesen sind in der Literatur nicht zu finden. Aufgrund des großen finalen Massenverhältnisses von 27/2.3 hat dieses System eine gute Chance, nach einer Explosion der Primärsterns gebunden zu bleiben.

Der Sekundärstern wächst während des Fall B Massentransfers auf etwa 27 $M_\odot$ an. Danach fährt er mit seiner Hauptreihenentwicklung fort und ist immer noch im zentralen Wasserstoffbrennen, wenn der Primärstern explodiert. Während des Fall BB Massentransfers akkretiert er 0.49 $M_\odot$ fast pures Helium vom Primärstern. Während dieser Phase wird er daher an seiner Oberfläche sehr helium- und stickstoffreich. Auch wenn während und nach dem Fall BB Massentransfer diese Anreicherung durch das thermohaline Mischen stark gemindert wird, sind die finalen Anreicherungsfaktoren für Helium und Stickstoff 1.25 und 4. Das heißt, die finalen Massenanteile an der Oberfläche sind 0.35 und 0.0041 für Helium und Stickstoff.

Nach dem Erlöschen des zentralen Wasserstoffbrennens expandiert der Sekundärstern, bleibt aber ein blauer Überriese bis zu seiner Supernovaexplosion (Abbildung 3.3), da er sich nicht verjüngt (vgl. Kapitel 3.2.1). Die Explosion des Sekundärsterns zerreißt sehr wahrscheinlich das System.

3.3 Die Entstehung von Kontaktphasen

In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse der 74 gerechneten Systeme präsentiert werden. Anstatt einer detaillierten Beschreibung der Entwicklungen aller Systeme zu geben, soll hier aber die Aufmerksamkeit auf die generellen Trends und Schlüsselgrößen als Funktion der wichtigsten Anfangsparameter gerichtet werden. Tabelle 3.3 enthält die wichtigsten Größen aller Systeme. Es soll sich auf die verschiedenen Mechanismen konzentriert werden, die zu einem Kontakt in massereichen Doppelsternsystemen führen können.

3.3.1 *Die Entstehung von Kontaktphasen aufgrund zu kleiner und zu großer Anfangsperioden*

Der Fall B

Es ist bekannt, dass Fall B Systeme mit einem Massenverhältnis nahe bei 1 und kleinen Anfangsperioden (früher Fall B) eine gute Chance haben, eine Kontaktphase während ihres Massentransfers zu vermeiden (vgl. Pols 1994). Die Tabelle 3.3 enthält 15 Beispiele, die Systeme mit den Nummern 2 bis 6, 12, 16, 18, 19, 20, 28 (Primärsternanfangsmasse 12 $M_\odot$), 35, 37 und 44 (Primärsternanfangsmasse 16 $M_\odot$). Die Tatsache, dass kein kontaktfreies Fall B System bei einer Anfangsmasse des Primärsterns von 25 $M_\odot$ gefunden werden konnte, wird in Kapitel 3.4.1 diskutiert. Dagegen wird meist angenommen, dass späte Fall B Systeme, d.h. solche mit sehr großen Anfangsperioden, sich über eine Phase mit einer gemeinsamen Hülle entwickeln (Podsiadlowski et al., 1992; Vanbeveren et al., 1998a,b,c). Im Folgenden soll ein genauerer Blick auf die Übergangsregion zwischen beiden Extremen geworfen werden.

Abbildung 3.5 zeigt die Massentransferraten als eine Funktion der Masse des Sekundärsterns für Systeme mit den gleichen Anfangsmassen (Primärstern mit 12 $M_\odot$ und Sekundärstern mit 11 $M_\odot$) aber unterschiedlichen Anfangsperioden in einem Bereich von 6 bis 40 Tagen (Systeme Nr. 3 bis 8). Generell kann man feststellen, dass weitere Systeme höhere Massentransferraten haben. Es ist aber auch interessant, sich die Zeitabhängigkeit der Massentransferraten im Detail anzusehen.

Tabelle 3.3: Charakteristische Größen aller gerechneten Systeme: Systemnummer, Anfangswerte für Primärsternmasse M_1, Sekundärsternmasse M_2 und Periode P_i sowie der Massentransferfall. Fett gedruckte Werte für die Anfangsmasse bezeichnen die Komponente, die seine Entwicklung als erste beendet. Die weitere Spalten enthalten: Die Art der auftretenden Kontaktphase (kein Kontakt = '–', früher Kontakt = 'M', inverser Kontakt = 'R', q-Kontakt = 'Q' und verspäteter Kontakt = 'D'; ein kleiner Buchstabe wird benutzt, wenn der Sekundärstern seinen Roche-Radius um nicht mehr als einen Faktor 1.5 überfüllt, die Systeme Nr. 52 und 59 machen einen zweiten Kontakt nach einem vorhergehenden leichten q-Kontakt), der Heliummassenanteil im Kern des Primärsterns zum Zeitpunkt des Einsetzens des ersten Massentransfers Y_1. M_1', M_2', L_1', L_2', R_1', R_2', P' bezeichnen die Primär- und Sekundärsternmasse sowie deren Leuchtkraft, Effektivtemperatur, Radius und Bahnperiode zu dem Zeitpunkt, an dem der Primärstern während des zentralen Heliumbrennens einen Heliummassenanteil im Kern von 0.8 hat. $\dot{M}_{\rm max}$ ist die maximale Massentransferrate (für Kontaktsysteme werden untere Grenzen angegeben, kursiv gedruckte Werte sind unsicher) und ΔM ist die Menge transferierter Materie zum Zeitpunkt der maximalen Massentransferrate oder des Auftretens der Kontaktphase. $\bar{\beta}$ ist das mittlere β, d.h. es bezeichnet den Anteil der transferierten Materie, die akkretiert werden konnte, wenn man annimmt, dass ab dem Zeitpunkt, zu dem der Sekundärstern seinen Roche-Radius um mehr als den Faktor 1.5 überfüllt, vom Sekundärstern keine Materie mehr akkretiert wird.

Nr.	M_1	M_2	P_i	Fall		Y_1	M_1'	M_2'	L_1'	L_2'	R_1'	R_2'	P'	$\dot{M}_{\rm max}$	ΔM	$\bar{\beta}$
	$M_\odot$		d			%	$M_\odot$		log($L_\odot$)		$R_\odot$		d	$\frac{10^{-4}\,M_\odot}{\rm yr}$	$M_\odot$	
1	12	**11.5**	2.5	A	–	87	1.42	21.5	2.98	4.99	0.3	16.5	218	*0.71*	1.8	1.00
2	**12**	11	3	B	–	98	2.44	20.4	3.93	4.74	0.8	7.2	54	4.0	7.3	1.00
3	**12**	11	6	B	–	98	2.38	20.4	3.82	4.79	0.6	6.8	115	10	7.3	1.00
4	**12**	11	10	B	–	98	—	—	—	—	—	—	—	17	7.5	1.00
5	**12**	11	16	B	–	98	—	—	—	—	—	—	—	25	7.5	1.00
6	**12**	11	22	B	–	98	—	—	—	—	—	—	—	28	7.6	1.00
7	12	11	30	B	D	98	—	—	—	—	—	—	—	>33	6.5	0.68
8	12	11	40	B	D	98	—	—	—	—	—	—	—	>33	5.7	0.60
9	12	10.5	2	A	M	75	—	—	—	—	—	—	—	*0.67*	1.5	0.70
10	12	**10.5**	2.5	A	–	87	1.42	20.7	2.97	4.87	0.3	7.9	190	*0.93*	2.0	1.00
11	12	10	2	A	M	76	—	—	—	—	—	—	—	0.82	1.6	0.68
12	**12**	10	16	B	–	98	2.43	19.4	3.81	4.71	0.6	6.6	255	22	7.0	1.00

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung von der vorhergehenden Seite

Nr.	M_1	M_2	P_i	Fall		Y_1	M'_1	M'_2	L'_1	L'_2	R'_1	R'_2	P'	$\dot{M}_{\max}$	ΔM	$\bar{\beta}$
	$M_\odot$		d			%	$M_\odot$		$\log(L_\odot)$		$R_\odot$		d	$\frac{10^{-4}\,M_\odot}{\mathrm{yr}}$	$M_\odot$	
13	12	10	22	B	D	98	—	—	—	—	—	—	—	>28	6.9	0.73
14	12	**9.5**	2	A	–	76	1.29	19.4	2.93	5.00	0.4	32.3[e]	171	1.8	2.0	1.00
15	12	**9.5**	2.5	A	–	88	1.41	19.7	2.96	4.79	0.3	7.5	166	*1.2*	2.0	1.00
16	**12**	9.5	3.5	B	–	98	2.45	18.9	3.94	4.63	0.8	6.3	50	*4.0*	2.9	1.00
17[a]	12	**9**	2	A	R	76	1.15	19.4	2.67	4.87	0.3	9.0	214	*1.2*	1.7	1.00
18	**12**	9	3.5	B	–	98	2.32	18.5	3.74	4.63	0.6	6.5	53	6.5	3.4	1.00
19	**12**	9	6	B	–	98	2.36	18.5	3.81	4.63	0.6	6.2	87	9.9	7.4	1.00
20	**12**	9	10	B	–	98	—	—	—	—	—	—	—	15	7.0	1.00
21	**12**	9	16	B	d	98	—	—	—	—	—	—	—	28	7.0	1.00
22	**12**	9	22	B	D	98	—	—	—	—	—	—	—	>29	5.9	0.62
23	12	**8.5**	2.5	A	–	88	1.43	18.8	2.97	4.72	0.3	6.8	135	*1.6*	2.1	1.00
24	12	**8**	2	A	–	77	1.12	18.5	2.64	4.84	0.3	8.5	189	3.0	2.3	1.00
25[c]	12	8	2.5	A	R	87	1.66	17.9	3.18	4.68	0.4	6.5	81.5	3.6	2.5	1.00
26	**12**	8	3.5	B	q	98	—	—	—	—	—	—	—	7.3	3.0	1.00
27	**12**	8	6	B	–	98	2.37	17.5	3.79	4.55	0.6	5.8	72	8.9	3.5	1.00
28	**12**	8	10	B	–	98	—	—	—	—	—	—	—	15	6.8	1.00
29	**12**	8	16	B	D	98	—	—	—	—	—	—	—	>24	6.0	0.63
30	12	7.5	2	A	q	78	—	—	—	—	—	—	—	2.1	2.0	1.00
31	12	**7.5**	2.5	A	–	89	1.45	17.8	2.99	4.64	0.3	6.3	104	2.5	2.0	1.00
32	12	7.5	3.5	B	Q	98	—	—	—	—	—	—	—	>8.1	2.8	0.27
33	12	6.5	2	A	Q	78	—	—	—	—	—	—	—	>4.6	1.4	0.13
34	**16**	15.7	3.2	A	–	91	2.79	27.8	3.88	5.14	0.5	9.3	75	3.5	3.6	1.00
35	**16**	15.7	6	B	–	98	3.49	27.5	4.17	5.14	0.6	8.3	86	22	7.7	1.00
36	16	15	2.5	A	M	80	—	—	—	—	—	—	—	2.5	2.6	0.70
37	**16**	15	8	B	–	98	3.63	26.7	4.20	5.10	0.7	8.9	96	29	8.0	1.00
38	**16**	15	9	B	d	98	3.64	26.7	4.22	5.10	0.7	8.1	107	32	8.1	1.00

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung von der vorhergehenden Seite

Nr.	M_1	M_2	P_i	Fall		Y_1	M'_1	M'_2	L'_1	L'_2	R'_1	R'_2	P'	$\dot{M}_{max}$	ΔM	$\bar{\beta}$
	$M_\odot$		d			%	$M_\odot$		$\log(L_\odot)$		$R_\odot$		d	$\frac{10^{-4}\,M_\odot}{\mathrm{yr}}$	$M_\odot$	
39	16	15	15	B	D	98	—	—	—	—	—	—	—	>37	6.7	0.48
40	16	14	2	A	M	69	—	—	—	—	—	—	—	2.2	2.2	0.86
41[a]	16	**14**	2	A	–	68	2.12	27.0	3.68	5.21	0.6	11.0	110	*1.2*	2.1	1.00
42	16	**14**	2.5	A	–	80	2.39	26.5	3.78	5.17	0.6	11.0	97.5	3.1	2.9	1.00
43	16	14	3	A	–	87	2.52	26.6	3.75	5.10	0.5	9.0	101	2.0	2.8	1.00
44	**16**	14	6	B	–	98	3.60	25.8	4.19	5.04	0.6	7.8	67	24	7.9	1.00
45	**16**	14	9	B	D	98	3.64	25.7	4.21	5.04	0.7	7.6	98	31	8.2	0.64[f]
46	16	13	2	A	M	69	—	—	—	—	—	—	—	3.0	2.5	0.68
47	16	**13**	2.5	A	–	80	2.28	26.1	3.65	5.11	0.5	9.1	99	*2.1*	2.4	1.00
48[c]	**16**	13	2.5	A	–	79	2.47	25.6	3.77	5.10	0.6	7.6	78	4.3	3.0	1.00
49	**16**	13	3	A	–	88	2.64	25.3	3.84	5.07	0.5	9.1	64	5.2	3.5	1.00
50[c]	**16**	13	3	A	–	87	2.66	25.2	3.81	5.08	0.5	7.8	62,5	5.1	3.2	1.00
51	**16**	13	4	B	d	98	3.55	24.8	4.19	4.99	0.7	8.2	41	18	6.9	1.00
52	**16**	13	6	B	D	98	3.70	24.7	4.24	4.95	0.7	6.8	57	27	7.8	0.62[f]
53	16	12	1.5	A	M	54	—	—	—	—	—	—	—	3.5	2.4	0.71
54	16	12	1.7	A	M	61	—	—	—	—	—	—	—	3.7	2.5	0.75
55	16	**12**	2	A	–	70	2.07	24.8	3.57	5.17	0.5	11.8	93	4.2	2.8	1.00
56	**16**	12	4	B	d	98	3.55	23.9	4.17	4.93	0.6	7.0	37	18	6.3	1.00
57	**16**	12	6.5	B	D	98	—	—	—	—	—	—	—	26	7.7	0.38[f]
58	16	**11**	2	A	–	71	2.00	24.1	3.56	5.10	0.5	10.8	89	5.7	3.1	1.00
59[c]	16	11	2	A	qR	69	2.10	24.0	3.54	5.13	0.5	8.4	77	5.9	3.1	1.00
60	**16**	11	3	A	–	89	2.52	23.8	3.74	4.95	0.5	7.3	61	*3.8*	2.8	1.00
61	**16**	11	3.2	A	–	92	2.81	23.3	3.87	4.93	0.5	7.4	42	8.2	4.0	1.00
62	**16**	10	2.5	A	q	81	2.28	23.1	3.77	4.97	0.6	7.8	65	8.7	3.5	1.00
63	**16**	10	3	B	q	89	—	—	—	—	—	—	—	9.9	3.9	1.00
64	16	9	2.5	A	Q	82	—	—	—	—	—	—	—	12	3.4	0.16[f]

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung von der vorhergehenden Seite																
Nr.	M_1	M_2	P_i	Fall		Y_1	M'_1	M'_2	L'_1	L'_2	R'_1	R'_2	P'	$\dot{M}_{\mathrm{max}}$	ΔM	$\bar{\beta}$
	$M_\odot$		d			%	$M_\odot$		$\log(L_\odot)$		$R_\odot$		d	$\frac{10^{-4}\,M_\odot}{\mathrm{yr}}$	$M_\odot$	
65	25	**24**	3.5	A	–	83	5.15	40.6	4.53	5.54	0.6	13.7	41	*3.0*	4.6	1.00
66[a]	**25**	24	3.5	A	–	83	5.21	40.6	4.54	5.54	0.6	12.4	40	*3.0*	4.2	1.00
67[b]	**25**	24	3.5	A	–	82	—[d]	40.5	—[d]	5.54	—[d]	11.2	—	*3.0*	4.6	1.00
68	25	**24**	5	B	d	98	7.28	39.2	4.85	5.45	0.8	11.9	31	30	8.2	1.00
69	25	24	9	B	D	98	—	—	—	—	—	—	—	>37	7.4	0.43
70	25	**23**	4	A	–	87	5.31	39.4	4.56	5.49	0.6	12.4	39	*4.0*	5.2	1.00
71	25	**22**	2.5	A	–	70	4.80	39.6	4.45	5.55	0.7	14.2	39	*2.7*	2.9	1.00
72[c]	**25**	22	2.5	A	–	68	4.68	38.9	4.44	5.62	0.7	10.5	39	5.3	3.6	1.00
73	**25**	19	4	A	–	88	5.26	35.9	4.55	5.38	0.7	8.7	30	6.3	4.9	1.00
74	**25**	16	4	A	–	89	5.22	33.3	4.54	5.29	0.6	8.8	24	8.8	5.0	1.00

[a] $\alpha_{\mathrm{sc}} = 0.02$

[b] $\alpha_{\mathrm{sc}} = 0.04$

[c] Schwarzschild Kriterium anstatt Ledoux Kriterium benutzt

[d] Nur Sekundärstern wird berechnet, Primärstern sollte sich aber nicht stark von Nr. 65 und 66 unterscheiden.

[e] Sekundärstern bei EZHeB

[f] Behandelt als ob $\bar{\beta}$ = 1

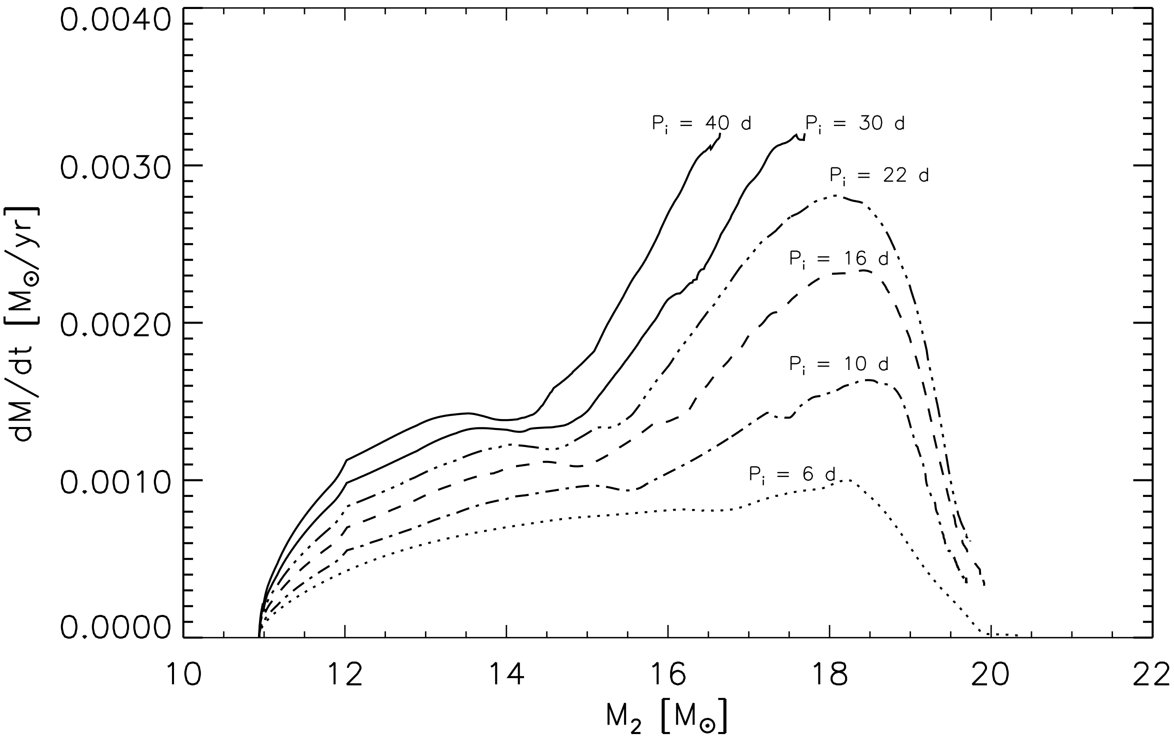

Abbildung 3.5: Massentransferraten als Funktion der Sekundärsternmasse für Fall B Systeme bestehend aus einem 12 $M_\odot$ und einem 11 $M_\odot$ Stern und mit Anfangsperioden von 6 bis 40 Tagen (Nr. 3 bis 8). In den Systemen mit einer Anfangsperiode von 30 und 40 Tagen tritt eine Kontaktphase auf, nach derem Erreichen die Rechnung endet.

Das erste Maximum der Massentransferrate steht im Zusammenhang mit dem Ende des Schrumpfens der Bahnperiode beim Erreichen eines Massenverhältnisses von eins. Das heißt, dass, nachdem der Primärstern die leichtere Komponente im System geworden ist, die Periode und damit auch der Roche-Radius des Primärsterns anwächst und der Anstieg der Massentransferrate abflacht. Dies passiert mit einer gewissen zeitlichen Verzögerung aufgrund der thermischen Reaktionszeit des Primärsterns.

Später während des Massentransfers wächst der Bahnabstand stark. Aufgrund dessen dehnt sich der Primärstern stark aus und seine Oberflächentemperatur sinkt. In den weiten Systemen in Abbildung 3.5 beginnt dadurch die äußere Hülle des Primärsterns konvektiv instabil zu werden. Das dadurch verursachte Abfallen des adiabatischen Masse-Radius-Exponenten $\zeta_{\rm ad}$ (vgl. Ritter 1988) führt zu einem weiteren Anstieg der Massentransferrate durch das Wachsen des Bahnabstands. Eine Kontaktphase, die auf diese Weise entsteht, soll als „verspäteter Kontakt“ bezeichnet werden. Tabelle 3.3 enthält 9 Systeme, in denen ein verspäteter Kontakt auftritt. Diese Art der Kontaktphase tritt nur in Fall B Systemen auf und hat keine Entsprechung in Fall A Systemen.

Abbildung 3.6 zeigt die Radiusentwicklung der Sekundärsterne der in Abbildung 3.5 berück-

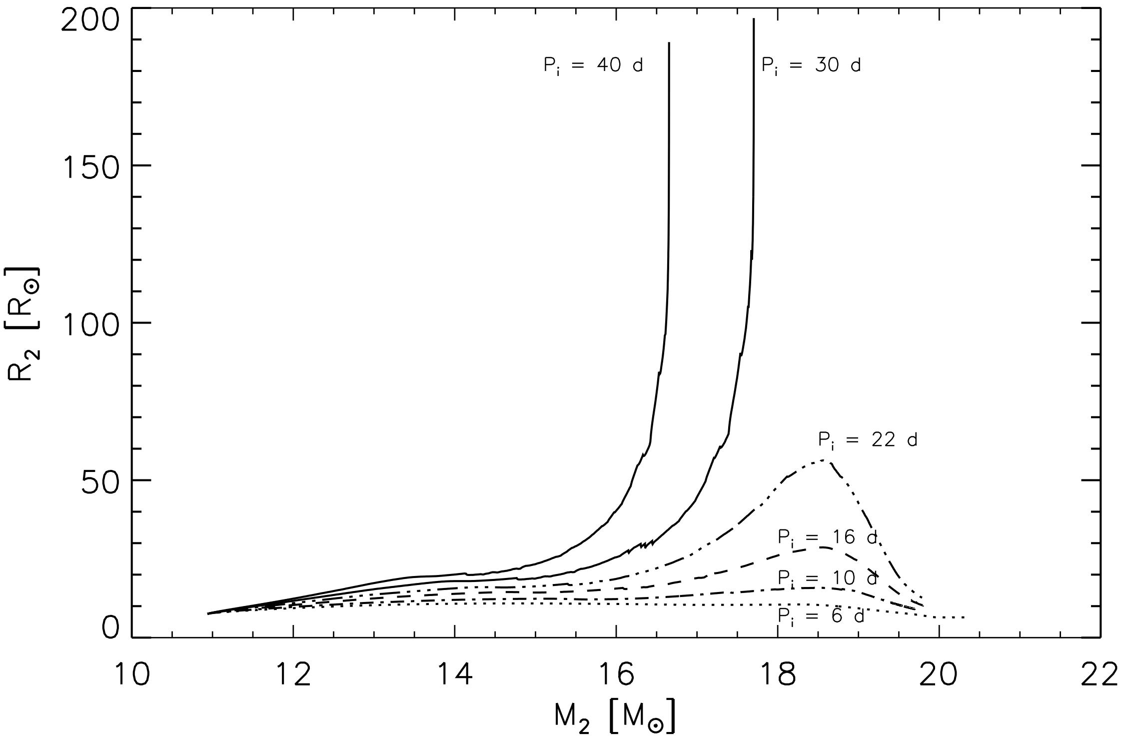

Abbildung 3.6: Radiusentwicklung der Sekundärsterne während des Massentransfers als Funktion ihrer Masse für die selben Systeme wie in Abbildung 3.5. In den Systemen mit 30 und 40 Tagen Anfangsperioden führt das starke Anwachsen des Radius zu einer Kontaktphase, nach derem Erreichen die Rechnung endet.

sichtigten Systeme. Anfangs wächst der Radius nicht stark, auch wenn man sehen kann, dass größere Radien für größere Anfangsperioden — d.h. größere Massentransferraten — erreicht werden. Im weiteren Verlauf führen Massentransferraten oberhalb von etwa $3\,10^{-3}\,M_\odot$ dazu, dass der Sekundärsternradius enorm wächst. Diese Massentransferrate entspricht grob $\dot{M} = RL/(GM)$, d.h. der Bedingung $M/\dot{M} = GM^2/(RL)$ für den Sekundärstern. In den beiden Systemen mit Anfangsperioden von 30 und 40 Tagen wächst der Radius soweit, dass auch der Sekundärstern seinen Roche-Radius füllt und ein Kontaktsystem entsteht. Dieser Effekt begrenzt den Bereich kontaktfreier Systeme zu großen Perioden hin.

Es ist bemerkenswert, dass bereits etwa 5 $M_\odot$ bei dem 40 Tage System (Nr. 8) und 6 $M_\odot$ bei dem 30 Tage System (Nr. 7) transferiert werden, bevor es zu dem Kontakt kommt. In Abbildung 3.6 kann man auch sehen, dass der Kontakt um so früher entsteht (in Einheiten der transferierten Masse), je weiter die Anfangsperiode ist. Das heißt es gibt einen kontinuierlichen Übergang hin zu sehr weiten Doppelsternen mit Primärsternen, die bereits zum Beginn des Massentransfers konvektiv sind und damit eine Kontaktphase bereits am Anfang des Massentransfers erreichen (Podsiadlowski et al., 1992).

Entsprechend der Abschätzung von Webbink (1984), die die Bahnenergie des Doppelsterns mit der Bindungsenergie der durch den Kontakt entstandenen gemeinsamen Hülle vergleicht, kann das System Nr. 7 ein Verschmelzen beider Komponenten vermeiden. Mit einer Effizienz von $\alpha_{CE} = 1$ bei der Nutzung der Bahnenergie zum Abwerfen der gemeinsamen Hülle von etwa 3 $M_{\odot}$ erhält man eine Endperiode von etwa 7.5 Tagen.

Zusammenfassend kann man sagen, dass beim verspäteten Kontakt ein nichtkonservativer Abschnitt eines Fall B Massentransfers einem konservativen folgt und es so zu einem oszillieren des Bahnabstandes kommt. Zuerst schrumpft er bis zum Erreichen eines Massenverhältnisses q von 1, dann wächst er bis zum Ende des konservativen Massentransfers um dann aufgrund des Verlustes von Masse und Drehmoment aus dem System wieder zu schrumpfen. Für das System Nr. 7 ist das Verhältnis der vom Sekundärstern akkretierten Masse zu der vom Primärstern Verlorenen $\bar{\beta} \approx 6\,M_{\odot}/9\,M_{\odot} \approx 0.67$.

Nach dem verspäteten Kontakt und der darauf folgenden Entwicklung über eine Phase mit gemeinsamer Hülle besteht System Nr. 7 aus einem 20 $M_{\odot}$ Hauptreihenstern — dem Sekundärstern — und einem 2.4 $M_{\odot}$ Heliumstern mit einer Periode von 7.5 Tagen. Im weiteren Verlauf wird der Primärstern nach dem Ende seines zentralen Heliumbrennens wieder expandieren und ein Fall BB Massentransfer wird einsetzen, ähnlich wie in Kapitel 3.2.2 für System Nr. 37 diskutiert. Das vorherige Auftreten eines inversen Fall B Massentransfers kann man ausschließen, da man zum Beispiel anhand von System Nr. 2 abschätzen kann, dass der Sekundärstern in System Nr. 7 sich noch im Wasserstoffbrennen befindet, wenn der Primärstern seine Entwicklung beendet. Auch wird die Betrachtung des Fall A weiter unten zeigen, dass die Obergrenze für das Auftreten eines inversen Massentransfers vor dem Ende der Entwicklung des Primärsterns im hier betrachteten Massenbereich bei kleineren Anfangsperioden liegen sollte, als die für die Umkehrung der Supernovareihenfolge (vgl. Kapitel 3.4.2). Man muss damit in Fall B Systemen (mit Primärsternmassen $\gtrsim 12\,M_{\odot}$) wohl allgemein nicht mit einem inversen Massentransfer rechnen.

Die massereichsten hier betrachteten Systeme mit einer Primärsternanfangsmasse von 25 $M_{\odot}$ können auch bei einem sehr frühen Fall B Massentransfer und mit Massenverhältnissen nahe 1 eine Kontaktphase nicht mehr vermeiden (vgl. Systeme Nr. 68 und 69 in Tabelle 3.3). In den beiden berücksichtigten Systemen wird ein großer Anteil der vom Primärstern verlorenen Materie konservativ übertragen, bevor die Kontaktphase auftritt (8.2 und 7.4 $M_{\odot}$, vgl. Tabelle 3.3). Das heißt, es handelt sich auch hier um einen „verspäteten Kontakt". In System Nr. 68 ist der Kontakt nur marginal, in System Nr. 69 dagegen nicht.

Der Fall A

Abbildung 3.7 zeigt einen vollkommen anderen Mechanismus für die Entstehung einer Kontaktphase, welcher in Fall A Systemen für kleine Perioden auftritt (vgl. Pols 1994). Sie zeigt die Radiusentwicklung von drei Sekundärsternen in Fall A Systemen, die bis auf die Periode identische Anfangsparameter besitzen (Systeme Nr. 53 bis 55 aus Tabelle 3.3). Alle drei Sekundärsterne entwickeln sich durch den schnellen Fall A Massentransfer, ohne signifikant zu expandieren (im Gegensatz zu Systemen mit Massenverhältnissen $q_i \lesssim 0.65$). In den beiden engeren Systemen (Nr. 53 und 54) tritt der Massentransfer so früh in der Entwicklung des Systems auf, dass der nun massereichere Sekundärstern sein zentrales Wasserstoffbrennen als der erste

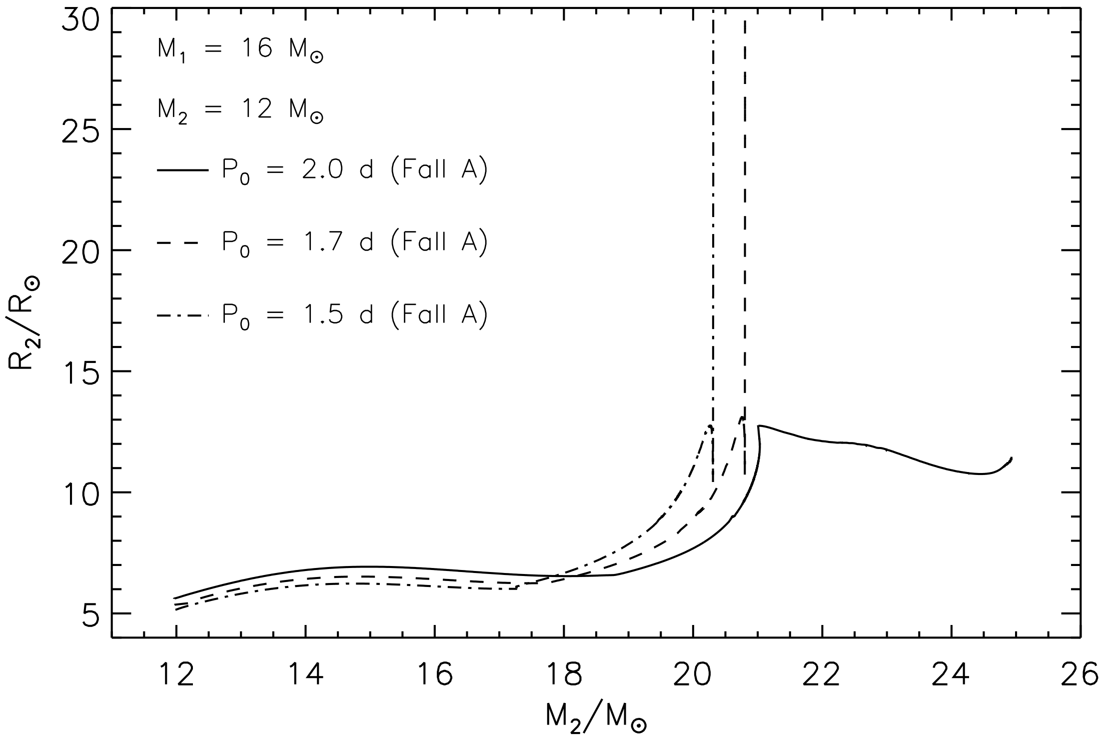

Abbildung 3.7: Sekundärsternradius als Funktion seiner Masse während des Fall A Massentransfers für drei Systeme mit einer 16 $M_\odot$ schweren und einer 12 $M_\odot$ schweren Komponente. Die Systeme unterscheiden sich in einer verschiedenen Anfangsperiode im Bereich von 1.5 bis 2 Tagen (Systeme Nr. 53 bis 55). In den beiden engeren Systemen beenden die Sekundärsterne ihr zentrales Wasserstoffbrennen während des langsamen Fall A Massentransfers. Ihre darauffolgende schnelle Expansion führt zu einer Kontaktphase. In dem System mit einer Periode von 2 Tagen (Nr. 55, durchgezogene Linie) beginnt der Fall AB Massentransfer (bei $M_2 \simeq 21\,M_\odot$) bevor der Sekundärstern sein zentrales Wasserstoffbrennen beendet hat. Eine Kontaktphase wird daher vermieden (siehe Text).

Stern beendet. Er expandiert daraufhin, füllt seinen Roche-Radius und beginnt einen inversen Fall B Massentransfer. Da natürlich auch der Primärstern während des langsamen Fall A Massentransfers seinen Roche-Radius füllt, kommt es zu einer Kontaktphase. Diese Art der Bildung einer Kontaktphase soll als „früher Kontakt“ bezeichnet werden. Das wahrscheinlichste Ergebnis eines frühen Kontaktes ist ein Verschmelzen der Komponenten, da die Perioden solcher Systeme zu klein sind, um eine gemeinsame Hülle erfolgreich abwerfen zu können. Dieser Effekt begrenzt den kontaktfreien Bereich hin zu kleinen Perioden.

Im System Nr. 55 beendet der Primärstern sein Wasserstoffbrennen als erste Komponente. Daher setzt ein Fall AB Massentransfer ein, bevor der Sekundärstern stark expandieren kann. Dies hat zwei Effekte: Es vergrößert sich die Periode — die Periode wächst von 5.24 auf 93

Tagen während des Fall AB Massentransfers — und es verstärkt das Mischen von Wasserstoff in den Kern des Sekundärsterns (vgl. Braun & Langer 1995) und verlangsamt damit die Entwicklung des Sekundärsterns. Das heißt, wenn die Periode einen kritischen Wert übersteigt, beginnt der Fall AB Massentransfer bevor der Sekundärstern stark expandieren kann und ein früher Kontakt wird vermieden. Wenn der Sekundärstern sich nicht verjüngt, wird ein inverser Fall B Massentransfer ebenfalls vermieden. Kurioserweise beendet der Sekundärstern im System Nr. 1 sein Wasserstoffbrennen genau zwischen dem Ende des Fall A Massentransfers und dem Beginn des Fall AB Massentransfers. Der Sekundärstern hatte hier seinen Roche-Radius zum Beginn des Fall AB Massentransfers aber noch nicht gefüllt und der Fall AB Massentransfer führte zu einem Schrumpfen seines Radius, womit ein Kontakt vermieden werden konnte (siehe auch Abbildung 3.11).

Diese untere Grenze für kontaktfreie Doppelsterne hängt stark vom benutzten Konvektionskriterium ab. Wie in Kapitel 2.5 erwähnt, werden bis auf wenige Ausnahmen die Modelle in dieser Arbeit unter Benutzung des Ledoux Kriteriums für die Konvektion und einem Effizienzparameter für die Semikonvektion von $\alpha_{sc} = 0.01$ gerechnet. Die Effizienz des semikonvektiven Mischens — welche im Falle des Schwarzschild Kriteriums unendlich ist — bestimmt zu einem großen Teil, ob sich ein akkretierender Stern im zentralen Wasserstoffbrennen verjüngt (Braun & Langer, 1995). Wenn er sich nicht verjüngt, was wahrscheinlicher für eine weniger effiziente Semikonvektion und zum Zeitpunkt des Massentransfers weiter entwickelte Sekundärsterne ist, behält er eine ungewöhnliche Struktur mit im Vergleich zu Einzelsternen kleinerem konvektiven Kern und größerer wasserstoffreicher Hülle. Da solch eine Struktur den Stern während seiner restlichen Entwicklung relativ kompakt hält (er wird nicht zu einem Roten Überriesen, vgl. Braun & Langer 1995), wird er seinen Roche-Radius nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens nicht füllen. Dies ist der Fall in allen hier vorgestellten Fall A Systemen (mit Ledoux Kriterium und $\alpha_{sc} = 0.01$), die keinen frühen Kontakt machen und ein Anfangsmassenverhältnis q $\gtrsim 0.65$ haben.

Für Modelle die mit dem Schwarzschild Kriterium gerechnet werden, verjüngen sich die Sekundärsterne während oder kurz nach dem schnellen Fall A Massentransfer. Dies führt zu längeren Hauptreihenlebenszeiten der Sekundärsterne und damit zu weniger Fällen mit frühem Kontakt. Das heißt, die kritische Anfangsperiode für frühen Kontakt wird zu kleineren Werten hin verschoben. In diesem Fall expandieren aber alle Sekundärsterne zu Roten Überriesen. Falls der Primärstern zu diesem Zeitpunkt immer noch anwesend ist, führt dies zu einem inversen Fall B Massentransfer. Da die Lebensdauer eines verjüngten Sekundärsterns sich verlängert hat, haben die Primärsterne häufig bereits ihre Entwicklung beendet und das System kann durch die Supernovaexplosion sogar schon zerbrochen sein (vgl. Pols 1994). Allerdings kann die Lebenszeit des massearmen Heliumsterns (des Primärsterns) auch durchaus vergleichbar mit der des sehr massereichen Sekundärsterns sein. Dann würde ein inverser Fall B Massentransfer auftreten, bei dem der Heliumstern eine Wasserstoffhülle aufbauen würde und zum Roten Riesen würde. Ein solcher inverser Massentransfer führt aufgrund des zu diesem Zeitpunkt sehr extremen Massenverhältnisses zu einer Kontaktphase. Wir bezeichnen diese Art der Kontaktentstehung als „inversen Kontakt“.

Dieses Szenario tritt in fünf der Fall A Systeme aus Tabelle 3.3 (Nr. 25, 48, 50, 59 und 72) auf, die mit dem Schwarzschild Kriterium anstatt dem Ledoux Kriterium gerechnet werden. Nr. 25

und 59 mit Primärsternanfangsmassen von 12 bzw. 16 $M_\odot$, einem Massenverhältnis von 0.67 bzw. 0.69 und einer Periode von 2.5 bzw. 2 Tagen vermeiden einen frühen Kontakt. Allerdings erleiden sie einen inversen Kontakt, wenn die Primärsterne 91% bzw. 80% des Heliums in ihrem Kern verbrannt haben. Beide Systeme vermeiden jeden Kontakt und kehren ihre Supernovareihenfolge um, wenn man sie mit der sonst in dieser Arbeit üblichen Konvektionsphysik rechnet. Das heißt eine größere Effizienz der Semikonvektion reduziert die Anzahl der Systeme, die einen frühen Kontakt machen, aber vergrößert die Anzahl derer, die einen inversen Kontakt machen. Von System Nr. 25 folgern wir, dass, wenn das Schwarzschild Kriterium korrekt wäre, praktisch alle Fall A Doppelsterne mit einer Primärsternanfangsmasse von 12 $M_\odot$ einen inversen Kontakt machen würden. Wenn man die Systeme Nr. 58 und 59 vergleicht, die bis auf die Behandlung der Konvektion identische Anfangsparameter besitzen, sieht man, dass auch bei Doppelsternen mit einer Primärsternanfangsmasse von 16 $M_\odot$ die Untergrenze für kontaktfreie Systeme größer wird.

In den drei anderen mit dem Schwarzschild Kriterium gerechneten Systemen Nr. 48, 50 und 72 explodieren die Primärsterne als Supernova bevor der inverse Massentransfer auftreten kann. Zwei von ihnen (Nr. 48 und 72) haben mit unserem üblichen Konvektionskriterium eine umgekehrte Supernovareihenfolge (siehe Systeme Nr. 47 und 71 in Tabelle 3.3), das andere hat dies nicht (siehe System Nr. 49 in Tabelle 3.3).

Man kann also die Untergrenze für die kontaktfreie Entwicklung unter Benutzung des Schwarzschild Kriteriums im Bereich zwischen der mit Hilfe des Ledoux Kriteriums ($\alpha_{sc} = 0.01$) erhaltenen Untergrenze und der genauso erhaltenen Grenze für die Umkehrung der Supernovareihenfolge erwarten. Das eine frühe Fall A System mit einem 25 $M_\odot$ Primärstern (Nr. 72) zeigt auch keinen inversen Massentransfer vor der Supernovaexplosion des Primärsterns, auch wenn es sich um ein System handelt, bei dem mit unserem üblichen Konvektionskriterium die Supernovareihenfolge umgekehrt ist. Daraus kann man schlußfolgern, dass bei den massereicheren Systemen die Menge an kontaktfreien Fall A Systemen nicht sehr stark vom Konvektionskriterium abhängt. Im Gegensatz dazu kann man in Fall A Systemen mit Primärsternmassen $\lesssim 12\,M_\odot$ bei Verwendung des Schwarzschild Kriteriums keine kontaktfreien Systeme mehr erwarten.

3.3.2 Die Entstehung von Kontaktphasen aufgrund zu extremer Massenverhältnisse

Während es im vorhergehenden Abschnitt um die Entstehung von Kontaktphasen aufgrund zu großer (verspäteter Kontakt) und zu kleiner Periode (früher und inverser Kontakt) ging, soll hier der Frage nach der Entstehung von Kontaktphasen aufgrund eines zu großen oder zu kleinen Massenverhältnis nachgegangen werden.

Der Fall B

Abbildung 3.8 zeigt die Massentransferrate als Funktion der Menge der transferierten Materie für drei Fall B Systeme mit identischen Primärsternanfangsmassen (12 $M_\odot$) und identischen Perioden (6 Tage) aber verschiedenen Sekundärsternanfangsmassen. Für kleinere Anfangsmassenverhältnisse $q_{\mathrm{i}} = M_{2,\mathrm{i}}/M_{1,\mathrm{i}}$ sind die Massentransferraten am Anfang des Massentransfers

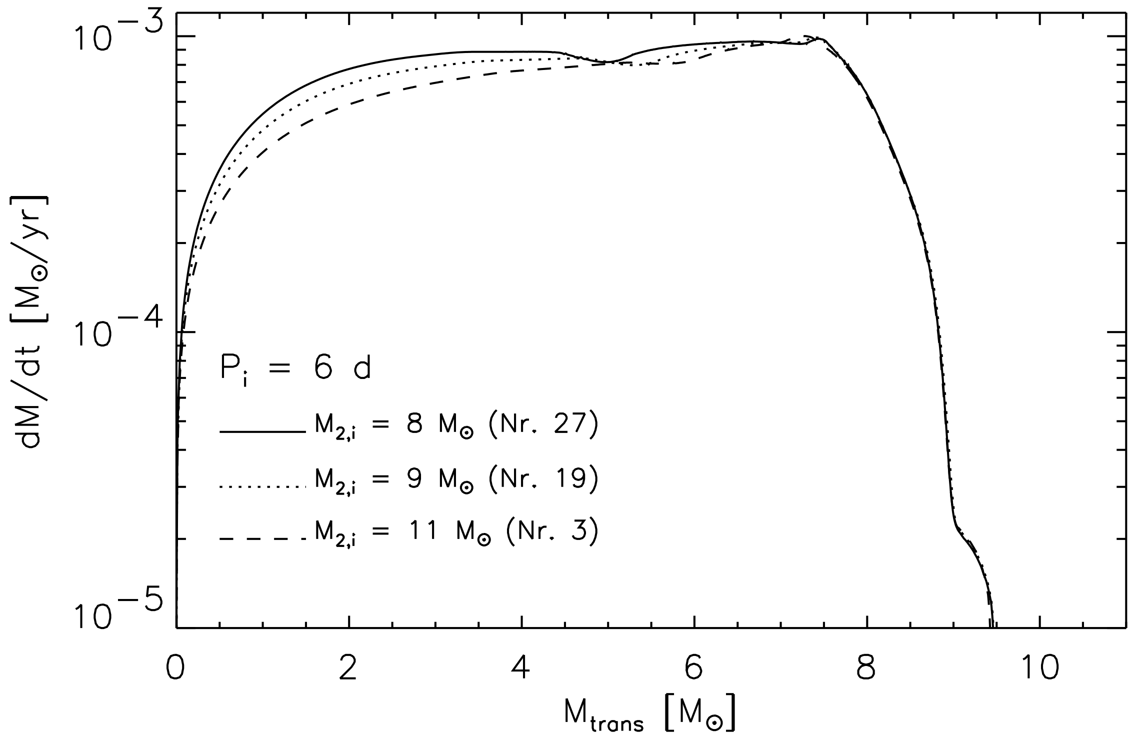

Abbildung 3.8: Massentransferraten als Funktion der Menge transferierten Materials für drei Fall B Systeme mit 12 $M_\odot$ Primärsternen. Die Sekundärsternanfangsmassen sind 11 $M_\odot$ (System Nr. 3), 9 $M_\odot$ (System Nr. 19) und 8 $M_\odot$ (System Nr. 27). Die Anfangsperiode ist für alle Systeme 6 Tage.

etwas größer, da der Bahnabstand für kleineres q_i schneller schrumpft. Für eine konservative Entwicklung (unter Vernachlässigung stellarer Winde) hängt der minimale Bahnabstand nur vom Anfangsbahnabstand d_i und dem Massenverhältnis q_i ab: $d_\mathrm{min} = d_\mathrm{i}\left(\frac{4q_\mathrm{i}}{(q_\mathrm{i}+1)^2}\right)^2$. Das heißt, dass bei einem kleinerem q_i der Primärstern während dieser ersten Phase des Massentransfers (vor Erreichen von $q = 1$) in einen kleineres Volumen gepresst wird und die Massentransferrate damit größer wird.

Die maximale Massentransferrate, die nach der Umkehrung des Massenverhältnisses erzielt wird, ist in allen Fällen ziemlich ähnlich, obwohl die Perioden nach dem Massentransfer verschieden sind (115 Tage, 87 Tage und 72 Tage für die Anfangsmassen 11 $M_\odot$, 9 $M_\odot$ und 8 $M_\odot$). Auch die Menge transferierten Materials ist unabhängig von der Sekundärsternmasse. Es wird die gesamte wasserstoffreiche Hülle übertragen.

Ob eine Kontaktphase auftritt wird in diesem Fall hauptsächlich durch die Reaktion des Sekundärsterns bestimmt. Abbildung 3.9 zeigt, dass der Sekundärstern mit der kleinsten Anfangsmasse während des Massentransfers am stärksten anschwillt. Das kleinste Anfangsmassenverhältnis für das eine Kontaktphase vermieden werden kann, entspricht in etwa der Bedingung,

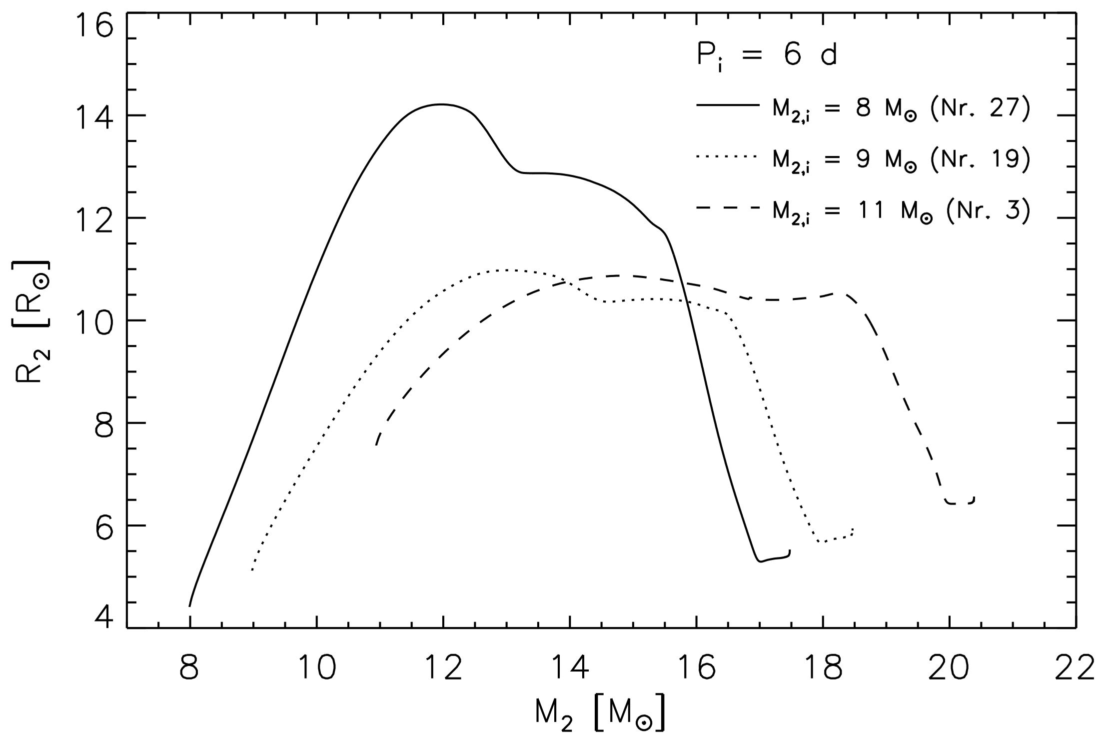

Abbildung 3.9: Sekundärsternradius als Funktion der Sekundärsternmasse für dieselben Systeme wie in Abbildung 3.8.

dass die Massenakkretionszeitskala des Sekundärsterns $M_2/\dot{M}_2$ kleiner seiner thermischen Zeitskala $GM_2^2/(R_2L_2)$ ist. Wir bezeichnen solch eine Kontaktphase als q-Kontakt.

Da der q-Kontakt während der ersten Phase des Massentransfers auftritt, kann der Sekundärstern im Unterschied zum verspäteten Kontakt (Kapitel 3.3.1) nur wenig Material akkretieren. Das heißt, entweder kann ein großer Teil der Wasserstoffhülle des Primärsterns aus dem System entfernt werden oder beide Komponenten verschmelzen. Die Situation, dass ein Sekundärstern nach einem anfänglich nichtkonservativen Massentransfer signifikante Mengen Material akkretieren kann, erscheint unwahrscheinlich, da dieser nichtkonservative Massentransfer die Sterne nur noch näher zusammenbringen würde.

Im Prinzip gibt es auch ein maximales Anfangsmassenverhältnis für eine kontaktfreie Entwicklung von Fall B Systemen. Für $q_\mathrm{i} = 1$ haben beide Sterne dasselbe Alter und denselben Roche-Radius und füllen ihn damit zu demselben Zeitpunkt. Da diese Grenze aber sehr nahe bei $q_\mathrm{i} = 1$ liegt, vernachlässigen wir sie als statistisch unbedeutend.

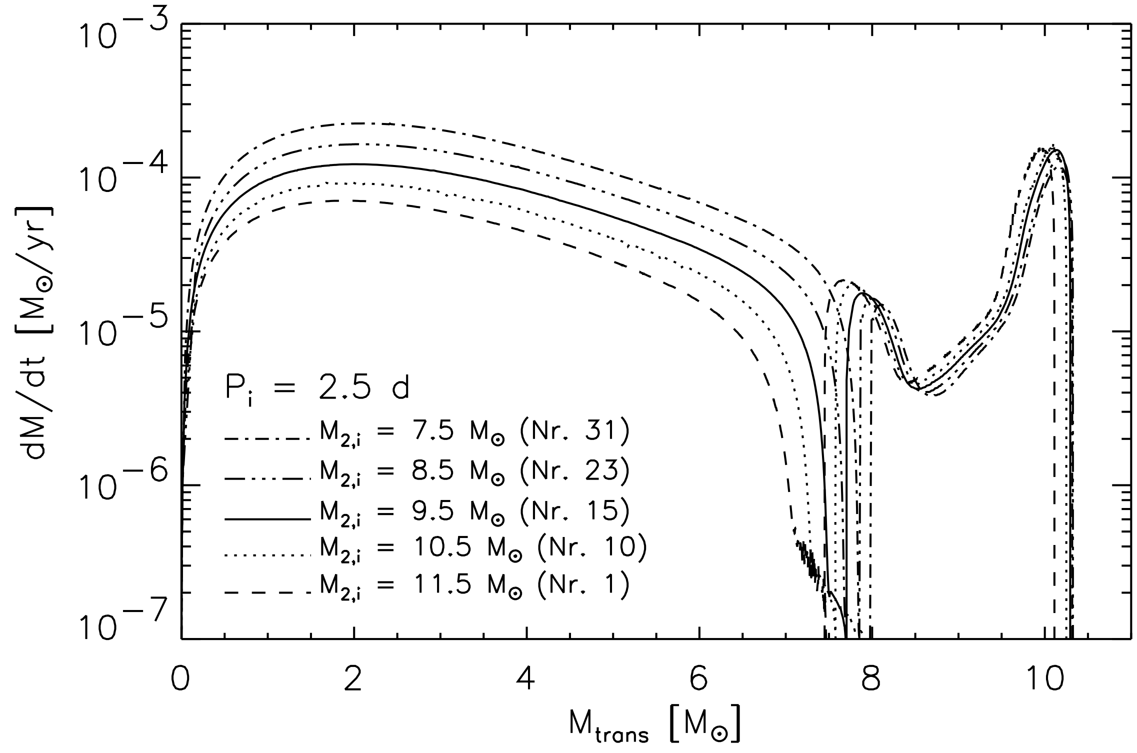

Abbildung 3.10: Massentransferraten als Funktion der Menge transferierten Materials für fünf Fall A System mit derselben Primärsternanfangsmasse (12 $M_\odot$) und Anfangsperiode (2.5 Tage). Die Sekundärsternanfangsmassen sind 11.5 $M_\odot$ (Nr. 1), 10.5 $M_\odot$ (Nr. 10), 9.5 $M_\odot$ (Nr. 15), 8.5 $M_\odot$ (Nr. 23) and 7.5 $M_\odot$ (Nr. 31).

Der Fall A

Die maximale Massentransferrate in Fall A Systemen wird während der schnellen Massentransferphase, in der der Bahnabstand schrumpft, oder zum Schluss des Fall AB Massentransfers, wenn der Primärstern am ausgedehntesten ist, erziehlt. Abbildung 3.10 zeigt die Massentransferraten von fünf Fall A Systemen mit bis auf die Anfangsmasse des Sekundärsterns (und damit dem anfänglichen Massenverhältnis q_i) identischen Anfangsbedingungen. Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt wird, ist die Massentransferrate um so größer, desto kleiner q_i ist. Genau wie bei Fall B Systemen kann es zu einer Kontaktphase aufgrund zu kleinem q_i kommen, da die Massentransferraten größer sind und, was wichtiger ist, die thermischen Zeitskalen der Sekundärsterne größer sind. Alle in Abbildung 3.11 gezeigten Systeme vermeiden eine Kontaktphase, man kann aber sehen, dass der relative Anstieg des Sekundärsternradius für Systeme mit kleinerem Massenverhältnis größer ist.

Der zweite Anstieg des Sekundärsternradius während des Fall A Massentransfers (Abbildung 3.11) ist auf die nukleare Entwicklung des Sekundärsterns während der langsamen Phase des Fall A Massentransfers zurück zu führen. Sie endet mit dem Einsetzen des Fall AB Massen-

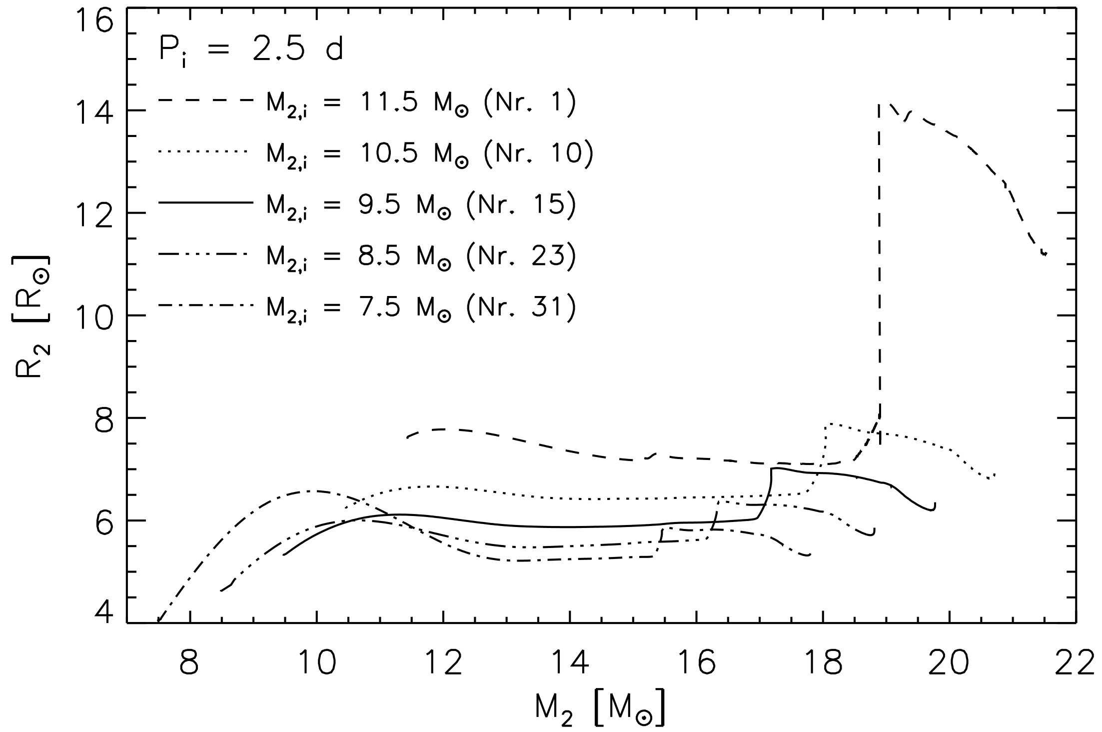

Abbildung 3.11: Sekundärsternradius als Funktion der Sekundärsternmasse für dieselben Systeme wie in Abbildung 3.10. Das erste Maximum wird während des schnellen Fall A Massentransfers erzielt. Das zweite Maximum wird während des langsamen Fall A Massentransfers aufgrund der nuklearen Entwicklung des Sekundärsterns erreicht. Die Radiusabnahme nach dem zweiten Maximum steht im Zusammenhang mit dem Fall AB Massentransfer.

transfers. Der Sekundärstern in System Nr. 1 hat vor dem Einsetzen des Fall AB Massentransfers bereits sein zentrales Wasserstoffbrennen beendet und ist bereits deutlich expandiert. Das Einsetzen des Fall AB Massentransfers stoppt diese Expansion und verhindert die Bildung eines frühen Kontaktes. Trotz alledem zeigen die Abbildungen 3.10 und 3.11, dass auch zu große Massenverhältnisse genau wie zu kleine Perioden zu einem frühen Kontakt führen können. Während in Fall B Systemen also nur aufgrund eines zu kleinem Massenverhältnis eine Kontaktphase entstehen kann, kann in Fall A Systemen eine Kontaktphase auch aufgrund zu großem Massenverhältnis entstehen.

Abbildung 3.10 zeigt auch, dass die Menge des im Fall A und AB zusammen transferierten Materials in allen Systemen nahezu unabhängig von $q_{\rm i}$ ist. Dies kann man nicht generell erwarten, da, wie man weiter unten sehen wird, die Primärsternmasse nach dem Fall A und AB Massentransfer von dem Heliumanteil im Zentrum zum Zeitpunkt des Einsetzens des Fall A Massentransfers abhängt (vgl. Abbildung 3.14). Während größere Anfangsperioden bei gleichem Massenverhältnis aufgrund des später einsetzenden Massentransfers zu größeren Primärsternmassen führen, führen größere Anfangsmassenverhältnisse bei gleicher Periode aufgrund des kleineren Roche-Radius des Primärsterns zu kleineren Primärsternmassen nach dem Massentransfer. Beide Effekte gleichen sich in den Modellen in Abbildung 3.10 gegenseitig nahezu aus.

3.4 Diskussion der Ergebnisse

3.4.1 Der kontaktfreie Bereich

Die Abbildungen 3.12 und 3.13 zeigen den kontaktfreien Bereich für Systeme mit Primärsternanfangsmassen von 12 $M_\odot$ und 16 $M_\odot$. Für alle Massentransferfälle gibt es ein wohldefiniertes Massenverhältnis q_c, so dass in Systemen mit $q_\mathrm{i} \lesssim q_\mathrm{c}$ ein q-Kontakt auftritt. Sehr wahrscheinlich verschmelzen die Komponenten aller Systeme, in denen ein q-Kontakt auftritt, weil dieser sehr früh in der Entwicklung dieser Systeme bei relativ kleinen Perioden stattfindet. Für alle Fall A Systeme im Massenbereich von 12 bis 25 $M_\odot$ finden wir ein $q_\mathrm{c} \approx 0.65$. In Fall B Systemen verringert sich q_c von $q_\mathrm{c} \approx 0.7$ bei 12 $M_\odot$ Primärsternmasse über $q_\mathrm{c} \approx 0.8$ bei 16 $M_\odot$ Primärsternmasse zu $q_\mathrm{c} \approx 1.0$ bei 25 $M_\odot$ Primärsternmasse.

Der Bereich von kontaktfreien Fall A Systemen ist desweiteren limitiert durch das Auftreten von frühem Kontakt, welcher in Systemen mit einer zu kleinen Anfangsperiode oder zu großem Massenverhältnis auftreten kann. Zu erwähnen ist an dieser Stelle noch, dass für noch kleinere Perioden als in den Systemen in dieser Arbeit ein früher Kontakt sogar vor dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens des Sekundärsterns auftreten kann (vgl. Pols 1994). In jedem Fall ist das Ergebnis eines frühen Kontakts sehr wahrscheinlich das Verschmelzen beider Komponenten. Die Möglichkeit von inversem Kontakt und umgekehrter Supernovareihenfolge in Fall A Systemen sowie ihre Abhängigkeit von der semikonvektiven Mischzeitskala wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

Wie in Kapitel 3.3.1 beschrieben, führt die Unsicherheit bei der Effizienz des semikonvektiven Mischens zu einer nennenswerten Unsicherheit bei der Entwicklung von Fall A Systemen. Das semikonvektive Mischen beeinflußt wesentlich den Prozess der Verjüngung, da es der Prozess ist, der Wasserstoff in den konvektiven Kern des akkretierenden Sekundärsterns transportiert. Während für unendlich schnelles semikonvektives Mischen, was dem Schwarzschild Kriterium entspricht, alle akkretierenden Sterne verjüngen, ist dies für endliche Zeitskalen des semikonvektiven Mischens nicht der Fall (Braun & Langer, 1995). Längere Mischzeitskalen führen zu einer kürzeren Dauer der Phase des zentralen Wasserstoffbrennens der Sekundärsterne. Daher führt langsame Semikonvektion, wie in dieser Arbeit angenommen, zu einem früheren Auftreten einer Kontaktphase der Kategorie „früher Kontakt“. Nichtsdestotrotz führt eine langsamere Semikonvektion nicht unbedingt zu weniger kontaktfreien Systemen, da für die Systeme, die einen frühen Kontakt vermeiden, die Möglichkeit eines inversen Kontaktes während des zentralen Heliumbrennens des Sekundärsterns viel kleiner ist, als im Fall schnellen semikonvektiven Mischens (vgl. Kapitel 3.3.1). So würde man bei den Fall A Systemen mit einer Primärsternanfangsmasse von 12 $M_\odot$ in dem Fall, dass sie sich aufgrund eines effizienten semikonvektiven Mischens verjüngen, immer einen inversen Massentransfer und damit einen inversen Kontakt erwarten, da aufgrund des großen Leuchtkraftverhältnisses zwischen Sekundär- und Primärstern

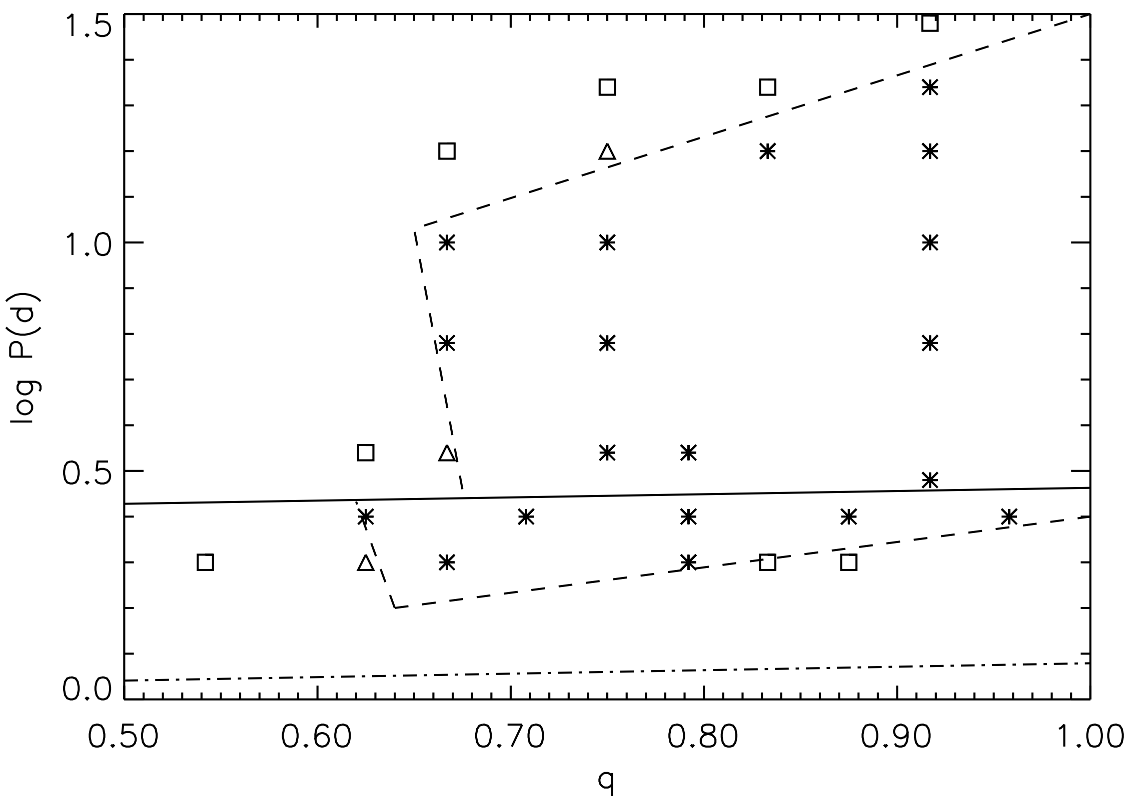

Abbildung 3.12: Verteilung aller gerechneten Systeme mit einer Primärsternanfangsmasse von 12 $M_\odot$ in einem log P versus q-Diagramm. Sterne markieren kontaktfreie Systeme, während Quadrate und Dreiecke Systeme markieren, in denen eine Kontaktphase auftrat. Mit einem Dreieck sind die Kontaktsysteme gekennzeichnet, bei denen die Kontaktphase nur kurz war, d.h. der Sekundärstern nie mehr als 1.5 mal seinen Roche-Radius gefüllt hat. Dies sind damit Grenzfälle am Rand des kontaktfreien Bereichs. Die durchgezogene Linie trennt die Fall A von den Fall B Systemen. Alle Fall A Systeme für diese Anfangsmasse haben eine umgekehrte Supernovareihenfolge. Die gestrichelte Linie markiert die Grenzen zwischen den Bereichen, in den eine Kontaktphase auftritt, bzw. nicht auftritt. Die gestrichpunktete Linie markiert die Periode, bei der der Primärstern bereits zum Zeitpunkt der Nullalterhauptreihe seinen Roche-Radius füllen würde.

von der Größenordnung 100 der Sekundärstern immer sein zentrales Wasserstoffbrennen beendet, bevor der Primärstern seine Entwicklung beendet hat. In massereicheren Fall A Systemen ist das Leuchtkraftverhältnis kleiner (Größenordnung 10) und damit auch bei verjüngendem Sekundärstern eine Kontaktphase vermeidbar.

Desweiteren gibt es eine obere Grenzperiode für das Auftreten von kontaktfreien Fall B Systemen. Die Rechnungen in dieser Arbeit zeigen, dass Systeme nahe dieses Limits einen verspäteten Kontakt machen. Dies hat die Konsequenz, dass ein nennenswerter Anteil Materie von dem Sekundärstern akkretiert werden kann und dass es eine gute Chance gibt, dass das Ver-

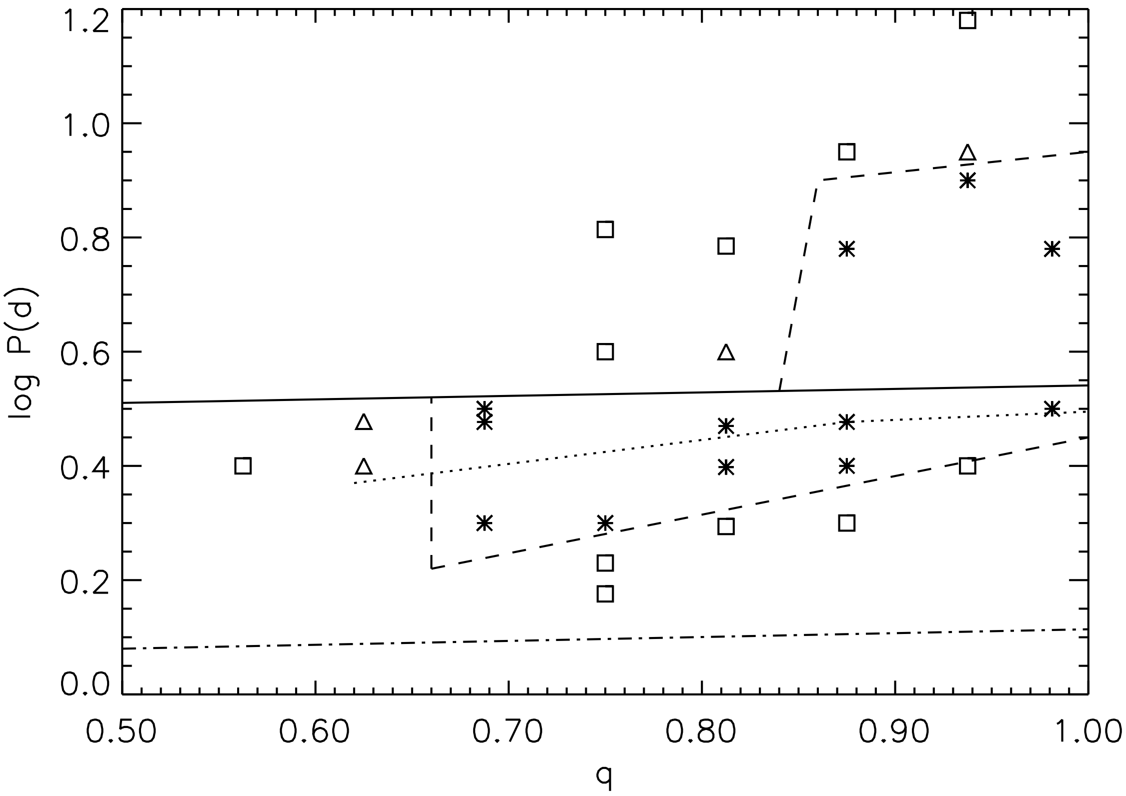

Abbildung 3.13: Dasselbe wie in Abbildung 3.12 mit einer Anfangsmasse für die Primärsterne von 16 $M_\odot$. Die gepunktete Linie trennt die Fall A Systeme mit normaler von den mit umgekehrter (unterhalb der Linie) Supernovareihenfolge.

schmelzen beider Komponenten vermieden werden kann. Systeme mit einer größeren Anfangsperiode entsprechen besser dem normalerweise angenommen Szenario für eine Entwicklung über eine gemeinsame Hülle. Auch hier hat man gute Chancen ein Verschmelzen zu vermeiden, ohne dass aber der Sekundärstern nennenswerte Mengen Materie akkretieren könnte.

Wenn man die Abbildungen 3.12 und 3.13 vergleicht und die Ergebnisse für noch massereichere Systeme hinzunimmt (siehe Tabelle 3.3 und Wellstein & Langer 1999), sieht man, dass die Anzahl der kontaktfreien Fall A Systeme für kleinere Primärsternanfangsmassen kleiner wird, während sie für kontaktfreie Fall B Systeme größer wird. So gibt es keine kontaktfreien Fall B Systeme für Anfangsmassen von 25 $M_\odot$ und mehr. Man kann daher schlussfolgern, dass man eine konservative Entwicklung bei masseärmeren Systemen eher von engen Fall B Systemen und bei massereicheren Systemen eher von Fall A Systemen erwarten kann. Unter der Annahme, dass Doppelsternsysteme bis zu einer Periode von einigen tausend Tagen interagieren und dass man eine gleiche Menge Doppelsterne pro $\log P$-Einheit hat, können sich bis zu einem Drittel aller interagierenden Doppelsterne im betrachteten Massenbereich und für $q_\mathrm{i} \gtrsim 0.7$ konservativ entwickeln.

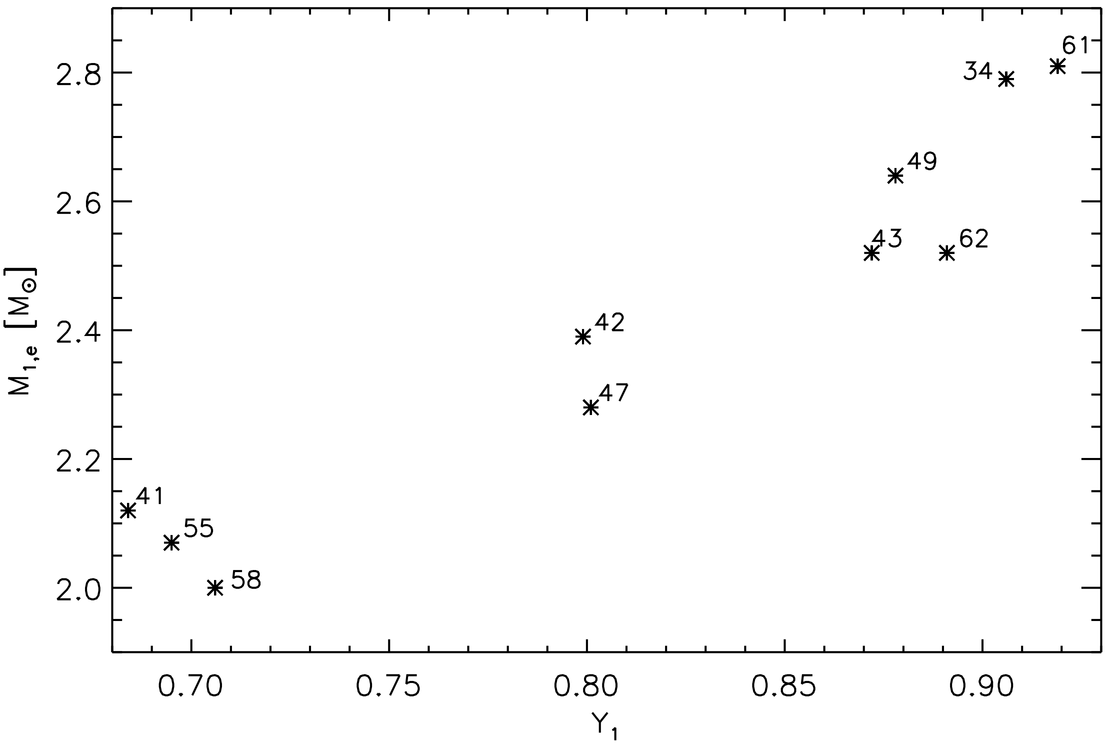

Abbildung 3.14: Massen nach dem Fall AB Massentransfer für Primärsterne mit anfänglich 16 $M_\odot$ als Funktion ihres zentralen Heliumgehaltes beim Einsetzen des Fall A Massentransfers. Bei Fall B Systemen dagegen bewegen sich die Primärsternmassen nach dem Fall B Massentransfer alle um die 3.6 $M_\odot$

3.4.2 Die Systeme nach dem Massentransfer

Die Systeme, die ein Verschmelzen beider Komponenten vermeiden, entwickeln sich zu OB+He-Doppelsternen. Im folgenden wird die Entwicklung der Primär- und Sekundärsterne, sowie der verschmolzenen Sterne betrachtet.

Die Primärsterne

Tabelle 3.3 zeigt, dass die Heliumkernmassen nach dem Fall AB bzw. B Massentransfer im Bereich 1 bis 7 $M_\odot$ liegen. Die Heliumsternmassen der Fall B Systeme entsprechen den Heliumkernmassen der Primärsterne zum Zeitpunkt des Erlöschens des zentralen Wasserstoffbrennens mit nur kleinen Abweichungen von weniger als 0.1 $M_\odot$. Abbildung 3.14 zeigt, dass für Fall A Systeme die Situation komplizierter ist. Man findet dort eine starke Abhängigkeit der Heliumsternmasse von der Anfangsperiode, d.h. von dem zentralen Heliumgehalt zum Beginn des Fall A Massentransfers. Zusätzlich finden wir eine schwächere Abhängigkeit von dem Anfangsmassenverhältnis (vgl. Systeme Nr. 41, 55 und 58). Abbildung 3.14 zeigt, dass die 16 $M_\odot$ Fall A

Primärsterne 2 $M_\odot$ bis 3 $M_\odot$ schwere Heliumsterne werden. Die 16 $M_\odot$ Fall B Primärsterne dagegen entwickeln sich zu Heliumsternen von 3.6 $M_\odot$ unabhängig von anderen Parametern. Diese stark reduzierten Heliumsternmassen in Fall A Systemen werden in vereinfachten Doppelsternstudien, die auf Einzelsternmodellen beruhen, oft ignoriert.

Die weitere Entwicklung der Heliumsterne hängt stark von ihrer Masse und teilweise auch von der Entwicklung ihrer Begleiter ab. Die massereicheren Heliumsterne in dem hier betrachteten Massenbereich sind Wolf-Rayet Sterne mit einem entsprechenden Windmassenverlust und werden als SN Ib/c enden. Heliumsterne unterhalb von $\approx 4\,M_\odot$ expandieren nach dem Ende des zentralen Heliumbrennens stark. Abhängig davon, ob der Begleitstern zu diesem Zeitpunkt noch anwesend ist, kommt es dadurch zu einem Fall ABB bzw. BB Massentransfer und zu einer weiteren Reduktion der Heliumsternmasse (0.5 $M_\odot$ in System Nr. 37, vgl. Kapitel 3.2.2). Unabhängig davon explodieren die Heliumsterne des Massenbereichs 2 bis 4 $M_\odot$ bevorzugt als Heliumriesen. Der Effekt des großen Radius dieser Sterne auf die Lichtkurve ist noch unerforscht. Heliumsterne mit Massen zwischen 2 $M_\odot$ und 1.4 $M_\odot$ können zwar im Prinzip auch als Supernova explodieren, doch ist es wahrscheinlicher, dass Winde ihre Masse soweit reduzieren, dass sie genau wie die Heliumsterne zwischen 1 $M_\odot$ und 1.4 $M_\odot$ als Weiße Zwerge enden.

Alle Fall A Systeme mit einer Primärsternanfangsmasse von 12 $M_\odot$ enden damit also als Weiße Zwerge und auch einige der Fall A Systeme mit einer Primärsternanfangsmasse von 16 $M_\odot$ tun dies (z.B. System Nr. 55). Das heißt die Grenzmasse zwischen der Entstehung von Neutronensternen und Weißen Zwergen ist in Fall A Systemen deutlich größer als in Einzelsternen. Auch in Fall B Systemen existiert dieser Effekt. Abgesehen von den Systemen, die einen Fall BB Massentransfer machen, aber in abgeschwächter Form. Derselbe Effekte für die Grenzmasse zwischen der Bildung von Neutronensternen und Schwarzen Löchern wird in Kapitel 4 und Wellstein & Langer (1999) diskutiert.

Es kann auch nicht ausgeschlossen werden, dass einige der Heliumsterne mit Massen nahe der Chandrasekharmasse einen entarteten CO-Kern entwickeln und Kohlenstoff explosiv zünden. In diesem Fall würden sie eine Supernova des Typs Ia erzeugen. Allerdings impliziert eine Leuchtkraft von $\approx 10^4\,L_\odot$ in dem 1.45 $M_\odot$ Heliumstern von System Nr. 31 (vgl. Kapitel 3.2.1) eine Anwachsrate des CO-Kerns von $\approx 10^6\,M_\odot/yr$, was schnell genug ist, damit Kohlenstoff nicht explosiv zündet.

Die Sekundärsterne

Alle Sekundärsterne dieser Arbeit erleiden einen Kernkollaps. In Fall A Systemen machen dies etwa die Hälfte der Systeme, bevor der Primärstern seine Entwicklung beendet hat (vgl. Tabelle 3.3). Da die meisten Sekundärsterne dieser Arbeit sich nicht verjüngen, bleiben sie blaue Überriesen während ihrer Nachhauptreihenentwicklung (vgl. Abbildungen 3.1 und 3.3). Wenn sie als Typ II Supernova explodieren, ähneln sie daher SN 1987A.

Verschmelzen der Komponenten

Viele der hier vorgestellen Systeme entwickeln eine Kontaktphase und werden sehr wahrscheinlich verschmelzen. Während es im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich ist, die Eigenschaften dieser verschmolzenen Sterne vorherzusagen, können wir zwei Arten von Verschmelzungsvorgängen unterscheiden. Wenn das Verschmelzen während des Fall A passiert und auch der Sekundärstern sein zentrales Wasserstoffbrennen noch nicht abgeschlossen hat, ist der resultierende Stern immer noch im zentralen Wasserstoffbrennen. Das Ergebnis wird also, bis auf eine moegliche Anreicherung der Oberfläche mit Aschen des Wasserstoffbrennens, in vielerlei Hinsicht ein normaler Hauptreihenstern sein.

Ein Verschmelzen während des Fall B Massentransfers (bzw. beim Fall A mit einem Sekundärstern nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens, d.h. frühem Kontakt) dagegen führt zu einem anderen Ergebnis. Da der Primärstern bereits einen kompakten wasserstofffreien Kern entwickelt hat, wird der verschmolzene Stern ebenfalls einen wasserstofffreien Kern haben, mit einer Masse nahe der des Kerns des Primärsterns. Es ist unsicher, wieviel des wasserstoffreichen Materials während des Verschmelzungsprozesses verloren geht und ob wasserstoffreiches Material in den Kern eindringen kann. Wenn die Masse des verschmolzenen Sterns die Masse des Primärsterns übersteigt, was als wahrscheinlich erscheint, dann ist die Heliumkernmasse des verschmolzenen Sterns größer als die eines Einzelsterns vergleichbarer Masse. Das heißt, dass seine Struktur ähnlich der eines nicht verjüngenden akkretierenden Sterns während des zentralen Heliumbrennens ist. Als Konsequenz ihrer kleinen Heliumkernmassen, könnten diese Sterne es vermeiden, zu Roten Überriesen zu werden (Podsiadlowski et al., 1990, 1992).

Umkehrung der Supernovareihenfolge

In den Fall A Systemen tritt eine Umkehrung der Supernovareihenfolge in allen Systemen mit einer Primärsternanfangsmasse von 12 $M_\odot$ (vgl. Abbildung 3.12) und in einigen der Systeme mit 16 $M_\odot$ (vgl. Abbildung 3.13) und 25 $M_\odot$ (vgl. Tabelle 3.3) Primärsternen auf. Bei 12 $M_\odot$ Primärsternen hängt die Umkehrung der Supernovareihenfolge weniger von der Frage ab, ob eine Verjüngung der akkretierenden Komponente stattfindet, als vielmehr davon, dass nach dem Massentransfer das Massenverhältnis und damit das Leuchtkraftverhältnis sehr groß geworden ist. Aufgrund der starken Reduktion der Primärsternmasse wird dieser um einen Faktor von etwa 100 weniger leuchtkräftig, als der Sekundärstern. Von daher beendet hier unabhängig von der Frage, wieviel frischer Wasserstoff in den Kern gemischt wird, der Sekundärstern seine Entwicklung als erste Komponente, so lange kein inverser Massentransfer einsetzt.

Im Falle eines schnellen semikonvektiven Mischens kann der Sekundärstern verjüngen, was dazu führt, dass ein inverser Massentransfer auftritt bevor er zu einer Supernova werden konnte. Aufgrund des extremen Massenverhältnisses erwartet man einen nichtkonservativen Massentransfer. Das Ergebnis ist entweder ein Verschmelzen der Komponenten oder ein kurzperiodiger Heliumdoppelstern. Wenn man das Letztere annimmt, kann man abschätzen, ob die Supernovareihenfolge sich umkehrt (während beim Ersteren diese Frage keinen Sinn mehr macht). In System Nr. 17 — gerechnet mit $\alpha_{\rm sc} = 0.02$ — ist der Sekundärstern zum Zeitpunkt des inversen Massentransfers weiter entwickelt. Das heißt beide Sterne brennen Helium in ihrem Zentrum bei einem Heliummassenanteil von 0.5 bzw. 0.3 für den Primär- bzw. Sekundärstern. Deshalb kann man erwarten, dass die Supernovareihenfolge umgekehrt ist, d.h. der Sekundärstern als erste Komponente explodiert. Für System Nr. 25, welches mit dem Schwarzschildkriterium gerechnet wird, ist die Situtation weniger klar. Der Primärstern hat bereits etwa $6\,10^6$ Jahre im zentralen Heliumbrennen verbracht und einen Heliummassenanteil im Kern von 0.09 erreicht. Der Sekundärstern hat einen Heliummassenanteil im Kern von 0.63 bereits nach nur $3\,10^5$ Jahren erreicht. Da man erwartet, dass die Heliumschalenbrennphase des Primärsterns mindestens noch $1\,10^6$ Jahre dauert (vgl. System Nr. 31 in Tabelle 3.1), erscheint es möglich, dass sich auch in diesem System die Supernovareihenfolge umkehrt, falls das System nicht verschmilzt.

Für Systeme mit einer Primärsternanfangsmasse von 25 $M_\odot$ dominiert die Behandlung der Konvektion die Frage, ob die Supernovareihenfolge umgekehrt ist oder nicht. Dies kann man in den Systemen Nr. 65, 66 und 67 sehen, wo der Parameter α_{sc} für die Effizienz des semikonvektiven Mischens der einzige Unterschied ist. Nur im System Nr. 65 mit $\alpha_{\mathrm{sc}} = 0.01$ ist die Supernovareihenfolge umgekehrt. Mit $\alpha_{\mathrm{sc}} = 0.02$ kommt es zu keiner Umkehrung. Auch das Fall B System Nr. 68 mit $\alpha_{\mathrm{sc}} = 0.01$ kehrt seine Supernovareihenfolge um. Dies zeigt, dass die Primärsternmasse nach dem Massentransfer nicht sehr wichtig ist, da die nuklearen Zeitskalen für Sterne dieses Massenbereichs weniger stark variieren, als für Sterne mit niedrigerer Masse. Auch das frühe Fall A System Nr. 71 hat eine umgekehrte Supernovareihenfolge im Gegensatz zum System Nr. 72, dass sich vom System Nr. 71 nur im Konvektionskriterium, Nr. 72 benutzt das Schwarzschildkriterium, unterscheidet. Die Systeme mit 16 $M_\odot$ Primärsternanfangsmasse vereinen Aspekte der beidem anderen Massenbereiche in sich, auch wenn sie in ihrem Verhalten mehr zu den 25 $M_\odot$ Systemen tendieren (vgl. Systeme Nr. 47 und 48).

Ob ein inverser Massentranser auftritt, bevor der Primärstern zum kompakten Objekt wird, hängt von den Anfangsparametern, d.h. Massenverhältnis und Periode, ab. Eine kürzere semikonvektive Mischzeitskala hat zwei Effekte. Erstens führt sie zu einem größeren Maximalradius des Sekundärsterns nach Ende des zentralen Wasserstoffbrennens. Dies macht es wahrscheinlicher, dass der Sekundärstern seinen Roche-Radius füllen kann und Materie zurück auf den Primärstern transferiert. Zweitens wächst aber auch die Zeitdauer, die der Sekundärstern auf der Hauptreihe verbringt, an, da mehr frischer Wasserstoff in den konvektiven Kern gemischt wird. Damit wird es weniger wahrscheinlich, dass der inverse Massentransfer bereits auftritt, bevor der Primärstern zum kompakten Objekt wurde.

Generell zeigt sich, dass Systeme, die mit $\alpha_{\mathrm{sc}} = 0.01$ eine normale Supernovareihenfolge zeigen, einen inversen Massentransfer vermeiden und dass sogar manche dieser Systeme mit umgekehrter Supernovareihenfolge den inversen Massentransfer vermeiden (siehe Systeme Nr. 48 und 72).

3.4.3 Vergleich mit anderen Arbeiten

Pols (1994) präsentierte 24 Doppelsternmodelle für Primärsternanfangsmassen von 8 bis 16 $M_\odot$, meist Fall A Systeme. Da er das Schwarzschild Kriterium für die Konvektion benutzte, verjüngen bei ihm die Sekundärsterne in allen Fällen. Als Konsequenz treten die Kontaktphasen in seinen Fall A Modellen erst bei kürzeren Perioden auf (die Möglichkeit eines Kontaktes während eines inversen Massentransfers zieht er dabei nicht in Betracht). Desweiteren kann aufgrund der Verjüngung eine Supernovaexplosion des Sekundärsterns als erster Komponente nur nach einem vorhergehenden inversen Massentransfer stattfinden. Dieser Massentransfer tritt bei sehr großen Massenverhältnissen auf und muss von daher nicht konservativ sein. Wie bei Pols (1994) diskutiert, ist es eine offene Fragen, ob dabei beide Komponenten verschmelzen oder es zu einem kurzperiodigen Heliumdoppelstern kommt. Da der aus dem Sekundärstern herrührende Heliumstern dann der massereichere ist, ist eine Umkehrung der Supernovareihenfolge möglich, wenn ein Verschmelzen vermieden werden konnte.

Sybesma (1985) rechnete 5 Doppelsternmodelle mit den Anfangsmassen 20 $M_\odot$ und 10 $M_\odot$ für Primär- und Sekundärstern und Periode von 1.5 bis 10 Tagen. Seine Ergebnisse unterscheiden sich von den in dieser Arbeit vorgestellten hauptsächlich durch seine Annahme eines großen konvektiven Überschießens der Kernkonvektionszone. Deswegen erhält er einen Fall A Massentransfer in Bereichen, in dem in dieser Arbeit bereits ein Fall B Massentransfer vorliegt. Da Fall A Massentransfer in diesem Massenbereich viel eher konservativ ist, erhält Sybesma (1985) konservativen Massentransfer für größere Perioden (10 Tage) und kleinere Massenverhältnisse ($q_i = 0.5$).

Einige Autoren legen den Anteil des vom Sekundärstern akkretierten Hüllenmaterials des Primärsterns von vornherein mit dem Paramter β fest. Basierend auf Beobachtungsergebnissen benutzen z.B. De Greve & de Loore (1992) und de Loore & De Greve (1992) $\beta = 0.5$, womit also nur die Hälfte der transferierten Materie vom akkretierenden Stern akzeptiert wird. Während ein Durchschnittswert von $\beta = 0.5$ tatsächlich möglich ist, favorisieren die Modelle dieser Arbeit eher die Idee, dass β kontinuierlich zu größeren Perioden hin kleiner wird mit $\beta = 1$ für Systeme, die Kontakt vermeiden, und $\beta = 0$ für lange Anfangsperioden. Z.B. erhält man aus Systemen Nr. 7 und 8 ein mittleres β $\bar{\beta} = 0.68$ und $\bar{\beta} = 0.60$ (vgl. Tabelle 3.3). Wenn wie bei De Greve & de Loore (1992) und de Loore & De Greve (1992) von Anfang an $\beta = 0.5$ benutzt wird, vergößert sich der kontaktfreie Bereich etwas.

3.5 Vergleich mit Beobachtungen

Während es unwahrscheinlich ist, dass abgesehen von der langsamen Phase des Fall A Massentransfers eines der hier vorgestellten Systeme während des Massentransfers beobachtet werden kann, haben sie eine relativ lange Lebensdauer nach dem Massentransfer, in der sie beobachtbar sein sollten. Dies gilt so nicht nur für die Doppelsterne, die den Massentransfer überleben, sondern auch für solche, die verschmolzen sind. Deshalb werden die typischen Eigenschaften der Systeme nach dem Massentransfer in Tabelle 3.4 dargestellt. In dieser Phase bestehen die Systeme aus Hauptreihensternen, O- oder frühen B-Überriesen mit einer Masse zwischen 18 $M_\odot$ und 40 $M_\odot$ und einen Heliumstern in dem Massenbereich zwischen 1 $M_\odot$ und 7 $M_\odot$. Die Bahnperioden liegen in einem Bereich von 24 bis zu 255 Tagen.

Es stellt eine Herausforderung dar, diese Systeme zu beobachten. Eine photometrische Untersuchung sollte wegen dreier Gründe nur wenig Erfolg haben. Erstens ist das Leuchtkraftverhältnis beider Sterne zu groß, meistens in der Größenordnung 10 im schlimmsten Fall 160 (Nr. 24) und im besten Fall 4 (Nr. 68). Zweitens hat der lichtschwächere Stern einen deutlich kleineren Radius als der hellere Stern, so dass die Helligkeitsamplitude bei Bedeckungen sehr gering ausfallen dürfte. Drittens sind die Radien beider Sterne deutlich kleiner als ihre Roche-Radien, so dass sie wahrscheinlich isotrop strahlen und Bedeckungen unwahrscheinlich sind.

In Kapitel 3.2.2 wird festgestellt, dass nach dem Ende des zentralen Heliumbrennens alle Heliumsterne unterhalb von $\approx 4\,M_\odot$ Richtung Riesenbereich expandieren und, falls der Sekundärstern noch nicht zur Supernova geworden ist, möglicherweise auch ihren Roche-Radius ausfüllen. Da auch ihre Leuchtkräfte um einen Faktor 10 anwachsen, könnten sie in diesem Stadium leichter photometrisch aufzufinden sein. Allerdings dauert für die massereicheren Heliumsterne ($\mathrm{M}_1' \gtrsim 3\,M_\odot$) diese Lebensphase nur sehr kurz ($\lesssim 0.1 Myr$) verglichen mit ihrer Lebensdauer als im Zentrum Helium brennender Stern ($\approx 1 Myr$, vgl. Tabelle 3.2). In Systemen mit kleineren Heliumsternmassen sind die Zeitskalen günstiger. Der 1.45 $M_\odot$ Heliumstern in System Nr. 31 brennt Helium in seinem Kern für etwa 5 Myr und sein anschließendes Heliumschalenbrennen dauert mindestens 1 Myr, abhängig von der Windmassenverlustrate während dieser Phase vielleicht auch mehr (vgl. Kapitel 3.2.1 und Tabelle 3.1).

Tabelle 3.4 zeigt auch die Bahngeschwindigkeiten beider Komponenten nach dem Massentransfer. Obwohl die Heliumsterne relativ hohe Geschwindigkeiten von 100 bis 200 km/s besitzen, ist zu befürchten, dass sie gegenüber den hellen OB-Begleitern nicht beobachtbar sind. Diese bewegen sich mit einer Geschwindigkeit von 5 bis 35 km/s. Auch wenn diese Geschwindigkeiten klein sind, ist es möglicherweise nicht hoffnungslos, sie in OB-Sternen zu finden.

Es ist erwähnenswert, dass eine konservative Entwicklung zu Systemeigenschaften führt, die ein Auffinden des Systems mit Hilfe von Beobachtungen im Vergleich zu Systemen, die einen Massen- und Drehimpulsverlust erleiden, in jeder Hinsicht schwerer macht. Dies wird durch Abschätzungen der Eigenschaften nach dem Massentransfer des Kontaktsystems Nr. 7 in Kapitel 3.3.1 demonstriert, welche zu einer kleineren Periode (7 Tage) führen und dementsprechend zu größeren Bahngeschwindigkeiten und Massen- bzw Leuchtkraftverhältnissen die verglichen mit ähnlichen konservativen Systemen näher bei 1 liegen. Diese Tendenz wird auch durch die Ergebnisse von De Greve & de Loore (1992) bestätigt, die mit $\beta = 0.5$, d.h. unter der Annahme, dass die Hälfte der Materie das System verlässt, erhalten werden.

Die besten Chancen Systeme nach dem Massentransfer wie in Tabelle 3.4 zu finden, besteht am oberen Ende des Massenbereichs. Die Systeme mit einer Primärsternanfangsmasse von 25 $M_\odot$ erreichen die kleinsten Leuchtkraftverhältnisse $\mathrm{L}_2'/\mathrm{L}_1'$, die kleinsten Perioden und die größten Bahngeschwindigkeiten. Die Heliumsternmassen in diesen Systemen liegen in dem Bereich 5 bis 7 $M_\odot$, was die Sterne vergleichbar zu Wolf-Rayet, bzw. genauer zu WN Sternen, macht. Auch wenn 12 OB+WN-Systeme mit bekannten Massenverhältnissen und Perioden bereits gefunden sind (van der Hucht, 2000), passen keine davon zu den hier vorgestellten Modellen. Während 8 der 12 Doppelsterne ganz klar höhere Anfangsmassen besitzen als die hier berücksichtigten Systeme, haben die verbleibenden 4 Systeme (WR3, WR31, WR97 und WR139) alle Massenverhältnisse $\mathrm{M}_{\mathrm{OB}}/\mathrm{M}_{\mathrm{WR}} \lesssim 3$ und meist auch deutlich kleinere Perioden.

Es gibt zwei mögliche Erklärungen für diese Nichtübereinstimmung zwischen den Modellen und den beobachteten OB+WN-Doppelsternen. Eine Möglichkeit ist, dass unsere Annahme von konservativer Entwicklung für Systeme mit Primärsternanfangsmassen von $\approx 25\,M_\odot$ nicht stimmt. Dies kann von der mit höheren Massen steigenden Bedeutung des Strahlungsdrucks herrühren (vgl. Schuerman 1972 und Vanbeveren 1978). Die andere Möglichkeit ist, dass die Wahrscheinlichkeit, ein System der hier gerechneten Art unter 4 beobachteten OB+WN-Systemen zu finden, möglicherweise recht gering ist.

Tabelle 3.4: Beobachtbare Größen der kontaktfreien Systeme. Aufgeführt sind Systemnummer, Anfangswerte für Primär- M_1, Sekundärsternmasse M_2 und Periode P_i. Desweiteren werden Größen angegeben, die nach dem Fall AB bzw. B Massentransfer zum Zeitpunkt eines zentralen Heliummassenanteils von 0.8 während des zentralen Heliumbrennens erhalten werden: Primär- und Sekundärsternmasse, Massenverhältnis, bolometrische Leuchtkräfte, Effektivtemperaturen (ohne den Einfluss durch Windeffekte bei den Heliumsternen), Sternradien, der Radius des Sekundärsterns in Einheiten seines Roche-Radius, Bahnabstand, Periode und Bahngeschwindigkeiten. Wie in Tabelle 3.3 sind die Werte für die Anfangsmassen für die Komponente fettgedruckt die als erste ihre Entwicklung, normalerweise als Supernova, abschließt. Beide Komponenten von System Nr. 43 explodieren im Rahmen der Rechengenauigkeit gleichzeitig.

Nr.	M_1	M_2	P_i	M'_1	M'_2	q'	L'_1	L'_2	$T'_{eff,1}$	$T'_{eff,2}$	R'_1	R'_2	R'_2	a'	P'	v'_1	v'_2
	$M_\odot$		d	$M_\odot$			log($L_\odot$)		10^3K		$R_\odot$		R_{Roche}	$R_\odot$	d	km/s	
1	12	**11.5**	2.5	1.42	21.5	15.1	2.98	4.99	56	25	0.3	16.5	0.06	433	218	94	6.2
2	**12**	11	3	2.44	20.4	8.4	3.93	4.74	63	33	0.8	7.2	0.07	170	54	143	17.1
3	**12**	11	6	2.38	20.4	8.6	3.82	4.79	65	35	0.6	6.8	0.04	282	115	111	13.0
10	12	**10.5**	2.5	1.42	20.7	14.6	2.97	4.87	56	34	0.3	7.9	0.03	390	190	97	6.7
12	**12**	10	16	2.43	19.4	8.0	3.81	4.71	64	34	0.6	6.6	0.02	472	255	83	10.4
15	12	**9.5**	2.5	1.41	19.7	14.0	2.96	4.79	56	33	0.3	7.5	0.03	351	166	100	7.1
16	**12**	9.5	3.5	2.45	18.9	7.7	3.94	4.63	62	33	0.8	6.3	0.07	158	50	142	18.4
18	**12**	9	3.5	2.32	18.5	8.0	3.74	4.63	66	33	0.6	6.5	0.07	163	53	138	17.4
19	**12**	9	6	2.36	18.5	7.8	3.81	4.63	65	33	0.6	6.2	0.04	227	87	117	15.0
23	12	**8.5**	2.5	1.43	18.8	13.1	2.97	4.72	57	33	0.3	6.8	0.04	301	135	105	8.0
24	12	**8**	2	1.12	18.5	16.5	2.64	4.84	48	32	0.3	8.5	0.04	373	189	94	5.7
27	**12**	8	6	2.37	17.5	7.4	3.79	4.55	65	33	0.6	5.8	0.05	197	72	122	16.5
31	12	**7.5**	2.5	1.45	17.8	12.3	2.99	4.64	57	33	0.3	6.3	0.04	249	104	112	9.1
34	**16**	15.7	3.2	2.79	27.8	10.0	3.88	5.14	76	37	0.5	9.3	0.07	234	75	143	14.4
35	**16**	15.7	6	3.49	27.5	7.9	4.17	5.14	80	39	0.6	8.3	0.06	257	86	134	17.0
37	**16**	15	8	3.63	26.7	7.4	4.20	5.10	80	36	0.7	8.9	0.06	275	96	128	17.3
38	**16**	15	9	3.64	26.7	7.3	4.22	5.10	80	38	0.7	8.1	0.05	295	107	123	16.8

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung von der vorhergenden Seite																	
Nr.	M_1	M_2	P_i	M'_1	M'_2	q'	L'_1	L'_2	$T'_{eff,1}$	$T'_{eff,2}$	R'_1	R'_2	R'_2	a'	P'	v'_1	v'_2
	$M_\odot$		d	$M_\odot$			$\log(L_\odot)$		10^3K		$R_\odot$		R_{Roche}	$R_\odot$	d	km/s	
42	16	**14**	2.5	2.39	26.5	11.1	3.78	5.17	68	34	0.6	11.0	0.07	274	98	130	11.7
43	16	14	3	2.52	26.6	10.6	3.75	5.10	72	36	0.5	9.0	0.06	280	101	128	12.2
44	**16**	14	6	3.60	25.8	7.2	4.19	5.04	80	38	0.6	7.8	0.07	214	67	142	19.8
47	16	**13**	2.5	2.28	26.1	11.4	3.65	5.11	66	36	0.5	9.1	0.06	274	99	129	11.3
49	**16**	13	3	2.64	25.3	9.6	3.84	5.07	74	35	0.5	9.1	0.08	204	64	146	15.2
51	**16**	13	4	3.55	24.8	7.0	4.19	4.99	80	36	0.7	8.2	0.10	152	41	164	23.6
55	16	**12**	2	2.07	24.8	12.0	3.57	5.17	62	33	0.5	11.8	0.08	258	93	130	10.8
56	**16**	12	4	3.55	23.9	6.7	4.17	4.93	80	37	0.6	7.0	0.09	141	37	168	24.9
58	16	**11**	2	2.00	24.1	12.1	3.56	5.10	62	33	0.5	10.8	0.07	249	89	131	10.8
60	**16**	11	3	2.52	23.8	9.4	3.74	4.95	73	37	0.5	7.3	0.07	194	61	145	15.4
61	**16**	11	3.2	2.81	23.3	8.3	3.87	4.93	77	36	0.5	7.4	0.09	151	42	162	19.5
62	**16**	10	2.5	2.28	23.1	10.1	3.77	4.97	67	36	0.6	7.8	0.06	200	65	142	14.0
65	25	**24**	3.5	5.15	40.6	7.9	4.53	5.54	98	38	0.6	13.7	0.14	179	41	196	24.8
68	25	**24**	5	7.28	39.2	5.4	4.85	5.45	106	39	0.8	11.9	0.15	149	31	205	38.1
70	25	**23**	4	5.31	39.4	7.4	4.56	5.49	99	39	0.6	12.4	0.13	172	39	196	26.4
71	25	**22**	2.5	4.80	39.6	8.3	4.45	5.55	91	37	0.7	14.2	0.15	171	39	198	24.0
73	**25**	19	4	5.26	35.9	6.8	4.55	5.38	99	43	0.7	8.7	0.11	140	30	206	30.2
74	**25**	16	4	5.22	33.3	6.4	4.54	5.29	99	41	0.6	8.8	0.14	118	24	215	33.8

Für die Systeme mit einer Primärsternanfangsmasse von 25 $M_\odot$ kann ein Kontakt für eine Anfangsperiode von 4 Tagen noch vermieden werden, während bei Systemen mit 5 Tagen dies bereits nicht mehr möglich ist. Wenn man annimmt, dass die Anzahl der Doppelsterne pro log P Intervall konstant ist und die obere Grenze für die Anfangsperiode von wechselwirkenden Doppelsternen 2000 Tage ist, erhält man ein Verhältnis von kontaktfreien Systemen zu Kontaktsystemen (ohne verschmelzende Systeme) von 1/3.7, falls alle System mit einem Anfangsmassenverhältnis q $\lesssim$ 0.6 verschmelzen. Falls nur die Systeme mit einem Anfangsmassenverhältnis q $\lesssim$ 0.6 *und* einer Anfangsperiode von P $\lesssim$ 200 Tagen verschmelzen, erhält man ein Verhältnis von 1:6.6. Da man nicht genau weiß, wieviele Systeme tatsächlich verschmelzen und nicht zu OB+WR-Doppelsternen werden, muss man wohl mit einem Verhältnis irgendwo zwischen 1:4 und 1:7 rechnen. Damit liegt die Wahrscheinlichkeit, dass einer der vier Doppelsterne passend ist, etwa im Bereich 0.5 oder darunter. Darüberhinaus enden die Systeme, die eine Kontaktphase überleben (d.h. nicht verschmelzen) bei geringeren Perioden und Massen- sowie Leuchtkraftverhältnissen näher bei eins[1] als die konservativen Systeme und sind damit leichter zu finden.

Für die Systeme mit kleinerer Masse, d.h. mit einer Primärsternanfangsmasse von 12 $M_\odot$ und 16 $M_\odot$, dürfte die Chance ein entsprechendes Gegenstück zu beobachten noch geringer ausfallen, als bei den massereicheren Systemen. Tatsächlich kennen wir keinen wirklich passenden OB-Stern mit einem 1 $M_\odot$ bis 3.6 $M_\odot$ Heliumstern als Begleiter. Das Objekt, dass noch am ehesten passt, ist Φ Persei, einen 9 $M_\odot$ B Stern mit einem 53000 K heißen Begleiter von 1.1 $M_\odot$ und einer Periode von 127 Tagen (Gies et al., 1998). Seine Eigenschaften und die Tatsache, dass der B Stern schnell rotiert, stützen die Möglichkeit, dass es zumindest in diesem System zu einem nahezu konservativen Massentransfer gekommen ist. Ein etwas seltsameres System, das in diesem Zusammenhang bedeutend sein mag, ist λ Scorpii, ein $\approx 10.5\,M_\odot$ B Zwerg mit einem massereichen Weißen Zwerg als Begleiter mit einer Bahnperiode von ≈ 6 Tagen (Berghöfer et al., 2000). Waters et al. (1989) spekulieren in Übereinstimmung mit Pols et al. (1991) und Portegies Zwart (1995), dass unsichtbare Begleiter von mehreren Be Sternen Heliumsterne sein könnten.

Das Fehlen von OB+He-Sternsystemen, die massereicher als Φ Persei und masseärmer als die OB+WR-Systeme sind, ist auf jeden Fall sehr bemerkenswert. Denn wenn die Entwicklung von Doppelsternen mit 12 $M_\odot$ bis 16 $M_\odot$ Primärsternen für einen großen Anteil des betrachteten Periodenbereichs nicht konservativ wäre und nicht zum Verschmelzen der Komponenten führt, würde man eine Menge kurzperiodiger OB+He-Sternsysteme erwarten, die aufgrund ihres geringeren Leuchtkraftverhältnisses um einiges leichter zu beobachten sein sollten. Am einfachsten wäre das zu verstehen, wenn die konservative Entwicklung in dem betrachteten Massenbereich für einen Großteil der nicht verschmelzenden Doppelsterne verantwortlich wäre.

Zwei Dinge deuten zumindest darauf hin, dass es eine grosse Anzahl von OB+He-Sternen zu entdecken gibt. Erstens wäre die Existenz von massereichen Röntgen-Doppelsternen zu nennen, die sehr wahrscheinlich OB+He-Sterne als Vorläufer besitzen (vgl. Moers & van den Heuvel 1989). Zweitens wäre die große Zahl von Typ Ib/c Supernovae zu nennen, die auf explodierende Heliumsterne mit Massen oberhalb von 2 $M_\odot$ zurück zu führen sind (Podsiadlowski et al.,

[1] Dies passt zu den WR-Doppelsternen WR31, WR97 und WR139, während WR3 eine so große Periode besitzt, dass hier aller Wahrscheinlichkeit nie ein Massentransfer stattgefunden hat.

1992). Von daher ist es ein erfolgversprechendes Unterfangen, in OB-Sternen nach Heliumbegleitern zu suchen. Zu diesem Zweck können in Tabelle 3.4 Anhaltswerte für die zu erwartenden Parameter gefunden werden, mit der Anmerkung, dass mit zunehmend weniger konservativen Massentransfer das Massenverhältnis, die Periode und die Bahngeschwindigkeiten sich zugunsten einer leichteren Beobachtbarkeit verändern.

Unter der Annahme eines Verhältnisse von wechselwirkenden Doppelsternen zu Einzelsternen von 0.3 und unter Ignorieren des unbekannten Anteils von Verschmelzungen der beiden Doppelsternkomponenten bedeutet dies, dass einer von drei OB-Sternen während seiner Lebensdauer einen He Stern als Begleiter hat. Abhängig von der Verjüngung des Sekundärsterns nimmt diese Phase einen nennenswerten Anteil — vielleicht etwa ein Drittel — der Lebensdauer des Sekundärsterns ein. Mit diesen optimistischen Annahmen ergibt sich, dass nur einer von zehn OB-Sternen einen Begleiter aufweist. Allerdings haben diese OB-Sterne eine Oberfläche, die um etwa 10% bis 20% heliumangereichert ist und ein N/C Verhältnis von etwa einer Größenordnung oberhalb des solaren hat (vgl. Kapitel 6). Obwohl es auch in Einzelsternen durch rotationsinduzierte Mischprozesse (Heger & Langer, 2000) zu solch einer Anreicherung während der Hauptreihenentwicklung kommen kann, sollte eine hierauf basierende Vorauswahl, die Wahrscheinlichkeit einen Heliumsternbegleiter zu finden, stark erhöhen.

Ein anderer Weg, um OB-Sterne, die möglicherweise einen Heliumsternbegleiter haben, vorauszuwählen, ist es, nach „blue straggler“ in jungen Sternenhaufen oder Assoziationen zu suchen. Die Akkretion von Material auf den Sekundärstern kann zu Massen oberhalb der Grenzmasse führen, für die das HR Diagramm dieses Haufens abknickt. Z.B. wächst die Masse des 7.5 $M_\odot$ Fall A Sekundärsterns des Systems Nr. 31 (vgl. Abbildung 3.1) auf etwa 18 $M_\odot$ bei einem Alter von 13 Myr an. Dies ist das Alter, bei dem bereits 13 $M_\odot$ bis 14 $M_\odot$ Sterne die Hauptreihe verlassen. Die verbleibende Verweildauer dieser Sterne auf der Hauptreihe liegt in der Größenordnung von etwa 1 Myr, was lang genug sein sollte, um sie während dieses Stadiums auffinden zu können. Desweiteren kann die Akkretion von Drehmoment die Rotationsgeschwindigkeit des Sterns erhöhen (vgl. Kapitel 5), so dass interne Mischprozesse zu einer Überleuchtkraft des Sterns im Verhältnis zu seiner Masse führen könnten.

Zusammenfassend kann man angereicherte Oberflächen, „blue straggler“ Eigenschaften, Überleuchtkraft für die aktuelle Masse und hohe Rotationsgeschwindigkeiten in O- und frühen B-Sternen als Hinweise für die Anwesenheit eines Heliumsternbegleiters betrachten.

4. Grenzmasse für die Entstehung von Schwarzen Löchern

4.1 Wray 977/GX 301-2

Mit der Hilfe von massereichen, engen Doppelsternsystemen kann man verschiedene physikalische Prozesse und Aspekte der Sternentwicklung besser untersuchen, als mit Einzelsternen, da man in Doppelsternen einige Größen, wie z.B. die Sternmassen, besser kennt. Ein Beispiel hierfür ist, dass man mit Hilfe von massereichen Röntgen-Doppelsternen danach suchen kann, ab welcher Anfangsmasse Sterne zu Schwarzen Löchern und nicht mehr zu einem Neutronenstern werden (Ergma & van den Heuvel, 1998). Die Idee hierfür ist einfach: Man sucht ein erlaubtes Vorgängermodell für einen massereichen Röntgen-Doppelstern dessen kompakte Komponente ein Neutronenstern ist und bestimmt für dieses System die kleinst mögliche Anfangsmasse für den Neutronensternvorläufer. Diese Anfangsmasse gibt dann eine untere Grenze der Grenzmasse für die Entstehung von Schwarzen Löchern (M_{BH}). In ähnlicher Weise können Systeme, die ein Schwarzes Loch enthalten, ein oberes Limit für M_{BH} liefern. Auch wenn die Modellrechnungen an sich nicht die Information beinhalten, ob eine Modellkomponente zu einem Schwarzen Loch oder zu einem Neutronenstern wird, ist dieses Vorgehen nicht hoffnungslos. Die beobachtete Bahnperiode zusammen mit den Eigenschaften des normalen Sterns können genug Anhaltspunkte bieten, um nur einen sehr limitierten Massenbereich für die Anfangsmasse des kompakten Objekts zuzulassen. Auf der anderen Seite tragen leider auch alle im Moment noch bestehenden Unsicherheiten bei der Behandlung des Massentransfers zu einem Anwachsen des Fehlerbalkens bei.

M_{BH} ist an sich gar keine wohldefinierte Größe in Doppelsternsystemen. Sie hängt nicht nur von der Anfangsmasse, sondern auch von der Massentransfergeschichte ab, was im Folgenden eingehender beleuchtet wird. Implizit wird allerdings angenommen, dass M_{BH} eine wohldefinierte Masse in Einzelsternen ist. Auch dies muss nicht unbedingt der Fall sein. So kann z.B. die Anfangsrotation einen zusätzlichen Parameter darstellen (vgl. Heger et al. 2000). Auch Ergma & van den Heuvel (1998) folgern aus den Eigenschaften von massereichen Doppelsternsystemen, dass in Einzelsternen M_{BH} von einem weiteren Parameter abhängen muss. Im Folgenden wird allerdings ihr Hauptargument hierfür widerlegt (vgl. auch Wellstein & Langer 1999).

Aus den bekannten Röntgen-Doppelsternen muss man sich nun das am besten geeignete System für diese Untersuchung heraussuchen. Zuerst möchte man die Unsicherheiten, die aus dem Massentransferprozess resultieren, möglichst vermeiden. Dazu sucht man sich ein System, dass sich am stärksten konservativ entwickelt hat, d.h. möglichst wenig Massenverlust hatte.

Dies findet man, indem man sich die Periode des Röntgen-Doppelsterns anschaut. Denn um so weniger konservativ die Entwicklung war, desto stärker schrumpft die Bahnperiode des Systems. Das heißt die Systeme mit den weitesten Perioden haben sich am ehesten konservativ entwickelt. Des Weiteren möchte man ein System finden, dass möglichst nah an der Grenzmasse $\mathrm{M_{BH}}$ ist. Im Falle eines Neutronensterns als kompaktes Objekt heißt das, dass man den Neutronenstern mit dem massereichsten Vorläufer sucht, d.h. den massereichsten einen Neutronenstern enthaltenden Röntgen-Doppelstern.

Der Röntgen-Doppelstern Wray 977/GX 301-2 (4U 1223-62) stellt sich als das am besten geeignete System heraus. Es enthält einen Röntgen-Pulsar (GX 301-2) und einen B Überriesen (Wray 977, BP Cru). Die letzte und verläßlichste Bestimmung der Sternparameter von Wray 977 wurde von Kaper & Najarro (1999) durchgeführt. Sie fanden log $\mathrm{T}_{eff}/[K] = 4.23...4.30$ und einen Radius $R = 60...70\,R_{\odot}$, mit bevorzugten Werten von 4.23 und 62 $R_{\odot}$. Mit dem Radius von 62 $R_{\odot}$, der empirischen Massenfunktion von Wray 977/GX 301-2 (Kaper et al., 1995) und der Abwesenheit von Bedeckungen in dem System kann man auf ein unteres Massenlimit für den B Stern von 39 bis 40 $M_{\odot}$ schließen. Unabhängig davon kann man den Wert spektroskopisch bestätigen, hiermit bekommt man ein unteres Massenlimit von 40 $M_{\odot}$ (Kaper & Najarro, 1999). Diese Werte werden auch von Koh et al. (1997) bestätigt. Die beobachtete Periode ist 44.15 Tage

Ergma & van den Heuvel (1998) haben sich mit diesem System bereits beschäftigt. Daraus, dass der Neutronensternvorläufer der Stern mit der größeren Anfangsmasse gewesen sein musste, weil er der am weitesten Entwickelte ist, schlossen sie, dass er einst schwerer war als Wray 977 aktuell (d.h. $\mathrm{M_{BH}} \gtrsim 40\,M_{\odot}$). Sie rechneten dafür keine Sternmodelle und berücksichtigten auch nicht die Effekte des Massentransfers. Im Folgenden sollen daher Modelle massereicher Doppelsternsysteme und ihre Entwicklung von der Nullalterhauptreihe bis zum Ende der ersten Komponente präsentiert werden, mit deren Hilfe das Massenlimit besser bestimmt werden soll, als es mit der einfachen Methode von Ergma & van den Heuvel (1998) möglich war.

4.2 Der Vorläufer von GX 301-2

Die Anfangsmasse eines Neutronensternvorläufers in einem Röntgen-Doppelstern kann nur ein unteres Limit für $\mathrm{M_{BH}}$ liefern. Dieses untere Limit ist *nicht* gleichzeitig auch bei Einzelsternen ein unteres Limit, da der stärkere Massenverlust des Primärsterns in einem Doppelsternsystem auch schwerere Primärsterne zu Neutronensternen werden lassen kann, als dies für Einzelsterne möglich ist. Wie man dennoch aus einem Doppelsternen ein unteres Limit für $\mathrm{M_{BH}}$ ableiten kann, wird in Kapitel 4.4 erläutert. Durch die vorhandenen Unsicherheiten bei der Doppelsternentwicklung stehen immer eine gewisse Bandbreite von möglichen Vorläufermassen für den Neutronenstern zur Verfügung. Nur die kleinste dieser Massen führt zu einem unteren Limit für $\mathrm{M_{BH}}$. Deshalb muss die kleinstmögliche Anfangsmasse für den Vorläufer von GX 301-2 gefunden werden.

4.2.1 Die Anfangsparameter des Systems

Man kann annehmen, dass der Vorläeufer des Neutronsterns die massereichere Komponente in dem Doppelsternsystem war, da sie zuerst zur Supernova wurde. Es gibt zwar auch Fälle, wo die anfänglich masseärmere Komponente durch den Massenzuwachs während des Massentransfers zuerst zur Supernova wird (vgl. Pols 1994, Wellstein et al. 2001 und Kapitel 3), doch würde dies zu einem sehr massearmen Begleiter des Neutronensterns führen, der obendrein noch chemisch stark anomal wäre, d.h. man erhält kein brauchbares System für den hier gewünschten Zweck. Mit einem β (dem erfolgreich auf die andere Komponente transferierten Massenanteil, vgl. Kapitel 3.1) von 1, d.h. konservativen Massentransfer, erhält man die kleinstmögliche Anfangsmasse für den Neutronenstern. Zum Beispiel würde ein β von 0 bedeuten, dass die Anfangsmasse von dem Neutronenstern GX 301-2 größer als die aktuelle Masse von Wray 977 gewesen sein muss, d.h. $\mathrm{M}_1, \mathrm{i} > 40\ M_\odot$ (Ergma & van den Heuvel, 1998). Um so größer β desto stärker ist die Masse von Wray 977 während der Entwicklung angewachsen und um so kleiner kann die Anfangsmasse des Neutronensterns sein.

Desweiteren braucht man ein Massenverhältnis q nahe bei 1. Da die gesamte Masse, die zumindest theoretisch für die aktuelle Masse des B Sterns Wray 977 zur Verfügung steht, schon zu Beginn in dem System sein muss, muss man den anfänglich leichteren Sekundärstern möglichst schwer machen, um den leichtmöglichsten Primärstern zu bekommen, d.h. der Sekundärstern soll nur wenig leichter als der Primärstern sein. Zuletzt brauchen wir noch eine Anfangsbahnperiode für das System. Es gibt drei Gründe, die ein Fall A System vorteilhaft erscheinen lassen. Erstens wird bei einem Fall A Massentransfer mehr Masse übertragen, man kriegt also kleinere Anfangsmassen. Zweitens erwartet man beim Fall A bei gleicher Anfangsmasse eher kleinere Endmassen, so dass Neutronensterne hier noch etwas wahrscheinlicher sein mögen. Im Folgenden (vgl. Tab. 4.1 und Abbildung 4.5) wird man aber sehen, dass im betrachteten Massenbereich wegen der Dominanz des Wolf-Rayet Massenverlusts dieser Effekt nicht bedeutend ist. Bei kleineren Massen kann er durchaus an Bedeutung gewinnen (vgl. Kapitel 3). Drittens erhält man mit einfachen Abschätzungen, wie sie für konservative Systeme möglich sind, für Fall A Systeme dieselben Endperioden wie in dem untersuchten System.

4.2.2 Ein Vorläufermodell fuer Wray 977/GX 301-2

Das Doppelsternmodell Nr. B8 in Tabelle 4.1 hat die erforderlichen Anfangsparameter. Der Primärstern hat eine Masse von 26 $M_\odot$, der Sekundärstern von 25 $M_\odot$ und die Anfangsperiode ist 3.5 Tage. Die Entwicklung der beiden Komponenten im HR-Diagramm kann in Abbildung 4.1 gesehen werden. Das System entwickelt sich über einen Fall A Massentransfer auf den nach Ende des zentralen Wasserstoffbrennens ein Fall AB Massentransfer folgt (vgl. Abbildung 4.2).

Der Sekundärstern erreicht eine Maximalmasse von 42.4 $M_\odot$ welche von nachfolgenden Sternwinden wieder reduziert wird. Nach dem Massentransfer ist aus dem Primärstern ein Wolf-Rayet Stern mit 6.4 $M_\odot$ geworden, welcher durch den Wolf-Rayet Massenverlust eine Endmasse von 3.2 $M_\odot$ erreicht. Interessant ist, dass die anfängliche Heliumkernmasse direkt nach dem Massentransfer in dem System Nr. B9 in Tabelle 4.1 größer ist, obwohl der Primärstern hier 1 $M_\odot$ leichter — d.h. 25 $M_\odot$ schwer — war. Dies kommt daher, dass die Kernmasse in einem

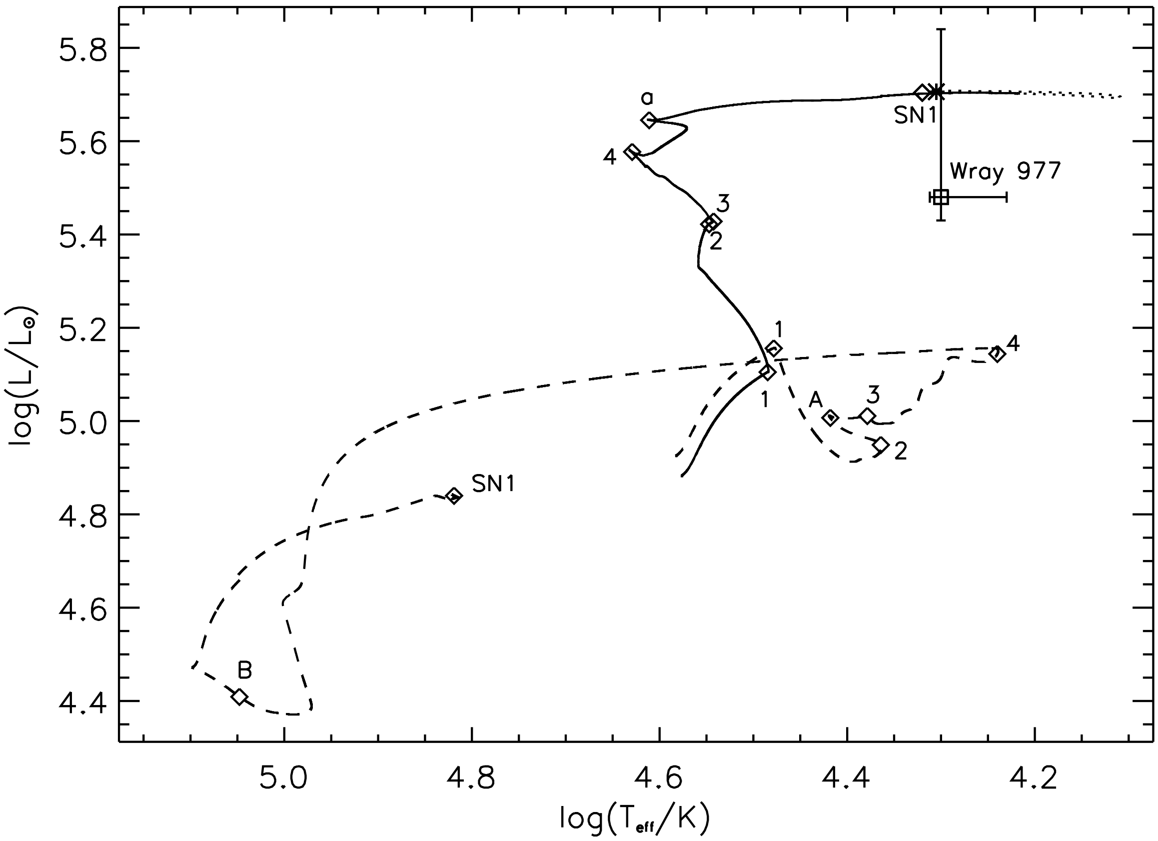

Abbildung 4.1: Die Entwicklung des Vorgängermodells von Wray 977/GX 301-2 (Modell Nr. B8; vgl. Tabelle 4.1) im HR Diagramm. Die gestrichelte Linie stellt die Entwicklung des Primärsterns von der Nullalterhauptreihe bis zur Supernovaexplosion dar. Die durchgezogene Linie stellt die Entwicklung des Sekundärsterns von der Nullalterhauptreihe bis zum Auftreten eines inversen Massentransfers auf den Neutronenstern dar. Die gepunktete Fortsetzung ist die Entwicklung des Sekundärsterns bis zu Supernova (markiert mit einem Stern), wenn kein Begleiter mehr vorhanden wäre und damit kein inverser Massentransfer auftreten würde. Am Ende der durchgezogenen Linie hat der Sekundärstern einen zentralen Heliumgehalt von nur noch $Y_c = 0.14$, d.h. er hat einen Großteil seiner Zeit als Stern im zentralen Heliumbrennen bereits verbracht, bevor der inverse Massentransfer auftritt. Der Beginn und das Ende der verschiedenen Massentransferstadien sind wie folgt markiert. 1: Beginn des Fall A, 2: Ende des Fall A, 3: Beginn des Fall AB, 4: Ende das Fall AB. A/a markieren das Ende des zentralen Wasserstoffbrennens des Primär- und Sekundärsterns. B markiert das Ende des zentralen Heliumbrennens im Primärstern. Der Zeitpunkt der Supernova des Primärsterns ist auf beiden Komponenten mit einer Raute und „SN1“ markiert. Die Position von Wray 977 (Quadrat) ist zusammen mit ihren Fehlerbalken eingezeichnet.

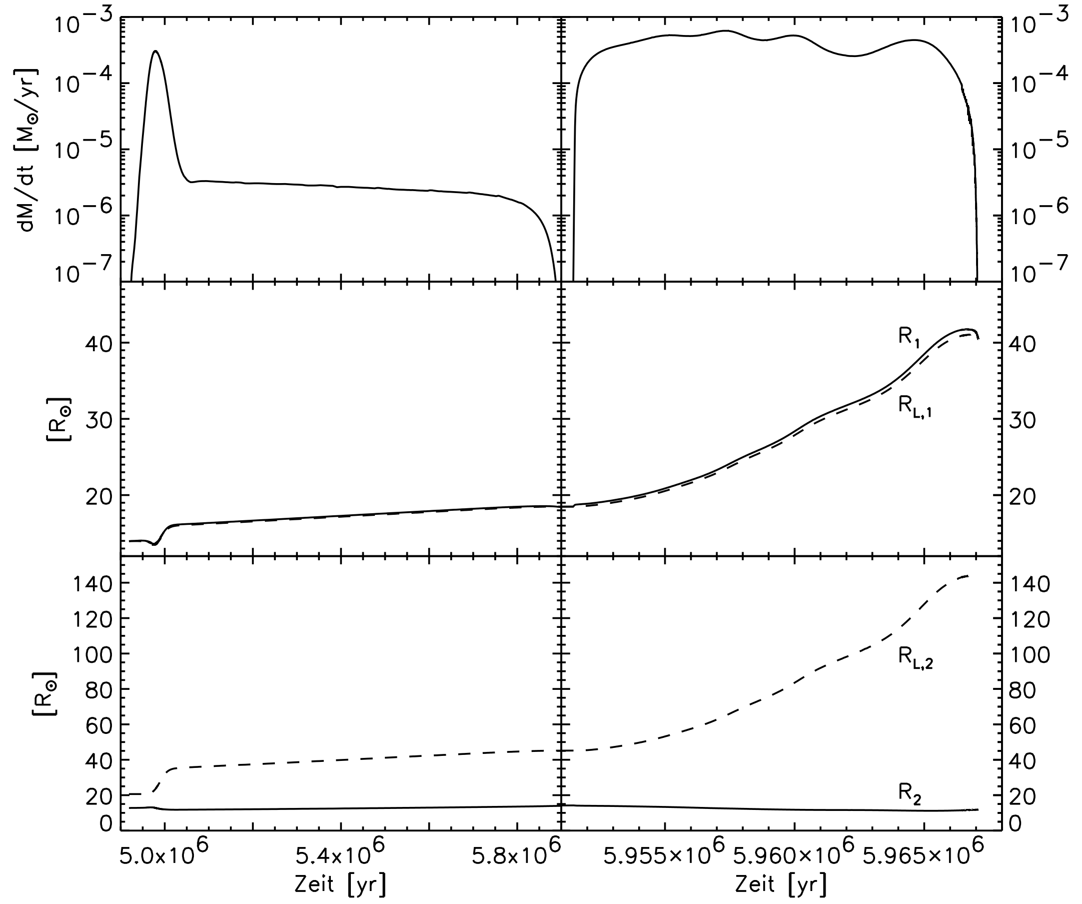

Abbildung 4.2: Details des Massentransfers des Vorgängermodells für Wray 977/GX 301-2, System Nr. B8. Die linke Spalte stellt den Fall A Massentransfer, die rechte Spalte den Fall AB Massentransfer dar. Gezeigt werden: Die Massentransferrate (obere Zeile), der Sternradius R_1 (durchgezogene Linie), der Roche-Radius $R_{\mathrm{L},1}$ (gestrichelte Linie) des Primärsterns (mittlere Zeile) und der Sternradius R_2 (durchgezogene Linie) und Roche-Radius $R_{\mathrm{L},2}$ (gestrichelte Linie) des Sekundärsterns (untere Zeile).

Fall A Massentransfer stärker reduziert wird, als in einem Fall B Massentransfer (vgl. Abbildung 4.3).

System Nr. B8 stellt nicht nur den Fall des Neutronensternvorläufers mit der kleinstmöglichen Anfangsmasse dar, er erfüllt auch alle durch die Beobachtung von Wray 977/GX 301-2 gesetzten Erfordernisse (vgl. Abbildung 4.1) und ist damit ein mögliches Vorgängermodell dieses Systems. Die Masse des B Sterns stimmt mit 40.5 $M_{\odot}$ gut mit der spektroskopisch und über die Massenfunktion bestimmten Masse von Wray 977 überein. Auch die Periode stimmt mit 46.22 Tagen vor und 47.3 Tagen nach der Supernovaexplosion (ohne Berücksichtigung eines eventuellen Supernovakicks) gut mit der beobachteten Periode überein. Die Möglichkeit eines Supernovakicks

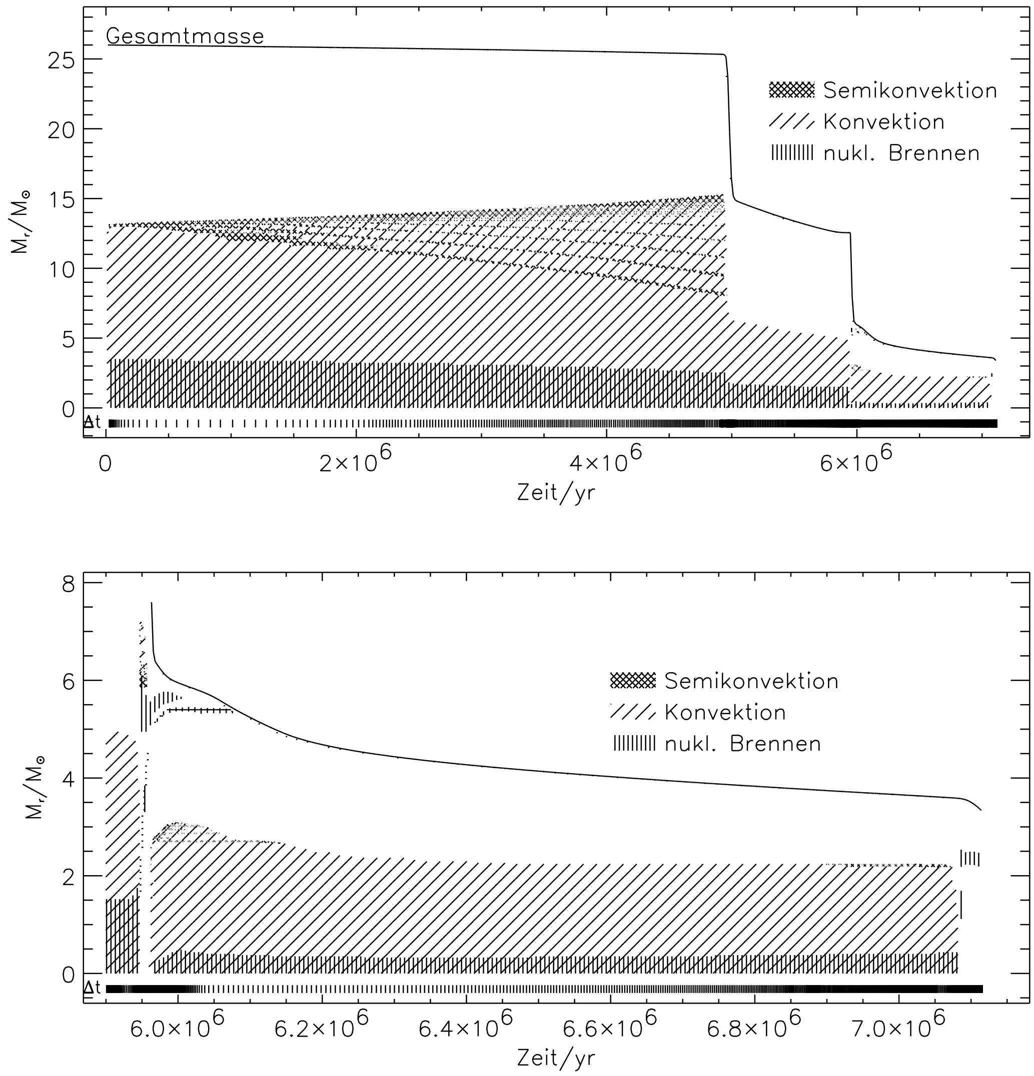

Abbildung 4.3: Entwicklung der inneren Struktur der Primärkomponente des Systems Nr. B8, dem Vorläufer für GX 301-2, als eine Funktion der Zeit. Konvektion, Semikonvektion und nukleares Brennen sind, wie in der Abbildung beschriftet, markiert. Die obere durchgezogene Linie bezeichnet die Gesamtmasse des Sterns. Die schnelle Phase des Fall A Massentransfers und der Fall AB Massentransfer entsprechen dem scharfen Abfall der Gesamtmasse bei 4.9 und 5.9 Myr im oberen Bild. Der Abfall der Gesamtmasse zwischen 4.9 und 5.9 Myr (etwa 2.5 $M_{\odot}$) rührt vom langsamen Fall A Massentransfer her. Im unteren Bild kann man den auf den Fall AB Massentransfer bei einer Gesamtmasse von 6.4 $M_{\odot}$ folgenden Wolf-Rayet Windmassenverlust erkennen, der die Gesamtmasse des Sterns auf 3.17 $M_{\odot}$ zum Ende seiner Lebenszeit reduziert. Der Fall AB Massentransfer setzt mit dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens ein. Das zentrale Heliumbrennen endet bei $t \approx 7.1$ Myr. Die Rechnung endet mit Beginn des Neonbrennens.

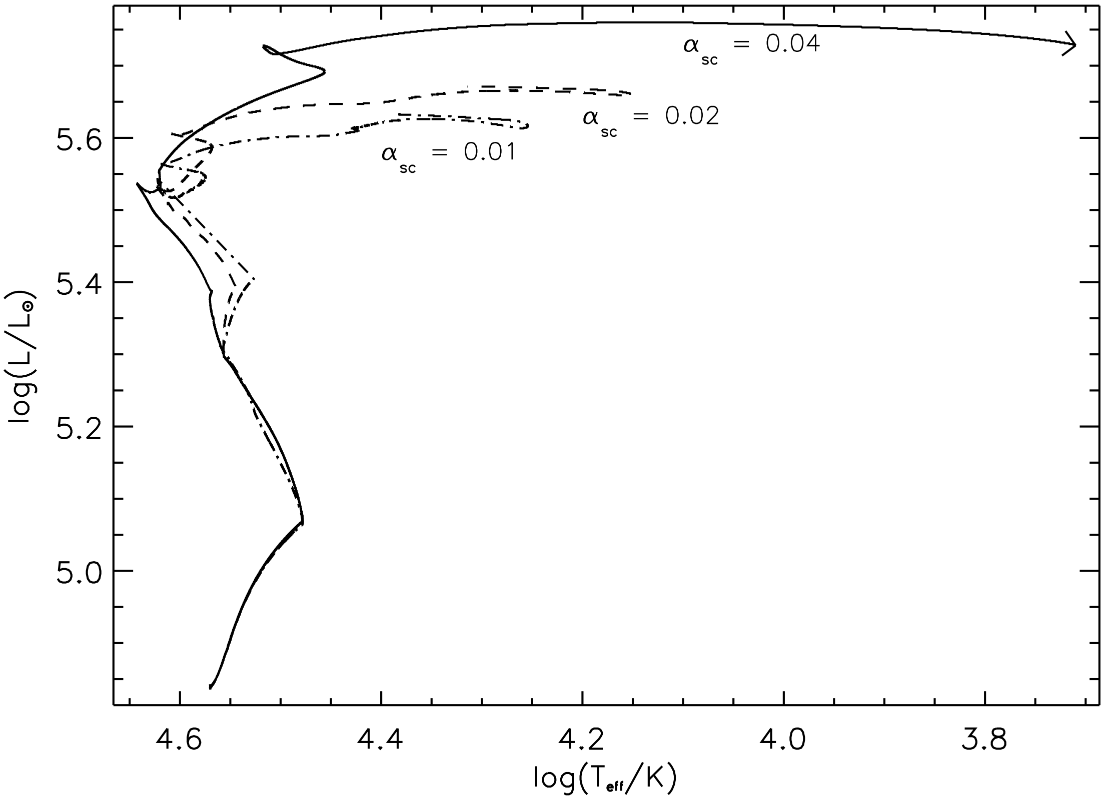

Abbildung 4.4: Entwicklungswege der Sekundärsterne im HR Diagramm der Systeme Nr. B10 ($\alpha_{\rm sc} = 0.01$, gestrichpunktete Linie), Nr. B10a ($\alpha_{\rm sc} = 0.02$, gestrichelte Linie), Nr. B10b ($\alpha_{\rm sc} = 0.04$, durchgezogene Linie). Alle Systeme haben dieselben Anfangsmassen von 25 + 24 $M_\odot$ und dieselbe Anfangsperiode von 3.5 Tagen (vgl. Tabelle 4.1). Bei den Systemen Nr. B10 und B10a beinhaltet der Entwicklungsweg die Entwicklung bis kurz vor der Supernovaexplosion, ein inverser Massentransfer findet nicht statt. In System Nr. B10b verjüngt sich der Sekundärstern während des zentralen Wasserstoffbrennens, ein inverser Massentransfer würde deshalb stattfinden, ist aber in der Rechnung nicht berücksichtigt worden. Der Entwicklungsweg dieses Systems endet vor dem Beginn des zentralen Heliumbrennens.

macht eine Periodenvoraussage für das System nach der Supernovaexplosion schwer. Anhand der Exzentrizität von $\epsilon = 0.47$ kann man nur aussagen, dass sie irgendwo zwischen 15 und 59 Tagen liegen sollte.

Auch wenn die Leuchtkraft des Sekundärsterns in dem Modell Nr. B8 ($\log L/\,L_\odot \approx 5.7$) innerhalb der Fehlerbalken für Wray 977 liegt, ist sie ein wenig größer als von Kaper & Najarro (1999) bevorzugt ($\log L/\,L_\odot \approx 5.5$). Um die Unsicherheiten der Leuchtkraft nach der Hauptreihenentwicklung zu testen, werden mehrere 25 + 24 $M_\odot$ Systeme mit unterschiedlichen Werten für die Effizienz der Semikonvektion gerechnet. Dieser Parameter ist für die Effizienz der Verjüngung in akkretierenden Sternen verantwortlich und hat keinen Einfluss (vgl. Hellings

1983, Braun & Langer 1995) auf den Massentransfer, die Sternmassen oder die Periode des Systems. Er beeinflusst nur den Weg des Sekundärsterns im HRD nach Ende des Massentransfers, d.h. seine Temperatur-, Radius und Leuchtkraftentwicklung nach Ende des zentralen Wasserstoffbrennens. In Abbildung 4.4 kann man sehen, dass kleinere Werte für $\alpha_{\rm sc}$ zu kleineren Leuchtkräften auf der Nachhauptreihe führen. Der Parameter $\alpha_{\rm sc}$ hat zwar keine Auswirkung auf das Massenlimit für die Entstehung von Neutronensternen, das hier untersucht werden soll, ist aber sehr wichtig für die Frage, wie wahrscheinlich es ist, Systeme wie Wray 977/GX 301-2 überhaupt zu finden. Diese Wahrscheinlichkeit ist um so größer, desto kleiner $\alpha_{\rm sc}$ ist, da sich der Sekundärstern dann länger im blauen Bereich des HRDs aufhält. Das System mit dem größten Wert für $\alpha_{\rm sc}$ ($\alpha_{\rm sc} = 0.04$) hat diesen Bereich bereits nur schnell durchlaufen und wird den Großteil seiner Zeit im zentralen Heliumbrennen im roten Bereich des HRD zubringen. In System Nr. B8 wird mit einem $\alpha_{\rm sc}$ von 0.02 gearbeitet (siehe Tabelle 4.1).

Im Gegensatz zum Sekundärstern stellt sich der Einfluss des Konvektionskriteriums und konvektiven Überschießens bei Primärsternen von über 25 $M_\odot$ für die Präsupernovakernmassen als gering heraus. Das liegt in dem starken Massenverlust durch den Massentransfer und nachfolgenden Wolf-Rayet Windmassenverlust begründet, der die Kernmassen viel stärker beeinflußt als die Konvektionsphysik. Dies ist wichtig für die Bestimmung der Grenzmasse $\mathrm{M_{BH}}$, was später (siehe Kapitel 4.3) noch eingehender erläutert wird.

Des Weiteren ist noch zu erwähnen, dass die Oberflächenhäufigkeiten von Wray 977 eine weitere Gelegenheit bieten können, zwischen verschiedenen Entwicklungsmodellen für Wray 977/GX 301-2 zu unterscheiden. Während in Szenarios, die mit vollständig nichtkonservativem Massentransfer arbeiten ($\beta = 0$), die Oberflächenhäufigkeiten von dem Massentransfer nicht tangiert werden sollten, erhält man mit dem hier vorgestellten Modell eine Anreicherung von Stickstoff um den Faktor 5.5 und eine Abreicherung von Kohlenstoff und Sauerstoff von 0.33 und 0.75. Die Isotope von Lithium, Beryllium und Bor sind vollständig abwesend.

4.2.3 Unsicherheiten des Vorläufermodells

Zwei potentielle Unsicherheiten gibt es in dem Vorgängermodell von Wray 977/GX 301-2, die hier im Detail diskutiert werden sollen, auch wenn sie vermutlich nicht bedeutend sind.

Der erste Effekt ist der Einfluss des Windes des Sekundärsterns auf den Parameter β, der verantwortlich für den Akkretionsprozess ist. Im Prinzip kann man sich vorstellen, dass der Wind des Sekundärsterns in der Lage ist, Teile des über den Akkretionsstrom ankommenden Materials mit wegzutragen. Auch wenn detailierte Modelle hierzu nicht zur Verfügung stehen, kann man optimistisch sein, dass dieser Effekt in diesem Modell keinen grossen Einfluss entfaltet, da der Akkretionsstrom nach der Abschätzung von Ulrich & Burger (1976) in diesem Modell während des kompletten Massentransfers direkt auf den Stern auftrifft und der Akkretionsprozess nicht über eine Akkretionsscheibe gehen muss.

Der zweite Effekt ist, dass für bestimmte Anfangsparameter bei Fall A Systemen die Supernovareihenfolge vertauscht werden kann. Das heißt der Sekundärstern explodiert zuerst, da er durch den Massenzuwachs während des Massentransfers der schwerere Stern geworden ist, und den bis dahin weiterentwickelten Primärstern in seiner Entwicklung überholt. In Kapitel 4.2.2 konnte gezeigt werden, dass ein Fall A Modell existiert, bei dem dies nicht passiert (Modell

Nr. B8). Aber bei reduzierten $\alpha_{\rm sc}$, z.B. $\alpha_{\rm sc} = 0.01$ stünde zu erwarten, dass genau wie in Modell Nr. B10 eine solche umgekehrte Supernovareihenfolge stattfände. Allerdings würde eine leichte Verringerung der Sekundärsternmasse oder eine leichte Erhöhung der Periode bei diesem Problem Abhilfe schaffen. Es ist somit wahrscheinlich, dass für jeden Wert von $\alpha_{\rm sc}$ der Parameterraum von Fall A Systemen, bei denen die Supernovareihenfolge nicht umgedreht ist, nicht leer ist (vgl. auch Pols 1994, Wellstein et al. 2001).

4.2.4 Alternative Vorläuferszenarien

In der Literatur sind keine weiteren Vorläufermodellrechnungen zu diesem System zu finden. Ausschließlich Szenarien zu der Entwicklung von Wray 977/GX 301-2 wurden bislang aufgestellt. Brown et al. (1996) bevorzugen basierend auf die von Kaper et al. (1995) propagierte Masse von $\mathrm{M} \geq 45\,M_{\odot}$ für Wray 977 eine Vorläufermasse für GX 301-2 von 45 $M_{\odot}$, ohne von der Periode herrührende Implikationen zu berücksichtigen. Bei Vanbeveren et al. (1998a) besteht das Szenario aus einem 40 + 36 $M_{\odot}$ System mit einer Periode von 50 Tagen. Das System entwickelt sich in diesem Szenario über einen nichtkonservativen Fall B Massentransfer ($\beta = 0.5$) in ein System bestehend aus einem 18.5 $M_{\odot}$ Heliumstern und einem 41 $M_{\odot}$ O-Stern mit einer Periode von 28 Tagen. Interessanterweise erhalten de Loore & De Greve (1992) in einer detaillierten Entwicklungsrechnung eine absolut identische Konfiguration mit einer Anfangskonfiguration die zwar dieselben Massen hat wie Vanbeveren et al. (1998a), aber eine andere Anfangsperiode, nämlich 19.6 Tage. Ergma & van den Heuvel (1998) bevorzugen ein komplett nichtkonservatives Szenario ($\beta = 0.$) für dieses System und bekommen damit eine Anfangsmasse für GX 301-2 von über 50 $M_{\odot}$ und ziehen daraus weitreichende Konsequenzen für die Grenzmasse für die Entstehung Schwarzer Löcher $\mathrm{M_{BH}}$.

Alle diese Szenarien haben gemeinsam, dass Masse das System verlassen muss. Da aber der Prozess, der dies tut, nicht gut verstanden ist, ist es unklar, wieviel Drehimpuls dabei verloren geht. Damit sind Aussagen über die Endperiode der Systeme entsprechend schwer zu treffen bzw. mit Unsicherheiten behaftet. Dies kann man z.B. an dem Vergleich der beiden Systeme von Vanbeveren et al. (1998a) und de Loore & De Greve (1992) erkennen.

Alle diese Szenarios favorisieren Primärsternmassen von 40 bis 50 $M_{\odot}$. Einige dieser Arbeiten kommen daher zu dem Schluss, dass Sterne mit diesen Anfangsmassen zu Neutronensternen werden. Das in dieser Arbeit vorgestellte Modell für Wray 977/GX 301-2 zeigt, dass solche Schlussfolgerungen nicht haltbar sind. Denn es konnte gezeigt werden, dass auch schon eine Primärsternmasse von 26 $M_{\odot}$ ausreicht, um ein mögliches Vorgängermodell zu bekommen. Desweiteren sagt eine auf diese Weise aus Doppelsternmodellen bestimmte Grenzmasse $\mathrm{M_{BH}}$ nur etwas über die Grenzmasse in Doppelsternsystemen aus. Die Grenzmasse in Einzelsternen kann niedriger liegen und liegt auch niedriger (zwischen 13 und 21 $M_{\odot}$), wie in dieser Arbeit noch gezeigt werden wird. Im Gegensatz zu Grenzmassen zwischen 40 und 50 $M_{\odot}$, liegen solche niedrigeren Grenzmassen auch in dem Bereich, der bei den (leider noch relativ unsicheren) Einzelsternrechnungen herauskommt, wie sie z.B. von Woosley & Eastman (1995) durchgeführt wurden. Ergma & van den Heuvel (1998) schlussfolgern daher, dass die Art des kompakten Überrestes, Schwarzes Loch oder Neutronenstern, zusätzlich noch von weiteren Parametern abhängen muss, wie z.B. der Rotation oder dem Magnetfeld. Auch wenn mit dieser Arbeit der Einfluss weiterer Parameter nicht ausgeschlossen werden kann, kann man festhalten, dass man solche zusätzlichen Parameter nicht braucht, um die Beobachtungen zu erklären

4.3 Die Endmassen von massereichen Primärsternen

In diesem Abschnitt sollen Rechnungen von massereichen Doppelsternen mit verschiedenen Anfangsmassen und Systemparametern vorgestellt werden. Die Entwicklung der Primärkomponente wird in den meisten Fällen bis zum Beginn des Neonbrennens verfolgt. Das Ziel ist es, die Endmassen der Primärsterne, sowie ihre Kernmassen zu bestimmen, die im Kapitel 4.4 zur Bestimmung des Massenlimits für die Entstehung von Neutronensternen bzw. Schwarzen Löchern in Einzelsternen benutzt werden. Ein weiteres Ziel ist es die Oberflächenhäufigkeiten der Primärsterne zu bestimmen, die für die Frage relevant sind, welchen Typ von Supernova, Ib oder Ic, man erwartet. Dies wird in Kapitel 4.5 diskutiert.

Die berechneten Doppelsternmodelle haben Primärsternmassen von 13 bis 60 $M_{\odot}$, sowie einen weiten Bereich von Anfangsperioden und Massenverhältnissen. Der Einfluss der unterschiedlichen Massentransferfälle (Fall A und B) auf die Kernmassen kann dadurch ebenfalls studiert werden. Da es Hinweise gibt, dass die Windmassenverlustraten von Wolf-Rayet Sternen (Heliumsternen) in der Vergangenheit überschätzt wurden (Hamann & Koesterke, 1998), werden auch einige Systeme mit um einen Faktor 2 bzw. 4 reduzierter Wolf-Rayet Windmassenverlustrate berechnet. Einen Überblick über alle gerechneten Modelle gibt Tabelle 4.1.

Die Auswahl der Modelle in dieser Arbeit ist auf Fall A und frühe Fall B Systeme beschränkt. Unter frühen Fall B Systemen sind Systeme zu verstehen, bei denen der Fall B Massentransfer früh genug stattfindet, um eine Kontaktphase in der beide Komponenten ihren Roche-Radius füllen zu vermeiden (vgl. Kapitel 3). In weiteren Systemen, d.h. spätem Fall B und Fall C (Fall C ist ein Massentransfer nach dem Ende des zentralen Heliumbrennens), erwartet man eine Entwicklung über eine gemeinsame Hülle („Common Envelope“ Entwicklung), die leider nicht sehr gut verstanden ist. Man geht aber davon aus, dass solche Systeme entweder verschmelzen und damit für diese Arbeit ohne Belang sind, oder die wasserstoffreiche Hülle des Primärsterns während des Hineinspiralens des Sekundärsterns abstoßen (vgl. Podsiadlowski et al. 1992). Da dieser Prozess auch zu einem Verlust einer grossen Menge Bahndrehimpulses führt, erwartet man relativ kleine Bahnabstände — und damit auch Bahnperioden — als Ergebnis dieses Entwicklungsweges.

Um zu verstehen, inwieweit ein später Fall B Massentransfer oder gar ein Fall C Massentransfer die Ergebnisse für die finalen Kernmassen beeinflussen kann, muss man etwas über die Nachhauptreihenentwicklung von massereichen Sternen verstehen. Man kann grob zwischen drei verschiedenen Arten von Nachhauptreihenentwicklung unterscheiden. Bei Typ 1 wird der Primärstern nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens zum roten Überriesen und kann nach Ende des zentralen Heliumbrennens seinen Radius nur noch wenig vergrößern. Solche Entwicklungswege sind sehr häufig anzutreffen, aber die Radiusvergrößerung nach dem Ende des Heliumbrennens ist meist nicht sehr groß, besonders bei Anfangsmassen oberhalb von 20 $M_{\odot}$ (siehe z.B. Schaller et al. 1992). Typ 2 erreicht die Hayashilinie erst am Ende des Heliumbrennens. Allerdings trifft man diese Art der Entwicklung normalerweise nur in Sternen mit sehr niedriger Metallizität an (vgl. Schaller et al. 1992, Langer & Maeder 1994), und auch die beobachtete Anzahl von roten Überriesen spricht dagegen, dass es sich hier um einen häufigen Fall handelt. Es gibt aber auch einen Fall (Typ 3), den man als Mittelweg zwischen diesen beiden Fällen ansehen kann. In diesem Fall erreicht der Stern die Hayashilinie irgendwann während des zentralen Heliumbrennens. Als Beispiele hierfür kann man den 20 $M_{\odot}$ Stern mit Z=0.02 und den 60 $M_{\odot}$ Stern mit Z=0.001 bei Schaller et al. (1992) anführen.

Leider kann man zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht vorraussagen, welche Sterne welcher Masse und Metallizität welchem Entwicklungsweg folgen werden. Der Grund hierfür ist, dass die Entwicklung der Temperatur und des Radius sehr empfindlich von der Effizienz des Mischens im Stern (vgl. Stothers & Chin 1992 und Langer & Maeder 1994) und den Windmassenverlustraten (vgl. Schaller et al. 1992 Meynet et al. 1994) abhängen, welche beide noch mit großen Unsicherheiten behaftet sind. Dieses Problem führt zwangsläufig zu einer großen Unsicherheit bei der Vorraussage der Häufigkeit von Schwarzen Löchern in Röntgen-Doppelsternen, was nicht immer adäquat in Populationssynthesen berücksichtigt wird. Da in dieser Arbeit nur mit Modellen mit solarer Häufigkeit gearbeitet wird, wird die Möglichkeit von einer Entwicklung des Typs 2 hier vernachlässigt. Auch die Entwicklung des Typs 3 wird hier vernachlässigt, auch wenn wir nicht überprüfen können, dass sie nicht häufig sind. Die Anfangs-/Endmassenrelation von solchen Systemen sollte aber grundsätzlich irgendwo zwischen der von Einzelsternen und den hier benutzten Fall A und Fall B Systemen liegen.

4.3.1 Anfangs-/Endmassenrelation für die Primärsterne

Die Ergebnisse, die für die Anfangs-/Endmassenrelation der Primärsterne in massereichen Doppelsternen erzielt werden, werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Die Werte für die Fall A und Fall B Systeme werden aus der Tabelle 4.1 genommen. Die Heliumkernendmasse ist mit $\mathrm{M_{He,f}}$ bezeichnet. Da alle Primärsterne direkt vor ihrer Supernova wasserstofffrei sind, ist die Heliumkernmasse auch gleich der Endmasse. Außer für die Systeme Nr. B21, B27 und B28 kann ein weiterer Massenverlust in der verbleibenden kurzen Lebenszeit nach dem Ende unserer Rechnung (meist bis zum Zünden des zentralen Wasserstoffbrennens) ausgeschlossen werden.

Wie man von früheren Arbeiten erwartet, hängen die Heliumkernendmassen von Fall B Primärsternen nicht von dem anfänglichen Massenverhältnis oder der Anfangsperiode ab (vgl. de Loore & De Greve 1992). Der Massentransfer endet in diesen Systemen immer genau dann, wenn fast die komplette Wasserstoffhülle dem Primärstern verloren gegangen ist. Allerdings hängt die Entwicklung der Periode von diesen Anfangsbedingungen ab. Damit gilt diese einfache Regel nicht mehr für Primärsterne, die zum Ende des Massentransfers nur noch etwa 3 $M_{\odot}$ an Masse besitzen, da diese noch zu Roten Riesen werden können (Habets, 1986b). Diese können dann abhängig von der Periode einen Fall BB Massentransfer starten (Delgado & Thomas, 1981). Dieser Effekt soll hier aber nicht im Detail untersucht werden, weil er für die Fragestellung des Massenlimits zwischen der Entstehung von Neutronensternen und Schwarzen Löchern keine Rolle spielt. Bei dem Massenlimit zwischen der Entstehung von Weißen Zwergen und Schwarzen Löchern kann er aber durchaus eine erhebliche Rolle spielen.

Tabelle 4.1: Schlüsselgrößen der gerechneten Doppelsternsysteme. Aufgeführt sind die Massen der Primär- und Sekundärkomponente $M_{1,\mathrm{i}}$ und $M_{2,\mathrm{i}}$, das anfängliche Massenverhältnis $q_\mathrm{i} = M_{2,\mathrm{i}}/M_{1,\mathrm{i}}$, die Anfangs- und Endperiode P_i und P_f, die Maximalmasse die der Sekundärstern während seiner Entwicklung erreicht $M_{2,\mathrm{max}}$, der Massentransferfall, die Heliumkernmasse des Primärsterns nach Ende des zentralen Wasserstoffbrennens $M_{\mathrm{He,i}}$, die Endmasse des Heliumkerns des Primärsterns $M_{\mathrm{He,f}}$ (äquivalent zur Endmasse des Sterns), Endmasse des CO-Kerns des Primärsterns $M_{\mathrm{CO,f}}$, der zentrale Kohlenstoffanteil zum Ende des zentralen Heliumbrennens $\mathrm{C_c}$, finaler Helium- und Kohlenstoffanteil an der Oberfläche des Primärsterns $\mathrm{He_s}$ und $\mathrm{C_s}$ und die in der Prä-Supernovastruktur des Primärsterns verbliebene Heliummasse ΔM_{He}. Die Modelle 2′, 5′, 7′, 10′, 15′ und 17′ werden mit der um einen Faktor 2 reduzierten Wolf-Rayet Massenverlustformel (Gleichung 2.2 Kapitel 2.1) gerechnet, Modell 1″ mit einer um den Faktor 4 reduzierten. Für diese Systeme werden keine Endperioden berechnet. Alle Systeme werden mit einem Semikonvektionsparameter $\alpha_{\mathrm{sc}} = 0.01$ gerechnet, außer wenn etwas abweichendes extra erwähnt wird. Das Modell Nr. B8 ist das Vorläufermodell für das Doppelsternsystem Wray 977/GX 301-2 das im Kapitel 4.2.2 im Detail diskutiert wird.

Nr.	$M_{1,\mathrm{i}}$ $M_\odot$	$M_{2,\mathrm{i}}$ $M_\odot$	q_i	P_i d	P_f d	$M_{2,\mathrm{max}}$ $M_\odot$	Fall	$M_{\mathrm{He,i}}$ $M_\odot$	$M_{\mathrm{He,f}}$ $M_\odot$	$M_{\mathrm{CO,f}}$ $M_\odot$	$\mathrm{C_c}$	$\mathrm{He_s}$	$\mathrm{C_s}$	ΔM_{He} $M_\odot$
B1[a]	60	34	0.57	20	59[a]	58.9[a]	B	26.8	3.13	2.35	0.35	0.41	0.48	0.24
B1″[a]	60	34	0.57	20	—	—	B	26.8	7.55	5.93	0.25	0.14	0.47	0.12
B2	60	34	0.57	6.2	17.9	59.6	A+AB	25.8	3.10	2.34	0.35	0.50	0.42	0.29
B2′	60	34	0.57	6.2	—	59.6	A+AB	25.8	4.07	3.07	0.32	0.28	0.53	0.17
B3	60	40	0.67	7.0	18.9	64.7	A+AB	26.1	3.11	2.35	0.35	0.50	0.42	0.29
B4	46	34	0.74	5.0	18.0	55.9	A+AB	18.2	3.10	2.34	0.35	0.48	0.44	0.27
B5	40	30	0.75	4.0	16.5	51.2	A+AB	14.2	3.11	2.33	0.36	0.55	0.38	0.33
B5′	40	30	0.75	4.0	—	51.2	A+AB	14.2	3.84	2.87	0.33	0.34	0.51	0.20
B6[a]	40	25	0.63	40	130[a]	45.0[a]	B	16.9	3.11	2.34	0.35	0.50	0.42	0.29
B7	30	24	0.80	4.0	22.0	41.9	A+AB	9.92	3.12	2.33	0.36	0.59	0.36	0.36
B7′	30	24	0.80	4.0	—	41.9	A+AB	9.92	3.63	2.71	0.34	0.93	0.05	0.33
B8[b]	**26**	**25**	**0.96**	**3.5**	**46.2**	**42.4**	**A+AB**	**6.41**	**3.17**	**2.33**	**0.37**	**0.98**	**0.00**	**0.62**
B9	25	24	0.96	5.0	34.9	39.2	B	8.32	3.12	2.32	0.36	0.96	0.02	0.39
B10[c]	25	24	0.96	3.5	44.1	40.6	A+AB	6.02	3.19	2.36	0.37	0.98	0.00	0.66
B10a[b]	25	24	0.96	3.5	47.6	40.6	A+AB	6.06	3.19	2.31	0.37	0.98	0.00	0.71

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung von der vorhergehenden Seite														
Nr.	$M_{1,\mathrm{i}}$ $M_\odot$	$M_{2,\mathrm{i}}$ $M_\odot$	q_i	P_i d	P_f d	$M_{2,\mathrm{max}}$ $M_\odot$	Fall	$M_{\mathrm{He,i}}$ $M_\odot$	$M_{\mathrm{He,f}}$ $M_\odot$	$M_{\mathrm{CO,f}}$ $M_\odot$	$\mathrm{C_c}$	$\mathrm{He_s}$	$\mathrm{C_s}$	ΔM_{He} $M_\odot$
B10b[b]	25	24	0.96	3.5	—	40.6	A+AB	6.06	—	—	—	—	—	—
B10′ [c]	25	24	0.96	3.5	—	40.6	A+AB	6.06	3.39	2.42	0.36	0.98	0.00	0.79
B11	25	19	0.76	4.0	35.7	35.9	A+AB	6.27	3.18	2.32	0.37	0.98	0.00	0.71
B12	25	16	0.64	4.0	28.3	32.3	A+AB	6.19	3.16	2.24	0.37	0.98	0.00	0.78
B13	22	18	0.82	3.0	49.2	34.2	A+AB	4.48	3.13	1.90	0.37	0.98	0.00	1.12
B14	21	19	0.90	5.0	43.4	33.2	B	6.00	3.14	2.03	0.36	0.98	0.00	0.98
B15	21	19	0.90	3.0	60.2	34.4	A+AB	4.20	3.15	1.80	0.37	0.98	0.00	1.20
B15′	21	19	0.90	3.0	—	34.4	A+AB	4.20	3.45	1.80	0.36	0.98	0.00	1.54
B16[b]	21	19	0.90	3.0	57.7	34.5	A+AB	4.23	3.07	1.73	0.35	0.98	0.00	1.25
B17	20	18	0.90	5.0	45.8	31.7	B	5.56	3.15	2.17	0.37	0.98	0.00	0.73
B17′	20	18	0.90	5.0	—	31.7	B	5.56	3.39	2.18	0.36	0.98	0.00	0.95
B18	20	18	0.90	3.5	55.2	32.5	A+AB	4.30	3.00	1.69	0.37	0.98	0.00	1.23
B19	20	16	0.80	3.5	47.8	30.7	A+AB	4.24	3.03	1.75	0.37	0.98	0.00	1.18
B20	20	14	0.70	3.5	48.4	28.9	A+AB+ABB	4.20	2.71	1.58	0.37	0.98	0.00	1.06
B21	20	18	0.90	2.5	65.5[d]	33.2	A+AB+ABB	3.55	2.7[d]	1.56[d]	0.36	0.98	0.00	1.07[d]
B22	19	17	0.90	5.0	46.7	30.2	B	5.18	3.15	2.12	0.36	0.98	0.00	0.90
B23	18	17	0.94	5.0	49.3	29.5	B	4.90	3.17	1.93	0.36	0.98	0.00	1.13
B24	18	16	0.89	5.0	45.7	28.6	B	4.89	3.15	1.77	0.36	0.98	0.00	1.26
B25	18	16	0.89	3.0	167	29.7	A+AB+ABB	3.27	2.02	1.48	0.38	0.98	0.00	0.51
B26	16	15	0.94	8.0	172.1	25.7	B+BB	3.83	2.32	1.51	0.36	0.98	0.00	0.74
B27	16	11	0.69	3.0	264[d]	24.2	A+AB+ABB	2.63	1.45[d]	1.21[d]	0.40	0.98	0.00	0.15[d]
B28	13	12	0.92	3.1	175[d]	22.0	B+BB	2.80	1.42[d]	1.31[d]	0.40	0.98	0.00	0.11[d]

[a] Modell wird konservativ behandelt, obwohl eine Entwicklung über eine gemeinsame Hülle aufgetreten wäre. Die Endperiode und die maximale Sekundärsternmasse können daher stark überschätzt sein.

[b] Modell wird mit $\alpha_{\mathrm{sc}} = 0.02$ gerechnet, außer Nr. B10b welches mit $\alpha_{\mathrm{sc}} = 0.04$ gerechnet wird

[c] umgedrehte Supernovareihenfolge (keinen Einfluss auf die Kernmasse)

[d] Massen sind nur obere ($M_{\mathrm{He,f}}$, ΔM_{He}) bzw. untere ($M_{\mathrm{CO,f}}$) Grenzen und die Endperiode ist nur eine untere Grenze, da die Fall BB bzw. Fall ABB Massentransferphase zum Ende der Rechnung noch nicht beendet war.

Abbildung 4.5 zeigt, dass die Anfangs-/Endmassenrelation für die Fall A Systeme sich von der für die Fall B Systeme bei Massen unterhalb von etwa 20 $M_\odot$ unterscheidet. Der Grund hierfür ist, dass der Fall A verglichen mit dem Fall B zu kleineren Heliumkernmassen nach dem Ende des Massentransfers führt. Es besteht auch keine strikte Anfangs- zu Endmassenrelation für den Fall A, da die Endmasse von dem Zeitpunkt abhängt, zu dem während der Hauptreihenentwicklung des Primärsterns der Massentransfer beginnt. Kleinere Heliumkernmassen nach dem Massentransfer bekommt man somit bei kleineren Perioden (vgl. Modelle Nr. B18 und B21), d.h. einem früheren Massentransfer (siehe auch Kapitel 3.4.2).

Dagegen sind die Anfangs- zu Endmassenrelationen für den Fall A und den Fall B oberhalb von 25 $M_\odot$ nahezu identisch. Das liegt daran, dass für die üblichen Wolf-Rayet Windmassenverlustraten (Gleichung 2.1 Kapitel 2.1) die Endmassen praktisch unabhängig von den Anfangsmassen werden (Langer, 1989). Sogar für die um einen Faktor 2 reduzierte Massenverlustrate (Gleichung 2.2 Kapitel 2.1) ist die Anfangs- zu Endmassenrelation relativ flach und steigt nur langsam zu höheren Anfangsmassen hin an (vgl. Abbildung 4.5a). Auf diese Massenkonvergenz ist es auch zurückzuführen, dass der Einfluss des konvektiven Überschießens auf die Anfangs- zu Endmassenrelation oberhalb von 25 $M_\odot$ klein ist.

Abbildung 4.5a zeigt auch die Anfangs- zu Endmassenrelation für Einzelsterne, die der Literatur entnommen wurde. Diese Relation ist, wie weiter oben erwähnt, auch auf den Fall C anwendbar. Interessant ist zu sehen, dass die Frage der Behandlung der Konvektion und des konvektiven Überschießens bei Einzelsternen einen viel größeren Einfluss ausübt, als in Fall A/B Doppelsternen. So erreicht z.B. ein 30 $M_\odot$ Primärstern, der zum Test mit Schwarschild Kriterium und konvektivem Überschießen gerechnet wurde, in etwa dieselben Kernmassen, wie der 30 $M_\odot$ Primärstern aus System Nr. B7. Die Modelle von Langer & Henkel (1995), bei denen die Konvektion genauso wie in den hier vorgestellten Doppelsternen behandelt wurde, sagen kleinere Heliumkernmassen für Massen $< 30\, M_\odot$ voraus, dagegen aber größere in dem Massenbereich 30 bis 60 $M_\odot$, als die von Maeder (1992). Für größere Massen kann man davon ausgehen, dass die Heliumkernmassen zu den gleichen Werten hin konvergieren, da die Wolf-Rayet Windmassenverluste in allen Modellen sehr ähnlich behandelt wurden.

4.3.2 Anfangsmassen- zu CO-Kernendmassenrelation

Um Rückschlüsse auf das Anfangsmassenlimit für die Entstehung von Neutronensternen bzw. Schwarzen Löchern zu ziehen, reicht es nicht aus, die Anfangsmassen- zu Endmassenrelation zu kennen. Nicht einmal die Anfangsmassen- zu Heliumkernendmassenrelation ist sehr aussagekräftig, da aufgrund des starken Massenverlusts speziell in den Doppelsternsystemen Sterne mit derselben Endmasse (bzw. Heliumkernendmasse) stark unterschiedliche CO-Kernmassen besitzen können. Dies kann man in der Abbildung 4.5b sehen, wo die CO-Kernendmassen als Relation der Anfangsmassen für dieselben Modelle wie in Abbildung 4.5a dargestellt sind. So enden z.B. die Fall A und B Doppelsterne zwischen 20 und 25 $M_\odot$ mit praktisch denselben Heliumkernendmassen aber deutlich unterschiedlichen CO-Kernendmassen.

Oberhalb von etwa 25 $M_\odot$ sind die CO-Kernendmassen der Fall A und B Doppelsterne durch den Wolf-Rayet Windmassenverlust bestimmt. Wie im Fall der Heliumkernendmassen ist der Anstieg der Anfangsmassen- zu CO-Kernendmassenrelation Null für die größere Wolf-Rayet

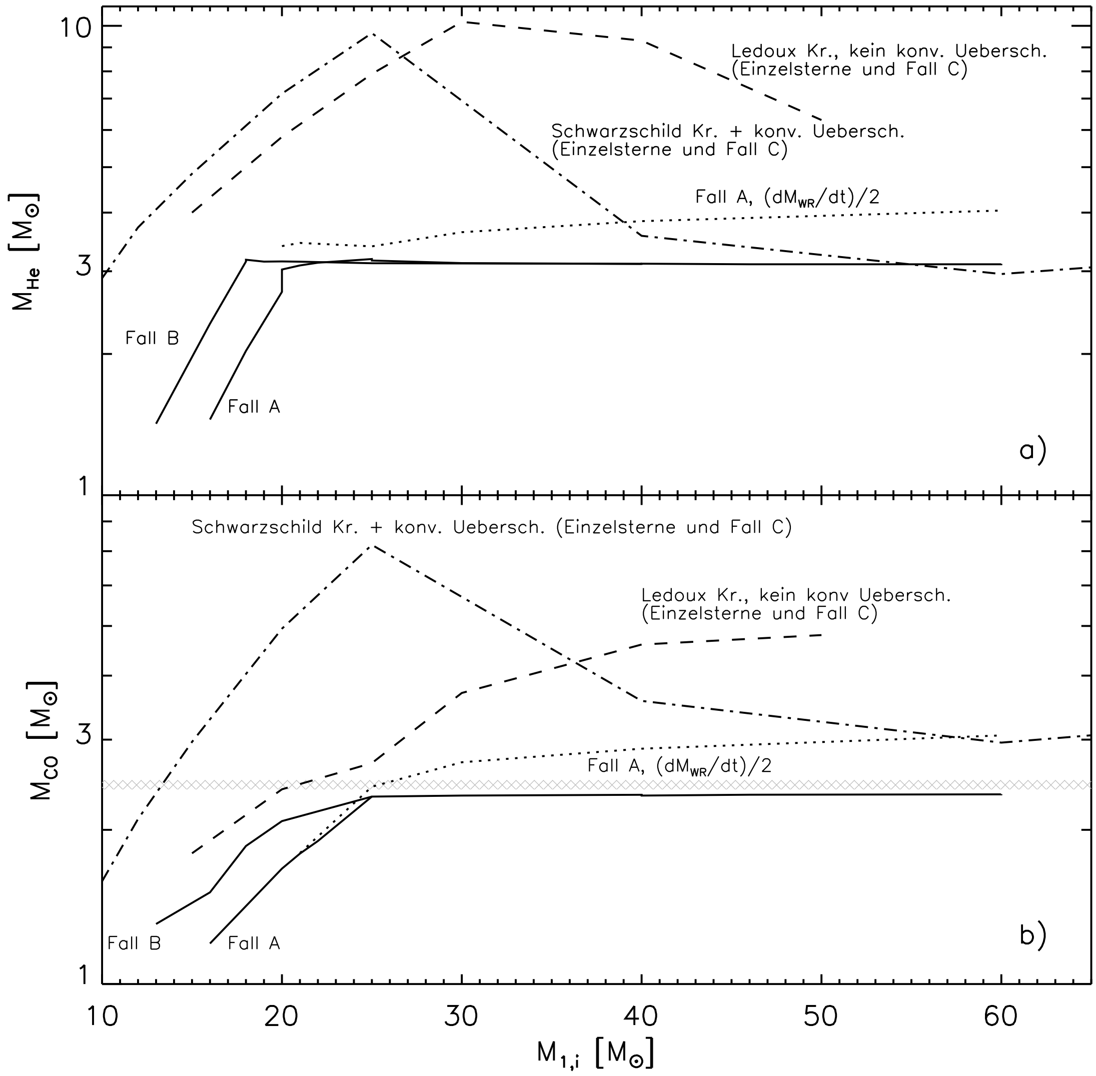

Abbildung 4.5: **a**: Heliumkernendmassen der Primärsterne von engen massereichen Fall A und B Doppelsternen als eine Funktion ihrer Anfangsmasse (vgl. Tabelle 4.1) für die normale Wolf-Rayet Windmassenverlustrate (durchgezogene Linie, unterhalb von 25 $M_\odot$ bezeichnet die obere Linie den Fall B) und für die um einen Faktor 2 reduzierte Wolf-Rayet Windmassenverlustrate (gepunktete Linie). Als Vergleich sind die Heliumkernendmassen von Einzelsternen ebenfalls als Funktion ihrer Anfangsmasse eingezeichnet (gestrichelte Linie Langer & Henkel 1995, gestrichpunktete Linie Maeder 1992), welche gleichzeitig als gute Näherung für Fall C Doppelsterne zu betrachten sind. **b**: Analog zu Abbildung 4.5a sind hier die CO-Kernendmassen als Funktion der Anfangsmassen zu sehen. Die graue horizontale Linie markiert die CO-Kernendmasse des hier vorgestellten Vorgängermodells des Neutronensternbegleiters von Wray 977 GX 301-2 (Modell Nr. B8 in Tabelle 4.1).

Windmassenverlustrate und leicht positiv für die kleinere Rate. Auch hier haben sowohl der Massentransferfall als auch die Behandlung der Konvektion nur sehr geringen bis gar keinen Einfluss.

4.3.3 Auswirkungen auf das Verständnis von massiven Röntgen-Doppelsternen

Der hier vorgestellte 26 $M_\odot$ Vorläufer von GX 301-2 (vgl. Kapitel 4.2.2) hat eine CO-Kernendmasse von 2.33 $M_\odot$. Die Anfangsmassen- zu CO-Kernendmassenrelation ist gerade in diesem Bereich relativ sicher, da Ungenauigkeiten durch die Behandlung der Konvektion nur unterhalb von etwa 25 $M_\odot$ relevant werden (vgl. Kapitel 4.3.2) und Ungenauigkeiten durch unterschiedliche Wolf-Rayet Windmassenverlustraten stärker bei größeren Primärsternmassen Bedeutung erlangen.

Daraus, dass 26 $M_\odot$ die niedrigst mögliche Vorläufermasse für GX 301-2 ist, kann man aus Abbildung 4.5 schlussfolgern, dass Fall A und Fall B Primärsterne mit Anfangsmassen kleiner oder gleich als diese keine Schwarzen Löcher bilden können, sondern zu Neutronensternen werden, wenn sie nicht gar bei noch niedrigeren Anfangsmassen Weiße Zwerge werden.

Auf der anderen Seite macht das flache Ansteigen der Anfangsmassen- zu CO-Kernendmassenrelation für Fall A und B Primärsterne es für jede Anfangsmasse sehr schwer, überhaupt Schwarze Löcher zu bilden. Das Bilden massereicher Schwarzer Löcher ist sogar gänzlich unmöglich (vgl. Kapitel 4.4.2). Für die größere Wolf-Rayet Windmassenverlustrate wäre sogar eine Entstehung von Schwarzen Löchern überhaupt nicht möglich. Für die kleinere Windmassenverlustrate wäre zwar im Prinzip die Entstehung von Schwarzen Löchern möglich, aber nur für die massearmen schwarzen Löcher (vgl. Definition in Kapitel 4.4.2). Ein Primärstern wird unter Benutzung von einer um den Faktor 4 reduzierten Wolf-Rayet Windmassenverlustrate gerechnet (Modell Nr. B1 aus Tabelle 4.1). Hier endete der Primärstern als 7.5 $M_\odot$ Wolf-Rayet Stern. Ein 36 $M_\odot$ Heliumkern, der einer Anfangsmasse von 85 $M_\odot$ entsprechen würde, endete mit derselben Windmassenverlustrate bei 7.9 $M_\odot$.

Daraus kann man schlussfolgern, dass es mit den aktuellen stellaren Windmassenverlustraten unmöglich ist, Systeme wie Cygnus X-1 mit einem Schwarzen Loch der Masse 10 $M_\odot$ (Gies & Bolton, 1982, 1986; Herrero et al., 1995) über einen Fall A oder Fall B Massentransfer zu erklären. Auch für die anderen beiden potentiell ein Schwarzes Loch enthaltenden massiven Röntgen-Doppelsterne, LMC X-3 mit einem Schwarzen Loch der Masse $5.5 \pm 1\, M_\odot$ (Kuiper et al., 1988) und LMC X-1 mit einem Schwarzen Loch von vermutlich 6 $M_\odot$ (Hutchings et al., 1987), ist es unwahrscheinlich, dass das Schwarze Loch das Ergebnis eines Fall A oder B Massentransfers ist. Damit z.B. Cygnus X-1 über einen Fall A oder B Massentransfer, wie bei Vanbeveren et al. (1998b,c) vorgeschlagen, entstanden sein kann, müssen sich die Wolf-Rayet Windmassenverlustraten als essentiell kleiner als ein viertel der Rate aus Gleichung 2.1 herausstellen. Über einen Fall C Massentransfer hingegen ist eine Entstehung solcher Systeme denkbar. Für Cygnus X-1 z.B. finden Gies & Bolton (1986) für den optischen Begleiter eine Masse von 20 $M_\odot$ während Herrero et al. (1995) mit Hilfe einer detailierten Spektralanalyse sogar nur eine Masse von 17.8 $M_\odot$ finden. Damit könnte der Vorläufer des Schwarzen Lochs eine Masse von $\gtrsim 25\,M_\odot$ besessen haben und damit konsistent mit einer derart hohen Masse für das Schwarze Loch sein, wie man an der Kurve für den Fall C in Abbildung 4.5a sehen kann.

Interessanterweise haben Brown et al. (1999) kürzlich ebenfalls den Fall C Massentransfer als Möglichkeit vorgeschlagen, zu massereichen ($\approx 7\,M_\odot$, Baylin et al. 1998) Schwarzen Löchern in den sechs bekannten massearmen Röntgen-Doppelsternen zu kommen. Tatsächlich kommt Portegies Zwart et al. (1997) über die extrapolierte große Population von galaktischen massearmen Röntgen-Doppelsternen mit einem Schwarzen Loch als kompakter Komponente (Romani, 1998) zu dem Ergebniss, dass alternative Erklärungen schwer zu finden sind.

Nach Abbildung 4.5a sollten diese Schwarzen Löcher dann aus einem mittleren Massenbereich kommen, d.h. grob 25 bis 50 $M_\odot$, da die massereichsten Fall C Primärsterne sich über eine Phase als „louminous blue variable“ entwicklen dürften (Langer et al., 1994). Damit haben sie einen großen Teil ihrer Wasserstoffhülle bereits vor dem Zünden des Heliumbrennens verloren und werden schnell zu Wolf-Rayet Sternen. Deshalb werden sie auch sehr wahrscheinlich einen Massentransfer als solchen vermeiden (Vanbeveren, 1991; Langer, 1995). Entsprechend Abbildung 4.5a ist damit die maximale Masse für ein schwarzes Loch in einem Doppelsternsystem in der Größenordung von 10 $M_\odot$, wenn man davon ausgeht, dass praktisch die gesamte Wasserstoffhülle zum Ende des „Spiral in“ verloren geht. Geringere stellare Windmassenverlustraten können auch noch zu höheren Massen für die Vorläufer der Schwarzen Löcher und damit die Schwarzen Löcher selbst führen.

Aus Abbildung 4.5 erscheint es auch denkbar, dass die durchschnittliche Masse von Schwarzen Löchern relativ groß ist, d.h. deutlich über der Endmasse von Fall A und B Primärsternen liegt, wie von Baylin et al. (1998) vorgeschlagen. Eine Unterscheidung von zwei verschiedenen Massenbereichen für die Schwarzen Löcher wurde auch bereits von Brown et al. (1996) ausgearbeitet. Auch wenn es nicht ausgeschlossen werden kann, dass die massereichsten Fall A und B Doppelsterne massearme Schwarze Löcher ($\approx 3\,M_\odot$) erzeugen, sollte ihre Anzahl eher gering oder gar Null sein (Abbildung 4.5b). Auf der anderen Seite, vorrausgesetzt in einer „failed supernova“ würde der komplette Heliumkern zu einem Schwarzen Loch kollabieren (vgl. Fryer 1999), ist zu erwarten, dass die meisten Schwarzen Löcher die über einen Fall C Massentransfer erzeugt werden, schwerer als 5 $M_\odot$ sind (Abbildung 4.5a).

4.4 Die Grenzmasse in Einzelsternen

4.4.1 Annahmen

Für Einzelsterne, die ihre wasserstoffreiche Hülle nicht vollständig verlieren, ist bekannt, dass die Entwicklung des stellaren Kerns von der Entwicklung der Sternhülle entkoppelt ist. Dies erlaubt es, die inneren Eigenschaften dieser Sterne in späten Entwicklungsphasen und damit gleichzeitig ihr weiters Schicksal zu untersuchen, indem man einfach nur die Entwicklung der Heliumkerne für eine vorgegebene Masse rechnet (Arnett, 1977; Woosley & Weaver, 1988; Thielemann et al., 1996).

Für Sterne, die ihre Wasserstoffhülle bereits vor dem Ende des zentralen Heliumbrennens verlieren, also auch den Primärsternen von massereichen Doppelsternsystemen, ist diese Näherung nicht mehr möglich, da sich die Masse des Heliumkerns während des Heliumbrennens verringert. Man kann aber wohl die Annahme machen, dass die Endmasse des CO-Kerns das Schicksal eines massereichen Sterns bestimmt. In dieser Arbeit wird die Annahme gemacht, dass CO-Kerne oberhalb einer bestimmten Masse Schwarze Löcher bilden, während leichtere CO-Kerne Neutronensterne oder gar Weiße Zwerge bilden.

Anzumerken ist ferner, dass der zentrale Kohlenstoffanteil $C_{\rm c}$ im Prinzip ein weiterer unabhängiger Parameter ist, den es zu berücksichtigen gilt. Er bestimmt, ob das zentrale Kohlenstoffbrennen radiativ oder konvektiv stattfindet, was wiederum die Entropie des Kerns und damit die Fe-Kernendmasse beeinflusst (Woosley & Weaver, 1995; Brown et al., 1999). Da in massereicheren Sternen das zentrale Heliumbrennen bei höheren Temperaturen stattfindet, ist der generelle Trend, dass $C_{\rm c}$ für größere Anfangsmassen kleiner wird. Es scheint einen kritischen Kohlenstoffmassenanteil von 15% zu geben, unterhalb dem das Kohlenstoffbrennen radiativ verläuft (Weaver & Woosley, 1993; Woosley & Weaver, 1995; Heger et al., 2000) und die Anfangsmassen- zu Fe-Kernendmassenrelation diskontinuierlich zu größeren Werten springt (Timmes et al., 1996; Brown et al., 1999). Die Situation wird weiter verkompliziert durch die Tatsache, dass $C_{\rm c}$ nicht nur von der Anfangsmasse abhängt. Für Sterne die ihre Wasserstoffhülle während ihrer Entwicklung verlieren und deren Heliumkern damit freigelegt wird, wie z.B. generell alle Primärsterne in massereichen engen Doppelsternen, führt ein größerer Massenverlust während des zentralen Heliumbrennens zu größeren Werten für $C_{\rm c}$ (Woosley et al. 1995, vgl. auch Tabelle 4.1).

Woosley & Weaver (1995) fanden, dass Sterne mit einer größeren Anfangsmasse als 19 $M_{\odot}$ Werte unterhalb dieses kritischen Kohlenstoffanteils besitzen, jedoch fanden Heger et al. (2000) für neuere Modelle, die die rotationsinduzierten Mischprozesse mitberücksichtigen, größere Werte für $C_{\rm c}$ für Sterne bis zu 25 $M_{\odot}$. Langer (1991) zeigte, dass für eine gegebene Anfangsmasse und einen gegebenen Massenverlust $C_{\rm c}$ empfindlich von den Annahmen über die Konvektion abhängen. Des Weiteren hängen sie von der immer noch nur ungenau bekannten ^{1}2C(α, γ)-Kernreaktionsrate ab (Hoffman, 1999). Konsequenterweise müssen die Werte für $C_{\rm c}$ daher als unsicher betrachtet werden.

Jedoch sind die zentralen Kohlenstoffanteile für unsere Primärsterne deutlich oberhalb des kritischen Werts von 15% (vgl. Tabelle 4.1. Wir können daher eine stetige CO-Kernendmassen- zu Fe-Kernendmassenrelation annehmen, wenn man von statistischen Fluktuationen aufgrund von Siliziumschalenbrennepisoden einmal absieht (vgl. Woosley & Weaver 1995). So haben alle unsere Primärsterne deutlich ausgeprägte konvektive zentrale Kohlenstoffbrennphasen. Wie von Brown et al. (1999) herausgestellt, führt das zu verhältnismäßig kleinen Entropien für den Kern und damit zu relativ kleinen Eisenkernmassen. Alles zusammen betrachtet, haben wir gute Gründe anzunehmen, dass $C_{\rm c}$ kein wesentlicher Parameter ist, der die Ergebnisse dieser Studie beeinflusst.

Im Prinzip können auch weitere Parameter, wie der stellare Drehimpuls oder magnetische Felder, wichtig sein. Diese werden hier aber nicht berücksichtigt.

4.4.2 Ergebnisse

Die für Einzelsterne gern gemachte Näherung, dass das Schicksal eines Sterns, d.h. welche Art eines kompakten Überrestes er entwickelt (Schwarzes Loch oder Neutronenstern), eine monotone Funktion der Anfangsmasse ist, gilt nicht generell für Doppelsterne. Dies kann man in Abb. 4.5b sehen, wo die CO-Kernmassen — und damit das Schicksal der Sterne — auch von der vorherigen Massentransferentwicklung abhängen.

Der Vorläufer des Neutronensterns in Wray 977/GX 301-2 hatte entsprechend seiner Anfangsmasse von mindestens 26 $M_\odot$ einen CO-Kern von mindestens 2.33 $M_\odot$. Abb. 4.5b zeigt, dass Einzelsterne oberhalb von 21 $M_\odot$ solche CO-Kerne mit mindestens 2.33 $M_\odot$ ausbilden. Dieses Anfangsmassenlimit gehört zu den Modellen, die von Langer & Henkel (1995) unter Verwendung des Ledoux Kriteriums für die Konvektion gerechnet wurden. Bei Einzelsternen die mit Schwarzschild Kriterium und konvektiven Überschießen gerechnet wurden (Maeder, 1992) bekommt man ein Massenlimit von 13 $M_\odot$ mit derselben Argumentation. Da man die beiden Annahmen zur Behandlung der Konvektion als Extremfälle betrachten kann, muss man eine Grenzmasse im Bereich zwischen 13 und 21 $M_\odot$ erwarten, d.h. Einzelsterne leichter als diese Grenzmasse enden als Neutronensterne.

Dieses Massenlimit, speziell das untere Limit von 13 $M_\odot$, engt die bisher gehandelten Werte kaum ein. Es konnte aber gezeigt werden, dass in der Literatur zu findende und aus demselben System ermittelte deutlich größere Massenlimits falsch sind.

Wenn der bislang nur wenig untersuchte Fall C Massentransfer in massereichen Sternen immer zu einem Verschmelzen beider Komponenten führt oder erst gar nicht auftritt, ist die Existenz von Schwarzen Löchern in Doppelsternsystemen der Fälle A und B generell mit den bislang üblichen Wolf-Rayet Windmassenverlustraten (durchgezogene Linie in Abb. 4.5) nicht möglich, da wir keine CO-Kerne finden, die schwerer sind als der für den Vorläufer von GX 301-2. Für die reduzierte Wolf-Rayet Windmassenverlustrate (gepunktete Linie in Abb. 4.5) und unter der Annahme, dass zumindest einige der Fall A/B Primärsterne massereich genug sind, um schwarze Löcher zu bilden, erhält man ein oberes CO-Kernlimit bis zu dem Neutronensternbildung möglich sein könnte von 3 $M_\odot$. Dies würde einem Massenlimit für Einzelsterne zwischen 15 und 26 $M_\odot$ entsprechen. Das wäre ein unteres Massenlimit für die Entstehung von Schwarzen Löchern, wenn gezeigt werden könnte, dass Fall A/B Doppelsterne überhaupt Schwarze Löcher bilden.

Es ist wichtig zwischen einer verspäteten Entstehung von Schwarzen Löchern aufgrund des Zurückfallens von Materie auf den Stern (z.B. Woosley & Weaver 1995), thermischer Effekte (Wilson 1986, Woosley & Weaver 1986) oder Effekte der Zustandsgleichung (Brown & Bethe, 1994) und der direkten Entstehung von Schwarzen Löchern zu unterscheiden. Während eine verspätete Entstehung eines Schwarzen Loches mit einer normalen Supernovaexplosion einhergeht, tut das eine direkte Entstehung nicht, auch wenn hier eine wasserstoffreiche Hülle abgeworfen werden kann (MacFadyen & Woosley, 1999; Fryer, 1999). Im ersten Fall entsprechen die Massen der Schwarzen Löcher denen der zuerst geformten Neutronensterne zuzüglich der Masse aus dem Materierückfall auf den Stern. Deshalb erwartet man aus diesem Prozess Schwarze Löcher eher kleiner Masse (Brown & Bethe, 1994; Brown et al., 1996). Für die direkte Entstehung von Schwarzen Löchern ist es vernünftig anzunehmen, dass ihre Massen in etwa denen ihres Heliumkerns entsprechen werden (MacFadyen & Woosley, 1999; Fryer, 1999). Auch wenn die Annahmen noch als unsicher gelten und ihre Absicherung ein genaueres Verständnis des Kernkollaps-Supernovamechanismus benötigt, macht es Sinn, dass direkt gebildete Schwarze Löcher schwerer sind, als verspätet gebildete. So wie bei Brown & Bethe (1994) werden daher auch hier die direkt gebildeten Schwarzen Löcher als massereiche Schwarze Löcher (high mass black holes, HMBH) mit der Masse des Heliumvorläufers und die anderen als massearme Schwarze Löcher (low mass black holes, LMBH) mit einer Masse kleiner 3 $M_{\odot}$ bezeichnet.

Die Beobachtung, dass die Supernova 1987A, die einen Vorläufer von $\approx 20\ M_{\odot}$ hatte, nicht direkt ein Schwarzes Loch gebildet hat (Arnett et al., 1989), kann auch wichtige Anhaltspunkte für die Entstehung von Schwarzen Löchern liefern. Unter der Annahme, dass die Einzelsternmodelle, die mit dem Schwarzschild Kriterium gerechnet wurden, die richtigen Ergebnisse liefern, kann man aus Abb. 4.5b schlussfolgern, dass es eine direkte Entstehung von Schwarzen Löchern nur mit CO-Kernen geben kann, die schwerer als 5 $M_{\odot}$ sind. Dies schränkt die Entstehung von HMBH in Einzelsternen und Fall C Doppelsternen auf den Massenbereich 20 bis 32 $M_{\odot}$ ein. Die dabei produzierten Massen würden im Bereich von 5 bis 10 $M_{\odot}$ liegen (Abb. 4.5a). Fall A/B Doppelsterne können demnach dann keine HMBH bilden. Und sogar die Entstehung von LMBHs erscheint bei ihnen unwahrscheinlich, da der Kernmassenbereich, in dem eine verspätete Entstehung von Schwarzen Löchern möglich ist, sehr schmal ist (Brown et al., 1999). Wenn die Existenz eines Neutronensterns in SN 1987A abgesichert werden könnte (vgl. Wu et al. 1998; Fryer et al. 1999), würde dies gegen die Modelle sprechen, die das Schwarzschild Kriterium und konvektives Überschießen benutzen. Denn dann würde nur ein sehr schmaler Massenbereich übrig bleiben um HMBH zu bilden.

Für Modelle, die mit dem Ledoux Kriterium gerechnet wurden, sehen diese Grenzmassen deutlich verschieden aus. Da man hier ein Massenlimit von 21 $M_{\odot}$ für Einzelsterne bekommt (siehe oben), folgt, dass SN 1987A einen Neutronenstern gebildet hat. Dies ist in Übereinstimmung mit den aktuellen Modellen und Beobachtungen (Wu et al., 1998; Fryer et al., 1999). Kein weiteres sicheres Massenlimit kann man sonst noch aus der Abbildung 4.5a erhalten, weder für die Bildung von HMBHs noch für die von LMBHs. Da hier Sterne oberhalb von $\approx 30\,M_{\odot}$ deutlich schwerere CO-Kerne haben als Sterne um die 20 $M_{\odot}$ kann man annehmen, dass Einzelsterne und Fall C Doppelsterne oberhalb von $\approx 30\,M_{\odot}$ HMBHs bilden. Auch hier würden Fall A/B Doppelsterne keine HMBHs bilden.

Für den Fall, dass alle Schwarzen Löcher in engen Doppelsternen über den Fall C Massentransfer entstanden sind, kann nur ein weniger strenges Massenlimit für die Entstehung von Schwarzen Löcher erhalten werden, als wenn zumindest einige Schwarze Löcher in einem Fall A/B Massentransfer entstehen. Das Limit kommt in diesem Fall dann daher, dass der Fall C bei solarer Metallizität auf Primärsternmassen $< 40\,M_{\odot}$ beschränkt ist (vgl. Kapitel 4.3.3). Die große Anzahl von massearmen Röntgen-Doppelsternen (Portegies Zwart et al., 1997; Romani, 1998) mit massereichen Schwarzem Loch ($\approx 7\,M_{\odot}$, vgl. Baylin et al. 1998) lässt es plausibel erscheinen, dass Einzelsterne im Massenbereich von 25 bis 40 $M_{\odot}$ HMBHs bilden.

Man kann daraus schlussfolgern, dass es wahrscheinlich ist, dass Einzelsterne oberhalb von $\approx 25\,M_{\odot}$ zu Schwarzen Löchern werden. Dies ist unabhängig davon, ob die Doppelsterne mit einem Schwarzen Loch als Komponente aus dem Fall A/B oder C kommen. Dieser Wert ist auch in guter Übereinstimmung mit Erkenntnissen aus Kernkollapssimulationen von Fryer (1999).

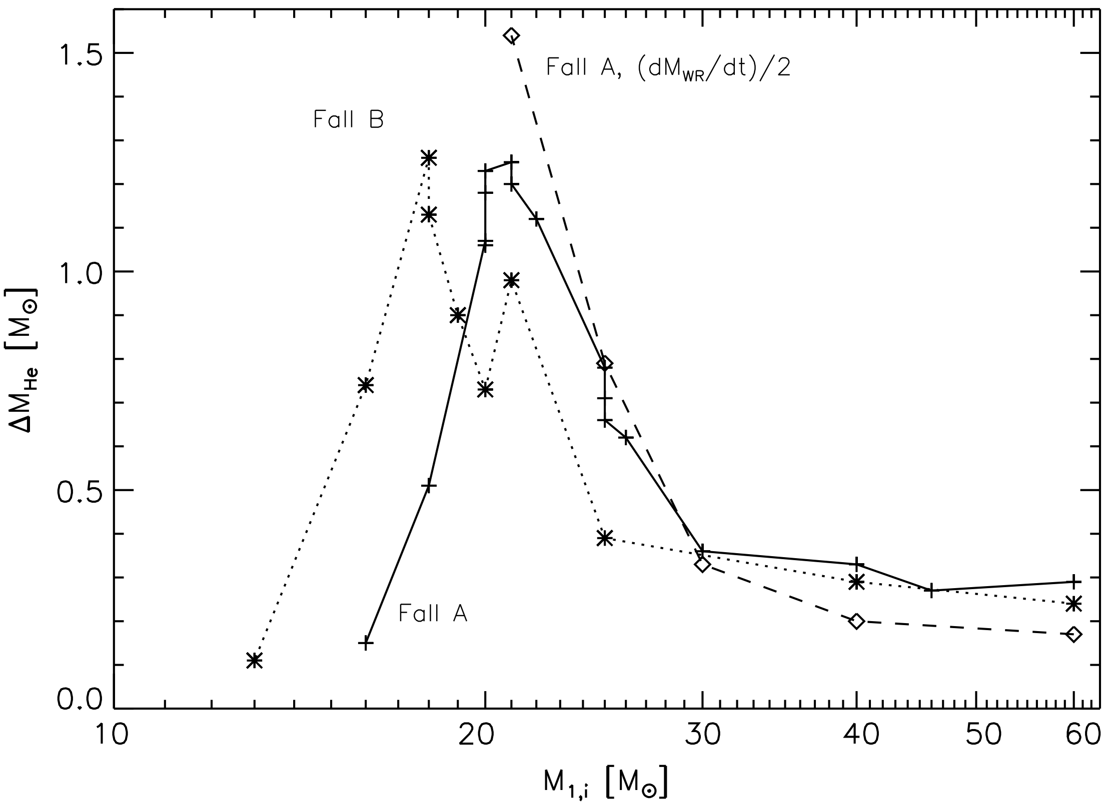

Abbildung 4.6: Die Menge noch vorhandenen Heliums in den Primärkomponenten zum Zeitpunkt direkt vor ihrer Supernova als Funktion der Anfangsmasse für die berechneten Fall A (durchgezogene Linie) und Fall B (gepunktete Linie) Systeme. Die gestrichelte Linie bezeichnet die Fall A Systeme die mit einer um 50% reduzierten Wolf-Rayet Windmassenverlustrate gerechnet werden.

4.5 Die Struktur der Supernovavorläufer

Mit Hilfe der hier diskutierten massereichen Doppelsternsysteme kann man nicht nur Vorraussagen über Endmassen beider Komponenten machen, sondern auch Vorraussagen über die finale chemische und mechanische Struktur ihrer Sternhüllen treffen. Während die Primärsterne, die nicht direkt zum Schwarzen Loch kollabieren, zu Typ Ib/c Supernovae werden, erwartet man bei den Sekundärkomponenten Supernovae des Typs II (vgl. Langer & Woosley 1996).

Die mechanische Struktur der Sekundärsterne von massereichen engen Doppelsternen kann sich deutlich von den Einzelsternvorläufern von Typ II Supernovae unterscheiden. Während die Letzteren rote Überriesen sind, handelt es sich bei den Sekundärsternen zum Zeitpunkt der Supernovaexplosion typischerweise um blaue Überriesen. Ob massereiche Sekundärsterne tatsächlich als blaue oder ob sie als rote Überriesen explodieren, hängt von der Effizienz des semikonvektiven Mischens während der Akkretionsphase (vgl. Abb. 4.4), d.h. davon ob der Sekundärstern sich tatsächlich verjüngt (vgl. Hellings 1983 und Braun & Langer 1995) ab. Wenn die Effizienz des semikonvektiven Mischens, die in dieser Arbeit angenommen wird, korrekt ist, dann kann man ein zahlenmäßiges Verhältnis von Typ Ib/c Supernovae zu Typ II Supernovae aus blauen Überriesen von etwa 1 erwarten. Dies steht nicht im Widerspruch zu der Tatsache, das deutlich mehr Typ Ib/c Supernovae beobachtet werden, da von SN 1987A (Arnett et al., 1989) her bekannt ist, dass explodierende blaue Überriesen um 4 Magnituden leuchtschwächer sind, als Typ Ib/c Supernovae (Young & Branch, 1989).

Wie schon erwähnt werden die Primärsterne der in dieser Arbeit untersuchten Systeme meist Typ Ib/c Supernovae produzieren. Da ein Hauptkriterium zur Unterscheidung zwischen Typ Ib und Ic Supernovae das Vorhandensein von Heliumlinien in Typ Ib SNe und ihre Abwesenheit in Typ Ic SNe (Harkness & Wheeler, 1990) ist, wird die verbliebene Masse an Helium in der Sternhülle der Primärsterne zum Zeitpunkt der Supernovaexplosion in Tabelle 4.1 aufgeführt. Abbildung 4.6 zeigt diese Größe als Funktion der Anfangsmasse des Primärsterns für den Fall A, den Fall A unter Benutzung der reduzierten Wolf-Rayet Windmassenverlustrate und den Fall B. Man kann sehen, dass nennenswerte Mengen Helium (d.h. mehr als 0.5 $M_{\odot}$) nur in einem engen Anfangsmassenbereich zwischen etwa 15 und 25 $M_{\odot}$ übrig bleiben. Vorläufer mit geringerer oder höherer Masse können, auch wenn sie nicht komplett heliumfrei werden, mit nur noch 0.1 $M_{\odot}$ Helium enden.

Für Vorläufer unterhalb von 15 $M_{\odot}$ ist der Grund dafür, dass nur eine geringe Menge Helium in der Präsupernovastruktur übrig geblieben ist, das Auftreten eines Fall ABB bzw. BB Massentransfers, da die massearmen Primärsterne zum Ende ihrer Heliumphase zu Roten Riesen werden wollen (vgl. Kapitel 4.3.1) und ihren Roche-Radius nocheinmal füllen. Diese Objekte enden mit einer Gesamtmasse nahe bei der Chandrasekharmasse. Für den Fall A passiert dies in den hier vorgestellten Modellen für Anfangsmassen unterhalb etwa 18 $M_{\odot}$, auch wenn 20 $M_{\odot}$ Primärsterne einen kurzen Fall ABB Massentransfer erleben, der aber zu kurz ist, um einen nennenswerten Anteil der Sternhülle zu entfernen. Einen vergleichbaren Fall hat man in dem System Nr. B26, einem Fall B Modell mit einem anfänglich 16 $M_{\odot}$ schweren Primärstern. Ein Fall BB Massentransfer tritt auf, endet aber bevor ein bedeutender Teil der Hülle verloren wird. Da es Auswirkungen auf die Beobachtungen haben könnte, sei hier noch erwähnt, dass manche Systeme während des Massentransfers explodieren.

Die Typ Ib/c Vorläufer mit einer Anfangsmasse oberhalb von etwa 25 $M_{\odot}$ sind heliumarm aufgrund des starken stellaren Windes während der Wolf-Rayet Phase. Abbildung 4.6 zeigt, dass dieses Ergebnis durch die Unsicherheiten der angenommen Wolf-Rayet Windmassenverlustraten nicht stark beeinflusst wird. Die Restmenge an Helium fällt im Fall der um einen Faktor 2 reduzierten Windmassenverlustrate etwas geringer aus. Der Grund hierfür ist, dass durch die geringere Windmassenverlustrate die konvektiven Kerne dieser Sterne in fortgeschrittenen Brennphasen noch größer sind als bei höherem Massenverlust. Die Endmassen liegen in diesen Fällen alle deutlich oberhalb der Chandrasekharmasse.

Auch wenn die Menge des übrig gebliebenen Heliums für Primärsternmassen oberhalb von 25 $M_{\odot}$ und unterhalb von 15 $M_{\odot}$ ähnlich ist, ist die komplette Hüllenmasse, d.h. die Masse oberhalb des CO-Kerns, deutlich größer in dem oberen Massenbereich. Während die Sterne unter 15 $M_{\odot}$ oberhalb ihres CO-Kerns Hüllen aus reinem Helium (zzgl. 2% Metalle) haben, sind die Hüllen von Sternen über 25 $M_{\odot}$ mit Kohlenstoff und Sauerstoff stark angereichert, wie man an den finalen Oberflächenhäufigkeiten in Tabelle 4.1 sehen kann.

Man kann nun spekulieren, dass Typ Ic Supernovae in den Primärsternen oberhalb von 25 $M_\odot$ und unterhalb von 15 $M_\odot$ auftreten. Da auch Einzelsterne oberhalb von 40 $M_\odot$ sich zu Wolf-Rayet Sternen mit geringem Heliumanteil in der Präsupernovastruktur entwickeln, sollten auch diese zusammen mit den Fall C Primärsternen oberhalb von 40 $M_\odot$ zu der Typ Ic Supernovaklasse beitragen. Geringe Mengen Helium sind durchaus verträglich mit dem Auftreten von Typ Ic SNe (Filippenko et al., 1995). Auf der anderen Seite sollten dann die Primärsterne zwischen 15 und 25 $M_\odot$ genau wie die Fall C Primärsterne unterhalb von $\approx 40\,M_\odot$, sofern diese nicht direkt Schwarze Löcher bilden, zu Typ Ib Supernovae werden.

Andererseits argumentieren Woosley & Eastman (1995), dass die Heliummenge, die man in Typ Ib/c Supernovae sehen kann (d.h. die Stärke der Heliumlinien), nicht nur von der Menge des anwesenden Heliums bestimmt wird. Sie kommen zu dem Schluss, dass es wichtig ist, ob radioaktives ^{56}Ni in oder zumindest nahe an die Heliumschicht gemischt wird, da der Nickelzerfall die Heliumlinie anregen kann. Hachisu et al. (1991) haben gezeigt, dass für die Explosion von Heliumsternen mit niedrigeren Massen solches Mischen stärker zu erwarten ist.

Zusammenfassend heisst das, dass die Primärsterne der Fall A/B Doppelsterne mit den höchsten Massen ($\gtrsim 25\,M_\odot$) ebenso wie die Einzelsterne und Primärsterne der weiten Doppelsterne (bezeichnet mit Fall C, auch wenn gar kein Massentransfer stattfindet) mit Anfangsmassen oberhalb von 40 bis 50 $M_\odot$ die besten Kandidaten für Typ Ic Supernovavorläufer sind. In ihrer Presupernovaphase haben sie nur geringe Mengen Helium in ihrer Hülle und sie erleben am ehesten kein nennenswertes Mischen von radioaktivem ^{56}Ni in Heliumschichten. Dies ist interessant im Zusammenhang mit der seltsamen Supernova 1998bw und dem mit ihr assozierten schwachen γ-Strahlen Ausbruch (Kulkarni et al., 1998). In dem Kollapsarmodell von MacFadyen & Woosley (1999) werden γ-Strahlen Ausbrüche über den prompten Kollaps eines relativ schweren Eisenkerns zu einem Schwarzen Loch erzeugt, vorrausgesetzt er hat die richtige Menge Drehmoment. Unabhängig von der Behandlung der Konvektion ist eine prompte Bildung eines Schwarzen Lochs *und* eine Typ Ic Supernova mit geringen Mengen Helium möglich für Fall C Doppelsterne und Einzelsterne oberhalb von 40 $M_\odot$. Dies steht damit in Übereinstimmung mit der Annahme, dass es sich bei SN 1998bw um einen Grenzfall zu einem erfolgreichen γ-Strahlen Ausbruch nach dem Modell von MacFadyen & Woosley (1999) handelt.

4.6 Endprodukte massereicher Doppelsterne: Ein Überblick

In Tabelle 4.2 findet man eine zusammenfassendes Bild über die Endprodukte der Entwicklung massereicher Doppelsterne der verschiedenen Massentransferfälle und der Einzelsternentwicklung. Man kann aber nicht einfach eine Anfangsmasse und eine Anfangsperiode (d.h. Massentransferfall) hernehmen und daraus eine endgültige Antwort auf die Art des kompakten Überrestes mit Hilfe dieser Tabelle geben. Denn aufgrund der Unsicherheiten bei der Behandlung der Konvektion, der Höhe der Windmassenverluste, der Nachhauptreichenradiusentwicklung von massereichen Sternen und der Relation von CO-Kernmasse zu der Masse des kompakten Über-

Tabelle 4.2: Art der kompakten Überreste der Primärsterne von massereichen engen Doppelsternen, d.h. Weißer Zwerg („white dwarf", WD), Neutronenstern (NS), massearmes (LMBH) bzw. massereiches (HMBH) Schwarzes Loch, und der erwartete Supernova Typ (falls eine Explosion überhaupt auftritt, was für HMBH nicht sicher ist) als Funktion der Anfangsmassen der Primärsterne und des Massentransferfalls für ein mögliches Szenario der Entwicklung von massereichen engen Doppelsternen. Die Anfangsmassenbereiche sollten nicht zu genau genommen werden (siehe Text).

$M_{1,i}$ $M_\odot$	Fall A	Fall B	Fall C	Einzelstern
8...13	WD	WD	SN Ib NS	SN II NS
13...16	WD	SN Ib or Ic NS	SN Ib NS	SN II NS
16...25	SN Ib NS	SN Ib NS	SN Ib NS	SN II NS
25...40	SN Ic NS	SN Ic NS	SN Ib HMBH[a]	SN II HMBH[a]
> 40	SN Ic NS/LMBH	SN Ic NS/LMBH	SN Ic HMBH[b] oder NS/LMBH[c]	SN Ic HMBH[b] oder NS/LMBH[c]

[a] Massenbereich hängt von der Behandlung der Konvektion ab, siehe Text.
[b] Für Modelle die mit dem Ledoux Kriterium berechnet werden.
[c] Für Modelle die mit dem Schwarzschild Kriterium und konvektivem Überschießen berechnet werden.

rests ist die genaue Lage der Trennlinien in Tabelle 4.2 mit einer gewissen Unsicherheit behaftet.

Tabelle 4.2 sollte eher als Diagramm betrachtet werden, das die Anfangsperiode als x-Achse und die Anfangsmasse der Primärsterns als y-Achse besitzt. Die qualitativen Trends in diesem „Diagramm" sollten ernster genommen werden als der genaue Ort der Trennlinien.

Am bedeutendsten ist, dass die Trennlinien zwischen gleichem kompakten Überrest für die verschiedenen Entwicklungswege nicht horizontal verlaufen, sondern eine positive Steigung haben. Für einen größeren Anfangsabstand, d.h. späteren Massentransferfall erhält man denselben kompakten Überrest mit immer niedrigeren Anfangsmassen. So liegt z.B. die Trennlinie zwischen der Entstehung eines Weißen Zwergs und eines Neutronensterns in Fall A Doppelsternen bei etwa 13 bis 16 $M_\odot$ (vgl. Modell Nr. B27 in Tab. 4.1, die Grenze hängt von der genauen

Anfangsperiode des Fall A Systems ab, siehe auch Kapitel 3) in Fall B Doppelsternen bei etwa 12 $M_{\odot}$ (vgl. Modell Nr. B28 in Tab. 4.1) und ist in Fall C Doppelsternen und Einzelsternen zwischen 8 und 10 $M_{\odot}$ zu finden. Gleichfalls werden HMBH bevorzugt bei großen Anfangsmassen und großen Perioden gebildet. Ähnliche Trends können für die Grenzlinien zwischen Typ Ib und Ic Supernovae gefunden werden.

Diese Steigungen der Trennlinien zwischen Bereichen mit gleichem kompakten Überrest sind nicht gering. Z.B. sind unsere Modelle konsistent mit einem Anfangsmassenlimit für die Entstehung von Schwarzen Löchern in Fall A/B Doppelsternen von mehr als 100 $M_{\odot}$, während wir in Fall C und Einzelsternen einen Wert von 25 $M_{\odot}$ finden. Deshalb sollte dieser Effekt in Populationssynthesen, die die Häufigkeit von Röntgen-Doppelsternen oder γ-Strahlen Ausbrüchen modellieren, Berücksichtigung finden.

Wie in Abschnitt 4.4.2 diskutiert, ist der vorrausgesagte Massenbereich für die Entstehung von massereichen Schwarzen Löchern (HMBH) in Fall C Doppelsternen und Einzelsternen für die verschieden Konvektionskriterien deutlich verschieden. Unter Benutzung des Ledoux Kriteriums erwartet man dies bei $\gtrsim 30\,M_{\odot}$ und unter Benutzung des Schwarzschild Kriteriums bei 20 bis 32 $M_{\odot}$. Im letzteren Fall würden die massereichsten Einzelsterne sich zu massearmen Schwarzen Löchern (LMBH) oder gar Neutronensternen entwickeln. Diese Schlussfolgerung würde sich nur ändern, wenn die Wolf-Rayet Windmassenverlustraten kleiner wären als ein Viertel der Rate aus Gleichung 2.1 (vgl. Vanbeveren et al. 1998b).

Zuletzt soll nicht unerwähnt bleiben, dass die Endperioden der Doppelsterne zum Zeitpunkt, zu dem der Primärstern seine Entwicklung beendet, sich genau umgekehrt verhalten wie die Anfangsperioden (vgl. Verbunt 1993). Frühe Fall B Systeme enden mit kleinerer Periode als Fall A Systeme, da im Fall B weniger Masse transferiert wird als im Fall A und AB zusammen. Weiterhin entwickeln sich enge (d.h. konservative) Doppelsterne zu Perioden von einigen Wochen bis Monaten, während weite Doppelsterne durch den großen Drehimpulsverlust bei der nichtkonservativen Entwicklung bei Perioden von nicht viel mehr als einer Wochen landen sollten, falls sie nicht gar komplett verschmelzen. Z.B. muss das System 4U 1700-37 mit einem 30 $M_{\odot}$ O Stern, einem $2.6^{+2.3}_{-1.4}\,M_{\odot}$ kompakten Begleiter und einer Periode von 3.4 Tagen (Heap & Corcoran, 1992; Rubin et al, 1996) sich über einen nichtkonservativen Massentransfer entwickelt haben. Dies macht es möglich, dass die Anfangsmasse des Vorläufers dieses kompakten Objektes deutlich größer war, als die von GX 301-2, obwohl der begleitende Stern aktuell masseärmer ist.

Konsequenterweise sind auch die konservativen Fall A/B Systeme, welche in dieser Arbeit im Detail modelliert werden, die besten Kandidaten für enge Doppelsterne bestehend aus einem Heliumstern und einem kompakten Objekt oder aus zwei kompakten Objekten (welche auch als Vorläufer von γ-Strahlen Ausbrüchen gehandelt werden, vgl. Fryer et al. 1999 und die dortigen Literaturreferenzen). Aufgrund der großen Perioden am Ende der Entwicklung des Primärsterns ist sowohl die Bindungsenergie der Hülle des Sekundärsterns gering genug, als auch genug Bahnenergie vorhanden, um die Hülle des Sekundärsterns während des Hineinspiralens des Primärsterns in diese Hülle erfolgreich abzuwerfen. In engen Doppelsternen wie 4U 1700-37 dagegen ist das Verschmelzen der Komponenten viel wahrscheinlicher (vgl. Podsiadlowski et al. 1996).

Die bekannten Röntgen-Doppelsternen mit einem Schwarzen Loch als kompakten Begleiter (das obendrein vermutlich in allen Fällen ein massereiches ist, vgl. Ergma & van den Heuvel 1998, Baylin et al. 1998 und Brown et al. 1999) haben alle solch kleine Perioden, dass sie sich nicht konservativ entwickelt haben können. Die Tatsache, dass eine nichtkonservative Entwicklung für alle Fall C, aber nicht für alle Fall A und B Doppelsterne zu erwarten ist, ist damit in guter Übereinstimmung mit der Herkunft der Schwarzen Löcher aus Doppelsternen die einen Fall C Massentransfer machen (vgl. Tab. 4.2), wie es auch von Brown et al. (1999) vorgeschlagen wurde. Die Dominanz von kurzen Perioden in Schwarze Löcher enthaltenden Röntgen-Doppelsternen mag zwar auch von Auswahleffekten herrühren, aber für Neutronensterne enthaltende Röntgen-Doppelsterne gibt es durchaus längerperiodige Systeme, wie das hier untersuchte System Wray 977/GX 301-2. Auch dies ist wieder in guter Übereinstimmung mit dem oben vorgestellen Entwicklungsszenario.

Es ist wichtig anzumerken, dass Tabelle 4.2 nur über die Berechnung von Sternen mit solarer Metallizität erhalten wird. Die Radiusentwicklung massereicher Sterne und vielleicht auch die Wolf-Rayet Windmassenverlustraten hängen stark von der Metallizität ab. Auch werden hier nicht die relativen Häufigkeiten herausgearbeitet, mit der die Entwicklung durch die verschieden Kanäle abläuft. Z.B. ist bei solarer Metallizität der Fall C womöglich relativ selten (vgl. Kapitel 4.3), was der Grund dafür sein könnte, dass man nur einen ein Schwarzes Loch enthaltenden massereichen Röntgen-Doppelstern in der Galaxis (Cyg X-1), dagegen aber zwei in der großen magellanschen Wolke (LMC) kennt. Auch finden wir im Kapitel 3, dass die konservative Entwicklung von Fall B Systemen sich auf Primärsternanfangsmassen unterhalb von 25 $M_{\odot}$ beschränkt, während Fall A Systeme einen Kontakt eher bei Massen oberhalb von 15 $M_{\odot}$ vermeiden. All dies könnte sich bei anderen Metallizitäten ändern. Dies herauszuarbeiten ist allerdings die Aufgabe von zukünftigen Arbeiten.

5. Rotationsprozesse in Doppelsternen

Die bislang in der Doppelsternentwicklung unberücksichtigt gebliebenen Rotationseffekte in den Sternkomponenten können nicht nur für die Mischprozesse im Stern bedeutend sein, sondern auch für die Effizienz des Massentransfers, d.h. wieviel der vom Primärstern verlorenen Masse vom Sekundärstern akkretiert werden kann. Hierzu soll in diesem Kapitel die Folgen der Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit aufgrund der Akkretion von Drehimpuls auf den die Effizienz des Massentransfers beschreibenden Parameter β (siehe Kapitel 3.1) untersucht werden. Desweiteren soll aus beobachteten Systemen (vgl. Tabelle 5.4) Rückschlüsse auf β gewonnen werden und dies mit den Ergebnissen der hier vorgestellten Modelle verglichen werden.

5.1 Eichung der Spin-Bahn-Wechselwirkung

5.1.1 Methoden

Wie in Kapitel 2.7.1 beschrieben wird die Stärke der Spin-Bahn-Wechselwirkung (d.h. der Synchronisation) mit Hilfe einer Synchronisationszeitskala, die wie eine Halbwertszeit betrachtet wird, und eines Parameters f_{sync}, der an die Synchronisationszeitskala multipliziert wird, beschrieben. Mit der Hilfe von f_{sync} kann man die Stärke der Wechselwirkung zwischen dem Drehimpuls der Komponenten und dem Drehimpuls der Bahn eichen.

Ein Ansatz ist es, zur Eichung der Synchronisation Beobachtungen der Exzentrizität von Doppelsternen zu Hilfe ziehen. Dies ist möglich, da der Prozess der Zirkularisation von Doppelsternbahnen eng mit dem Prozess der Synchronisation in Verbindung steht. Für die beiden konkurrierenden Synchronisationszeitskalen von Zahn (1977) und Tassoul (1987) gelten dabei folgende Abhängigkeiten (Tassoul, 2000): Die Zirkularisations- und Synchronisationszeitskalen von Zahn unterscheiden sich um einen Faktor

$$\eta = \frac{\tau_{\mathrm{sync}}}{\tau_{\mathrm{circ}}} = \frac{r_g^2}{(1-e^2)^{1/2}} \frac{1+q}{q} \left(\frac{R}{d}\right)^2 \frac{\Omega}{\Omega_0}, \tag{5.1}$$

wobei $r_g^2 = \left(\frac{I}{M\,R^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ der Gyrationsradius, e die Exzentrizität, R der Sternradius, d der Bahnabstand, Ω die anfängliche Rotationsperiode des Sterns und Ω_0 die Bahnperiode ist. Genaugenommen tragen beide Komponenten mit jeweils ihrer eigenen Zeitskala zur Zirkularisation bei. Da dies in Hauptreihensystemen aber maximal einen Faktor 2 ausmacht, wenn man wie hier die massereichere Komponente betrachtet, wurde so verfahren, als ob der Sekundärstern ein Punktmasse wäre und damit nur der Primärstern einen Beitrag liefert. Die Zirkularisations- und Synchronisationszeitskalen von Tassoul unterscheiden sich durch das Verhältnis des Drehimpulses der

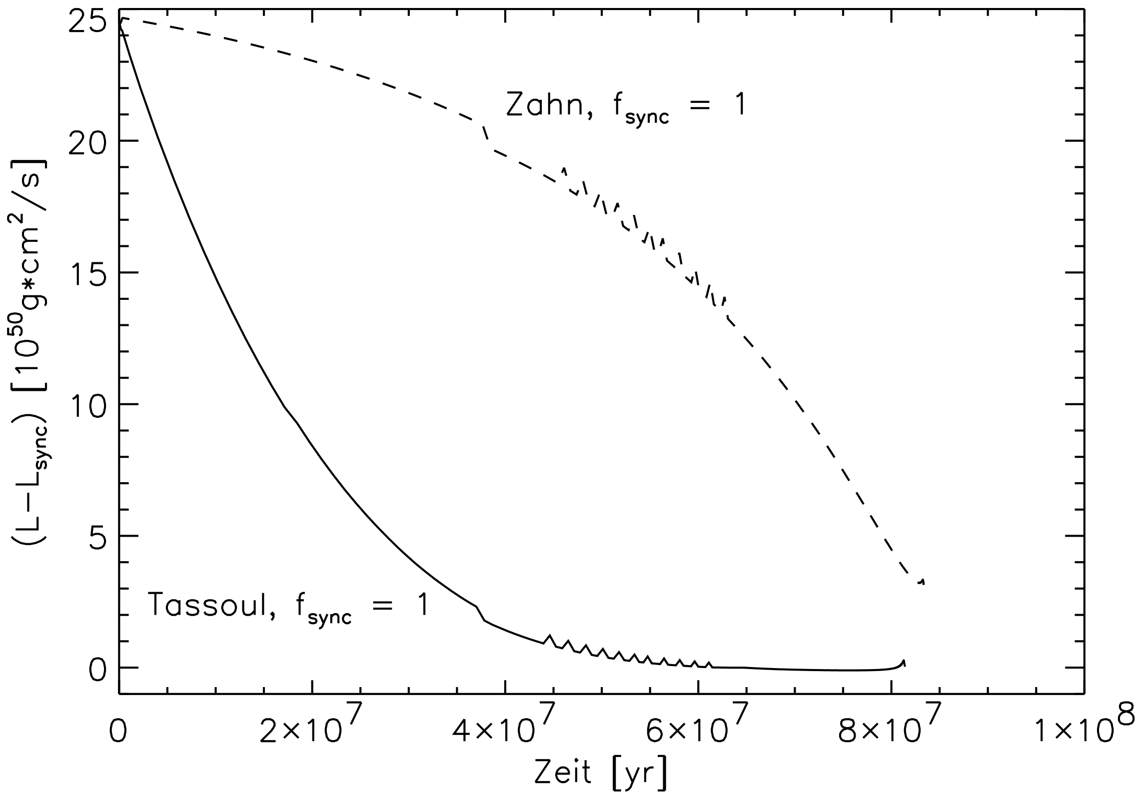

Abbildung 5.1: Differenz zwischen Gesamtdrehimpuls des Primärsterns und dem Gesamtdrehimpuls, den er im synchronisierten Fall hätte, als Funktion der Zeit, für ein aus Komponenten mit den Anfangsmassen 5 $M_\odot$ und 4 $M_\odot$ bestehenden Modells. Die Anfangsperiode war 22 Tage. Bei der gestrichelten Linie wurde für die Synchronisation die Zahnsche Zeitskala, bei der durchgezogenen Linie die Tassoulsche Zeitskala verwendet (vgl. Kapitel 2.7.1). Da für $\mathfrak{L} - \mathfrak{L}_{\rm sync}$ der Drehimpuls im Kern, d.h. unterhalb des μ-Gradienten am oberen Rand des konvektiven Kerns, nicht mehr berücksichtigt wurde, kommt es bei etwa $4\,10^7$ Jahren zu einem plötzlichen, betragsmäßig aber kleinen Abfall von $\mathfrak{L} - \mathfrak{L}_{\rm sync}$. Das nachfolgende Zittern beruht auf dem Rückgang der Größe des konvektiven Kerns und dem Mischen von Drehimpuls aus dem Kern in die Hülle.

Komponenten und des Drehimpulses der Bahn (Tassoul, 2000)

$$\frac{\tau_{\rm sync}}{\tau_{\rm circ}} = \frac{\mathfrak{L}_\star}{\mathfrak{L}_{\rm orb}}. \qquad (5.2)$$

In Beobachtungen von A-Sternen (Matthews & Mathieu, 1992) sieht man, dass es Doppelsterne gibt, die unter der Bedingung $d/R \lesssim 20$ einen vollständig zirkularen Zustand aufweisen, auch wenn erst zu deutlich kleineren Werten von d/R ausnahmslos alle Systeme zirkularisiert sind. Längerperiodige zirkulare Systeme findet man dagegen nicht. Obwohl nicht sicher ist, dass

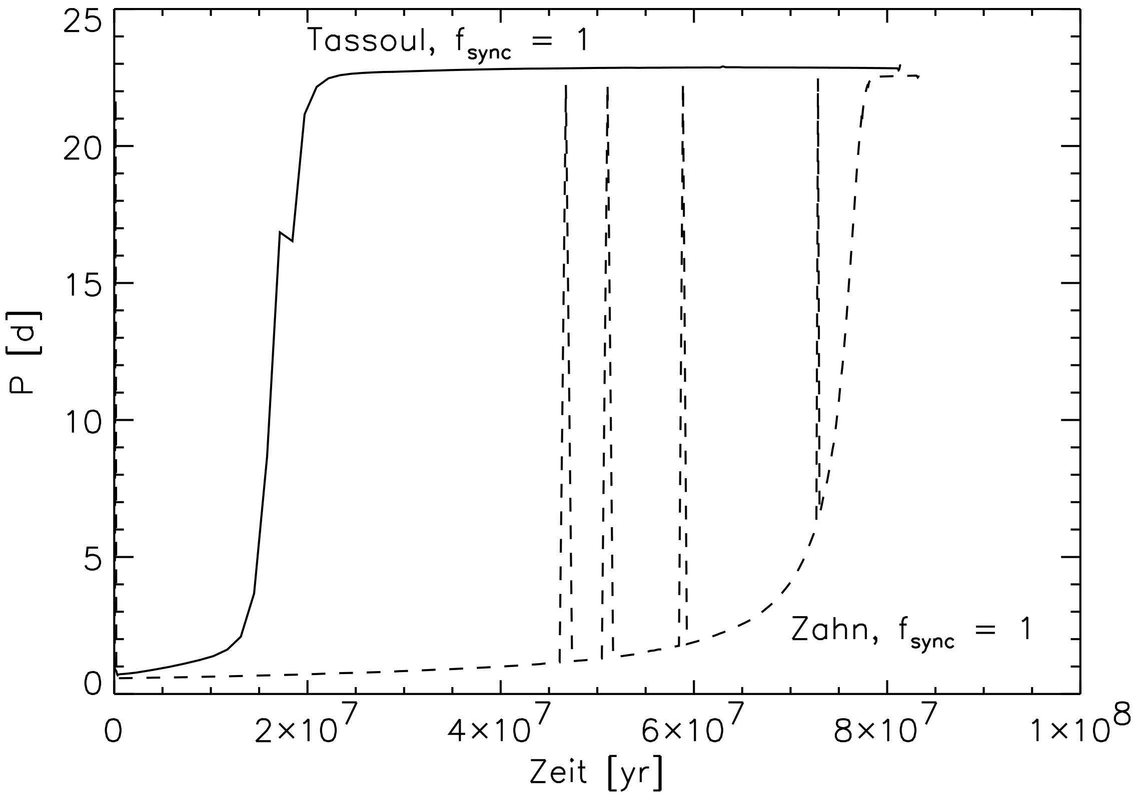

Abbildung 5.2: Die Periode des Primärsternspins als Funktion der Zeit für dasselbe System wie in Abbildung 5.1. Die vier Spitzen in der Kurve für Synchronisation auf der Zahnschen Zeitskala wurden dadurch verursacht, dass bei diesen Zeitschritten das Drehimpulsmischen nicht in der Lage war, bis hin zur synchronisierten Oberfläche wieder Drehimpuls nach außen zu mischen.

es sich bei diesen zirkularisierten Doppelsternen um Systeme handelt, bei denen sich beide Komponenten noch auf der Hauptreihe befinden, und nicht um entwickelte Systeme, folgert Tassoul (2000), dass Doppelsterne, für die $d/R \lesssim 20$ gilt, im Verlaufe ihrer Hauptreihenentwicklung zirkularisiert werden. Deshalb wurde ein Modell mit $d/R \approx 20$ und den Massen 5 und 4 $M_\odot$ gerechnet. Die zugehörige Anfangsperiode ist 22 Tage. Beide Zeitskalen wurden jeweils mit $f_{\rm sync} = 1$ angewendet und zur Interpretation des Ergebnisses das weiter oben gegebene Verhältnis zwischen $\tau_{\rm sync}$ und $\tau_{\rm circ}$ zu Grunde gelegt.

Des Weiteren soll zur Eichung der Synchronisation ein detailliertes Modell von Witte & Savonije (1999) zu Hilfe genommen werden, in dem für die Synchronisation Resonanzen zwischen der Bahnbewegung und den Sternoszillationen berücksichtigt wurden. Auch sollen Beobachtungen des Synchronisationszustandes, wie sie für einige Systeme vorliegen (Pan, 1997), herangezogen werden.

5.1.2 Ergebnisse

Eichung an Beobachtungen der Zirkularisation von Doppelsternen

Die Abbildungen 5.1 und 5.2 zeigen den zeitlichen Verlauf der Synchronisation des Systems mit den Anfangsmassen 5 $M_\odot$ und 4 $M_\odot$ und der Anfangsperiode 22 Tage. Das Modell, in dem die Zahnschen Zeitskala angewendet wurde, ist zum Ende der Hauptreihenentwicklung nahezu synchronisiert. Das Modell, in dem die Tassoulsche Zeitskala Anwendung fand, erreicht den gleichen Grad an Synchronisation in etwas mehr als einem Drittel der Zeit. Wenn man obige Verhältnisse der Synchronisations- und Zirkularisationszeitskalen zu Grunde legt, erhält man auf diese Weise für die Zahnsche Zeitskala ein $f_{\rm sync}$ in der Größenordnung 1/1000 und für die Tassoulsche Zeitskala ein $f_{\rm sync}$ in der Größenordnung 1/100.

Eichung an dem Modell von Witte & Savonije (1999)

Witte & Savonije (1999) wenden Modelle der Oszillationen von g- und r-Moden, die sie mit Hilfe von 2-dimensionalen, nicht-adiabatischen Modellrechnungen gefunden haben, auf die Berechnung der Synchronisation und Zirkularisation von Doppelsternsystemen an, die aus einem 10 $M_\odot$ Hauptreihenstern und einer 1.4 $M_\odot$ Punktmasse bestehen. Da wir an der Synchronisation in zirkularisierten Systemen interessiert sind, rechnen wir das Modell mit der niedrigsten Exzentrizität von Witte & Savonije (1999) nach. Dieses hat die Anfangsperiode 3 Tage und die Exzentrizität $e = 0.02$. Synchronisation erreichen Witte & Savonije (1999) für dieses System nach etwa 1.5 Myr.

Um unsere Implementation der Synchronisation mit den Ergebnissen von Witte & Savonije (1999) zu vergleichen, wird ein System mit den gleichen Anfangsparametern wie dort und mit beiden Zeitskalen unter Benutzung von $f_{\rm sync} = 1$ bis zum synchronisierten Zustand gerechnet. In Abbildung 5.3 sieht man die zeitliche Entwicklung der Drehimpulsdifferenz zum synchronisierten Zustand. Das Modell, bei dem die Zahnsche Zeitskala angewand wurde, ist nach etwa 2 Myr weitgehend synchronisiert. Mit der Tassoulschen Zeitskala erhält man dagegen eine Synchronisation bereits nach etwa 0.25 Myr. Um synchrone Rotation nach 1.5 Myr zu erhalten, bräuchte man also $f_{\rm sync} \approx 0.75$ für die Zahnsche Zeitskala und $f_{\rm sync} \approx 6$ für die Tassoulsche.

Beobachtungen des Synchronisationszustandes in Doppelsternen

Pan (1997) beobachtete den Synchronisationszustand in Doppelsternen. Diesen verglich er mit dem aus der Zahnschen Synchronisationszeitskala angesichts des jeweiligen Systemalters zu erwartenden Zustand. Er fand heraus, dass bei den allermeisten Systemen die Beobachtung gut mit einer Gezeitenwechselwirkung, die mit genau der Zahnschen Zeitskala agiert, im Einklang steht. Leider ist bei den nichtsynchronisierten Systemen bei Pan (1997) die Synchronisationszeitskala deutlich größer als das geschätzte Alter der Systeme. Daher kann man auch eine um eine Größenordnung kleinere Synchronisationszeitskala, als von Zahn (1977) gegeben nicht ausschliessen. Eine um zwei oder mehr Größenordnungen kleinere Synchronisationszeitskala, wie man sie aus der Eichung an dem Zirkularisationszustand von Doppelsternen erhält, steht mit diesen Beobachtungen dagegen nicht in Einklang. Damit erhielte man als obere Abschätzung für die

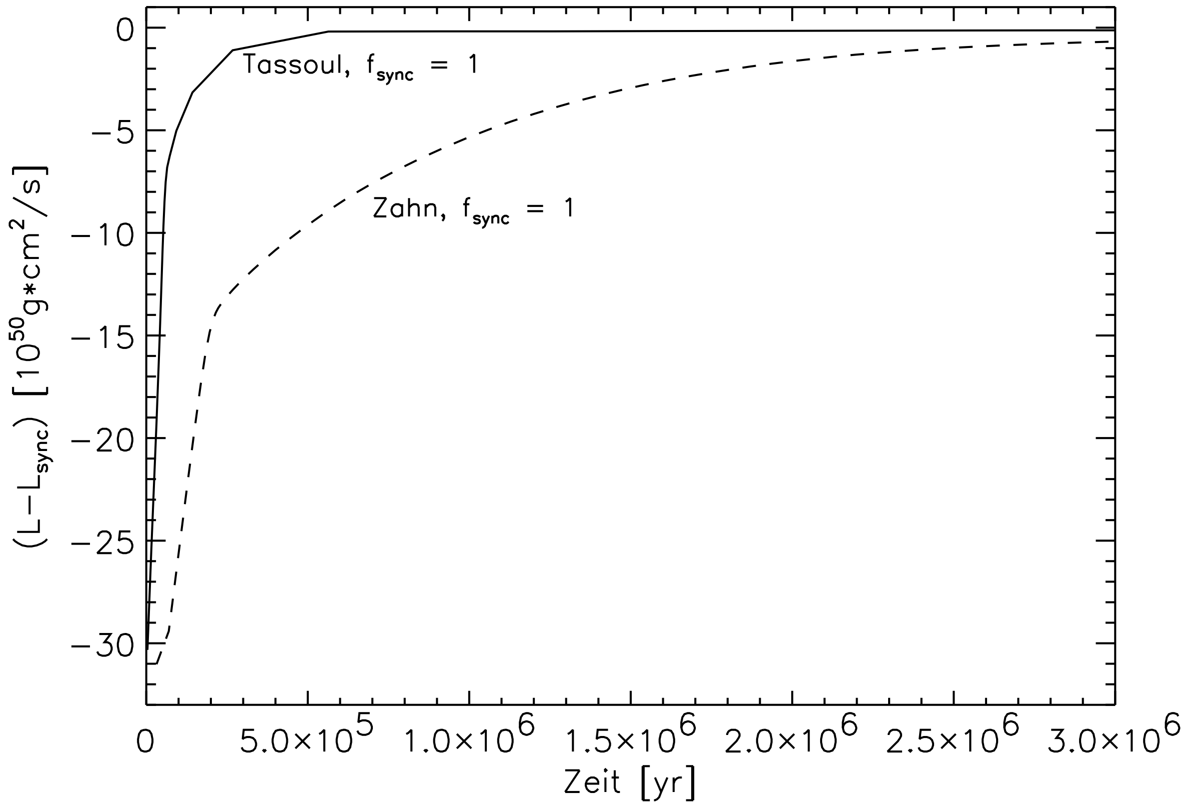

Abbildung 5.3: Differenz zwischen Gesamtdrehimpuls des Primärsterns und dem Gesamtdrehimpuls, den er im synchronisierten Fall hätte, als Funktion der Zeit für ein Modell, bestehend aus einem 10 $M_\odot$ Hauptreihenstern und einer 1.4 $M_\odot$ Punktmasse mit einer Anfangsperiode von 3 Tagen. Bei der gestrichelten Linie wurde für die Synchronisation die Zahnsche Zeitskala, bei der durchgezogenen Linie die Tassoulsche Zeitskala verwendet (vgl. Kapitel 2.7.1).

Stärke der Gezeitenwechselwirkung bei Benutzung der Zahnschen Zeitskala $f_{\rm sync} \approx 0.1$. Ebenso steht eine wesentlich größere Zeitskala als die von Zahn (1977) nicht im Einklang mit den Beobachtungen, da es ein System (TU Cam) gibt, das synchronisiert ist, obwohl sein geschätztes Alter ziemlich genau der Synchronisationszeitskala entspricht. Dies ergäbe dann eine untere Abschätzung für die Stärke der Gezeitenwechselwirkung bei Benutzung der Zahnschen Zeitskala von $f_{\rm sync} \approx 1$.

Die verschiedenen Methoden einer Eichung führen zu sehr unterschiedlichen Ergebnissen. Speziell das Ergebnis, das man mit Hilfe der in Doppelsternen beobachteten Zirkularisationseigenschaften erhält, weicht stark von den mit den anderen beiden Methoden erhaltenen Ergebnisse ab. Eine Erklärung hierfür könnte sein, dass es sich bei den zirkularisierten Doppelsternen, die einen A-Stern enthalten, gar nicht um Systeme handelt, in denen beide Komponenten sich noch auf der Hauptreihe befinden, wie von Tassoul (2000) angenommen, sondern um entwickelte Systeme. Um verlässlich eine Zeitskala aus Zirkularisationsmessungen ableiten zu können, müsste man für die Systeme, mit deren Hilfe man das maximale d/R bestimmt, bis zu dem Doppelsterne im Verlauf ihrer Hauptreihenentwicklung zirkularisiert werden, genauer daraufhin untersuchen, ob es sich bei ihnen tatsächlich um Hauptreihensysteme handelt.

Es bleibt damit ein gewisser Spielraum, bei der Wahl der Synchronisationszeitskala. Für diese Arbeit fiel die Entscheidung auf die Benutzung der Zahnschen Zeitskala und $f_{\rm sync} = 1$ sowie $f_{\rm sync} = 0.1$. Damit werden zwei verschiedene Stärken der Gezeitenwechselwirkung auf die Modelle angewand, wovon man die eine als untere und die andere als obere Abschätzung betrachten kann, auch wenn noch gewisse Spielräume offen bleiben.

Die Tassoulsche Zeitskala wurde aus mehreren Gründen nicht benutzt. Zum einen wird die Zahnsche Zeitskala von den Beobachtungen von Pan (1997) bestätigt. Man kann zwar auch die Tassoulsche Zeitskala so eichen, dass sie mit den Beobachtungen von Pan (1997) in Einklang zu bringen ist, erhält dann aber vermutlich sehr ähnliche Ergebnisse wie mit der Zahnschen Zeitskala. Denn dann unterscheiden sie sich im wesentlichen nur noch in dem Exponenten, mit dem d/R in die Synchronisationszeitskala eingeht, d.h. wie schnell sie mit wachsendem Bahnabstand schwächer wird. Da sich d/R — auch durch die thermische Reaktion des Sekundärsterns — beim Übergang von effektiver zu ineffektiver Synchronisation in unseren Modellen stark ändert, steht nicht zu erwarten, dass dieser relativ geringe Unterschied im Exponenten zu großen Unterschieden in den Ergebnissen führt (vgl. Abbildung 5.15).

5.2 Die Effizienz der Akkretion in rotierenden Sternen

In Modellen, in denen die Rotation der Sternkomponenten mitberücksichtigt wird, muss als Einfluss auf die Größe des mittleren β (dies sei $\bar{\beta}$ genannt) sowie der zeitlichen Entwicklung von β (siehe Kapitel 3.1) das Ω-Limit (siehe Kapitel 2.1) mitberücksichtigt werden. Da die akkretierende Komponente auch Drehimpuls akkretiert, kommt es zu einer Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit, der die Synchronisation dann wieder entgegenwirkt. Je nach der Stärke der jeweiligen Effekte kann der akkretierende Stern kritische Rotation erreichen, was die weitere Akkretion von Materie behindert, und sich β somit verringern. Da bei dem hier gewählten Ansatz nicht zwischen normalem O-Stern Wind und durch Rotationseffekte erhöhtem Sternwind klar unterschieden wird, geht im Gegensatz zum Kapitel 3 auch der normale O-Stern Wind in das β ein. In den Fällen, wo β, bzw. $\bar{\beta}$ der rotierenden Systeme mit dem der Nichtrotierenden verglichen werden soll, wird auch für die nichtrotierenden Systeme ein analoges $\bar{\beta}$ ausgerechnet, dass sich dadurch ein wenig von denen in Kapitel 3 unterscheiden kann.

Für die Untersuchung des β in rotierenden Systemen wurden Systeme gewählt, die aus einem 16 $M_\odot$ und einem 15 $M_\odot$ Stern bestehen und sich nur durch die Anfangsperioden unterscheiden. Es wurden Fall A und Fall B Systeme untersucht. Die anfänglichen Rotationsgeschwindigkeiten waren für alle Sterne 200 km/s. Die Systeme wurden jedoch durch die Gezeitenwechselwirkung sehr schnell synchronisiert, so dass der Wahl der Anfangsgeschwindigkeiten keine große Bedeutung zukommt.

Tabelle 5.1: Schlüsselgrößen für die Fall A Modelle in verschiedenen Entwicklungsphasen (NAHR: Nullalterhauptreihe, BA: Beginn Fall A, lA: langsamer Fall A, EA: Ende Fall A, EAB: Ende Fall AB bei einem zentralen Heliumgehalt von $Y_c = 0.80$ im zentralen Heliumbrennen des Primärsterns, BABB: Anfang des Fall ABB, LM: letztes gerechnetes Modell). Aufgeführt werden im einzelnen die benutzte Stärke der Gezeitenwechselwirkung f_{sync}, die Zeit t, die Massen M_1 und M_2, die Periode P, die Oberflächengeschwindigkeiten v_1 und v_2, die Leuchtkräfte L_1 und L_2, die Radien R_1 und R_2 und das mittlere β für den zurückliegenden Teil des Massentransfers $\bar{\beta}$.

Status	f_{sync}	t	M_1	M_2	P	v_1	v_2	L_1	L_2	R_1	R_2	$\bar{\beta}$
		10^6 yr	$M_\odot$		d	km/s		log $L_\odot$		$R_\odot$		
NAHR	1/0.1	0	16	15	3	200	200	4.35	4.27	6.1	5.9	—
BA	1/0.1	8.45	15.81	14.85	3.14	173	144	4.62	4.50	10.8	9.0	—
lA	1	8.58	7.14	22.99	6.88	57	367	4.15	4.89	13.5	9.6	0.94
EA	1	10.2	6.38	23.50	9.03	84	54	4.26	5.02	15.1	9.7	0.92
EAB	1	10.5	2.56	23.83	31.0	1.2	332	3.89	5.04	0.6	10.5	0.68
BABB	1	12.3	2.53	23.26	35.4	38	248	4.39	5.15	26.8	16.2	0.63
LM	1	12.3	1.45	23.28	105	1.0	305	4.35	5.15	49.1	16.8	0.59
lA	0.1	8.90	7.19	23.41	7.97	95	89	4.17	4.95	14.9	8.3	0.99
EA	0.1	10.3	6.49	23.93	9.77	83	52	4.22	5.04	16.0	10.1	0.97
EAB	0.1	10.5	2.59	24.40	37.8	0.7	309	3.85	5.07	0.5	11.0	0.72
BABB	1	12.3	2.56	23.83	39.8	37	246	4.40	5.18	29.6	16.2	0.68
LM	1	12.3	1.71	23.86	86.7	1.1	294	4.23	5.18	45.8	17.3	0.64

5.2.1 Der Fall A

Zur Untersuchung des Fall A Massentransfers wurde ein System mit der Anfangsperiode P_i von 3 Tagen betrachtet. Es wurde jeweils ein Modell für den Fall starker ($f_{\mathrm{sync}} = 0.1$) und den Fall schwacher Gezeitenwechselwirkung ($f_{\mathrm{sync}} = 1$) gerechnet. Schlüsselgrößen des Systems sind in Tabelle 5.1 zu finden.

In Abbildung 5.4 sieht man β für beide Modelle während des Fall A Massentransfers. Für den Fall starker Synchronisation ist über nahezu den kompletten Fall A Massentransfer $\beta \approx 1$. Erst während des langsamen Fall A Massentransfers wird es kleiner, da hier die Massentransferrate in die Größenordnung des normalen O-Stern Windes gerät. Während des kompletten Fall A Massentransfers kommt der Sekundärstern nie in Bereiche kritischer Rotation und es kommt daher auch zu keinem zusätzlichen Windmassenverlust aufgrund des Ω-Limits.

Auch bei dem Modell mit schwacher Gezeitenwechselwirkung ist anfangs $\beta \approx 1$. Hier fällt β aber bei Erreichen von $M_{\mathrm{trans}} \approx 7.5\,M_\odot$ relativ stark ab. In Abbildung 5.6 sieht man das entsprechende Abfallen der Akkretionsrate. Dass β zu diesem Zeitpunkt kleiner wird, erklärt sich daraus, dass durch die Weitung des Bahnabstandes die Synchronisationszeitskala, in die der Bahnabstand in der 6. Potenz eingeht (vgl. Kapitel 5.1), angewachsen ist (siehe Abbildung 5.15). Somit ist die Gezeitenwechselwirkung nicht mehr ausreichend stark, um eine Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit bis in den Bereich kritischer Rotation aufzuhalten (vgl. Abbildung 5.7). Die Erklärung für die relativ große Geschwindigkeit des Abfalls der Akkretionsrate und damit von β liegt in der Auswirkung der Akkretionsrate auf den Radius des akkretierenden Sterns und der Auswirkung dieses Radius auf die Synchronisationszeitskala. Dies funktioniert in der folgenden Weise.

Während des auf der thermischen Zeitskala stattfindenden schnellen Fall A Massentransfers reagiert der akkretierende Sekundärstern, indem er überleuchtkräftig wird und seinen Radius vergrößert. Dieser Effekt wurde bereits in Kapitel 3.3.1 diskutiert. Bei einem Abflauen der Akkretionsrate reduziert der Sekundärstern seinen Radius wieder entsprechend. Dies passiert natürlich auch, wenn die Akkretionsrate aufgrund eines kleiner werdenden β sinkt. Da die Synchronisationszeitskala $\tau_{\rm sync} \propto (d/R_2)^6$ ist, wächst $\tau_{\rm sync}$ für den Sekundärstern, wenn sein Radius kleiner wird. Damit schwächt sich die Gezeitenwechselwirkung weiter ab und damit sinken auch die Akkretionsrate und β weiter. Ein zweiter Effekt ist, dass ein Stern, wenn er seinen Radius verringert, für den Fall, dass er seinen Drehimpuls beibehält, seine Rotationsgeschwindigkeit erhöhen müsste. Dieser Effekt wird zwar durch Mischprozesse und die Gezeitenwechselwirkung gemindert, beschleunigt jedoch trotzdem nochmals das Erreichen von kritischer Rotation in solch einem Fall. Wie weiter hinten zu sehen sein wird, ist dieser Effekt in Fall B Systemen noch weit ausgeprägter zu beobachten.

Im langsamen Fall A Massentransfer (zwischen $M_{\rm trans} \approx 8.6\,M_\odot$ und $9.4\,M_\odot$ bei schwacher Synchronisation und $M_{\rm trans} \approx 8.5\,M_\odot$ und $9.3\,M_\odot$ bei starker Synchronisation) bleibt der Stern auch im Fall schwacher Gezeitenwechselwirkung bei unterkritischer Rotation (vgl. Abbildung 5.7), so dass auch in diesem Fall β nur durch den normalen O-Stern Wind reduziert wird. Damit ist β hier ähnlich groß, wie im Fall starker Gezeitenwechselwirkung. Für das spätere Einsetzen des langsamen Fall A Massentransfers bei schwacher Synchronisation, wie es in unseren Modellen zu beobachten ist, ist die Auswirkung des durch den Ω-Wind verursachten Massenverlustes auf den Bahnabstand verantwortlich. Dieser blieb durch den mit dem Ω-Wind verbundenen Drehimpulsverlust kleiner, so dass der schnelle Massentransfer erst später abflauen konnte. Das mittlere β für den kompletten Fall A Massentransfer (ohne Fall AB) ist damit für den Fall schwacher Synchronisation $\beta \approx 0.92$ und für den Fall starker Synchronisation $\beta \approx 0.97$.

In Abbildung 5.4 sieht man β für den Fall AB Massentransfer (zwischen $M_{\rm trans} \approx 9.4$ und $13.2\,M_\odot$ bei schwacher Synchronisation und $M_{\rm trans} \approx 9.3\,M_\odot$ und $13.1\,M_\odot$ bei starker Synchronisation). In beiden Fällen ist hier praktisch über den gesamten Massentransfer $\beta < 1$. Die mittleren β belaufen sich für den Fall schwacher Gezeitenwechselwirkung auf $\beta \approx 0.09$ und für den Fall starker Gezeitenwechselwirkung auf $\beta \approx 0.12$.

Die Oszillationen im β (und in der Akkretionsrate, siehe Abbildung 5.6) im Fall mittlerer β sind artifiziell. Sie kommen daher, dass die Rate für den Ω-Wind und damit die Akkretionsrate sowie β explizit bestimmt wird, das heißt aus den Werten des Vormodells. Dies führt dazu, dass die Rate des Ω-Winds über- bzw. unterschätzt werden kann. Dadurch rotiert ein Stern, der an seinem Ω-Limit ist, nicht ständig exakt mit seiner kritischen Rotationsgeschwindigkeit, sondern kann diese teilweise leicht über- bzw. unterschreiten. Als Reaktion darauf kommt es zu einer Erhöhung oder Erniedrigung von β. Synchronisations- und Mischeffekte sowie Veränderungen im Sternradius, die auch die Oberflächengeschwindigkeit des Sterns beeinflussen, wirken zusätzlich. Die Folge ist, dass es mitunter von Zeitschritt zu Zeitschritt zu sehr starken Änderungen in

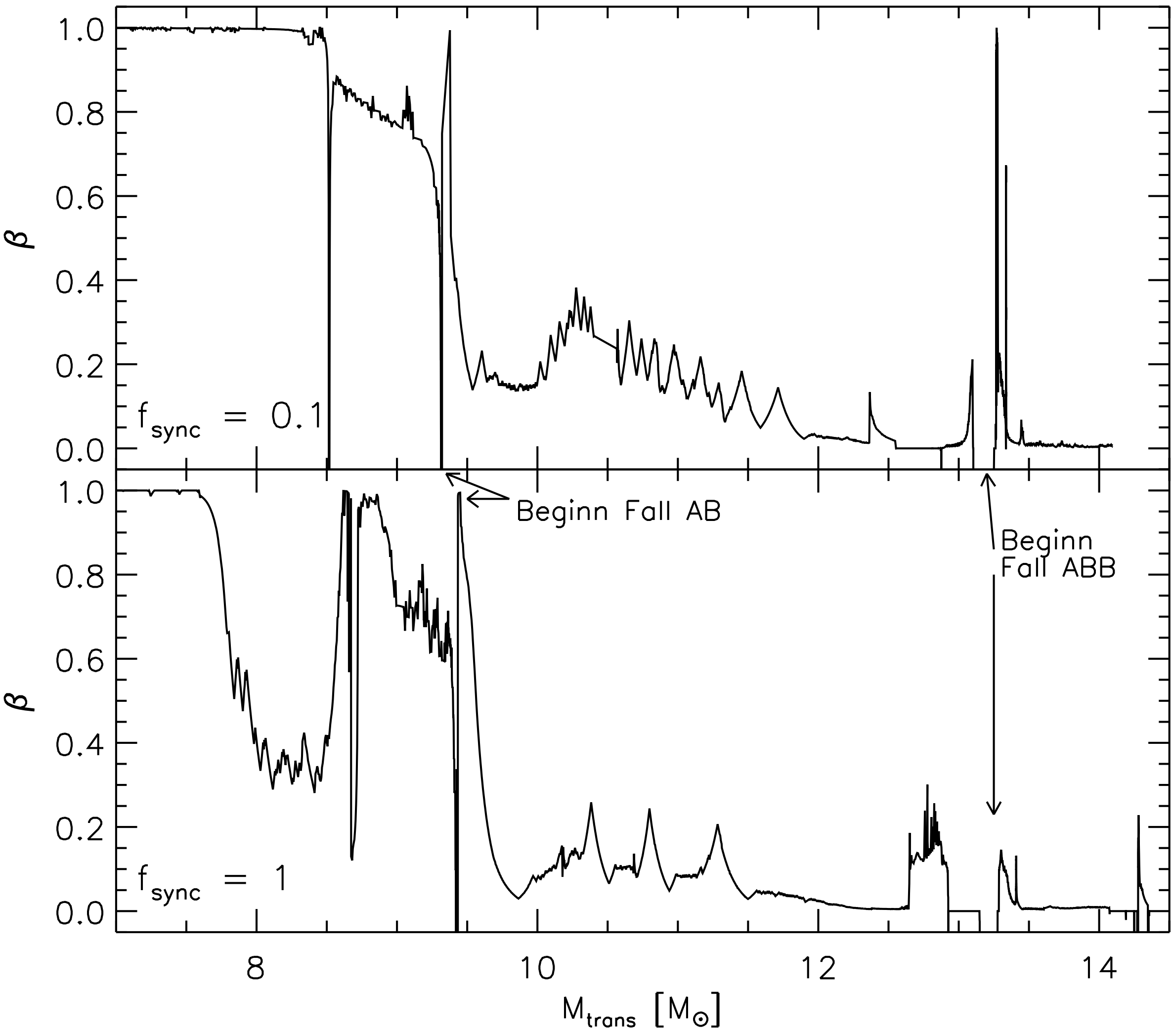

Abbildung 5.4: Die Akkretionseffizienz β für das Fall A System ($M_1 = 16\,M_\odot,\ M_2 = 15\,M_\odot,\ P_\mathrm{i} = 3d$) als Funktion der transferierten Masse für zwei unterschiedliche Stärken der Gezeitenwechselwirkung. Im oberen Feld sieht man den Fall starker Gezeitenwechselwirkung ($f_\mathrm{sync} = 0.1$), im unteren den Fall schwacher Gezeitenwechselwirkung ($f_\mathrm{sync} = 1$). Die ersten $7\ M_\odot$ Materie werden in beiden Fällen mit $\beta \approx 1$ akkretiert, weshalb diese Phase nicht gezeigt wird. Der Beginn der einzelnen Massentransferphasen (Fall AB bzw. ABB) ist gekennzeichnet.

der Rate des Ω-Windes kommen kann (vgl. Gleichung 2.3). Um überhaupt konvergente Modelle zu erhalten, muss man eine Dämpfung einführen, die die maximale Änderung der Rate des Ω-Windes (bzw. der Akkretionsrate) pro Zeitschritt begrenzt. Je nachdem, wie stark man diese Dämpfung wählt und wie groß maximal erlaubte Akkretionsrate (was gleichbedeutend mit der Synchronisationszeitskala und den Mischeffizienzen für den Drehimpulstransport ist, s.u.) und die Massentransferrate ist, erhält man unterschiedlich starke Oszillationen mit unterschiedlichen

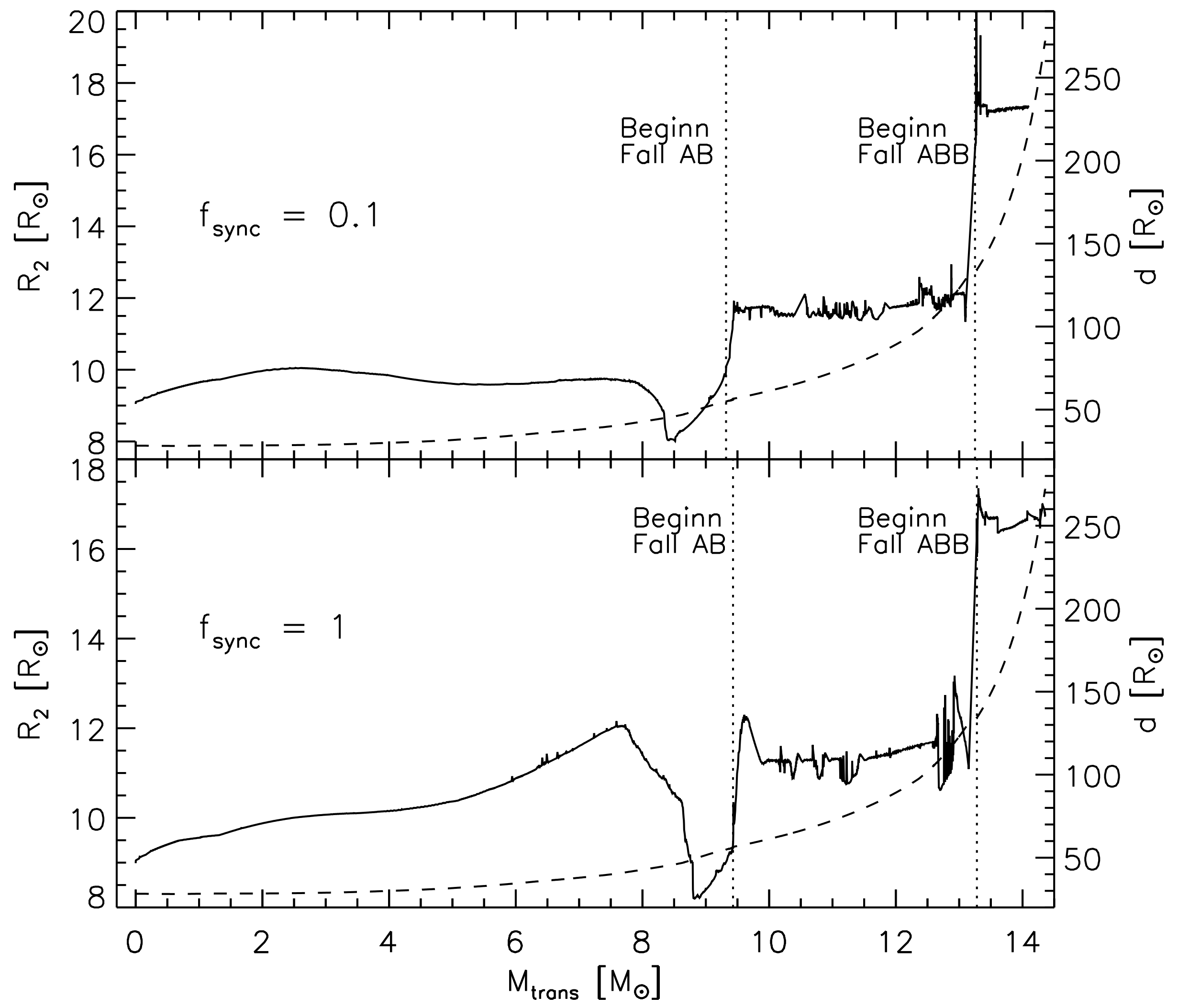

Abbildung 5.5: Radiusentwicklung während des Massentransfers für das Fall A System ($M_1 = 16\,M_\odot,\ M_2 = 15\,M_\odot,\ P_\mathrm{i} = 3d$) als Funktion der transferierten Masse für zwei unterschiedliche Stärken der Gezeitenwechselwirkung (durchgezogene Linie). Im oberen Feld sieht man den Fall starker Gezeitenwechselwirkung ($f_\mathrm{sync} = 0.1$), im unteren den Fall schwacher Gezeitenwechselwirkung ($f_\mathrm{sync} = 1$). Als gestrichelte Linie ist der Bahnabstand d des Systems als Funktion der transferierten Masse eingezeichnet. Man beachte, dass Bahnabstand und Radius unterschiedliche y-Achsen haben.

Perioden, die obendrein noch sehr unregelmäßig sein können.

Es stellt sich mit Hilfe von Testrechnungen mit kleinerem Zeitschritt und anderen Werten für die Dämpfung heraus, dass diese Oszillationen keine großen Auswirkungen auf das Gesamtergebnis haben, solange man sicherstellen kann, dass der Sternradius und die Rotationsgeschwindigkeit des Sterns nicht auch nennenswert oszilliert. Beides ist für alle hier vorgestellten Systeme

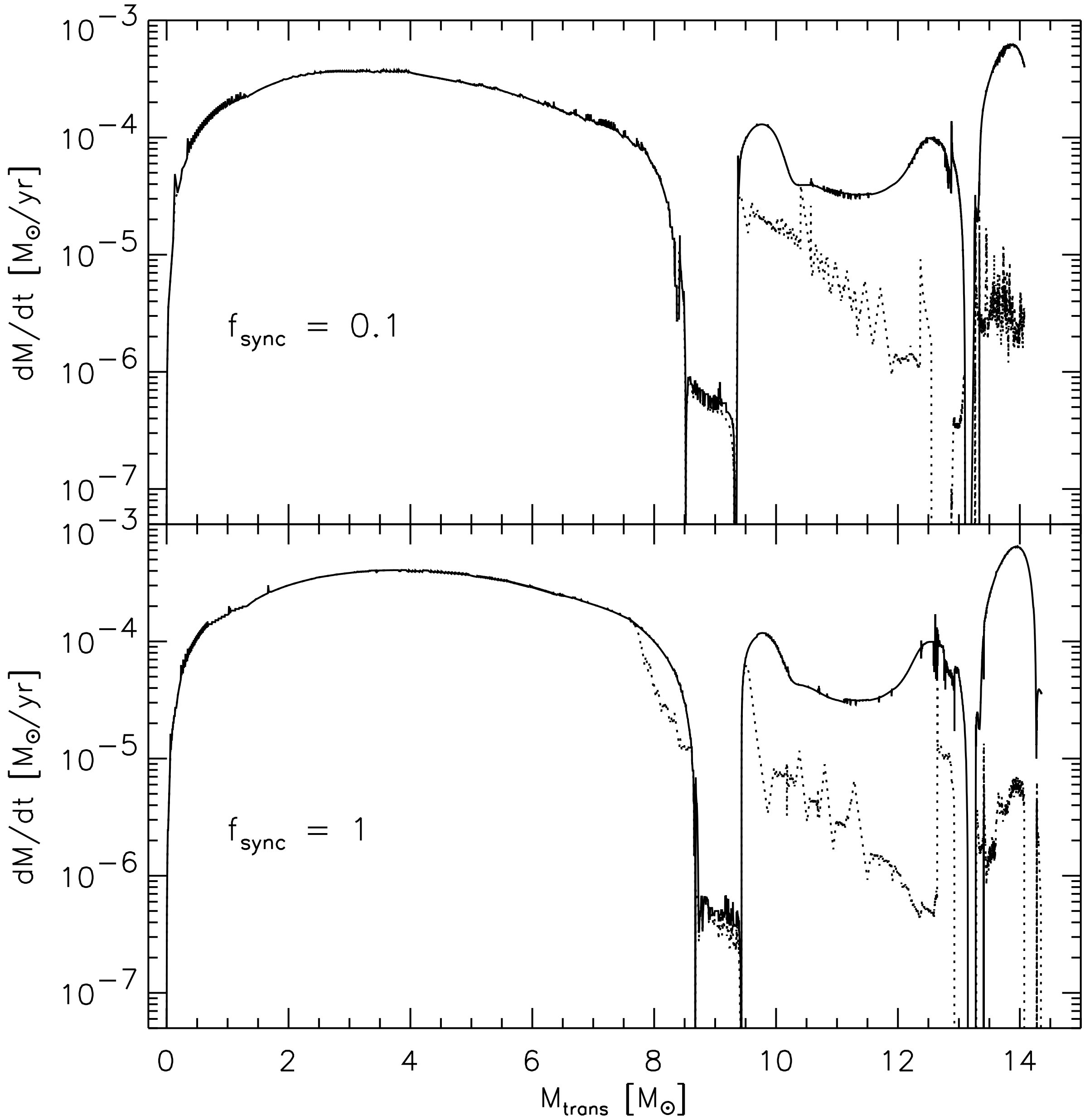

Abbildung 5.6: Massentransfer- (durchgezogene Linie) und Akkretionsrate (gepunktete Linie) für das Fall A System ($M_1 = 16\,M_\odot,\ M_2 = 15\,M_\odot,\ P_\mathrm{i} = 3d$) als Funktion der transferierten Masse. Im oberen Feld ist der Fall starker Gezeitenwechselwirkung ($f_\mathrm{sync} = 0.1$) und im unteren der Fall schwacher Gezeitenwechselwirkung ($f_\mathrm{sync} = 1$) zu sehen. Man kann die einzelnen Massentransferphasen an den Einschnitten in der Massentransferrate gut unterscheiden (vergleiche Abbildungen 5.5 und 5.4). Die Entwicklungssequenz bricht in beiden Fällen vor dem Ende des letzten Massentransfers (Fall ABB) ab.

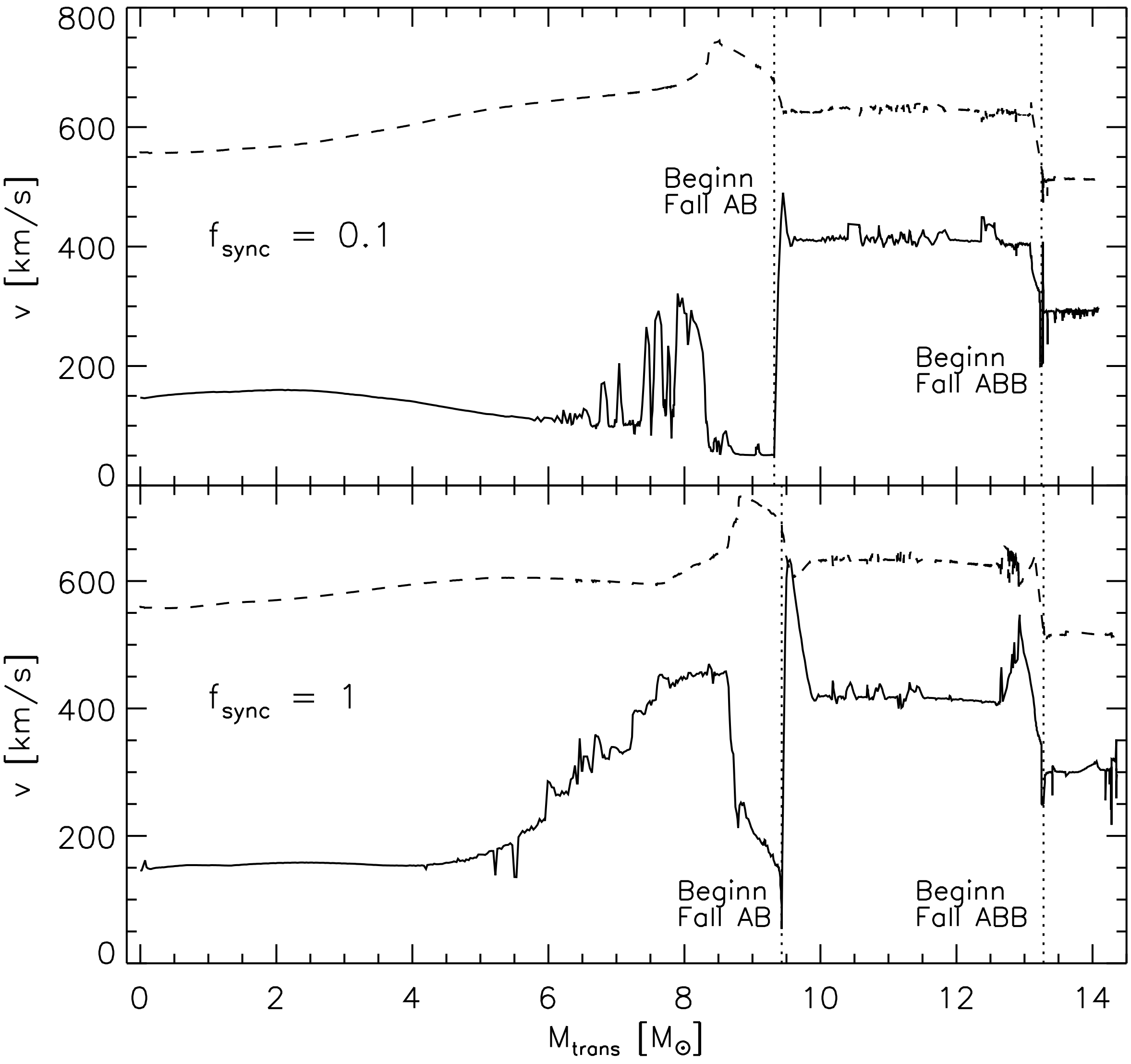

Abbildung 5.7: Rotationsgeschwindigkeit v des Sekundärsterns als Funktion der transferierten Masse. Im oberen Feld ist der Fall starker Gezeitenwechselwirkung ($f_{\rm sync} = 0.1$) und im unteren der schwacher Gezeitenwechselwirkung ($f_{\rm sync} = 1$) zu sehen. Die Übergänge zu den jeweilig folgenden Massentransferphasen sind mit gepunkteten senkrechten Linien gekennzeichnet. Zum Vergleich wird die Keplergeschwindigkeit an der Sternoberfläche $v_{\rm kepler}$ angegeben (gestrichelte Linie). Die Spitzen in v zu Beginn (und bei $f_{\rm sync} = 1$ auch dem Ende) des Massentransfer sind durch die Dämpfung des Omega-Windes verursacht, d.h. artifiziell (siehe Text).

gewährleistet. Die Begründung dafür, dass die Oszillationen unter oben genannter Bedingung unbedeutend für das Gesamtergebnis sind, ist, dass die Menge Materie, die der Sekundärstern akkretieren kann (und damit $\bar{\beta}$) nur von der Effizienz des Drehimpulstransports und der Synchro-

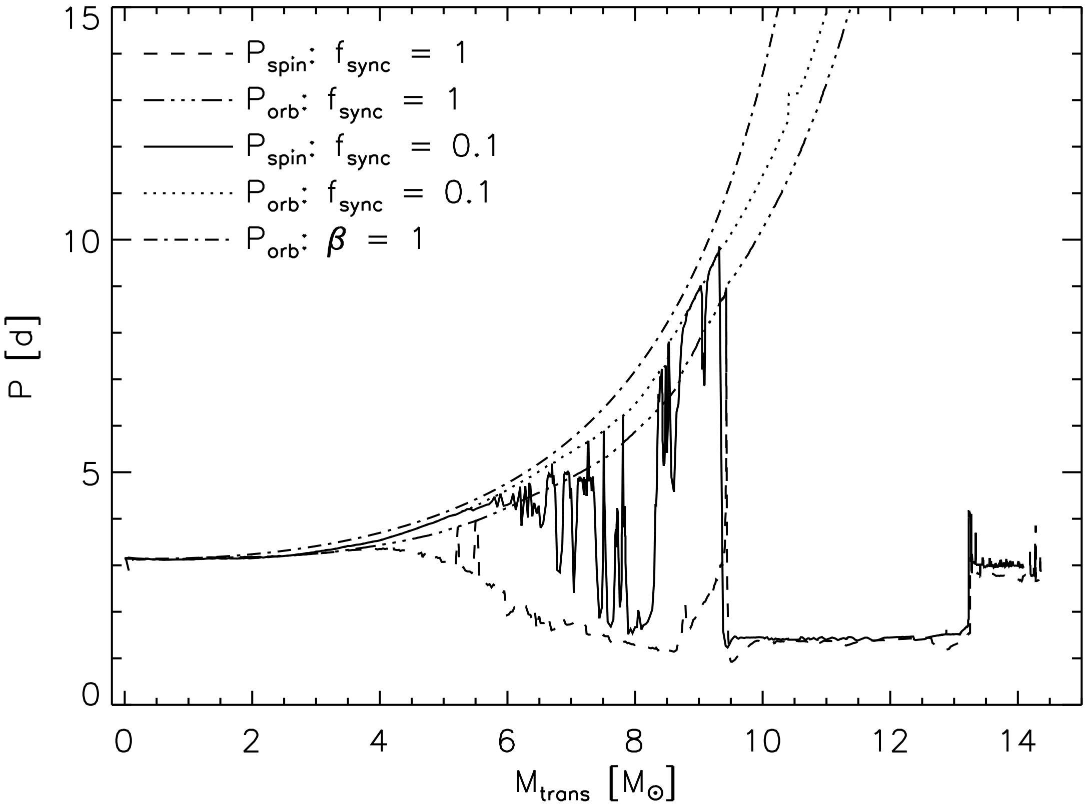

Abbildung 5.8: Rotationsperiode der Sekundärsterne ($P_{\rm spin}$) und Bahnperiode ($P_{\rm orb}$) für das Fall A System und beide Stärken der Gezeitenwechselwirkung. Als Vergleich ist die Bahnperiode eines vollständig konservativen Systems ($\beta = 1$, d.h. auch ohne den normalen O-Sternwind) mit ansonsten gleichen Anfangsbedingungen angegeben.

nisation abhängt, da nur diese der durch die Akkretion verursachten Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit entgegenwirken können. Solange der Radius und die Rotationsgeschwindigkeit des akkretierenden Sterns nicht nennenswert oszillieren, ist mit keinen großen Fehlern in diesen beiden Vorgängen zu rechnen. Damit sind die β und Akkretionsraten, die man erhält, wenn man über einen ausreichenden Zeitraum des Massentransfers mittelt, korrekt, auch wenn nicht jede einzelne Oszillation im β und der Akkretionsrate physikalischer Herkunft ist.

Die Spitzen im β (Abbildung 5.4), sowie Radius (Abbildung 5.5) und Rotationsgeschwindigkeit (Abbildung 5.7) zu Beginn und Schluss des Fall AB Massentransfers, sind auf eine für diese Phase des Massentransfers, wo die Massentransferraten sich relativ schnell ändern können, zu stark eingestellte Dämpfung des Ω-Windes zurückzuführen. Hierdurch konnte sich die Windmassenverlustrate nicht schnell genug den Anforderungen einer veränderten Massentransferrate anpassen. Da aber einerseits während dieser Phasen insgesamt nur relativ wenig Masse transferiert wurde und zweitens obiges Argument, dass die Menge akkretierten Materials im Endeffekt

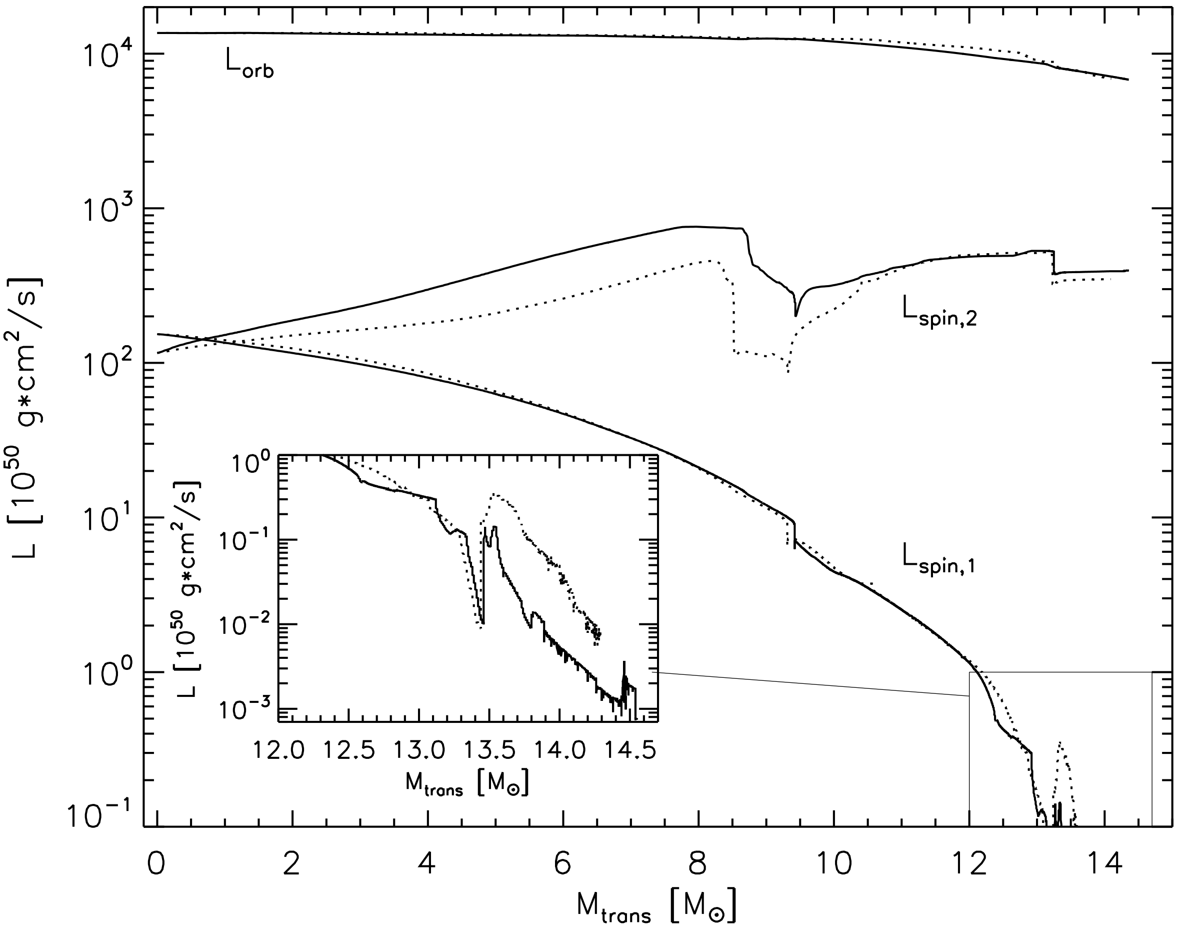

Abbildung 5.9: Bahndrehimpuls ($\mathfrak{L}_{\rm orb}$) und Drehimpuls der Sternkomponenten ($\mathfrak{L}_{\rm spin,1}$ und $\mathfrak{L}_{\rm spin,2}$) als Funktion der transferierte Materie für das Fall A System ($M_1 = 16\,M_\odot,\ M_2 = 15\,M_\odot,\ P_{\rm i} = 3d$). Aufgetragen sind die Werte für schwache Gezeitenwechselwirkung ($f_{\rm sync} = 1$, durchgezogene Linie) und für starke Gezeitenwechselwirkung ($f_{\rm sync} = 0.1$, gepunktete Linie).

nur von der Effizienz des Drehimpulstransportes und der Synchronisation bestimmt wird, auch hier gilt, kann man davon ausgehen, dass dieser Effekt das Gesamtergebnis nicht nennenswert verfälscht. Man sieht auch, wie nach den Spitzen zu Beginn des Massentransfers β zu kleineren Werten als im weiteren Verlauf des Massentransfers durchsackt, womit die zu große Akkretionsrate vom Beginn des Massentransfers wieder ausgeglichen wird. Dieser Effekt ist auch in den Akkretionsraten (Abbildung 5.6) zu sehen.

Für den Fall ABB Massentransfer wird β noch kleiner als im Fall AB Massentransfer (siehe Abbildung 5.4). Am Anfang des Fall ABB Massentransfers ist zwar eine kurze Phase mit relativ großem β zu finden. Jedoch bedeutet das nicht, dass die Akkretionsrate während dieser Phase wesentlich größer ist, als danach (vgl. Abbildung 5.5), sondern nur, dass am Anfang des Massentransfers die Massentransferrate noch relativ klein ist.

In Abbildung 5.7 sieht man die Rotationsgeschwindigkeiten an der Oberfläche für das Fall A

System für die Fälle starker sowie schwacher Gezeitenwechselwirkung. Zum Vergleich wurde die Geschwindigkeit einer Keplerbahn an der Sternoberfläche mit eingezeichnet (gestrichelte Linie). Man kann sehen, dass der Stern auch im Fall des Erreichens des Ω-Limits unterhalb seiner Keplergeschwindigkeit bleibt (z.B. im Fall AB und ABB Massentransfer). Die kritische Rotationsgeschwindigkeit der akkretierenden Komponente ist also deutlich kleiner als ihre Keplergeschwindigkeit. Da die Frage, wie hoch die kritische Rotationsgeschwindigkeit eines Sterns tatsächlich ist, noch umstritten ist (Maeder & Meynet, 2000), kann man die Frage aufwerfen, was passieren würde wenn man für sie die Keplergeschwindigkeit wählen würde, die unbestritten der höchste denkbare Wert für die kritische Rotationsgeschwindigkeit eines Sterns ist.

Für den Fall schwacher Gezeitenwechselwirkung sieht man in Abbildung 5.7, wie verursacht durch eine zu langsame Anpassung der Rate des Ω-Windes der akkretierende Stern sehr schnell seine Keplergeschwindigkeit erreicht. Dies deutet darauf hin, dass in den meisten Fällen die genaue Größe der kritischen Rotationsgeschwindigkeit keinen großen Einfluß auf den Wert von β und damit die Entwicklung der globalen Sternparameter in Doppelsternen hat. Der Stern würde bei einem größeren Wert für die kritische Rotationsgeschwindigkeit diese nur unwesentlich später erreichen. Die maximal erlaubte Akkretionsrate wird aber auch dann in erster Linie von der Stärke der Synchronisation bestimmt und nur in zweiter Linie von der Geschwindigkeit der Mischprozesse (die allein jedoch nicht lange den Stern vor kritischer Rotation bewahren können). Unter der Vorraussetzung, dass diese höhere Rotationsgeschwindigkeit maximal eine Wirkung auf die Mischprozesse und nicht auf die Stärke der Synchronisation hat, ändert sich damit die Akkretionsrate und $\bar{\beta}$ nicht wesentlich. Die Stärke der Synchronisation könnte sich nur über eine Änderung im Sternradius verändern. Da aber sowohl der Wert für kritische Rotation als auch die Stärke der durch die Zentrifugalkraft bedingten Erhöhung des Sternradius im wesentlichen durch die effektive Gravitation bestimmt werden, muss man keine nennenswerten Einfluss auf den Sternradius im Fall einer von der unsrigen leicht abweichenden kritischen Rotationsgeschwindigkeit erwarten, da die effektive Gravitation für eine Rotationsgeschwindigkeit, die gegen die kritische geht, immer gegen Null läuft, da sie von denselben Größen beeinflusst wird. Nur mit einem etwas effizienterem Mischen müsste man aufgrund der schnelleren Rotation rechnen.

Desweiteren ist in Abbildung 5.7 zu sehen, dass die kritische Rotationsgeschwindigkeit im Fall ABB kleiner ist als im Fall AB. Dies liegt daran, dass der Stern während des Fall ABB Massentransfers einen größeren Radius hat. Im Fall schwacher Synchronisation ($f_{\rm sync} = 1$) erreicht der Stern auch zum Ende des schnellen Fall A Massentransfers bereits kritische Rotation. Die Gezeitenwechselwirkung ist aber auch hier — genau wie im Fall starker Gezeitenwechselwirkung — in der Lage, während des langsamen Fall A Massentransfers die Rotationsgeschwindigkeit stark zu reduzieren. So erreicht kurz vor Einsetzen des Fall AB Massentransfers sogar das System mit schwacher Gezeitenwechselwirkung wieder nahezu synchrone Rotation (vgl. auch Abbildung 5.8).

In Abbildung 5.8 ist anstatt der Rotationsgeschwindigkeit die Rotationsperiode aufgetragen. Zum Vergleich sind auch ihre Bahnperioden sowie die Bahnperiode des Systems für den hypothetischen Fall von $\beta = 1$ aufgetragen. Man kann hier gut sehen, wie die Sekundärsterne zu anfang des Massentransfers synchron rotieren und wie die Gezeitenwechselwirkung nach dem Abflauen der Massentransferrate im langsamen Fall A Massentransfer wieder in der Lage ist nahezu synchrone Rotation zu erzwingen. Auch sieht man, dass ein stärker konservativer Massentransfer zu größeren Bahnperioden führt. In dem Zeitraum zwischen Fall AB und ABB Massentransfer ist die Bahnperiode und damit der Bahnabstand bereits so groß, dass die Gezeitenwechselwirkung hier keine synchrone Rotation mehr erzwingen kann. Da man die Endperioden in Abbildung 5.8 nicht erkennen kann, sei der Hinweis gegeben, dass diese sich abhängig von β stark unterscheiden können (vgl. Kapitel 5.2.3).

In Abbildung 5.9 sieht man den Gesamtdrehimpuls der Sternkomponenten sowie der Bahn im Verlaufe des Massentransfers. Erwartungsgemäß nimmt der Gesamtdrehimpuls der masseverlierenden Komponte im Verlauf des Massentransfers stark ab, da er seine komplette Hülle verliert, in der der Großteil des Drehimpuls konzentriert war. Die akkretierende Komponente gewinnt hingegen Drehimpuls hinzu. Nur in der Phase des langsamen Fall A Massentransfers bzw. bei ausgeschaltetem Massentransfer zwischen den einzelnen Massentransferphasen ist die Sychronisation wieder in der Lage, den Gesamtdrehimpuls der akkretierenden Komponente zu reduzieren. Man sieht hier auch, wie in den frühen Massentransferphasen bei geringem Bahnabstand im Fall starker Gezeitenwechselwirkung der Drehimpuls des Sekundärsterns deutlich kleiner bleibt als im Fall schwacher Gezeitenwechselwirkung. Erst nach dem Erreichen größerer Bahnabstände zum Ende des Massentransfers wird in beiden Fällen etwa der gleiche Gesamtdrehimpuls erreicht. Dies liegt daran, dass hier die Synchronisation nahezu keine Rolle mehr spielt, sondern nur noch die Sternstruktur und das Ω-Limit, die bestimmen, wieviel Drehimpuls ein Stern maximal akkretieren kann. Die Auswirkungen der Kopplungen zwischen Spin und Bahn durch Massentransfer und Synchronisation sind eher klein, da der Bahndrehimpuls über den gesamten Massentransfer um mehr als eine Größenordnung größer ist, als der der Komponenten.

5.2.2 Der Fall B

In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse von Fall B Systemen mit den Anfangsperioden von 6 und 8 Tagen vorgestellt werden. Die Anfangsmassen sind auch hier immer 16 $M_\odot$ und 15 $M_\odot$. Wie beim Fall A wurden Modelle mit schwacher und starker Gezeitenwechselwirkung ($f_{\rm sync} = 1$ bzw. 0.1, Zahnsche Synchronisationszeitskala) gerechnet. Zu Testzwecken wurde auch noch ein Modell mit einer sehr starken Gezeitenwechselwirkung ($f_{\rm sync} = 0.001$) gerechnet. In Tabelle 5.2 sind die Schlüsselgrößen für ein System mit der Anfangsperiode 6 Tage und in Tabelle 5.3 für eines mit der Anfangsperiode von 8 Tagen zu finden.

Im folgenden sollen anhand des Systems mit der Anfangsperiode 6 Tage die prinzipiellen Vorgänge in Fall B Systemen erläutert werden. Abbildung 5.10 zeigt β während des Massentransfers als Funktion der transferierten Masse. Außer im Fall schwacher Gezeitenwechselwirkung ist hier von Anfang an über den größten Teil des Massentransfers $\beta \approx 1$. Im Fall schwacher Gezeitenwechselwirkung dagegen wird $\beta \approx 1$ erst nach dem Transfer von etwa $0.5\ M_\odot$ Materie erreicht. Erst nachdem die akkretierende Komponente sich ausreichend ausgedehnt hat, um die Synchronisationszeitskala nennenswert zu reduzieren, findet der Massentransfer mit $\beta \approx 1$ statt.

Nach dem Transfer von etwa 10 $M_\odot$ Materie kommt es in allen Systemen völlig unabhängig von der Stärke der Gezeitenwechselwirkung zu einem starken Abfall von β bis zum Erreichen von $\beta \approx 0$. Außer im Fall sehr starker Gezeitenwechselwirkung verbleibt β für den Rest des Massentransfers bei 0. Die Erklärung für diesen Effekt liegt in der Radiusentwicklung des Se-

Tabelle 5.2: Schlüsselgrößen für die Fall B Modelle mit der Anfangsperiode 6 Tage in verschiedenen Entwicklungsphasen (NAHR: Nullalterhauptreihe, BB: Beginn Fall B, EB: Ende Fall B bei einem zentralen Heliummassenanteil im Primärstern während des zentralen Heliumbrennens von $Y_c = 0.80$). Aufgeführt werden im einzelnen die benutzte Stärke der Gezeitenwechselwirkung $f_{\rm sync}$, die Massen M_1 und M_2, die Periode P, die Oberflächengeschwindigkeiten v_1 und v_2, die Leuchtkräfte L_1 und L_2, die Radien R_1 und R_2 und die über den Massentransfer integrierte Effizienz der Akkretion $\bar{\beta}$. NR in der Spalte von $f_{\rm sync}$ bedeutet, dass es sich um ein Modell mit nichrotierenden Sternkomponenten handelt.

Status	$f_{\rm sync}$	t	M_1	M_2	P	v_1	v_2	L_1	L_2	R_1	R_2	$\bar{\beta}$
		10^6 yr	$M_\odot$		d	km/s		log $L_\odot$		$R_\odot$		
NAHR	alle	0	16	15	6	200	200	4.35	4.27	6.1	5.9	—
BB	alle	9.64	15.76	14.82	6.35	136	83	4.72	4.55	17.1	10.5	—
BB	NR	9.42	15.77	14.84	6.14	—	—	4.72	4.55	16.5	10.2	—
EB	1	9.75	3.78	23.06	52.20	0.7	499	4.24	4.93	0.7	8.4	0.69
EB	0.1	9.75	3.74	24.48	49.90	0.7	458	4.26	4.97	0.7	9.5	0.80
EB	0.001	9.75	3.75	25.17	61.67	0.6	264	4.24	5.02	0.7	8.8	0.86
EB	NR	9.53	3.74	26.59	67.57	—	—	4.31	5.10	0.7	10.2	0.98

Tabelle 5.3: Schlüsselgrößen für die Fall B Modelle mit der Anfangsperiode 8 Tage in verschiedenen Entwicklungsphasen (NAHR: Nullalterhauptreihe, BB: Beginn Fall B, L2: Beginn des L2-Überstroms, LM: letztes konvergiertes Modell, EB: Ende Fall B). Aufgeführt werden im einzelnen die benutzte Stärke der Gezeitenwechselwirkung $f_{\rm sync}$, die Zeit t, die Massen M_1 und M_2, die Periode P, die Oberflächengeschwindigkeiten v_1 und v_2, die Leuchtkräfte L_1 und L_2 und die Radien R_1 und R_2. Die über den Massentransfer integrierte Effizienz der Akkretion $\bar{\beta}$ ist für den Zeitpunkt nach Beendigung des Fall B Massentransfers unter der Annahme, dass der komplette restliche Massentransfer nach dem aufgeführten Zeitpunkt mit einem $\beta = 0$ verläuft, aufgeführt. NR in der Spalte von $f_{\rm sync}$ bedeutet, dass es sich um ein Modell mit nichrotierenden Sternkomponenten handelt.

Status	$f_{\rm sync}$	t	M_1	M_2	P	v_1	v_2	L_1	L_2	R_1	R_2	$\bar{\beta}$
		10^6 yr	$M_\odot$		d	km/s		log $L_\odot$		$R_\odot$		
NAHR	alle	0	16	15	8	200	200	4.35	4.27	6.1	5.9	—
BB	alle	9.83	15.75	14.82	8.49	136	83	4.72	4.55	20.4	10.6	—
BB	NR	9.49	15.77	14.84	8.19	—	—	4.72	4.55	20.3	10.3	—
LM	1	9.84	4.05	15.79	27.47	21	366	4.76	4.60	28.5	12.5	0.08
L2	0.1	9.84	8.67	21.91	16.00	79	296	3.40	5.36	25.7	91.4	0.59
EB	NR	9.65	3.63	26.68	95	—	—	4.20	5.10	0.7	8.9	0.98

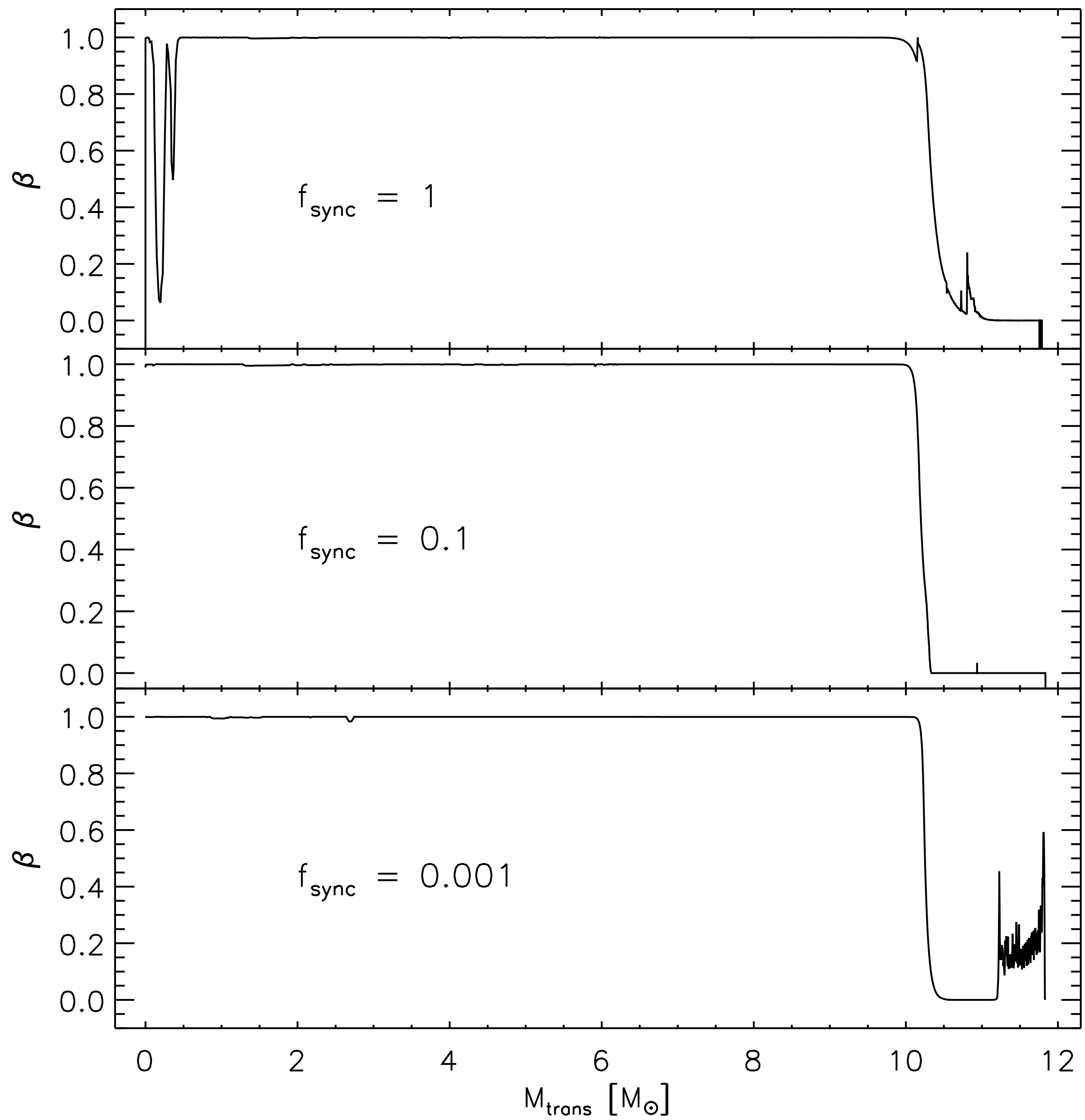

Abbildung 5.10: Die Akkretionseffizienz β als Funktion der transferierten der 16 $M_\odot$ und 15 $M_\odot$ Systeme mit der Anfangsperiode 6 Tage. Im oberen Feld sieht man β für die schwache Gezeitenwechselwirkung ($f_{\rm sync} = 1$), mittleren für die starke Gezeitenwechselwirkung ($f_{\rm sync} = 0.1$) und im unteren für die sehr starke Gezeitenwechselwirkung ($f_{\rm sync} = 0.001$).

kundärsterns während des Massentransfers begründet. In Abbildung 5.11 sieht man, dass sich der akkretierende Sekundärstern in allen Fällen stark ausdehnt. Dies ist einerseits die thermische Reaktion auf die Akkretion von Materie auf der thermischen Zeitskala des Sekundärsterns, als

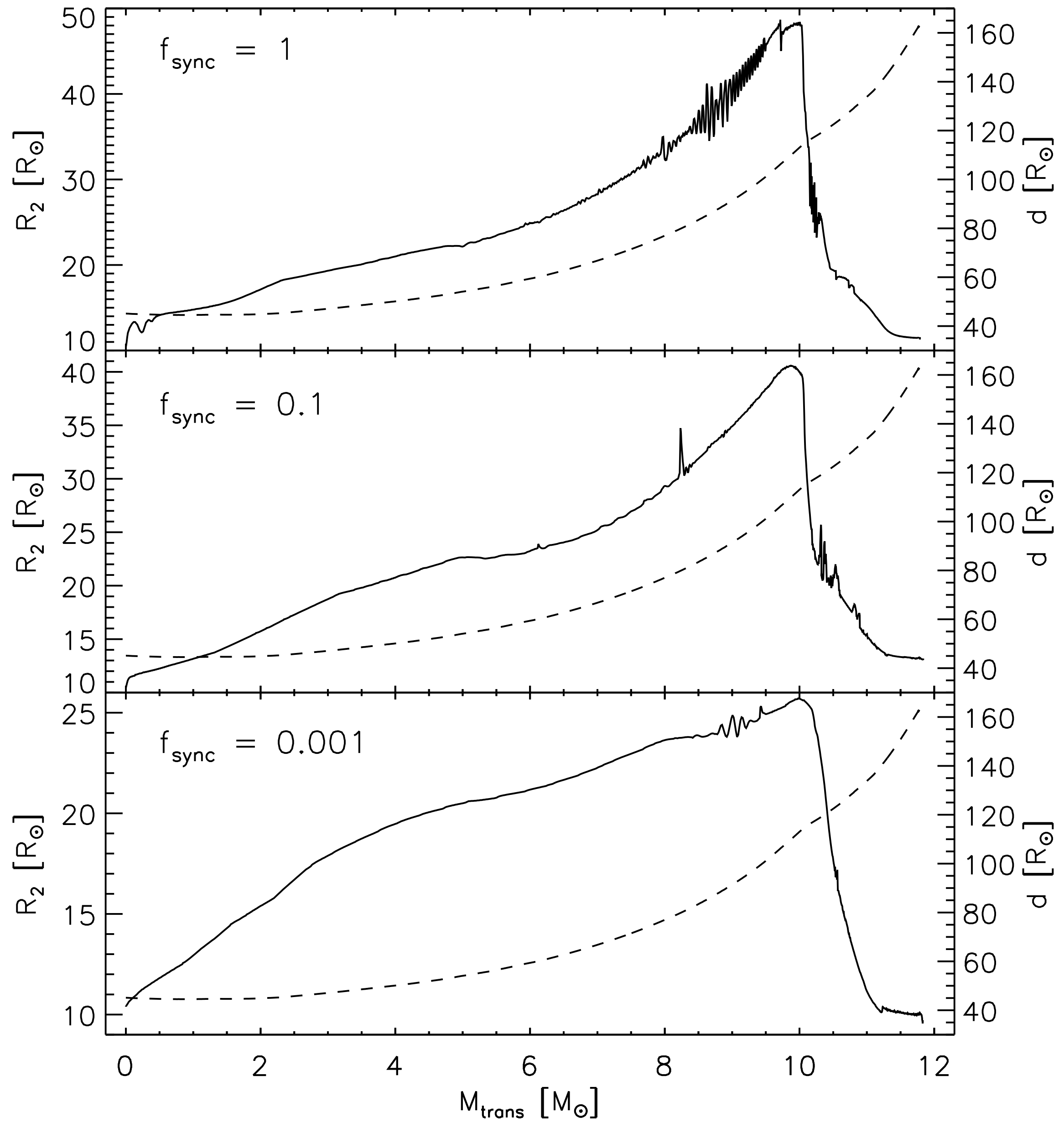

Abbildung 5.11: Der Sekundärsternradius als Funktion der transferierten Masse der Modelle mit den Anfangsmassen 16 $M_\odot$ und 15 $M_\odot$ und der Anfangsperiode 6 Tage (durchgezogene Linie). Im oberen Feld sieht man den Radius für die schwache Gezeitenwechselwirkung ($f_\mathrm{sync} = 1$), im mittleren für die starke Gezeitenwechselwirkung ($f_\mathrm{sync} = 0.1$) und im unteren für die sehr starke Gezeitenwechselwirkung ($f_\mathrm{sync} = 0.001$). Zum Vergleich ist Bahnabstand ist als gestrichelte Linie eingezeichnet. Man beachte, dass Bahnabstand und Radius unterschiedliche y-Achsen besitzen.

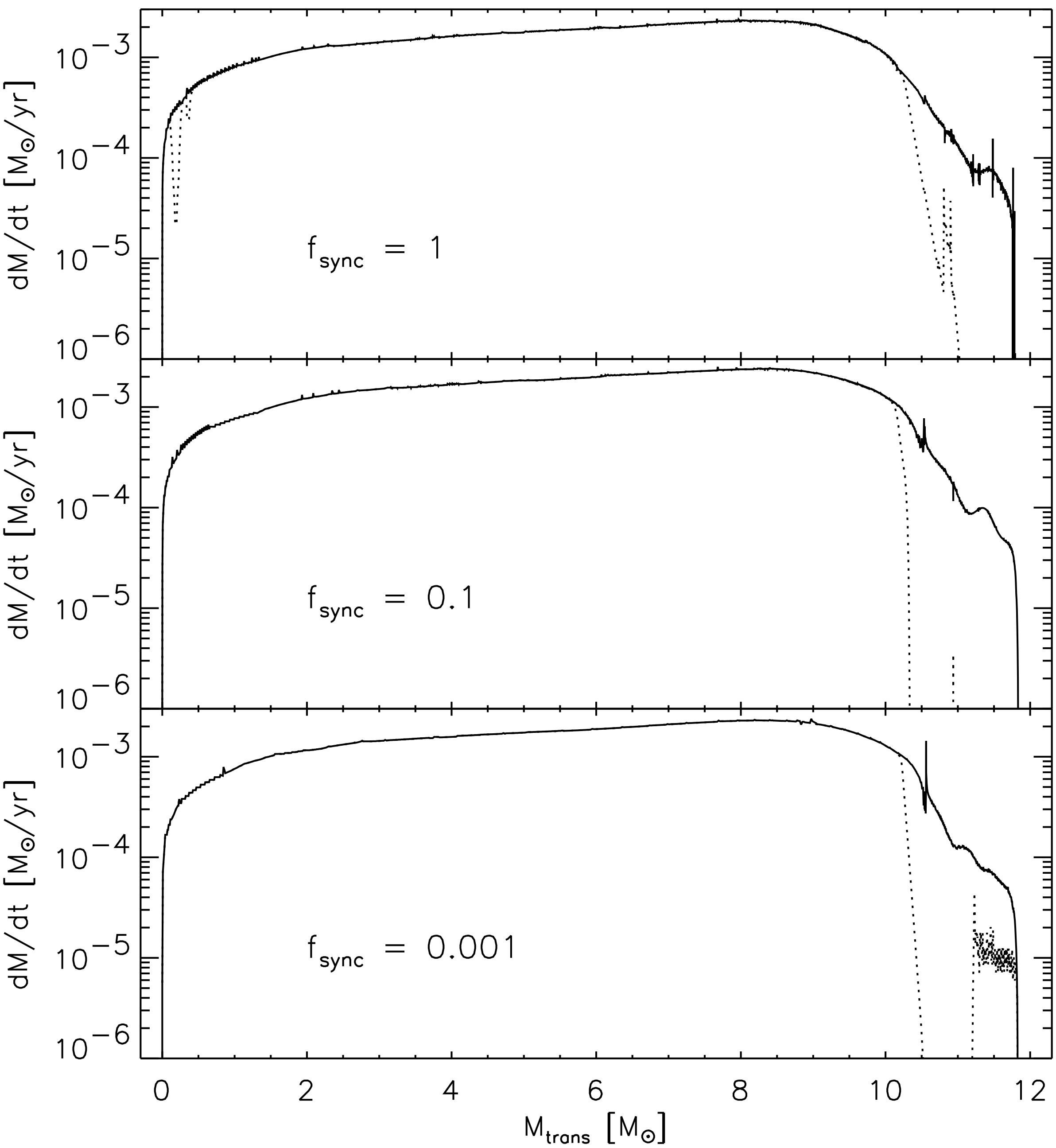

Abbildung 5.12: Massentransferrate (durchgezogene Linie) und Akkretionsrate (gepunktete Linie) als Funktion der transferierten Masse der Modelle mit den Anfangsmassen 16 $M_\odot$ und 15 $M_\odot$ und der Anfangsperiode 6 Tage. Im oberen Feld sieht man die Raten für die schwache Gezeitenwechselwirkung ($f_{\rm sync} = 1$), im mittleren für die starke Gezeitenwechselwirkung ($f_{\rm sync} = 0.1$) und im unteren für die sehr starke Gezeitenwechselwirkung ($f_{\rm sync} = 0.001$).

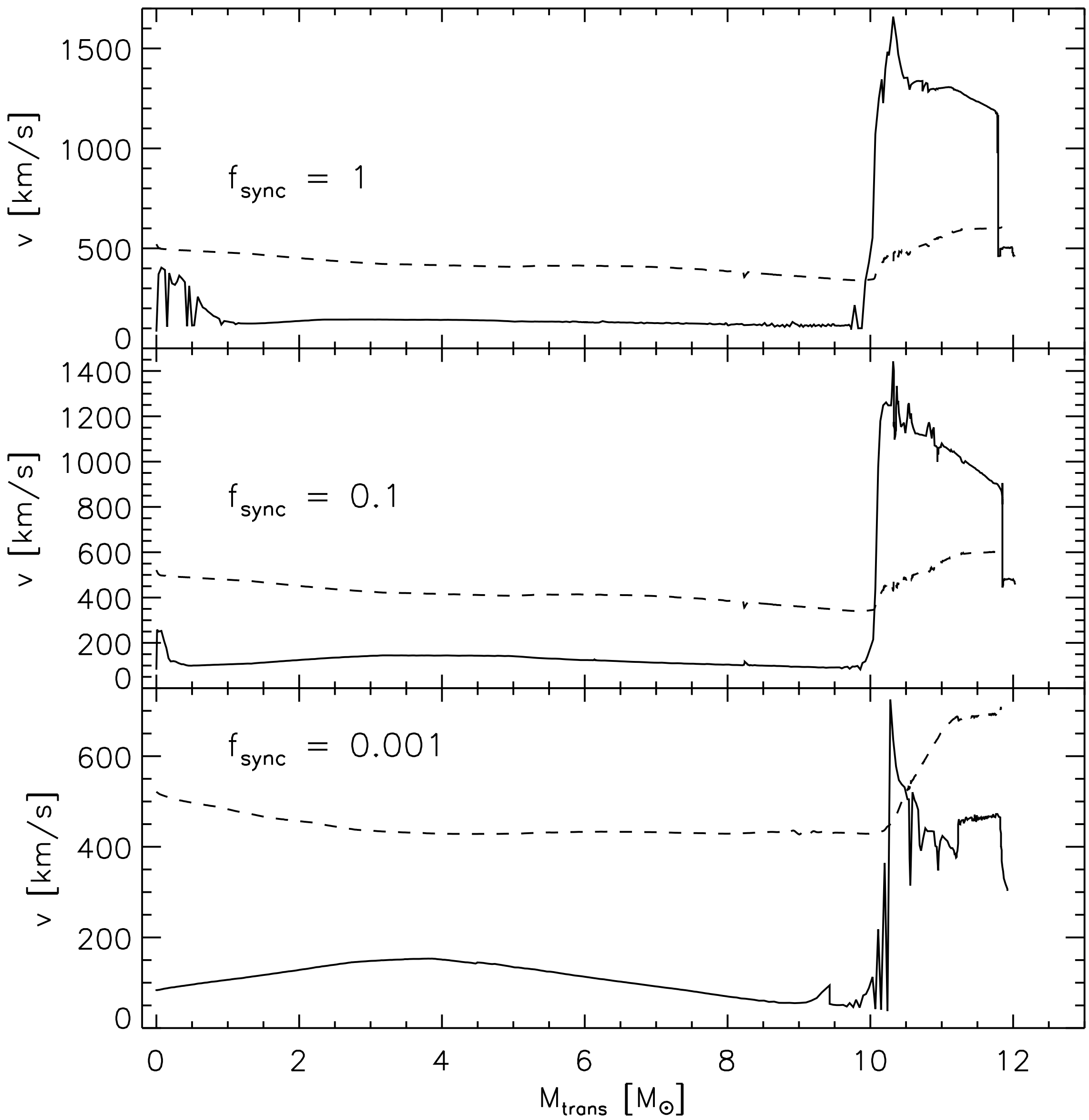

Abbildung 5.13: Rotationsgeschwindigkeit v des Sekundärsterns als Funktion der transferierten Masse der Modelle mit den Anfangsmassen 16 $M_\odot$ und 15 $M_\odot$ und der Anfangsperiode 6 Tage. Im oberen Feld ist der Fall schwacher Gezeitenwechselwirkung ($f_{\rm sync} = 1$), im mittleren der starker Gezeitenwechselwirkung ($f_{\rm sync} = 0.1$) und im unteren der sehr starker Gezeitenwechselwirkung ($f_{\rm sync} = 0.001$) zu sehen. Zum Vergleich wird die Keplergeschwindigkeit an der Sternoberfläche $v_{\rm kepler}$ angegeben (gestrichelte Linie). Schnellere als keplersche Rotation kann entstehen, da während des Massentransfers ein Überwiegen der Windmassenverlustrate über die Akkretionsrate nicht zugelassen wurde (siehe Text).

auch die Reaktion der Struktur auf die erhöhte Rotationsgeschwindigkeit (vgl. Kapitel 2.2). Deshalb wird auch der Radius des Systems um so größer, je schwächer die Gezeitenwechselwirkung ist.

Zum Ende des Fall B Massentransfers flaut die Massentransferrate ab. Dies hat zur Folge, dass auch der Sekundärstern seinen Radius verringert, da die Akkretionszeitskala nun merklich größer als seine thermische Zeitskala wird. Bei solch einer schnellen Kontraktion behält der Stern im wesentlichen sein inneres Drehimpulsprofil bei, da weder Mischprozesse noch Synchronisation schnell genug wirken, um bedeutende Veränderungen herbeizuführen. Dadurch kommt es zu einem schnellen Anstieg der Rotationsgeschwindigkeit an der Oberfläche (vgl. Abbildung 5.13). Gleichzeitig wird der Quotient d/R, der mit der sechsten Potenz in die Synchronisationszeitskala eingeht, deutlich größer und damit die Gezeitenwechselwirkung dementsprechend schwächer (vgl. Abbildung 5.15). Nur im Fall sehr starker Gezeitenwechselwirkung erreicht der Sekundärstern nochmals unterkritische Rotation und kann mit einem $\beta \approx 0.2$ noch etwas Materie akkretieren. Damit erweist sich in diesem System der Wert für β als erstaunlich unabhängig von der Stärke der Gezeitenwechselwirkung. Selbst mit dem sehr großen Wert von $f_{\rm sync} = 0.001$ erreicht man kein wesentlich größeres $\bar{\beta}$ als für um Größenordnungen kleinere $f_{\rm sync}$.

Leider erweißt sich in diesem Fall unsere Behandlung des Ω-Windes als nicht völlig zureichend. Um konvergente Modelle zu erhalten war es notwendig die Änderung des Ω-Windes (bzw. der Akkretionsrate) pro Zeitschritt zu begrenzen. Diese Dämpfung wurde so gewählt, dass der Ω-Wind so weit ansteigen kann, dass die Akkretionsrate bis praktisch auf Null reduziert wird. Ein so starker Wind, dass der akkretierende Stern während des Massentransfers effektiv Masse verlieren kann, wurde aber (außer im Fall deutlich unterkritischer Rotation) nicht erlaubt. Damit reduziert sich die Akkretionsrate in dem Fall oben beschriebener schneller Kontraktion zwar auf Null, die Masse des Sekundärsterns nimmt aber nicht ab, obwohl dieser deutlich überkritisch rotiert (vgl. Abbildung 5.13). Erst nach dem Ende des Massentransfers setzt dieser Massenverlust ein, bis der Stern unterkritisch geworden ist.

Dieses plötzliche Auftreten von überkritischer Rotation im Massentransfer stellt einen in der Literatur bisher noch nicht beschriebenen Instabilitätsmechanismus dar, der für starke Massenausbrüche verantwortlich sein kann, wie man sie z.B. in η-Carinae beobachtet. Auf die Gesamtbilanz der akkretierten Materie hat dieser Effekt wenig Einfluss, da diese, wie weiter oben bereits ausführlicher dargelegt, von der Geschwindigkeit der Synchronisation in dem System bestimmt wird. Auf andere Größen wie z.B. die Oberflächenhäufigkeiten kann es aber durchaus einen Einfluss haben, weil gerade zum Schluss des Massentransferprozesses die am stärksten mit Aschen des Wasserstoffbrennens angereicherte Materie transferiert wird. Somit kann es einen Unterschied ausmachen, ob der Stern nichts mehr akkretiert, oder ob er erst einen Teil seiner Materie verliert und danach Materie mit einer anderen chemischen Zusammensetzung wieder akkretieren kann. Da in dieser Arbeit das hauptsächliche Augenmerk der Konservativität des Massentransfers, d.h. dem Wert von β, gewidmet werden soll, stört dieser Mangel nicht. In weiterführenden Arbeiten, wenn es um die quantitative Untersuchung weiterer wichtiger Größen in Doppelsternen geht, wird eine Lösung dieses Problems aber wichtig werden.

Für das Fall B System mit einer Anfangsperiode von 8 Tagen fällt $\bar{\beta}$ deutlich kleiner aus, als für das 6 Tage System (vgl. Tabelle 5.3). Mit $f_{\rm sync} = 1$ erreicht der Sekundärstern nach der Akkretion von nur wenig Materie kritische Rotation. Danach ist $\beta \approx 0$ bis zum Ende des

Massentransfers. Insbesondere dehnt sich der Sekundärstern in diesem System als Folge der Akkretion nicht mehr nennenswert aus, weswegen sich nicht mehr im Verlauf des Massentransfers die Sychronisationszeitskala reduzieren kann, wie man in Abbildung 5.15 im Vergleich zu dem 6 Tage System sehen kann.

Für den Fall $f_{\rm sync} = 0.1$ verhält sich das System anfangs sehr ähnlich, wie das entsprechende System mit einer Anfangsperiode von 6 Tagen. Jedoch kommt es hier nach dem Transfer von etwas mehr als 7 $M_\odot$ zu einem L2-Überstrom. Dieser wird durch die thermische Reaktion des Sekundärsterns und den Einfluss seiner relativ großen Rotationsgeschwindigkeit auf seine Struktur verursacht. Wenn man für den restlichen Massentransfer $\beta = 0$ setzt, erhält man $\bar{\beta} \approx 0.59$. Wenn man die Abstoßung der gemeinsamen Hülle wie Webbink (1984) behandelt, d.h. die Bindungsenergie der Hülle mit der zur Verfügung stehenden Bahnenergie vergleicht, erhält man eine Endperiode von 1.9 Tagen. Die Effizienz der Abstoßung der gemeinsamen Hülle $\alpha_{\rm CE}$ wurde dabei auf 1 gesetzt. Das System kann also im günstigsten Fall ein Verschmelzen knapp verhindern. Falls $\alpha_{\rm CE} < 1$ ist, muss eher mit einem Verschmelzen beider Komponenten gerechnet werden. Für die weiteren Überlegungen wird davon ausgegangen, dass das System ein Verschmelzen der Komponenten vermeiden konnte.

Während also bei einer Anfangsperiode von 6 Tagen die Wahl von $f_{\rm sync}$ nur geringe Auswirkungen hat, beeinflußt sie die Entwicklung des 8 Tage Systems erheblich. Dies ist auf die starke Abhängigkeit der Synchronisationszeitskala vom Bahnabstand zurückzuführen.

5.2.3 Diskussion

Einfluss von Drehimpulsakkretion und Synchronisation auf die Akkretionseffizienz

In Abbildung 5.14 sieht man das Verhältnis des akkretierten Drehimpulses zum Drehimpuls einer Keplerbahn an der Sternoberfläche $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep}$ im Verlauf des Massentransfers. Dieses Verhältnis ist im wesentlichen eine Funktion des Füllfaktors $R/R_{\rm L}$, d.h. zu welchem Grad der akkretierende Stern sein Roche-Volumen ausfüllt. Der Füllfaktor wiederum ist eine Funktion des Sekundärsternradius, des Bahnabstands und des Massenverhältnisses. Da sich durch den Massentransfer — außer zu Beginn bevor der Primärstern die leichtere Komponente geworden ist — der Bahnabstand kontinuierlich weitet und das Massenverhältnis wächst, würde auch $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep}$ kontinuierlich wachsen, wenn der Radius des akkretierenden Sterns konstant bliebe. Alle Reduktionen des Verhältnisses $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep}$ nach dem Zeitpunkt, in dem $q = 1$ durchlaufen wurde, sind daher auf eine Vergrößerung des Radius zurückzuführen.

Im Fall A System ($P_{\rm i} = 3d$, $f_{\rm sync} = 1$) sieht man praktisch ein kontinuierliches Ansteigen von $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep}$, der Sekundärstern vergrößert seinen Radius nur im Rahmen seiner fortschreitenden nuklearen Entwicklung während des langsamen Fall A Massentransfers nennenswert (vgl. Abbildung 5.5). Folgerichtig ist auch nur in dieser Phase ein nennenswerter Abfall in $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep}$ zu erkennen. Nachdem sich der Bahnabstand stark genug vergrößert hat, verläuft der Akkretionsprozess ab $M_{\rm trans} \approx 12.5$ nicht mehr über eine direktes Auftreffen auf den Stern, sondern über eine Akkretionsscheibe. Hier ist der Definition nach $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep} = 1$ (siehe Kapitel 2.6). Da zum Schluss der Akkretion über ein direktes Auftreffen $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep} > 1$ war, kommt es auch hier

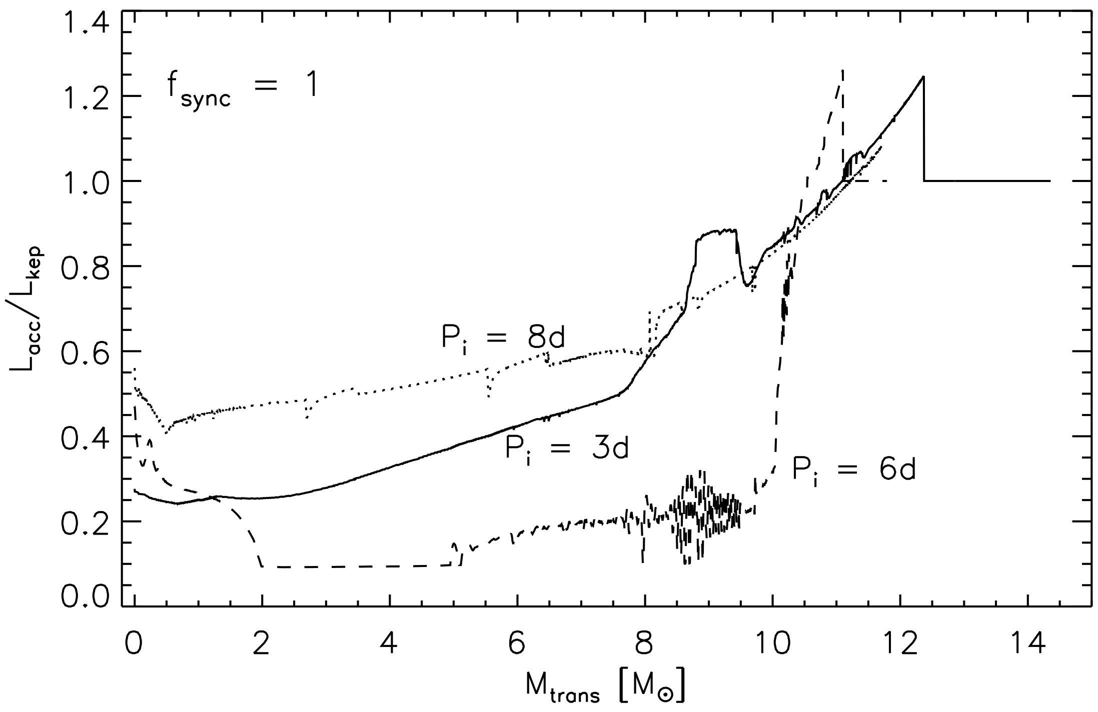

Abbildung 5.14: Akkretierter Drehimpuls im Verhältnis zu dem Drehimpuls einer Keplerbahn an der Sternoberfläche $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep}$ als Funktion der transferierten Masse. Das System mit einer Anfangsperiode $P_{\rm i}$ von 3 Tagen ist mit einer durchgezogenen Linie, das System mit einer Anfangsperiode von 6 Tagen mit einer gestrichelten Linie und das System mit einer Anfangsperiode von 8 Tagen mit einer gepunkteten Linie bezeichnet. Der konstante Werte für $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep}$ bei dem System mit $P_{\rm i} = 6d$ ergibt sich, da hier eine Kontaktphase durchlaufen wurde. Die Konstanten Werte von $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep} = 1$ zum Ende des Massentransfers entstehen, da hier die Akkretion nicht mehr über ein direktes Auftreffen des Akkretionsstrahls sondern über eine Akkretionsscheibe stattfindet.

zu einer Reduktion.

Im Fall B System mit einer Anfangsperiode von $P_{\rm i} = 6d$ ($f_{\rm sync} = 1$) dagegen erkennt man deutlich die Auswirkung des durch die thermische Reaktion auf die Massenakkretion stark vergrößerten Sekundärsternradius. Nachdem $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep}$ anfangs größer war, als im Fall A System, was auf den größeren Bahnabstand des Systems bei ansonsten ähnlichem Massenverhältnis und Sekundärsternradius zurückzuführen ist, schrumpft es schnell und unterschreitet die Werte für das Fall A System deutlich. Zwischen $M_{\rm trans} \approx 2\,M_\odot$ und $M_{\rm trans} \approx 5\,M_\odot$ durchlebt das System eine Kontaktphase, während der $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep}$ konstant ist, da die effiziente Kontaktsynchronisation dafür sorgt, dass der Stern so weit abgebremst wird, dass sein Radius mehr oder minder konstant ist und ungefähr $R_{\rm L}$ entspricht. Denn für die Kontaktentstehung ist die Wirkung der Zentrifugalkräfte in dem relativ schnell rotierenden Sekundärstern auf seine Struktur und damit auch

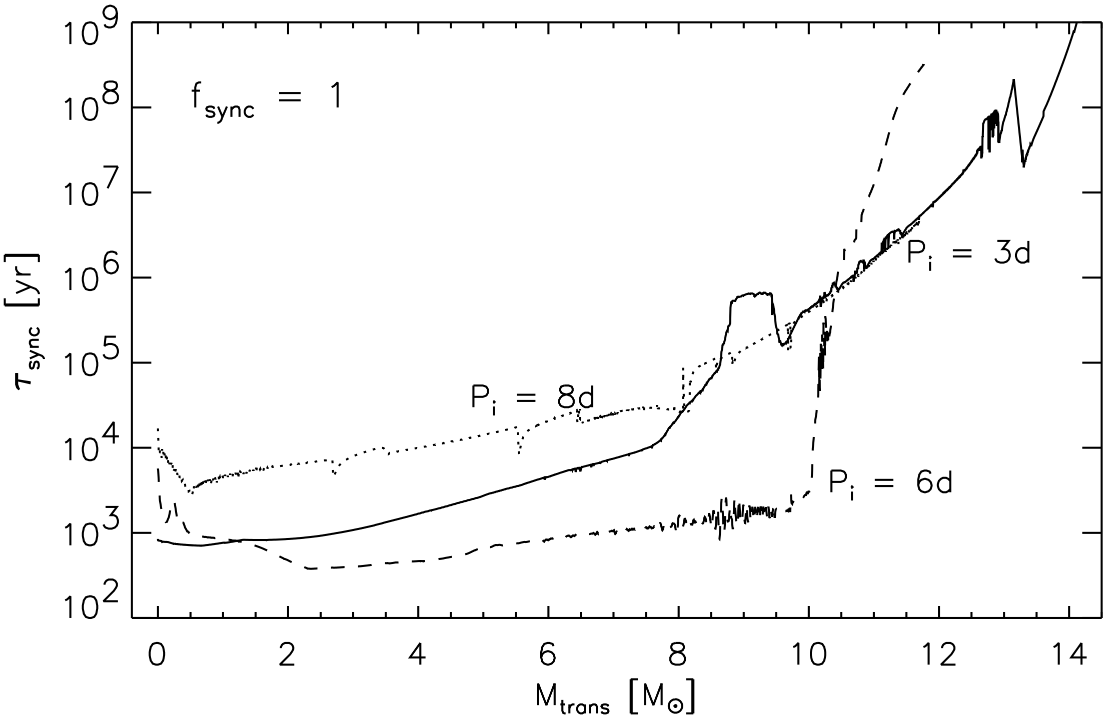

Abbildung 5.15: Synchronisationszeitskala $\tau_{\rm sync}$ als Funktion der transferierten Masse für die Systeme mit einer Anfangsperiode von 3 (durchgezogene Linie), 6 Tagen (gestrichelte Linie) und 8 Tagen (gepunktete Linie) sowie schwacher Gezeitenwechselwirkung $f_{\rm sync} = 1$.

auf seinen Radius verantwortlich. So entsteht im entsprechenden nichtrotierenden Modell erst gar keine Kontaktphase. Der schnelle Abfall des Sekundärsternradius mit abschwellender Massentransferrate (vgl. Kapitel 5.2.2) wirkt sich in einem ebenso schnellen Anstieg von $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep}$ aus.

Im Gegensatz zum 6 Tage Fall B System bleibt in dem System mit der Anfangsperiode von 8 Tagen $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep}$ deutlich größer. In diesem System erreicht der Sekundärstern zu schnell kritische Rotation, als dass er sich weit genug ausdehnen könnte, um vergleichbar kleine Werte für $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep}$ zu errreichen wie das 6 Tage System. Da in diesem System der Sekundärsternradius sich über den gesamten Massentransfer nicht sehr stark ändert, wird die Entwicklung von $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep}$ vom Bahnabstand und vom Massenverhältnis bestimmt.

In Abbildung 5.15 ist die in dieser Arbeit benutzte Synchronisationszeitskala nach Gleichung 2.11 im Verlauf des Massentransfers zu sehen. Die Kurve sieht in ihrem prinzipiellen Verlauf der aus Abbildung 5.14 ähnlich, abgesehen davon, dass die y-Achse hier logarithmisch ist. Dies liegt daran, dass neben dem Massenverhältnis auch hier hauptsächlich der Bahnabstand und der Sekundärsternradius eingehen, allerdings in der 6. Potenz. Daher ist der Verlauf der Kurven genauso, wie in Abbildung 5.14, zu verstehen.

Sowohl das Verhältnis $\mathfrak{L}_{\rm acc}/\mathfrak{L}_{\rm kep}$ als auch die Synchronisationszeitskala beeinflussen den

Wert von β. Es ist jedoch davon auszugehen, dass die Einflüsse der Synchronisationszeitskala überwiegen, da diese sich um viele Größenordnungen ändert, während $\mathfrak{L}_{\mathrm{acc}}/\mathfrak{L}_{\mathrm{kep}}$ sich um maximal eine Größenordnung im Verlaufe des Massentransfers verändert.

Verjüngung

In Abbildung 5.16 sieht man für das Fall A System ($P_{\mathrm{i}} = 3d$, $f_{\mathrm{sync}} = 1$) die Entwicklung der inneren Struktur des Sekundärsterns während des Massentransfers. Besonderes Augenmerk soll hierbei auf den Vorgang der sogenannten „Verjüngung“ geworfen werden, der in Kapitel 3.3.1 bereits im Zusammenhang mit der Enstehung von Kontaktphasen, d.h. nichtkonservativen Systemen, bei sehr kleinen Perioden diskutiert wurde. Von Verjüngung eines akkretierenden Sterns spricht man, wenn sich die Größe des konvektiven Kerns der erhöhten Gesamtmasse anpasst, d.h. anwächst und damit frisches, wasserstoffreiches Material in den konvektiven Kern gemischt wird und in Folge dessen der Stern, wenn man den zentralen Wasserstoffgehalt als Gradmesser für das Alter eines Sternes nimmt, jünger wird. Gradienten im Molekulargewicht, die sich durch das Verbrennen von Wasserstoff in schwerere Elemente im konvektiven Kern des Sterns ergeben, können diesem Anwachsen des konvektiven Kerns entgegenwirken. Das liegt daran, dass ein Mischen über diese Molekulargewichtsgradienten hinweg erschwert wird, da diese nach dem Ledoux Kriterium meist nicht mehr konvektiv instabil sind, sondern nur noch Semikonvektion stattfindet (vgl. Kapitel 3.3.1). Wie bereits von Braun & Langer (1995) erkannt, kommt es bei Doppelsternen im hier betrachteten Massenbereich meist zu keiner Verjüngung, wenn man die Effizienz für das semikonvektive Mischen so wie hier wählt und keine rotationsinduzierten Mischprozesse berücksichtigt.

Die rotationsinduzierten Mischprozesse stellen nun einen weiteren Prozess dar, der eine Verjüngung bewirken kann. Tatsächlich ist in dem Fall A System ($P_i = 3d$) eine Verjüngung auch tatsächlich zu beobachten. In Abbildung 5.16 kann man sehr gut sehen, wie sich nach Einsetzen des Massentransfers oberhalb des konvektiven Kerns semikonvektive Schichten bilden. Wie man in Abbildung 5.17 sehen kann, wirken in diesen Semikonvektionszonen die rotationsinduzierten Mischprozesse um etwa 1 Größenordnung stärker, als die Semikonvektion selber und bewirken damit die beobachtete Verjüngung.

In Abbildung 5.16 kann man sehen, wie die Semikonvektionszonen im Verlaufe des langsamen Fall A Massentransfers verschwinden. Dies ist gleichzusetzen mit einem Verschwinden der Molekulargewichtsgradienten. Der konvektive Kern hat sich durch den Massentransfer von knapp $4\,M_\odot$ auf knapp $10\,M_\odot$ ausgedehnt, einer Größe, die dem konvektiven Kern eines Sterns, der bereits auf der Nullalterhauptreihe die Gesamtmasse besaß, die der Sekundärstern durch die Akkretion erst erreichte, entspricht. Die rotationsinduzierten Mischprozesse begünstigen also merklich den Prozess der Verjüngung. Der Sekundärstern des hier betrachteten Systems hatte zum Zeitpunkt des Einsetzens des Massentransfers einen zentralen Heliummassenanteil von 77%. Das heißt, dass trotz der schon relativ weit vorangeschrittenen Entwicklung des Sekundärsterns und des sehr ineffezient eingestellten semikonvektiven Mischens ($\alpha_{\mathrm{sc}} = 0.01$, vgl. Kapitel 2.5) der Sekundärstern in der Lage war sich zu verjüngen. Mit derselben Einstellung für die Semikonvektion hat kein vergleichbares nichtrotierendes System in Kapitel 3 sich verjüngt. Damit erscheint es wahrscheinlich, dass in vielen Systemen, allein die rotationsindu-

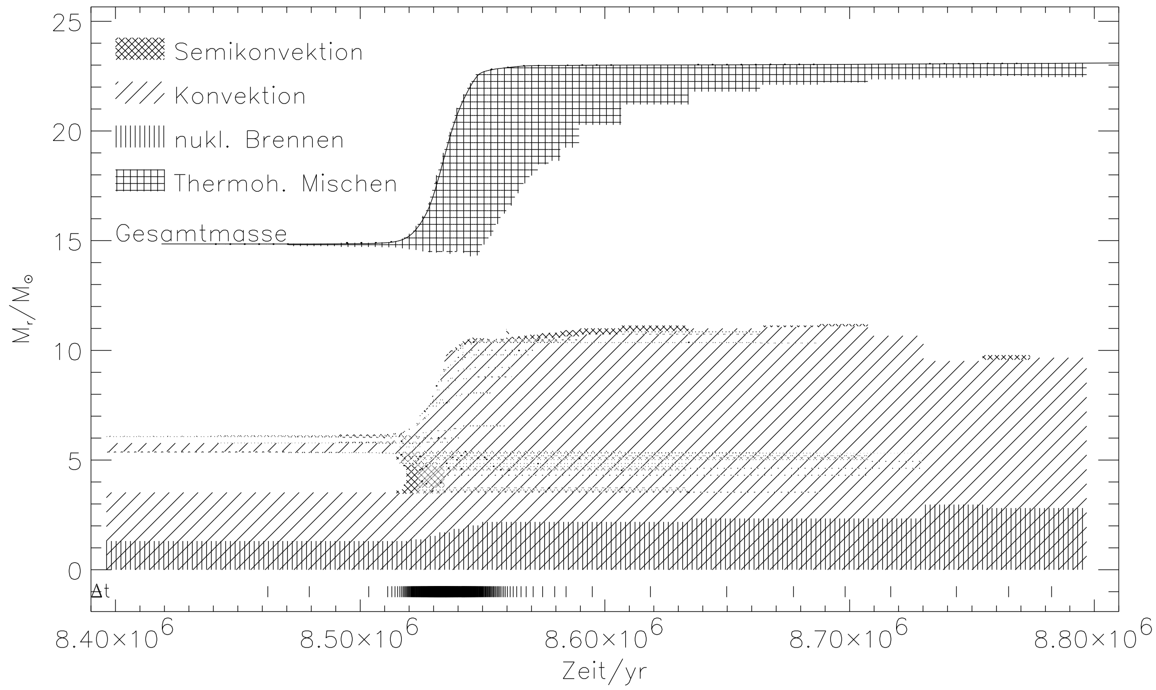

Abbildung 5.16: Entwicklung der inneren Struktur der Sekundärkomponente des Systems mit der Anfangsperiode $P_\mathrm{i} = 3d$ und $f_\mathrm{sync} = 1$ als Funktion der Zeit. Konvektion, Semikonvektion, thermohalines Mischen und nukleares Brennen sind, wie in der Abbildung beschriftet, markiert.

zierten Mischprozesse in der Lage sind, eine Verjüngung der akkretierenden Komponenten herbeizuführen, selbst wenn das semikonvektive Mischen sich als äußerst ineffektiv herausstellen sollte.

Ein vollständiges Durchmischen des akkretierenden Sterns, wie es von Vanbeveren et al. (1994) als Folge der hohen Rotationsgeschwindigkeiten in Folge des Akkretionsprozesses vorgeschlagen wurde, konnte in den Modellen aber nicht beobachtet werden.

Da in dieser Arbeit das Hauptaugenmerk auf der Quantisierung von β liegt, die nicht sehr sensibel von den Einstellungen für die Effizienzen der einzelnen rotationsinduzierten Mischprozesse abhängt, wurden diese in dieser Arbeit nicht variert. Da im Gegensatz dazu diese Einstellungen im Fall der Verjüngung eine sehr große Rolle spielen können, muss man obige Erkenntnisse noch unter dem Vorbehalt betrachten, dass man genaueres erst sagen kann, wenn man auch die Abhängigkeiten der Verjüngung von den Einstellungen der Effizienzen der rotationsinduzierten Mischprozesse untersucht hat, für die es durchaus gewisse Spielräume gibt.

Die über den Massentransfer integrierte Akkretionseffizienz

In Abbildung 5.18 sind die über den Massentransfer integrierten Akkretionseffizienzen der oben vorgestellten Modelle (vgl. Tabellen 5.1 und 5.2) als Funktion der Anfangsperiode eingetragen.

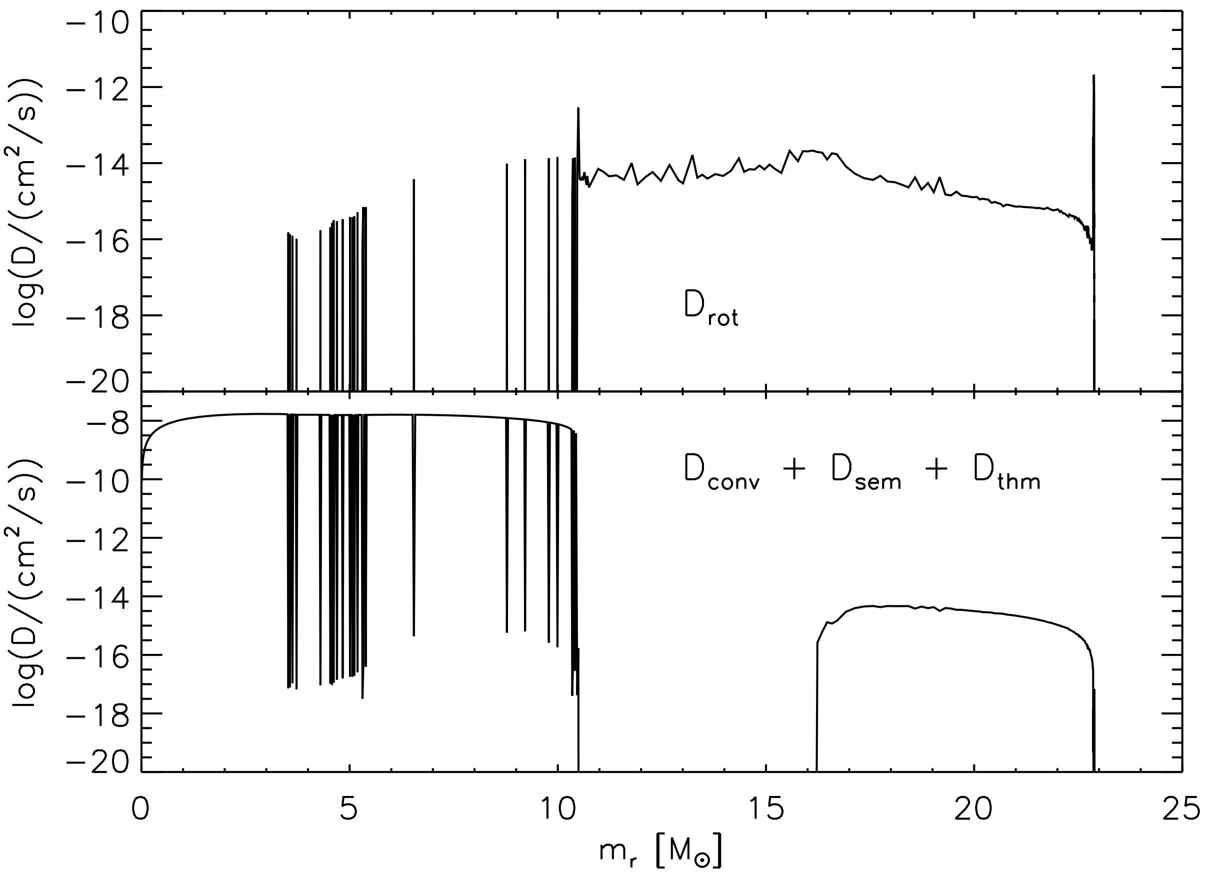

Abbildung 5.17: Mischkoeffizienten im Innern der Sekundärkomponente des Systems mit der Anfangsperiode $P_{\mathrm{i}} = 3d$ und $f_{\mathrm{sync}} = 1$ zu einem ausgewähltem Zeitpunkt am Ende des schnellen Fall A Massentransfers als Funktion seiner Masse. Die Diffusionskoeffizienten für Konvektion, Semikonvektion und thermohalines Mischen sind im unteren, die für die rotationsinduzierten Mischprozesse im oberen Feld zu sehen. Für die konvektiven Bereiche werden keine Diffusionskoeffizienten für die rotationsinduzierten Mischprozesse berechnet, da dort die Konvektion das Mischen dominiert. In dem oberen Feld finden sich deshalb nur Diffusionskoeffizienten für die nichtkonvektiven Bereiche. Im unteren Feld erkennt man im inneren Bereich bis zu $m_{\mathrm{r}} \approx 10\,M_{\odot}$ die sehr großen Diffusionkoeffizienten der Konvektion und dazwischen die deutlich geringeren der Semikonvektion. Außen erkennt man die Diffusionskoeffizienten des thermohalinen Mischens.

Als Vergleich wurde $\bar{\beta}$ für entsprechende nichtrotierende Systeme mit aufgetragen. Die unterschiedlichen $\bar{\beta}$ im Fall A System mit $P_{\mathrm{i}} = 3d$ und Fall B System mit $P_{\mathrm{i}} = 6d$ ist hauptsächlich auf die unterschiedliche Abfolge der Massentransferphasen und die daraus resultierende Entwicklung des Sekundärsternradius während des Massentransfers zurückzuführen (vgl. Kapitel 5.2.1 und 5.2.2). Deshalb ist ein Sprung im $\bar{\beta}$ an der Grenze vom Fall A zum Fall B Massentransfer und kein kontinuierlicher Übergang zu erwarten, weshalb die Verbindungslinie zwischen den beiden

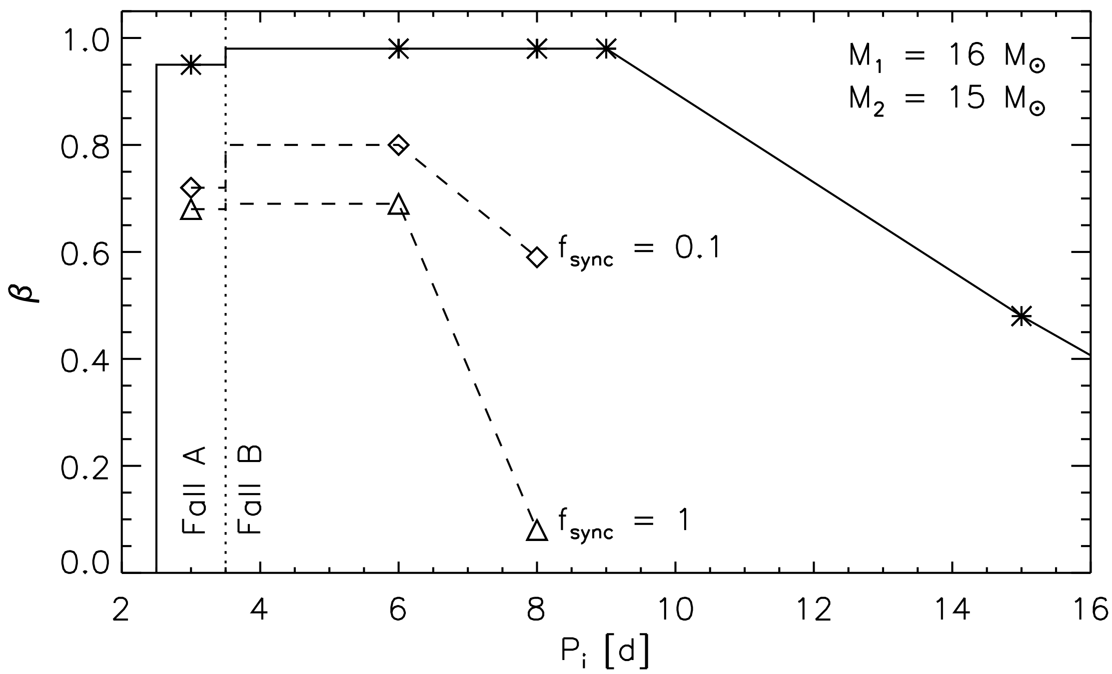

Abbildung 5.18: Mittlere Akkretionseffizienz $bar\beta$ als Funktion der Anfangsperiode $P_{\rm i}$ für alle Modelle (Anfangsmassen sind immer 16 und 15 $M_{\odot}$). Als Vergleich wurden die $\bar{\beta}$ für den Fall nichtrotierender Modelle, wie man sie aus Kapitel 3 bekommen kann, aufgeführt (Sternsymbole, durchgezogene Linie). Im Gegensatz zu Kapitel 3 wurden hier aber die Windmassenverluste während des Massentransfers bei der Berechnung von $\bar{\beta}$ mitberücksichtigt. Mit Vierecken wurden die Modelle mit $f_{\rm sync} = 0.1$ und mit Dreiecken die Modelle mit $f_{\rm sync} = 1$ bezeichnet. Die gepunktete Linie trennt die Anfangsperioden, bei denen ein Fall A Massentransfer auftritt, von denen, bei denen ein Fall B Massentransfer auftritt. Der Unterschied im $\bar{\beta}$ zwischen den Fall A und Fall B Systemen ist hauptsächlich auf die unterschiedliche Abfolge der Massentransferphasen und die daraus resultierende Entwicklung des Sekundärsternradius während dessen zurück zuführen. Deshalb ist ein Sprung im $\bar{\beta}$ an der Grenze vom Fall A zum Fall B Massentransfer und keine kontinuierlicher Übergang für die Darstellung gewählt worden.

Systemen, wie in Abbildung 5.18 zu sehen, gewählt wurde.

In den rotierenden Systemen ist $\bar{\beta}$ in allen Fällen kleiner, als in den nichtrotierenden Systemen. Dies liegt daran, dass selbst die Systeme mit den engsten Anfangsperioden bei einem konservativ verlaufenden Massentransfer ihre Perioden — und damit Bahnabstände — soweit vergrößern, dass in den späten Massentransferphasen die Synchronisation nicht mehr in der Lage ist ausreichend stark zu wirken, um weiterhin einen konservativen Massentransfer beizubehalten. Da in die Größe der Synchronisation der Bahnabstand in der 6. Potenz eingeht, erweist es sich für die engeren Systeme als nicht sehr bedeutend, wie groß man die Synchronisationszeitskala genau wählt. Vielmehr wird die Frage, ob die Gezeitenwechselwirkung in der Lage ist, eine

Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit bis zu kritischer Rotation zu verhindern, durch die Entwicklung des Bahnabstandes und auch durch die Entwicklung des Sekundärsternradius während der verschiedenen Phasen des Massentransfers bestimmt. Dies kann man in den Systemen mit einer Anfangsperiode $P_{\rm i}$ von 3 und 6 Tagen gut erkennen.

Dagegen beginnt die Bedeutung der genauen Größe der Synchronisationszeitskala bei etwas größeren Perioden zuzunehmen, wie man an dem System mit $P_{\rm i} = 8$ Tagen sehen kann. Die Synchronisationszeitskala hat hier deshalb eine starke Auswirkung, weil sie sich in einem Bereich bewegt, in dem es kritisch ist, ob die Gezeitenwechselwirkung bereits bei dem im Vergleich zu späten Massentransferphasen anfangs noch sehr engen Bahnabstand nicht mehr in der Lage ist, den akkretierenden Sekundärstern vor kritischer Rotation zu bewahren. In dem hier betrachteten Fall ist sie es mit $f_{\rm sync} = 1$ nicht mehr, wogegen die Gezeitenwechselwirkung mit $f_{\rm sync} = 0.1$ noch ausreicht, um zum Beginn des Massentransfers einen konservativen Massentransfer zu gewährleisten. Die thermische Reaktion des Sekundärsterns auf die Akkretion führt nun zu einer vollständig anderen Entwicklung beider Systeme. Während im Fall von $f_{\rm sync} = 1$ der Sekundärstern nur sehr wenig Materie akkretiert, sein Radius damit klein bleibt und seine Synchronisationszeitskala mit wachsendem Bahnabstand im wesentlichen stetig wächst (vgl. Abbildung 5.15), dehnt sich der Sekundärstern im Fall von $f_{\rm sync} = 0.1$ stark aus. Dies hat zur Folge, dass auch die Synchronisationszeitskala stark reduziert wird (ähnlich wie in Abbildung 5.15 für das 6 Tage System) und der Massentransfer auch bei wachsenden Bahnabstand konservativ verläuft.

Der Massentransfer wird in diesem Fall erst dann nichtkonservativ, wenn der Sekundärstern sich so weit ausgedehnt hat, dass es zu einem Massenüberstrom über den Lagrangepunkt 2 kommt. Dass es hier zu solch einen Überstrom kommt, während dies in dem entsprechenden nichtrotierenden System (Nr. 37 Tabelle 3.3) nicht auftrat, liegt an der zusätzlichen Vergrößerung des Radius, die durch die Wirkung der Zentrifugalkräfte in rotierenden Sternen auf die Struktur verursacht wird. Wäre es in diesem System zu keinem L2-Überstrom gekommen, wäre eine Entwicklung zu erwarten gewesen, die ähnlich der des Systems mit der Anfangsperiode von 6 Tagen gewesen wäre. Denn auch hier würde die Synchronisationszeitskala so lange klein genug bleiben, um kritische Rotation des Sekundärsterns zu vermeiden, bis aufgrund der abschwellenden Massentransferrate der Sekundärsternradius deutlich zu schrumpfen beginnt (vgl. Kapitel 5.2.2).

Man hat damit für das System mit der Anfangsperiode von 8 Tagen im Fall von $f_{\rm sync} = 0.1$ denselben Grund für die Reduktion von $\bar{\beta}$, wie in den langperiodigen Systemen des Kapitels 3, nämlich die Bildung einer Kontaktphase, während im Fall von $f_{\rm sync} = 1$ das Ω-Limit verantwortlich ist. Ob der Übergang zu $\bar{\beta} \approx 0$ zu größeren Perioden hin aufgrund einer Kontaktphase oder eines Massenverlustes über einen Ω-Wind vonstatten geht, ist also nicht klar.

Zu noch größeren Anfangsperioden hin steht zu erwarten, dass auch für $f_{\rm sync} = 0.1$ die Gezeitenwechselwirkung nicht mehr stark genug wirkt, um kritische Rotation gleich zu Beginn des Massentransfers zu verhindern. Hier dürfte daher der genaue Wert für $f_{\rm sync}$ eine ebenso kleine Rolle spielen, wie bei kleineren Perioden. Der genaue Wert von $f_{\rm sync}$ spielt für die Größe von $\bar{\beta}$ also nur in einer Übergangsregion eine bedeutende Rolle.

Es zeigt sich damit, dass die Rotationseffekte in den Sternkomponenten von Doppelsternen für deren Entwicklung von Bedeutung sind. Bereits ein so fundamentaler Parameter wie $\bar{\beta}$ kann durch sie wesentlich beeinflusst werden. Einflüsse auf die Nukleosynthese und das Aussehen der

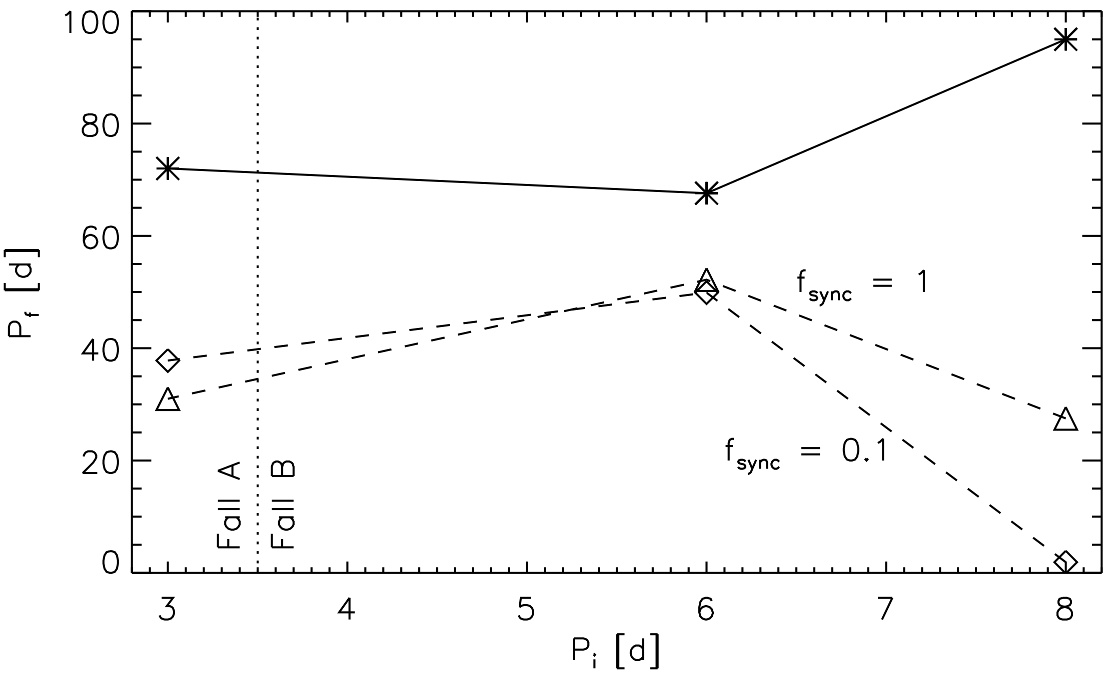

Abbildung 5.19: Periode nach dem Fall AB bzw. B Massentransfer P_{f} der Systeme mit den Anfangsmassen 16 $M_{\odot}$ und 15 $M_{\odot}$ als Funktion ihrer Anfangsperiode P_{i}. P_{f} wurde zu dem Zeitpunkt bestimmt, zu dem der zentrale Heliumgehalt während des Heliumkernbrennens bei 80% liegt. Für das Systeme mit der Anfangsperiode von 8 Tagen und $f_{\mathrm{sync}} = 0.1$ musste die Entwicklung über eine gemeinsame Hülle berücksichtigt werden und somit die Endperiode mit Hilfe einer Näherung berechnet werden (siehe Text). Als Vergleich wurden die Endperioden für den Fall nichtrotierender Modelle, wie man sie aus Kapitel 3 bekommen kann, aufgeführt (Sternsymbole, durchgezogene Linie). Mit Vierecken wurden die Modelle mit $f_{\mathrm{sync}} = 0.1$ und mit Dreiecken die Modelle mit $f_{\mathrm{sync}} = 1$ bezeichnet. Die gepunktete Linie trennt die Anfangsperioden, bei denen ein Fall A Massentransfer auftritt, von denen, bei denen ein Fall B Massentransfer auftritt. Wie in Abbildung 5.18 erwartet man auch hier eine Diskontinuität beim Übergang zwischen Fall A und B Massentransfer, die in der Abbildung jedoch nicht berücksichtigt wurde.

Komponenten nach dem Massentransfer, z.B. die Entwicklung der Radien der Sekundärsterne, die wiederum das Aussehen der Supernovae zum Ende ihrer Lebensspanne beeinflussen kann (Braun & Langer, 1995) sind hierbei in dieser Arbeit noch gar nicht untersucht worden. Auch können nur erste Trends angegeben werden, wie sich gegenüber Kapitel 3 die genauen Werte für $\bar{\beta}$ in massereichen Doppelsternen verändern, da hier nur wenige rotierende Doppelsterne in einem sehr eng limitierten Bereich von Anfangsparametern gerechnet wurden. Klar ist zumindest, dass allgemein mit einer Reduktion der Werte von $\bar{\beta}$ zu rechnen ist.

Die Perioden nach dem Massentransfer

In Abbildung 5.19 sind die Perioden der Systeme nach dem Fall B bzw. AB Massentransfer zu sehen. Für die nichtrotierenden Systeme, die alle ein $\bar{\beta}$ nahe 1 haben, findet man in den Fall B Systemen für ansteigende Anfangsperiode auch ansteigende Endperioden. Das ändert sich erst, wenn es bei noch größeren Anfangsperioden zu der Bildung gemeinsamer Hüllen kommt, was die Perioden drastisch reduzieren und sogar zum Verschmelzen der Komponenten führen kann. Obwohl Fall A Systeme noch kleinere Anfangsperioden besitzen, erhält man hier wieder größere Perioden nach dem (Fall AB) Massentransfer. Die Ursache hierfür ist, dass in Fall A Systemen im Fall A und AB zusammen mehr Masse transferiert wird, als in einem vergleichbaren (selbe Anfangsmassen) Fall B Systemen. Dadurch weitet sich auch die Bahn entsprechend stärker. Man würde deshalb auch eine Diskontinuität in den Endperioden in Abbildung 5.19 beim Übergang vom Fall A zum Fall B erwarten (vergleichbar zu Abbildung 5.18). Diese wurde allerdings in der Darstellung von Abbildung 5.19 nicht berücksichtigt.

Da β in allen rotierenden Systemen kleiner als in den nichtrotierenden Systemen ist, sie also mehr Masse verloren haben, haben die Systeme auch mehr Drehimpuls verloren. Dadurch erhält man kleinere Perioden nach dem Massentransfer. Grundsätzlich gilt hier, umso konservativer die Systeme sind, d.h. umso größer $\bar{\beta}$ ist, umso schwächer wird auch die Periode gegenüber den quasi-konservativen nichtrotierenden Systemen reduziert. Dies ist sehr gut an dem Fall A System zu erkennen, wo das System mit dem größeren $\bar{\beta}$ auch die größere Endperiode hat. Einen weiteren Einfluss besitzt allerdings auch noch die zeitliche Entwicklung von $\bar{\beta}$ und der Mechanismus, der für eine Reduktion von $\bar{\beta}$ verantwortlich ist. So geht bei einem L2-Überstrom deutlich mehr Drehimpuls verloren, als wenn der Massenverlust über einen Ω-Wind vonstatten geht. Letzter Effekt ist für das 8 Tage System sehr gut zu sehen, wo — umgekehrt zu dem Fall A System — der Fall mit dem größeren $\bar{\beta}$ ($f_{\rm sync} = 0.1$) die kleinere Periode nach dem Massentransfer erreicht.

Für das 6 Tage System kommen sehr ähnliche Endperioden raus. Doch auch hier besitzt das System mit dem größeren $\bar{\beta}$ die kleinere Periode. Dies erklärt sich mit dem zeitlichen Verlauf des Massentransfers in beiden Systemen. Im Fall von $f_{\rm sync} = 1$ ist β zu Beginn des Massentransfers gegenüber dem Fall $f_{\rm sync} = 0.1$ reduziert. Dafür fällt β zum Ende des Massentransfers etwas später ab. Die Periode in Doppelsternsystemen weitet sich aber umso stärker, umso größer das Massenverhältnis, d.h. umso leichter der masseverlierende Stern im Vergleich zum akkretierenden Stern ist. Dadurch führt das größere β in einer späten Phase des Massentransfers zu einer stärkeren Zunahme der Periode, obwohl $\bar{\beta}$ kleiner ist.

Dieser Effekt, dass die Bahn sich am stärksten zum Schluss des Massentransfers hin weitet, ist auch dafür verantwortlich, dass trotz nur moderat reduziertem $\bar{\beta}$ die Perioden der rotierenden Systeme gegenüber den nichtrotierenden, quasi-konservativen Systemen relativ stark reduziert sind.

Asynchrone Rotation der akkretierenden Komponente

Wie in Kapitel 2.3 diskutiert, kann schnellere als synchrone Rotation der akkretierenden Komponente zu einer Unterschätzung des Füllfaktors $V/V_{\rm L}$ führen, da das hier benutzte Roche-Modell nur für synchron rotierende Systeme gilt. Dies kann zu einer Unterschätzung der Stärke der Synchronisation führen, da nicht nur die Synchronisationszeitskala für die Gezeitenwechselwirkung überschätzt werden kann, sondern auch das Einsetzen einer eventuellen Kontaktsynchronisation zu spät berücksichtigt werden könnte. Dies hat direkte Auswirkungen auf β, das damit größer sein könnte, als wir es aus den Modellen erhalten, denn in allen Fällen, wo $\beta < 1$ ist, rotiert der Stern nahezu kritisch, d.h. deutlich schneller als synchron.

Auch gilt unsere Näherung für den Einfluss der Rotation auf die Sternstruktur nur für vergleichsweise langsam rotierende Sterne, aber nicht für solche, die sich nahe an kritischer Rotation befinden (vgl. Kapitel 2.2). Dies führt zu einer möglichen Unterschätzung des Sternradius und damit auch zu einer Unterschätzung der Stärke der Synchronisation.

Für die Akkretionseffizienz der hier untersuchten Systeme bedeuten beide Effekte, dass die Ergebnisse aus diesem Kapitel eine untere Abschätzung darstellen und die aus Kapitel 3 eine obere, da hier ein Massenverlust aufgrund der Akkretion von Drehimpuls völlig vernachlässigt wurde. Um zu entscheiden, wie groß $\bar{\beta}$ tatsächlich ist, fehlt leider noch eine Modell für die kritischen Volumen der Komponenten in Doppelsternsystemen, welches das Roche-Modell ersetzen kann. Ein solches Modell ist in der Literatur bislang nicht zu finden. Für die Berechnung von Doppelsternen dürfte daher eine der wichtigsten Aufgaben für die Zukunft sein, ein solches Modell zu entwickeln und damit die große Unsicherheit, die bei der Berechnung von $\bar{\beta}$ besteht zu beseitigen. Mit dieser Arbeit wurde zum ersten Mal die Existenz dieses Problems aufgezeigt und es konnten erste Anhaltspunkte geliefert werden, wie die Berücksichtigung der Rotationseffekte der Komponenten die Doppelsternentwicklung beeinflussen kann. Aufgrund der noch bestehenden Unsicherheiten, sind die angegebenen Werte für $\bar{\beta}$ (und damit natürlich auch für β) nicht exakt sondern nur als untere Abschätzungen zu nehmen. Die wahren $\bar{\beta}$ sollten zwischen diesen und denen aus Kapitel 3 liegen.

5.3 Bestimmung der Akkretionseffizienz in V729 Cyg

Das System V729 Cyg (Bohannan & Conti, 1976) ist bedeutend für die Klärung der Frage, ob ein konservativer Massentransfer in engen massereichen Doppelsternen möglich ist, oder ob er durch die Akkretion von Drehimpuls und die darauf folgende Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit der akkretierenden Komponente verhindert wird. Denn vorrausgesetzt dieses System befindet sich gerade am Ende des langsamen Fall A Massentransfers oder im Fall AB Massentransfer, wofür einiges spricht (siehe nächsten Abschnitt), dann kann man aus seinem aktuellen Massenverhältnis von $q \approx 3.5$ schließen, wie konservativ, also mit welchem $\bar{\beta}$ (vgl. Kapitel 3.1), der Massentransfer stattgefunden haben muss (siehe Kapitel 5.3.3). Im Folgenden soll diskutiert werden, in welcher Entwicklungsphase V729 Cyg aktuell ist und ob seine Entwicklung von unseren Modellen reproduziert werden kann.

5.3.1 *Status von V729 Cyg*

Da bei allen Szenarien zur Entstehung von V729 Cyg, die hier diskutiert werden, die leichtere und deshalb von Rauw et al. (1999) als Sekundärstern bezeichnete Komponente die mit der größeren Anfangsmasse wäre, wird sie in dieser Arbeit, wie in der Sternentwicklung üblich, abweichend zu Rauw et al. (1999) als Primärstern bezeichnet. Die aktuell schwere Komponente ist dann der Sekundärstern.

V729 Cyg ist ein Bedeckungsveränderlicher mit einer Periode von 6.6 Tagen. Die jüngste Bestimmung der Massen beider Komponenten stammt von Rauw et al. (1999). Demnach ist $M_2 \sin^3 i = 24.6\,M_\odot$ und $M_1 \sin^3 i = 6.9\,M_\odot$. Wenn man eine Inklination von $i = 68°.18$ annimmt, wie sie von Leung & Schneider (1978) gefunden wurde, dann erhält man die Massen $M_2 = 31\,M_\odot$ und $M_1 = 9\,M_\odot$. Das System wäre dann entgegen dem Befund von Rauw et al. (1999) ein Kontaktsystem (siehe auch nächsten Abschnitt). Rauw et al. (1999) erhalten über

Tabelle 5.4: Schlüsselgrößen einiger beobachteter massereicher Doppelsterne, die sich gerade im Massentransfer befinden. Aufgetragen sind der Name des Systems, die Spektralklassifikation der Komponenten, die Periode, die Masse der Komponenten, das Massenverhältnis $q = M_2/M_1$, das Verhältnis der bolometrischen Helligkeiten und ob es sich um ein Kontaktsystem (c) handelt, oder ob nur eine Komponente ihren Roche-Radius füllt (sd). Bei Systemen, die eigentlich drei oder mehr Komponenten besitzen, werden nur die miteinander wechselwirkenden Komponenten beschrieben. Als Primärstern wird, teilweise abweichend zur zitierten Quelle, immer der Stern bezeichnet, der vermutlich die größere Anfangsmasse besaß. Die Werte stammen aus: [1]Harries et al. (1997), [2]Degirmenci et al. (1999), [3]Lorenz et al. (1999), [4]Harries et al. (1998), [5]Drechsel et al. (1994), [6]Lorenz et al. (1994), [7]Rauw et al. (1999), [8]Daems & Walkens (1997), [9]Bagnuolo et al. (1994) [10]Schneider & Leung (1978)

Name	SK_1	SK_2	P [d]	$M_1/\,M_\odot$	$M_2/\,M_\odot$	q	$\frac{m_{b,2}}{m_{b,1}}$	
V382 Cyg[1]	O7.7	O7.3	1.8855	19.3	26.0	1.35	1.51	c
V382 Cyg[2]	O7.5	O6.5	1.8855[a]	18.0	26.6	1.48	1.58	c
V606 Cen[3]	B2-3 V	B0-0.5 V	1.495093	7.96	14.7	1.85	5.59	c
LZ Cep[4]	O9.5	O8.5	3.070507	6.3	15.1	2.41	1.78	sd
IU Aur[5]	B0.5 V	O9.5 V	1.811474	14.4	21.3	1.45	1.86	sd
IU Aur[4]	B0.5	B0.5	1.811474	7.3	14.5	1.99	1.41	sd
V448 Cyg[1]	B1 II-Ib	O9.5 V	6.520	14.0	25.2	1.80	0.75	sd
XZ Cep[1]	B1 III	O9,5 V	5.097	6.4	15.8	2.47	1.26	sd
AB Cru[6]	B0.5	O8	3.413314[b]	7.0	19.8	2.83	4.27	sd
V729 Cyg[7]	O6.5-7	O6-7	6.6	10.5-15.5	38-55	3.5	1.4	sd[c]
BY Cru[8]	F	?[d]	106.4	1.7-1.9	9-11	5.3-5.8	?[d]	sd
29 CMa[9]	O7.5-8 Iabf	O9.7 Ib	4.39	16	19	1.20	0.32	sd
AO Cas[10]	O8.5 III	O8.5 III	3.523428	24.6	29.2	1.19	1.22	c

[a] Degirmenci et al. (1999) finden $\dot{\mathrm{P}} \approx \frac{3.8}{10}\frac{\mathrm{s}}{\mathrm{yr}} \Rightarrow \dot{\mathrm{M}} \approx 5\,10^{-6}\frac{M_\odot}{\mathrm{yr}}$

[b] Aus dem von Lorenz et al. (1994) gefundenen Periodenzuwachs folgt: $\dot{\mathrm{M}} \approx 5\,10^{-7}\frac{M_\odot}{\mathrm{yr}}$

[c] Von Leung & Schneider (1978) als Kontaktsystem klassifiziert

[d] Komponente nicht sichtbar (Akkretionsscheibe)

die HeII Emission bei 468.6 nm eine Inklination zwischen $i = 50°$ und $i = 60°$. Damit lägen die Massen der Komponenten zwischen 38 und 55 bzw. 10.5 und 15.5 $M_{\odot}$. Bemerkenswert ist, dass die Komponenten trotz des erheblichen Massenunterschieds nur einen relativ geringen spektroskopischen Helligkeitsunterschied im Sichtbaren von einem Faktor 1.4 ± 0.6 aufweisen (Rauw et al., 1999). Aus den bolometrischen Helligkeiten erhalten Rauw et al. (1999) Radien von 26.9 bis 35.4 $R_{\odot}$ für die schwerere und 22.6 bis 32.6 $R_{\odot}$ für die leichtere Komponente. Die zugehörigen Roche-Radien der Komponenten sind $R_{\mathrm{RL},2} \sin\, i = 22.9\, R_{\odot}$ und $R_{\mathrm{RL},1} \sin\, i = 12.9\, R_{\odot}$. Der Sekundärstern wird als O6.5-7 und der Primärstern als O6-7 klassifiziert.

Zwei grundlegend unterschiedliche Entwicklungsszenarien sind für dieses System denkbar. Zum einen wird von Rauw et al. (1999) vorgeschlagen, dass es sich um ein System handelt, bei dem die schwerere Komponente (Sekundärstern) auf den Primärstern Masse transferiert und es sich bei dem Primärstern um einen Wolf-Rayet Stern handeln soll, der durch die Akkretion wieder eine Wasserstoffhülle erhalten hat. Dies wäre ein sogenannter inverser Massentransfer (vgl. Kapitel 3.3.1). Das andere Szenario ist, dass es sich um einen Doppelstern handelt, bei dem der aktuell leichtere Stern in einem Fall A Massentransfer Masse auf den schwereren Stern transferiert hat. Das System befände sich dann momentan im langsamen Fall A oder im Fall AB Massentransfer. Im folgenden soll gezeigt werden, dass letzteres Szenario vermutlich zutrifft.

Ist V729 Cyg ein Kontaktsystem?

Die Frage, ob es sich bei V729 Cyg um ein Kontaktsystem handelt, wird von der Literatur unterschiedlich beantwortet. Dabei könnte dieser Frage Bedeutung zukommen, um Abschätzen zu können, welche Inklination und damit welche Massen dieses System hat.

Leung & Schneider (1978) bejahen das Vorhandensein einer Kontaktkonfiguration aus ihrer Analyse der Lichtkurve. Rauw et al. (1999) dagegen verneinen dies, da V729 Cyg im Verhältnis zu den bekannten Kontaktdoppelsternen eine zu helle Röntgenquelle ist, was sie auf die Kollision von Sternwinden zurückführen. Chlebowski & Garmany (1991) haben gezeigt, dass der durch kollidierende Sternwinde verursachte Röntgenexzess von dem Abstand der Komponenten abhängt. Je näher die Komponenten zusammenstehen um so schwächer ist er, Kontaktsysteme zeigen überhaupt keinen signifikanten Exzess mehr. Rauw et al. (1999) geben allerdings zu, dass der Röntgenfluss in den existierenden ROSAT Beobachtungen keine klare phasenabhängige Variabilität zeigt. Dies könne darauf hindeuten, dass ein Großteil der Röntgenemission in Zusammenhang mit der nichtthermischen Radioemission des Systems steht (Miralles et al., 1994), und nicht durch kollidierende Winde verursacht wird. Damit muss der Radioexzess nicht die Nichtexistenz eines Kontaktsystems, d.h. einer gemeinsamen Hülle bedeuten.

Eine weitere Eigenschaft von Kontaktdoppelsternen ist, dass die Komponenten sehr ähnliche Effektivtemperaturen haben (Tassoul, 2000), was auch für die Komponenten von V729 Cyg gilt, die als O6.5-7 und O6-7 klassifiziert werden. Allerdings erwartet man in Kontaktsystemen dann auch ein Leuchtkraftverhältnis, dass folgender Gleichung (Tassoul, 2000) genügt:

$$\frac{L_2}{L_1} = \frac{M_2}{M_1}. \tag{5.3}$$

Dies ist z.B. für das Kontaktsystem V382 Cyg auch gut erfüllt, für V729 Cyg jedoch nicht. Da das Leuchtkraftverhältnis eher konsistent mit Systemen zu sein scheint (siehe auch bei „Szenario 2“), die keine Kontaktphase ausgebildet haben, erscheint es als wahrscheinlich, dass es sich bei V729 Cyg tatsächlich um kein Kontaktsystem handelt.

Szenario 1: Inverser Massentransfer

Dieses von Rauw et al. (1999) vorgeschlagene Szenario geht davon aus, dass gerade ein inverser Massentransfer vom Sekundärstern auf den Primärstern stattfindet und es sich beim Primärstern um einen Wolf-Rayet-Stern handelt, der durch die Akkretion wieder eine Wasserstoffhülle bekommen hat. Solch ein System müsste bereits vorher einen Massentransfer durchlebt haben. Der jetzige Wolf-Rayet-Stern war vor diesem Massentransfer die schwerere Komponente. Aus der aktuellen Periode kann man ableiten, dass es sich bei dem System anfangs um einen Doppelstern mit einer deutlich größeren Periode gehandelt haben müsste, der bei einem nichtkonservativen Fall B Massentransfer seine Bahnperiode auf den heutigen Wert reduziert hat. Denn eine Periode von 6.6 Tagen nach einem Massentransfer erreicht man nur, wenn es sich bei diesem um keinen konservativen Fall A oder B Massentransfer, wie sie in dieser Arbeit gerechnet wurden (vgl. die Endperioden in Tabelle 4.1), handelte. Es müsste stattdessen ein nichtkonservativer Fall B Massentransfer in einem System mit einer relativ großen Anfangsperiode, dass sich über eine gemeinsame Hülle entwickelt hat und beim Abwerfen dieser Hülle Drehimpuls verloren hat, vorliegen.

Dass dieses System gerade einen Massentransfer vom schweren Sekundärstern auf ein Wolf-Rayet-Primärstern durchlebt, erscheint allerdings relativ unwahrscheinlich, wenn man sich die Zeitskalen anschaut, auf denen dieser Prozess ablaufen müsste. Falls in einem System mit einem Massenverhältnis von $q \approx 3.5$ ein Massentransfer stattfindet, muss es sich dabei um einen schnellen Massentransfer handeln, der auf der thermischen Zeitskala $\tau_{\rm KH}$ abläuft (vgl. Kapitel 3). Auch muss man bei einem derartigen Massenverhältnis die Entstehung einer gemeinsamen Hülle und aufgrund der kleinen Periode ein darauf folgendes Verschmelzen der Komponenten erwarten. Eine wichtige Frage ist also, wie lange ist der Zeitraum zwischen Einsetzen des Massentransfers und Ausbildung der gemeinsamen Hülle und ist es wahrscheinlich, dass man solch ein System beobachten kann?

Der Zeitraum zwischen Einsetzen des Massentransfers und Entstehung der gemeinsamen Hülle muss deutlich kleiner sein, als die Dauer eines konservativen, auf der thermischen Zeitskala ablaufenden Massentransfers. Damit wäre eine Beobachtung eines solchen Systems deutlich unwahrscheinlicher, als die Beobachtung eines Systems, das sich gerade in einem normalen schnellen Massentransfer befindet. Aus der Tatsache, dass bisher keine massereichen Systeme im schnellen Massentransfer beobachtet werden konnten, muss man schließen, dass eine Beobachtung eines Systems während der Zeit zwischen Einsetzen eines inversen Massentransfers und Ausbilden der gemeinsamen Hülle als sehr unwahrscheinlich zu betrachten ist.

Des Weiteren ist ein inverser Massentransfer an sich gegenüber einem normalen Massentransfer schon relativ selten (inverse Massentransfere finden in Systemen statt, in denen davor bereits ein normaler Massentransfer stattgefunden hat, die diesen überlebt haben, in denen der Primärstern nicht bereits vor Einsetzen des inversen Massentransfers seine Entwicklung beendet hat und der Sekundärstern sich weit genug ausdehnen kann, damit er sein Roche-Volumen füllt), weshalb es erstaunlich wäre, wenn der einzige schnelle Massentransfer, den man in massereichen Doppelsternen beobachten kann, gerade ein inverser wäre. Gerade bei den vorliegenden Systemparametern erscheint der inverse Massentransfer extrem unwahrscheinlich. Aus Kapitel 4 ist bekannt, dass Wolf-Rayet-Sterne die aus Primärsternen massereicher Doppelsterne entstanden, durch ihren Sternwind sehr schnell an Masse verlieren. Deshalb halten sie sich nur sehr kurz nach dem Massentransfer in dem Massenbereich von 10.5 bis 15.5 $M_{\odot}$, den Rauw et al. (1999) für ihr Szenario brauchen, auf. Auch eine bereits erfolgte Akkretion einer nennenswerten Menge Materie auf den Primärstern kommt nicht in Frage, da sich in Systemen mit solch einem großen Massenverhältnis eine gemeinsame Hülle dafür zu schnell bildet.

Man erhält, wie weiter oben bereits erwähnt, eine Periode von 6.6 Tagen nach dem vollständigen Verlust der Wasserstoffhülle des Primärsterns nur, wenn das System kein konservatives Fall A oder B System war, wie sie in dieser Arbeit gerechnet wurden (vgl. die Endperioden in Tabelle 4.1), sondern ein nichtkonservatives Fall B System mit einer relativ großen Anfangsperiode, dass sich über eine gemeinsame Hülle entwickelt hat und beim Abwerfen dieser Hülle genug Drehimpuls verloren hat, um eine derart kleine Periode zu erreichen. Damit ist klar, dass der Wolf-Rayet-Stern sich zu einem Zeitpunkt gebildet hat, als der Sekundärstern sich noch im zentralen Wasserstoffbrennen befand. Der Wolf-Rayet-Stern entwickelt sich aber deutlich schneller als der im System verbliebene Hauptreihenstern, so dass es unwahrscheinlich ist, dass der Hauptreihenstern sich schnell genug entwickelt hat, um rechtzeitig seinen Roche-Radius zu füllen. Bei einem Roche-Radius von $\geq 26.4\ R_{\odot}$ (bei $i \leq 60°$) würde z.B. der 40 $M_{\odot}$ Stern mit solarer Metallizität aus Schaller et al. (1992) erst kurz vor dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens ($X_c < 9\%$) seinen Roche-Radius füllen. Das Massenverhältnis dieses Systems müsste also sehr nah bei Eins gelegen haben, damit der Sekundärstern weit genug entwickelt war, um rechtzeitig seinen Roche-Radius zu füllen.

Ein weiteres Argument gegen dieses Szenario ist, dass, wie Rauw et al. (1999) selbst erwähnen, eine Inklination $i \leq 58°$ nötig ist, damit der Sekundärstern (bei ihnen als Primärstern bezeichnet, s.o.) seinen Roche-Radius nicht ausfüllt und eine Inklination von $i \leq 35°$, was zu völlig unrealistischen Werten für die Massen der Komponenten führt, damit der Primärstern seinen Roche-Radius nicht ausfüllt. Damit könnte man kein System erhalten, in dem der Sekundärstern Masse auf den Primärstern transferiert, ohne dass der Primärstern auch seinen Roche-Radius füllt, durchaus aber ein System, in dem der Primärstern Masse auf den Sekundärstern transferiert. Rauw et al. (1999) argumentieren, dass die Radien von Wolf-Rayet-Sternen immer noch zur Debatte stehen (Crowther & Smith, 1997) und damit der problematische Radius des Primärsterns nicht als gesichert gelten kann. Jedoch handelt es sich hierbei noch um einen O Stern der sich erst in einer Übergangsphase zu einem WR-Stern befinden soll, so dass die Diskrepanz doch zu erheblich erscheint.

Um vollkommen auszuschließen, dass es sich dennoch um ein System im schnellen Massentransfer handelt, kann es möglicherweise erfolgversprechend sein, nach Periodenänderungen zu suchen, die dann Rückschlüsse auf die Massentransferrate und die Richtung des Massentransfers zulassen. Dieses Verfahren sollte gerade bei einem schnellen Massentransfer erfolgversprechend sein, da es sogar bei Systemen im langsamen Massentransfer erfolgreich angewendet werden konnte (vgl. V382 Cyg und AB Cru aus Tabelle 5.4).

Szenario 2: Fall A Massentransfer

Das zweite Szenario geht davon aus, dass es sich um ein System in einem Fall A Massentransfer handelt, der mehr oder minder konservativ abgelaufen ist, bzw. noch abläuft. Genauer gesagt, muss es sich um ein System am Ende seines langsamen Fall A Massentransfers oder im Fall AB Massentransfer handeln. Dafür spricht, dass das Massenverhältnis gut mit denen der hier vorgestellten konservativen Modelle übereinstimmt. So durchläuft z.B. System Nr. B15 aus Tabelle 4.1 dieses Stadium während des langsamen Fall A Massentransfers (für Details siehe nächsten Abschnitt). Auch die Vermutung, dass sich der Primärstern in einer Übergangsphase von Ofpe zu WN9 befindet, würde in dieses Szenario passen, weil in der Phase vom Ende des langsamen Fall A Massentransfers bis zum Ende des Fall AB Massentransfers alle verschiedenen Anreicherungen der Oberfläche des Primärsterns mit Aschen des Wasserstoffbrennens zu beobachten sind, bis hin zum WN Stern am Ende des Massentransfers. Auch die Zeitskala, auf der solch ein System zu beobachten ist, ist aufgrund der Dauer des langsamen Fall A Massentransfers, der auf der nuklearen Zeitskala abläuft, viel günstiger. Dies wird auch durch die Tatsache bestätigt, dass man solche Systeme schon mehrfach beobachten konnte (siehe Tabelle 5.4). Als kritischer Punkt dagegen wird von Rauw et al. (1999) das sehr geringe Verhältnis der bolometrischen Helligkeiten $m_{\mathrm{b},2}/m_{\mathrm{b},1} \approx 1.4 \pm 0.6$ in V729 Cyg angeführt. Dieses kann auch tatsächlich von keinem der hier vorgestellten konservativen Systeme (Nr. B15 hat $L_2/L_1 \approx 3.65$ im fraglichen Stadium) reproduziert werden.

Allerdings ist dieses Helligkeitsverhältnis gar nicht so ungewöhnlich für massereiche Systeme, die in einem Fall A Massentransfer Masse von der masseärmeren auf die massereichere Komponente transferieren. So hat XZ Cep bei einem Massenverhältnis von 2.47 nur ein Helligkeitskraftverhältnis von 1.26 und V448 Cyg bei einem Massenverhältnis von 1.8 gar nur ein Helligkeitsverhältnis von 0.75 (Tabelle 5.4). Es handelt sich hierbei also möglicherweise um ein allgemeines Phänomen in massereichen Fall A Doppelsternen, so dass dadurch sogar eher die Vermutung eines Fall A Massentransfers vom Primär- auf den Sekundärstern unterstützt wird. Auch wird ein Massentransfer vom Primär- zum Sekundärstern dadurch gestützt, dass man, wie oben beschrieben, mit den gefunden Sternradien, zwar ein System bekommen kann, in dem der Primärstern seinen Roche-Radius füllt, nicht aber der Sekundärstern, aber nicht umgekehrt. Szenario 1 leidet somit im Prinzip am selben Problem, nur dass es sich dort als ungewöhnliches Verhältnis der Sternradien und nicht der bolometrischen Helligkeiten manifestiert.

Die Ursache für die ungewöhnlichen Verhältnisse der bolometrischen Helligkeiten in solchen Systemen mit einem Massentransfer von der schwereren auf die leichtere Komponente ist nicht klar. Da die akkretierende Komponente auch Drehimpuls akkretiert und damit ihre Rotationsgeschwindigkeit erhöht, muss man allerdings mit einer Gravitationsverdunkelung der betreffenden Komponente rechnen, wie von Glatzel (1998) für nahezu kritisch rotierende Sterne vorgeschlagen. Hierin könnte man eine der Ursachen vermuten.

5.3.2 Akkretionseffizienz in V729 Cyg

Falls es sich bei V729 Cyg tatsächlich um ein System wie in Szenario 2 beschrieben handelt, kann man aus dem aktuellen Massenverhältnis Rückschlüsse auf die Konservativität des Massentransfers ziehen. Hierbei macht man sich zu Nutze, dass man weiss, wieviel Masse ein Primärstern einer bestimmten Anfangsmasse im Massentransfer verliert und wieviel Masse der anfänglich leichtere Sekundärstern damit also akkretiert haben muss, um seine aktuelle Masse (im Verhältnis zur aktuellen Primärsternmasse) erreicht haben zu können. Die Systeme mit den größten Massenverhältnissen liefern einem damit also die härtesten Anhaltspunkte für $\bar{\beta}$. Um eine untere Abschätzung für $\bar{\beta}$ zu erhalten, muss man also die Systeme wählen, die bei gegebenen $\bar{\beta}$ die größten Massenverhältnisse zu einem gegebenen Zeitpunkt erreichen. Dies sind die Systeme mit einem Anfangsmassenverhältnis nahe bei Eins.

Es wurden jeweils für einen 30 $M_\odot$, einen 26 $M_\odot$ und einen 22 $M_\odot$ Primärstern (aus den Systemen B7, B8 und B13; vgl. Tabelle 4.1) die Massen vor dem Massentransfer, zu bestimmten Zeitpunkten während des Massentransfers und zum Ende des Massentransfers genommen. Aus diesen kann man dann berechnen, welches über den Massentransfer integrierte Akkretionseffizienz $\bar{\beta}$ ein System bis zu einem vorgegebenen Zeitpunkt hatte, wenn man ein Anfangsmassenverhältnis und ein Massenverhältnis zu diesem Zeitpunkt festlegt. In diesem Fall wird das Massenverhältnis von V729 Cyg von $q = 3.5$ für den vorgegebenen Zeitpunkt und ein Anfangsmassenverhältnis von $q_\mathrm{i} = 0.98$ angenommen. Die sich daraus ergebenden $\bar{\beta}$ findet man in Tabelle 5.5.

Tabelle 5.5: Werte für $\bar{\beta}$, die man aus V729 Cyg unter der Annahme verschiedener Primärsternanfangsmassen zu verschieden Zeitpunkte erhält. Vorrausgesetzt wird ein Anfangsmassenverhältnis von $q_\mathrm{i} = 0.98$ und ein aktuellen Massenverhältnis von $q = 3.5$, wie man es in V729 Cyg vorfindet. Als Zeitpunkte wurden jeweils das Ende des Fall AB und des Fall A Massentransfers und das Erreichen einer bestimmten Heliumoberflächenhäufigkeit des Primärsterns gewählt. M_1 ist die Primärsternanfangsmasse, $M_{1,a}$ die Primärsternmasse zu Beginn des Massentransfers, $M_{1,e}$ die Masse zu dem in Spalte 2 bezeichnetem Zeitpunkt und $\bar{\beta}$ das mittlere β unter oben genannten Bedingungen. Man beachte, dass in manchen Fällen $M_{1,e}$ kleiner ist als für V729 Cyg (vgl. Kapiel 5.3.1) gefordert.

$M_1/\,M_\odot$	Zeitpunkt	$M_{1,a}/\,M_\odot$	$M_{1,e}/\,M_\odot$	$\bar{\beta}$
30	Ende Fall AB	29.04	9.92	$\gtrsim 0.33$
30	$Y_s = 60\%$	29.04	11.73	$\gtrsim 0.73$
30	$Y_s = 50\%$	29.04	13.14	$\gtrsim 1.10$
30	Ende Fall A	29.04	14.52	$\gtrsim 1.54$
26	Ende Fall AB	25.33	6.41	$\gtrsim 0.00$
26	$Y_s = 60\%$	25.33	9.56	$\gtrsim 0.54$
26	$Y_s = 50\%$	25.33	10.86	$\gtrsim 0.92$
26	Ende Fall A	25.33	12.56	$\gtrsim 1.50$
22	Ende Fall AB	21.59	4.48	$\gtrsim 0.00$
22	$Y_s = 60\%$	21.59	7.47	$\gtrsim 0.35$
22	$Y_s = 50\%$	21.59	7.89	$\gtrsim 0.47$
22	Ende Fall A	21.59	9.65	$\gtrsim 1.05$

Von dem Primärstern in V729 Cyg weiß man, dass es er, je nach angenommener Inklination, entweder 9 $M_\odot$ oder zwischen 10.5 und 15.5 $M_\odot$ schwer ist. Auch weiss man, dass es sich um einen O Stern handelt, der sich zwar möglicherweise gerade in der Übergangsphase zum Wolf-Rayet Stern befindet, aber noch keiner ist. Daher muss man wohl annehmen, dass sein Heliumgehalt an der Oberfläche $Y_s \lesssim 0.6$ ist, da man Sterne mit solch einem Heliumgehalt bereits als WN-Sterne beobachten kann (Schaller et al., 1992). Die $\bar{\beta}$, die für das Ende des Fall AB Massentransfers in Tabelle 5.5 angegeben wurden, kommen damit also nicht in Frage, da zu diesem Zeitpunkt bereits ein Wolf-Rayet Stern vorliegt. Für den Fall eines 26 $M_\odot$ bzw. 22 $M_\odot$ Primärstern kommen sie obendrein auch wegen der zu geringen Masse, die nicht im Einklang mit der von V729 Cyg steht, nicht in Betracht. Für den Fall eines 22 $M_\odot$ Primärstern ist die Primärsternmasse sogar für die Zeitpunkte, zu denen $Y_s = 60\%$ bzw. 50% ist, zu klein, auch wenn sie noch größer ist als $M_1 \sin i$.

Für den Fall, dass sich der Primärstern in V729 Cyg gerade in der Übergangsphase vom O zum Wolf-Rayet Stern befindet, sieht man, dass, je nach dem wie schwer dieser Primärstern tatsächlich ist, $\bar{\beta}$ in etwa im Bereich von 0.5 bis 1 liegen muss. Interessanterweise erhält man für Zeitpunkte, die wesentlich vor dieser Übergangsphase liegen, z.B. bereits für das Ende des Fall A Massentransfers, $\bar{\beta} > 1$. Da $\bar{\beta}$ aber nicht größer als 1 sein darf, erhält man hieraus einen weiteren Hinweis, dass es sich bei V729 Cyg tatsächlich um ein System in der Übergangsphase vom O zum Wolf-Rayet Stern handelt. Dies würde dann aber auch bedeuten, dass es sich bei V729 Cyg um ein System im Fall AB Massentransfer handelt und nicht im langsamen Fall A Massentransfer. Dies ist insoweit erstaunlich, da man bisher nur massereiche Systeme im langsamen Fall A Massentransfer kennt, da die auf der thermischen Zeitskala stattfindenden Massentransfere, wie der Fall AB, um etwa 3 Größenordnungen kürzer dauern und dementsprechend unwahrscheinlicher zu beobachten sind. In diesem Fall kann man in dem System sehr hohe Massentransferraten im Bereich 10^{-3} $M_\odot$ erwarten und damit auch eine recht schnelle Änderung der Periode, deren Beobachtung damit sehr interessant wäre. Für V382 Cyg konnte man immerhin bereits eine um drei Größenordnungen kleinere Massentransferrate aus der Periodenänderung bestimmen (siehe Tabelle 5.4), was solch ein Unterfangen im Fall von V729 Cyg nicht hoffnungslos erscheinen lässt.

Allerdings hängen in Fall A Systemen die Massen der Primärsterne auch noch davon ab, wie früh der Massentransfer beginnt, d.h. wie eng die Systeme anfänglich sind. Engere Systeme erreichen kleinere Endmassen, was bedeutet, dass sie mehr Masse transferieren. Die Massen für den 22 $M_\odot$ Stern sind aus einem System mit einer Anfangsperiode von 3 Tagen ermittelt worden. Da $\bar{\beta}$ in diesem Fall nur wenig größer als 1 ist, kann man mit einem engeren System womöglich auch ein $\bar{\beta} \leq 1$ erhalten. Da V729 Cyg mit seiner Periode von 6.6 Tagen vermutlich ein anfänglich sehr enges System war (vgl. Kapitel 5.3.3), ist damit nicht völlig auszuschließen, dass es sich bei ihm doch um ein System im langsamen Fall A Massentransfer handelt.

Für andere massereiche Fall A Systeme fanden Harries & Hilditch (1998) ähnliche Werte für $\bar{\beta}$. Für die Systeme AB Cru, XZ Cep und LZ Cep erhalten sie, dass $\bar{\beta}$ größer als 0.68, 0.40 und 0.37 sein muss. Man kann also feststellen, dass der Massentransfer in massereichen Fall A Doppelsternen zu einem großen Anteil konservativ ablaufen muss.

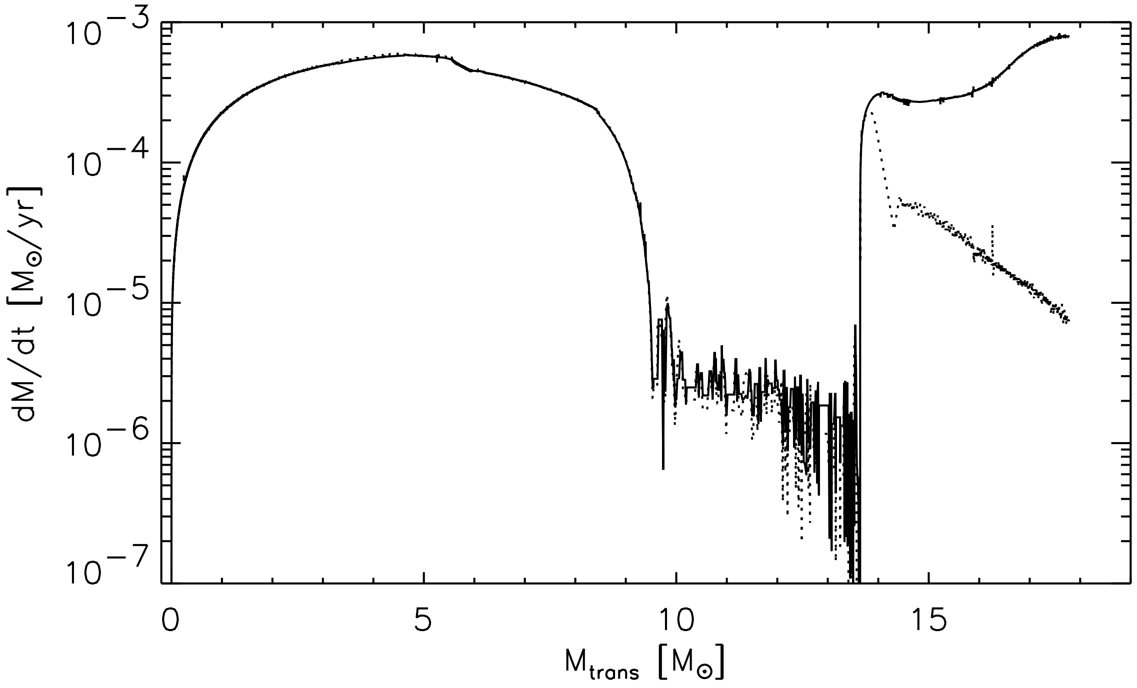

Abbildung 5.20: Massentransferrate (durchgezogene Linie) und Akkretionsrate (gepunktete Linie) als Funktion der transferierten Masse für das in Tabelle 5.6 dargestellte System. Die Phase des schnellen Fall A Massentransfers (bis etwa $M_{\rm trans} = 9.5$), des langsamen Fall A Massentransfers (bis etwa $M_{\rm trans} = 13.6$) und die des Fall AB Massentransfers lassen sich leicht voneinander unterscheiden.

5.3.3 Eine Modellsequenz für V729 Cyg

Mit einem Modell für V729 Cyg soll überprüft werden, ob die in dieser Arbeit angenommene Stärke der Gezeitenwechselwirkung ausreichend ist, um das obige aus Beobachtungen abgeleitete $\bar{\beta}$ von V729 Cyg zu reproduzieren. Dazu wurde ein Modell bestehend aus einem 26 $M_\odot$ und einem 25 $M_\odot$ Stern mit einer Anfangsperiode von 3 Tagen gerechnet. Abbildung 5.20 zeigt die Massentransfer- und die Akkretionsrate des Systems, in Abbildung 5.21 ist das daraus resultierende β zu sehen.

In Abbildung 5.20 kann man die verschiedenen Phasen des Massentransfers gut unterscheiden. Als erstes ist der schnelle Fall A Massentransfer zu nennen, der etwa bis zum Erreichen von $M_{\rm trans} = 8.7$ anhält. In dieser Phase ist $\beta \approx 1$ (vgl. Abbildung 5.21), d.h. die Gezeitenwechselwirkung wirkt stark genug, um den akkretierenden Stern vor dem Erreichen kritischer Rotation zu bewahren.

In dem nachfolgenden langsamen Fall A Massentransfer wird $\beta < 1$. Dies liegt aber nicht daran, dass der akkretierende Stern durch die Akkretion seine Rotationsgeschwindigkeit wesentlich erhöht. Vielmehr behält er eine nahezu synchrone Spinperiode bei. Für die Reduktion von β

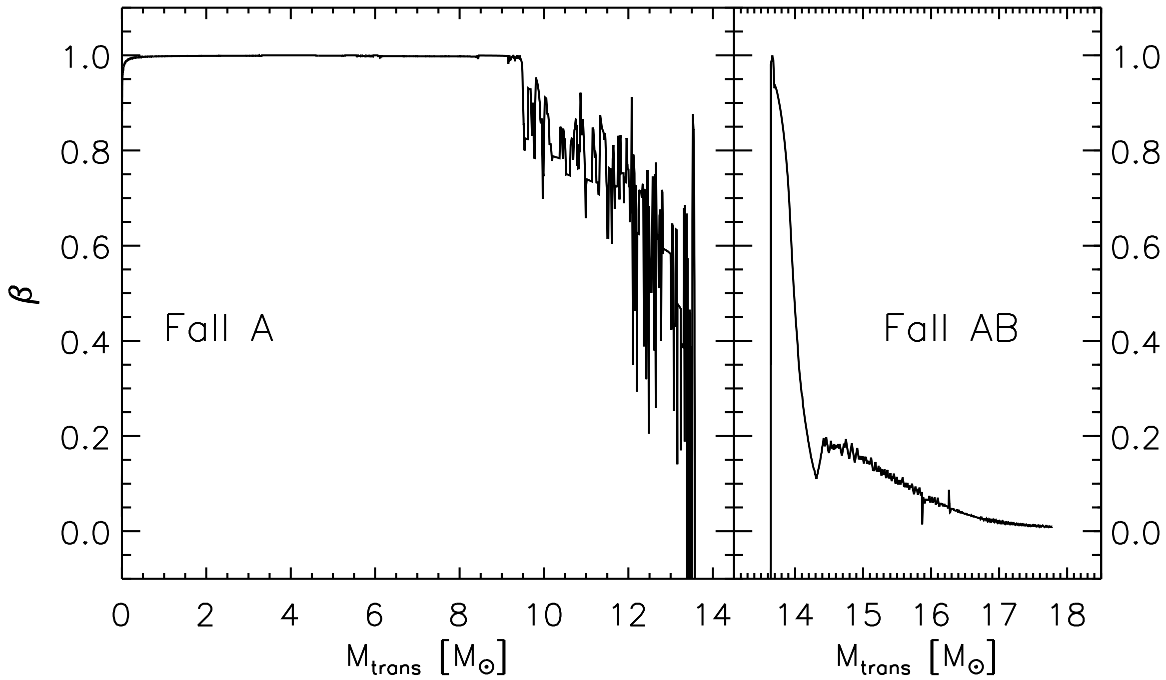

Abbildung 5.21: Die Akkretionseffizienz β als Funktion der transferierten Masse für das in Tabelle 5.6 dargestellte System. Im linken Feld für den Fall A Massentransfer und im rechten Feld für den Fall AB Massentransfer.

ist hier der normale O-Sternwind des akkretierenden Sterns verantwortlich, der die Größenordnung der Massentransferrate erreicht. Die nichtrotierenden Modelle aus den vorangegangenen Kapiteln verhalten sich in diesem Punkt also keineswegs anders.

Der Fall AB Massentransfer geschieht auch mit einem $\beta < 1$, dass zum Ende der Rechnung sogar nahe an $\beta = 0$ heranreicht. Hierfür ist eine Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit verantwortlich, die zu einem erhöhten Windmassenverlust aufgrund des Ω-Limits führt. Hier ist die Synchronisation nicht mehr in der Lage, den akkretierenden Stern unterkritisch zu halten, da während des langsamen Fall A Massentransfers der Bahnabstand größer geworden ist. Dass dieser sich während des Fall AB Massentransfers weiterhin vergrößert, ist verantwortlich dafür, dass β im Verlauf des Massentransfers weiter fällt. In Abbildung 5.20 kann man gut erkennen, wie mit sich vergrößerndem Bahnabstand die maximale Akkretionsrate sinkt.

Wegen numerischer Probleme wurde das System nicht vollständig bis zum Ende des Massentransfers gerechnet. Es steht zu erwarten, dass noch etwa 1.2 $M_\odot$ Masse vom Primärstern verloren werden, aber nahezu keine Masse mehr vom Sekundärstern akkretiert werden kann. Zum Zeitpunkt, zu dem Rechnung abbricht, ist der Primärstern 7.57 $M_\odot$ und der Sekundärstern 37.32 $M_\odot$ schwer. Daraus ergibt sich ein $\bar{\beta}$ für dieses System zu diesem Zeitpunkt von etwa 0.74. Wenn man annimmt, dass der 26 $M_\odot$ Primärstern dieselbe Endmasse erreicht, wie der des Systems Nr. B8 (vgl. Tabelle 4.1) und der Sekundärstern keine Materie mehr akkretiert, dann ergeben sich am Ende des Massentransfers die Massen 6.4 $M_\odot$ und 37.32 $M_\odot$. Dies entspräche einem $\bar{\beta}$ von 0.63.

Tabelle 5.6: Schlüsselgrößen für das Modell zu V729 Cyg zu verschiedenen Entwicklungsphasen (NAHR: Nullalterhauptreihe, BA: Beginn Fall A, lA: langsamer Fall A, EA: Ende Fall A, lM: letztes konvergiertes Modell). Aufgeführt werden im einzelnen die benutzte Stärke der Gezeitenwechselwirkung $f_{\rm sync}$, die Massen M_1 und M_2, die Periode P, die Oberflächengeschwindigkeiten v_1 und v_2, die Leuchtkräfte L_1 und L_2, die Radien R_1 und R_2 und das mittlere β für den zurückliegenden Teil des Massentransfers $\bar{\beta}$. In Klammern ist das extrapolierte $\bar{\beta}$ für das Ende des Massentransfers gesetzt (siehe Text).

Status	$f_{\rm sync}$	M_1	M_2	P	v_1	v_2	L_1	L_2	R_1	R_2	$\bar{\beta}$
		$M_\odot$		d	km/s		log $L_\odot$		$R_\odot$		
NAHR	1	26	25	3	200	200	4.92	4.87	7.9	7.8	—
BA	1	25.45	24.46	3.16	201	185	5.12	5.07	12.6	11.6	—
lA	1	13.46	35.91	5.54	129	121	4.85	5.43	14.5	12.3	0.95
EA	1	11.81	36.67	6.69	112	138	4.97	5.52	15.0	18.3	0.90
lM	1	7.57	37.32	12.6	84	325	4.96	5.52	20.8	22.7	0.74 (0.63)

Zu dem Zeitpunkt, wo dieses System das Massenverhältnis von V729 Cyg durchläuft — $q = 3.5$ — haben Primär- und Sekundärstern die Massen 10.5 $M_\odot$ und 36.8 $M_\odot$. Das $\bar{\beta}$ bis zu diesem Zeitpunkt läge damit bei 0.83. Der Heliummassenanteil an der Oberfläche des Primärsterns liegt zu diesem Zeitpunkt bei $Y_s = 56\%$, ist also konsistent mit der Annahme, dass es sich bei dem Primärstern in V729 Cyg um einen Stern in der Übergangsphase vom O zum Wolf-Rayet Stern handelt. Die Annahme einer Synchronisation auf der Zahnschen Zeitskala mit $f_{\rm sync} = 1$ ist also konsistent mit den Beobachtungen. Eine stärkere Synchronisation ist damit aber natürlich nicht auszuschließen. Zu Bedenken ist auch noch, dass das hier vorgestellte Modell bereits eine Periode von etwa 8.2 Tagen hat, wogegen V729 Cyg bloß eine Periode von 6.6 Tagen hat. Mit einer kleineren Anfangsperiode und einem Anfangsmassenverhältnis, das sich stärker von 1 unterscheidet, kann man eine kleinere Periode für diesen Zeitpunkt erreichen. Dadurch wäre auch $\bar{\beta}$ noch etwas größer als in unserem Beispiel.

Das Verhältnis der in V729 Cyg beobachteten visuellen Helligkeiten, konnte von dem hier gezeigten System nicht reproduziert werden. Die Diskrepanz des Helligkeitsverhältnisses zwischen V729 Cyg und Doppelsternmodellen wurde bereits in Kapitel 5.3.1 diskutiert, weswegen dorthin verwiesen sei.

Die in dieser Arbeit zu Grunde gelegten Annahmen und Methoden sind also geeignet, die von V729 Cyg gestellten Anforderungen an die Akkretionseffizienz zu erfüllen.

5.4 Bedeutung der Rotationsprozesse für die Doppelsternentwicklung

In diesem Kapitel soll diskutiert werden, was die in Kapitel 5.2 und 5.3 vorgestellten Rotationsprozesse für Konsequenzen für die Doppelsternentwicklung haben und inwieweit die Ergebnisse der Kapitel 3 und 4, die mit nichtrotierenden Modellen gewonnen wurden, davon betroffen sind.

Von den Rotationsprozessen sind im allgemeinen die Sekundärsterne am stärksten betroffen. Während der masseverlierende Primärstern durch ebendiesen Massenverlust nur sehr langsam rotiert und die Rotationsprozesse bei ihm deshalb nur geringe Auswirkungen zeigen, führt die Akkretion von Materie auf den Sekundärstern dort zu sehr hohen Rotationsgeschwindigkeiten. Dementsprechend sind die Auswirkungen der Rotationsprozesse hier deutlich zu spüren.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit der kritischen Grenzmasse oberhalb derer Schwarze Löcher gebildet werden. In die Berechnung dieses Massenlimits gingen hauptsächlich die Primärsterne ein. Nur bei dem Finden eines geeigneten Vorläufersystems für Wray 977/GX 301-2 spielte auch der Sekundärstern eine Rolle. Die Folge für dieses Modell ist hauptsächlich, dass man mit einem gewissen Massenverlust aus dem System zu rechnen hat. Von dem Vorläufermodell für V729 Cyg aus Kapitel 5.3, dass sehr ähnliche Anfangsparameter wie das für Wray 977/GX 301-2 besitzt, wissen wir, dass aber dennoch ein großer Teil der Materie erfolgreich transferiert wird. Damit reicht es aus, die Anfangsmassen des in Kapitels 4 vorgestellten Vorläufermodells etwas zu erhöhen, um wieder ein Modell zu erhalten, das als Vorläufermodell für Wray 977/GX 301-2 geeignet ist. Da die CO-Kernmassen in diesem Massenbereich aufgrund der WR-Windmassenverlustraten auf eine Erhöhung der Anfangsmasse nicht sehr sensibel reagieren, ändern sich die Schlussfolgerungen für das Massenlimit nahezu nicht.

Auf die Ergebnisse in Kapitel 3 haben die Rotationsprozesse dagegen einen größeren Einfluss. Wie in Kapitel 5.2.3 schon angesprochen, reduzieren sich die Werte für β in den rotierenden Sternmodellen merklich. Die Ursache hierfür liegt darin, dass in diesem Kapitel noch ein weiterer Mechanismus für einen Massenverlust aus dem System hinzugekommen ist, nämlich das Ω-Limit. Die Ergebnisse in Kapitel 3 stellen somit den Grenzfall eines vernachlässigbaren Ω-Limits dar und geben somit eine Obergrenze für β an.

Auch die Verjüngung, die in Kapitel 3 im Zusammenhang mit der Kontaktentstehung bei kleinen Perioden und der Supernovareihenfolge diskutiert wurde, wird von den Rotationsprozessen beeinflusst. Wie sich die Ergebnisse im Fall einer effektiveren Verjüngung verändern wurde in Kapitel 3 bereits im Zusammenhang mit einer effektiveren Semikonvektion diskutiert. Wenn die rotationsinduzierten Mischprozesse sich als generell so effektiv herausstellen, wie in dem einen Fall A System, das in diesem Kapitel betrachtet wurde, ist im Prinzip dasselbe Verhalten zu erwarten, wie für eine effektivere Semikonvektion.

Bei der Frage nach der Beobachtbarkeit der durch Rotationsprozesse induzierten Effekte in Doppelsternen, ist zuerst die Rotationsgeschwindigkeit des akkretierenden Sterns zu nennen. Diese sollte auch nach dem Massentransfer noch sehr groß bleiben, da, wie man in Abbildung 5.15 sehen konnte, die Synchronisationszeitskalen dann sehr groß sind. Dagegen kann man für den ehemaligen Massenverlierer sehr kleine Rotationsgeschwindigkeiten erwarten (vgl. Tabellen 5.1, 5.2 und 5.3). Die genaue Beobachtung der Rotationsgeschwindigkeiten der Komponenten von Doppelsternen ist daher von großem Interesse. Weiter unterscheiden sich die Endperioden von Systemen mit sehr kleinem $\bar{\beta}$ erheblich, je nachdem ob ein Ω-Wind oder eine gemeinsame Hülle für die Reduktion von $\bar{\beta}$ verantwortlich ist (vgl. Tabelle 5.3). Im Fall eines Ω-Windes erhält man deutlich größere Perioden als im Fall einer gemeinsamen Hülle.

6. Die Oberflächenhäufigkeiten der Sekundärsterne

In diesem Kapitel soll der Effekt, den die Akkretion von Materie auf die Oberflächenhäufigkeiten des Sekundärsterns hat, näher betrachtet werden. Spezielles Augenmerk soll dabei darauf gerichtet werden, ob dieser Einfluss von dem bereits untersuchten Einfluss, den Mischprozesse in rotierenden Einzelsternen ausüben (Heger, 1998; Heger et al., 2000; Heger & Langer, 2000), zu unterscheiden ist. Die Einzelsterne wurden von Heger (1998) mit einem ähnlichen Programm wie die Doppelsterne in dieser Arbeit und mit den gleichen Annahmen für die Konvektionsphysik (Ledoux Kriterium, kein konvektives Überschießen) gerechnet. In Tabelle 6.1 sind die Oberflächenhäufigkeiten der wichtigsten Elemente für die Sekundärsterne von 11 der in Kapitel 3 in Tabelle 3.3 vorgestellten Systeme nach dem Massentransfer dargestellt. In derselben Tabelle sind auch die Häufigkeiten für das Fall A Modell des Kapitels 5, das unter Berücksichtigung der rotationsinduzierten Mischprozesse und mit schwacher Gezeitenwechselwirkung ($f_mathrmsync = 1$) gerechnet wurde, zu sehen. Es soll im Folgenden mit „R1“ bezeichnet werden.

In Tabelle 6.2 sind zum Vergleich die Oberflächenhäufigkeiten von 4 Einzelsternmodellen nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens und von 5 Einzelsternmodellen nach dem ersten „Dredge up“ dargestellt. Bei dem ersten „Dredge up“ handelt es sich um ein Mischen von Aschen des Wasserstoffbrennens an die Oberfläche. Dies wird durch die nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens sich entwickelnde ausgedehnte Konvektionszone der Hülle bewirkt, die bis zu Bereichen hinabreichen kann, die vormals Teil der Kernkonvektionszone waren und damit prozessiertes Material enthalten. In den Einzelsternmodellen (ausgenommen Modell D20) wurden auch die rotationsinduzierten Mischprozesse berücksichtigt. Die Behandlung dieser Mischprozesse ist in den Einzelsternen und dem Doppelsternmodell R1 identisch.

6.1 Zeitliche Entwicklung

Am Beispiel der Systeme Nr. 60 und R1 kann man exemplarisch erkennen, wie sich die Oberflächenhäufigkeiten der Sekundärsterne im Verlauf der verschiedenen Massentransferphasen entwickeln. In Abbildung 6.1 und 6.2 sieht man die zeitliche Entwicklung der Häufigkeiten der wichtigsten Elemente. Während die Häufigkeiten des Systems Nr. 60 zum Beginn des Massentransfers noch völlig unverändert sind, sind in R1 durch die rotationsinduzierten Mischprozesse bereits An- bzw. Abreicherungen besonders in den Elementen Lithium, Beryllium und Bor zu sehen (vgl. Tabelle 6.1). Damit zeigt sich die rotationsinduzierten Mischprozesse auch in

Tabelle 6.1: Oberflächenhäufigkeiten der Sekundärsterne von 11 Doppelsternmodellen aus Tabelle 3.3, die ohne Berücksichtigung der rotationsinduzierten Mischprozesse gerechnet wurden, und einem Fall A Doppelsternmodell aus Kapitel 5 (Nr. R1 mit $f_{\rm sync} = 1$, vgl. Tabelle 5.1), wo diese berücksichtigt wurden. In allen Doppelsternsystemen wurden die Oberflächenhäufigkeiten nach Abschluss des Fall AB bzw. B Massentransfers bestimmt, d.h. nachdem die gesamte Wasserstoffhülle vom Primärstern auf den Sekundärstern transferiert worden ist. Für das System Nr. 60 werden auch die Häufigkeiten nach dem Fall ABB Massentransfer und für das System R1 die Häufigkeiten zum Beginn des Fall A Massentransfers (bA) aufgeführt.

Nr.	$M_{1,\rm i}$ $M_\odot$	q	Fall	$M_{\rm f}$ $M_\odot$	He $[\frac{\rm X}{\rm X_i}]$	Li	Be $[\log\frac{\rm X}{\rm X_i}]$	B	C $[\frac{\rm X}{\rm X_i}]$	N $[\frac{\rm X}{\rm X_i}]$	O $[\frac{\rm X}{\rm X_i}]$	F $[\frac{\rm X}{\rm X_i}]$	Na $[\frac{\rm X}{\rm X_i}]$
1	12	0.96	AB	21.5	1.23	-8.0	-22.0	-13.4	0.56	3.9	0.85	0.78	1.7
3	12	0.92	B	20.4	1.14	-8.8	-11.8	-10.3	0.61	3.4	0.88	n.b.	n.b.
27	12	0.67	B	17.5	1.12	-10.0	-22.2	-17.0	0.45	3.7	0.89	n.b.	n.b.
31	12	0.63	AB	17.8	1.26	-10.2	-29.7	-26.9	0.23	5.4	0.81	0.71	2.0
34	16	0.98	AB	27.8	1.20	-9.8	-22.9	-11.4	0.16	5.4	0.85	0.71	1.7
35	16	0.98	B	27.5	1.19	-9.2	-18.5	-8.3	0.58	3.8	0.84	0.79	1.8
51	16	0.75	B	24.8	1.13	-9.8	-19.5	-10.6	0.28	4.6	0.88	0.83	1.6
60	16	0.69	AB	23.8	1.26	-10.4	-21.8	-25.6	0.10	6.0	0.81	0.59	2.0
60	16	0.69	ABB	24.2	1.58	-9.9	-19.8	-25.4	0.07	7.2	0.66	0.38	2.6
65	25	0.96	AB	40.6	1.28	-5.0	-13.0	-13.8	0.21	5.5	0.80	0.72	1.8
68	25	0.96	B	39.2	1.12	-9.4	-22.0	-8.7	0.49	3.7	0.88	0.84	1.5
74	25	0.64	AB	33.3	1.28	-10.4	-19.4	-22.9	0.04	6.5	0.79	0.58	1.9
R1	16	0.94	bA	15.8	1.00	-2.9	-1.5	-0.3	0.97	1.1	1.00	1.00	1.0
R1	16	0.94	AB	23.8	1.12	-8.6	-12.6	-4.5	0.47	3.7	0.92	0.84	1.5

Doppelsternen eine wichtige Rolle spielen. Die Vermutung von Braun (1997), dass durch die Synchronisation die Komponenten in engen Doppelsternen nicht schnell genug rotieren, um ein nennenswertes rotationsinduziertes Mischen hervorzurufen, bewahrheitet sich also nicht.

Bei der zeitlichen Entwicklung der Oberflächenhäufigkeiten spielt das thermohaline Mischen, eine entscheidende Rolle, da die Zeitskala des thermohalinen Mischens in derselben Größenordnung liegt wie die Akkretionszeitskala. Bei dem System Nr. R1 sind zusätzlich noch die Rotationsmischprozesse bedeutend.

Dies hat zur Folge, dass in den schnellen Akkretionsphasen — das sind alle außer dem langsamen Fall A Massentransfer — die Oberflächenhäufigkeiten nahezu denen des akkretierten Materials entsprechen, und nicht denen einer mit dem akkretierten Material vollständig durchmischten Hülle. Diesen Effekt kann man an den Spitzen in den Häufigkeiten in Abbildung 6.1 erkennen. Für Modell Nr. R1 fallen diese Spitzen kleiner aus. Ein Grund hierfür ist das zusätzliche rotationsinduzierte Mischen, dass zu einer schnelleren Durchmischung von akkretiertem Material mit der Sternhülle führt. Ein weiterer Grund liegt in dem gegenüber dem nichtrotierenden Fall reduzierten β. Speziell in späten Massentransferphasen, wie dem Fall ABB reduziert sich dadurch die Menge der akkretierten Materie und die damit verbundene Änderung der Oberflächenhäufigkeiten deutlich.

Zwischen den Akkretionsphasen wird die Hülle des Sekundärsterns dagegen durch das thermohaline Mischen vollständig durchmischt. Die Häufigkeiten entsprechen denen einer komplett durchmischten Hülle und bleiben während dieser Phase für den Fall mit vernachlässigtem rotationsinduzierten Mischen konstant. Dies gilt nicht für Beryllium, dessen Häufigkeiten nach dem Massentransfer vom Entstehen und Zerfallen des radioaktiven Isotops ^{7}Be dominiert wird. Während des langsamen Fall A Massentransfers entsprechen die Häufigkeiten weder denen des akkretierten noch denen des vollständig durchmischten Materials, sondern liegen dazwischen, da hier Akkretion und thermohalines Mischen auf einer ähnlichen Zeitskala ablaufen.

Im dem Fall, in dem die rotationsinduzierten Mischprozesse berücksichtigt werden, sind die Häufigkeiten in den Zeiträumen zwischen den Massentransferphasen dagegen nicht konstant. Da die Sekundärsterne durch den Massentransfer sehr schnell rotieren, laufen auch die rotationsinduzierten Mischprozesse sehr effektiv ab. Dadurch kommt es — im Gegensatz zu dem nichtrotierenden Modellen — auch außerhalb der Massentransferphasen zu nennenswerten Änderungen in den Oberflächenhäufigkeiten. Dies ist besonders gut am Stickstoff zu sehen, aber auch Wasserstoff, Helium, Sauerstoff und Kohlenstoff zeigen diesen Effekt.

Ein auf dem ersten Blick sehr erstaunlicher Befund ist, dass Bor in dem rotierenden Modell Nr. R1 (Abbildung 6.2) um etwa 20 Größenordnungen schwächer abgereichert ist, als in den nichtrotierenden Modell Nr. 60 (Abbildung 6.1). Die Ursache hierfür sind die rotationsinduzierten Mischprozesse. Die Vernichtung von Bor in den nichtrotierenden Modellen beruht darauf, dass die äußeren Schichten des Sterns, in denen Bor vorkommt, durch die Akkretion weiter in das Sterninnere geraten, wo die Temperaturen hoch genug sind, um Bor zu vernichten. In den rotierenden Modellen kann Bor besser überleben, da es mit Hilfe der rotationsinduzierten Mischprozesse bereits im Verlauf des Massentransfers wieder an die Oberfläche gemischt wird und damit teilweise der Vernichtung in tiefer gelegenen, heißeren Regionen des Sterns entgeht. Das in den nichtrotierenden Sternen allein für die Durchmischung der Wasserstoffhülle zuständige thermohaline Mischen ist nicht effizient genug, um Gleiches zu erreichen. Dieser Effekt ist der rotationinduzierten Reduktion der Abreicherung leichter Elemente, wie sie von Heger & Langer (2000) für Einzelsterne gefunden wurde, sehr ähnlich. Nur das dort aus durch einen Sternwind verlorenen Schichten leichte Elemente in Schichten gemischt werden, in denen, wegen zu hoher Temperaturen, vor dem Massenverlust keine leichten Elemente überleben konnten.

Nach dem Ende des Fall AB Massentransfers unterscheiden sich die Häufigkeiten der beiden Modelle Nr. 60 und R1 nur wenig (vgl. Tabelle 6.1). Dies ist erstaunlich, da im Modell Nr. R1 der Fall AB Massentransfer, bei dem die am stärksten mit Aschen des Wasserstoffbrennens angereicherte Materie transferiert wird, mit einer deutlich kleineren Akkretionseffizienz abläuft, als im Modell Nr. 60. Die Änderung der Oberflächenhäufigkeiten durch die Akkretion von Materie sollte daher im Modell Nr. R1 kleiner ausfallen. Andererseits kommt im Modell Nr. R1 mit den rotationsinduzierten Mischprozessen ein weiterer Prozess ins Spiel, der die Oberflächenhäufigkeiten beeinflusst, in dem er Aschen des Wasserstoffbrennens aus dem Kern des Sekundärsterns an die Oberfläche mischt. Im Fall der Modells Nr. R1 gleichen sich beide Effekte gegenseitig aus, so dass das Ergebnis dem des nichtrotierenden Modells Nr. 60 sehr ähnlich ist. Ob dies generell gilt oder nur auf einem Zufall beruht, kann erst durch eine ähnlich große Parameterstudie

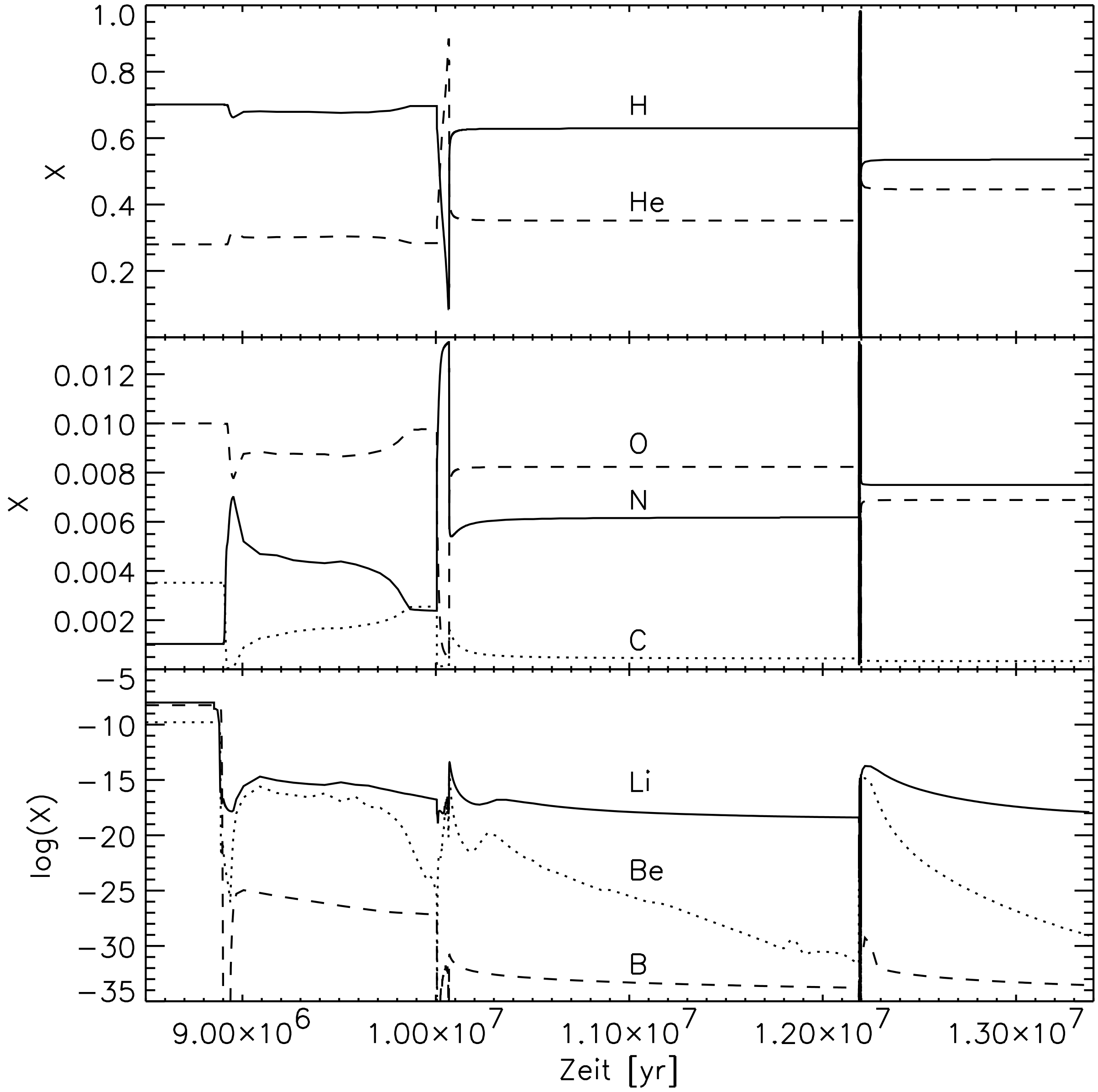

Abbildung 6.1: Entwicklung der Oberflächenhäufigkeiten des Sekundärsterns im System Nr. 60. Im oberen Feld sind die Wasserstoff- und Heliumhäufigkeiten, im mittleren die Kohlenstoff-, Stickstoff- und Sauerstoffhäufigkeiten und im unteren die Lithium-, Beryllium- und Borhäufigkeiten zu sehen. Drei Akkretionsphasen sind zu identifizieren (starke Ausschläge der Häufigkeiten). Der schnelle Fall A bei etwa $8.99\,10^6$ bis $9.0\,10^6$ Jahren, der Fall AB bei etwa $1.0\,10^7$ bis $1.01\,10^7$ Jahren und der Fall ABB bei etwa $1.22\,10^7$ Jahren.

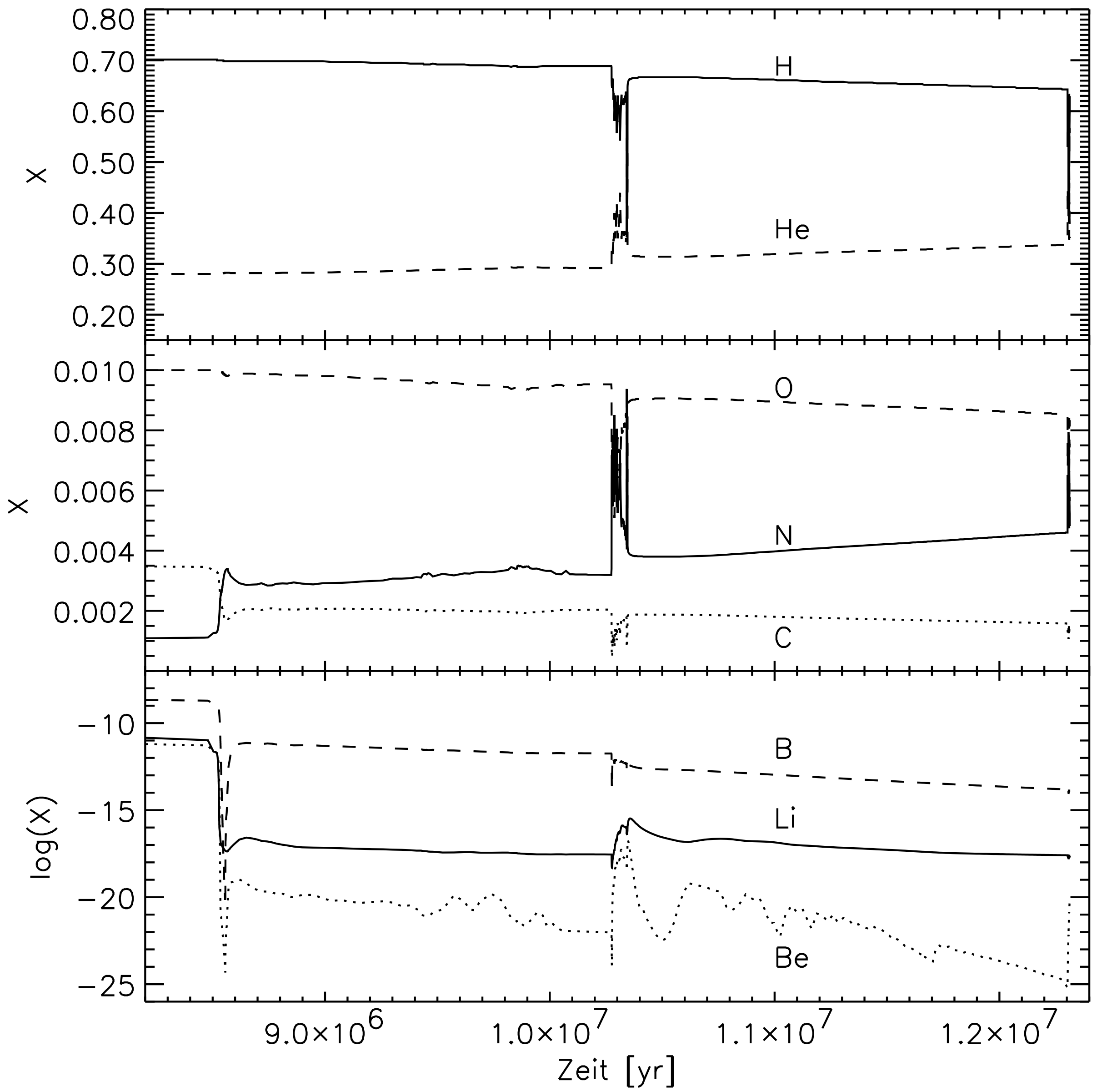

Abbildung 6.2: Entwicklung der Oberflächenhäufigkeiten des Sekundärsterns im Fall A System ($f_{\mathrm{sync}} = 1$). Im oberen Feld sind die Wasserstoff- und Heliumhäufigkeiten, im mittleren die Kohlenstoff-, Stickstoff- und Sauerstoffhäufigkeiten und im unteren die Lithium-, Beryllium- und Borhäufigkeiten zu sehen. Drei Akkretionsphasen sind zu identifizieren (starke Ausschläge der Häufigkeiten). Der Fall A bei etwa $8.55\,10^6$ Jahren, der Fall AB bei etwa $1.03\,10^7$ Jahren und der Fall ABB am Schluss des Massentransfers.

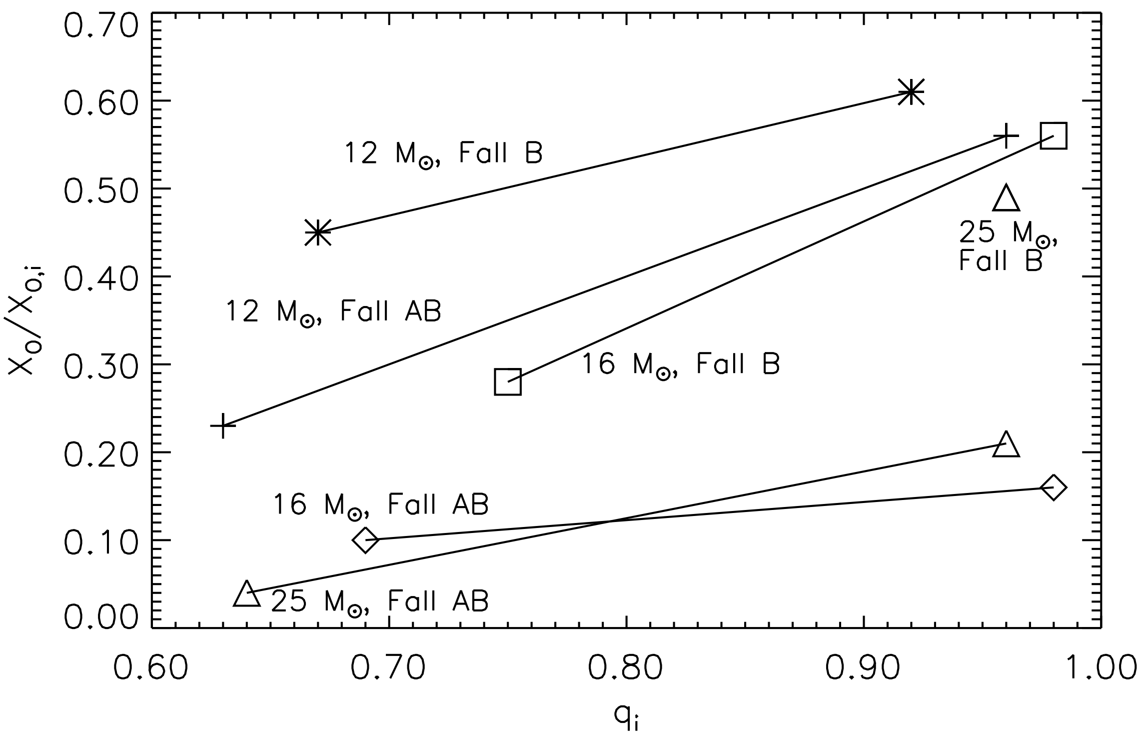

Abbildung 6.3: Sauerstoffhäufigkeiten nach dem Ende des Fall AB bzw. B Massentransfers relativ zur anfänglichen Sauerstoffhäufigkeit als Funktion des Anfangsmassenverhältnisses q_i. Die Systeme sind mit der Anfangsmasse des Primärsterns und dem Massentransferfall bezeichnet.

für rotierende Modelle herausgefunden werden, wie sie in Kapitel 3 für den nichtrotierenden Fall durchgeführt wurde.

6.2 Der Einfluss der Anfangsparameter

In Abbildung 6.3 ist die Abreicherung des Sauerstoffs als Funktion des Anfangsmassenverhältnisses für verschiedene Primärsternanfangsmassen und die Fälle A und B dargestellt, um die Abhängigkeiten der Änderungen in den Oberflächenhäufigkeiten von den verschiedenen Anfangsparametern darzustellen. Hierzu werden Modelle aus Kapitel 3 benutzt, bei denen die rotationsinduzierten Mischprozesse unberücksichtigt bleiben. Modelle, die das rotationsinduzierte Mischen berücksichtigten, standen nicht zur Verfügung, da eine ähnlich große Parameterstudie wie in Kapitel 3 für sie noch aussteht. Die in Abbildung 6.3 am Beispiel des Sauerstoffs vorgeführten Tendenzen sind natürlich genauso in anderen Elementen zu sehen. Mit anderen Worten in einem System, in dem Sauerstoff stärker abgereichert ist als in einem anderen, ist auch Stickstoff stärker angereichert.

Tabelle 6.2: Oberflächenhäufigkeiten von rotierenden und nichtrotierenden Einzelsternen nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens (EZHB) und dem ersten „Dredge up“ (FDU) (aus Heger 1998). Desweiteren sind die Masse und Rotationsgeschwindigkeit auf der Nullalterhauptreihe gegeben. Ein „B“ im Modellnamen der Einzelsterne bedeutet das bei den Mischeffizienzen die Rolle der μ-Gradienten Berücksichtigung fand, während sie in den System ohne „B“ vernachlässigt wurden.

Modell	$\mathrm{M}_{1,\mathrm{i}}$	v_i [km/s]	Status	He $[\frac{\mathrm{X}}{\mathrm{X_i}}]$	Li	Be $[\log\frac{\mathrm{X}}{\mathrm{X_i}}]$	B	C $[\frac{\mathrm{X}}{\mathrm{X_i}}]$	N $[\frac{\mathrm{X}}{\mathrm{X_i}}]$	O $[\frac{\mathrm{X}}{\mathrm{X_i}}]$	F $[\frac{\mathrm{X}}{\mathrm{X_i}}]$	Na $[\frac{\mathrm{X}}{\mathrm{X_i}}]$
E20	20	208	EZHB	1.05	-1.46	-1.45	-1.05	0.81	2.1	0.93	0.91	1.3
E20B	20	201	EZHB	1.05	-8.73	-5.09	-1.9	0.58	3.0	0.93	0.81	1.3
F20B	20	307	EZHB	1.20	-9.89	-10.9	-4.14	0.22	6.2	0.69	0.44	2.4
H20B	20	425	EZHB	2.29	-9.92	-13.0	-16.1	0.03	11.7	0.15	0.01	4.7
D20	20	0	FDU	1.20	-7.94	-3.42	-1.31	0.59	3.9	0.83	0.78	1.7
E20	20	208	FDU	1.58	-2.51	-2.48	-1.95	0.39	6.5	0.62	0.54	2.6
E20B	20	201	FDU	1.23	-7.91	-6.09	-2.74	0.37	5.0	0.78	0.64	2.0
F20B	20	307	FDU	1.41	-7.48	-6.10	-4.94	0.16	7.2	0.60	0.37	2.8
H20B	20	425	FDU	2.51	-6.56	-4.86	-18.0	0.04	12.0	0.13	0.01	4.7

Als erstes kann man sehen, dass für alle Primärsternanfangsmassen und Massentransferfälle die Abreicherung bei einem kleinem Anfangsmassenverhältnis stärker ausfällt als bei einem großen. Das lässt sich dadurch erklären, dass die zur Verfügung stehende Hüllenmasse, mit der sich die akkretierte Materie mischt, für kleinere Anfangsperioden, d.h. kleinere Sekundärsternanfangsmassen, kleiner wird.

Des Weiteren ist festzustellen, dass bei gleichen Primärsternanfangsmassen die Abreicherung immer in Fall A Systemen (nach dem Fall AB) stärker ausfällt, als in Fall B Systemen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Primärsterne in Fall A Systemen mehr Masse verlieren, da sich der konvektive Kern während des Fall A Massentransfers deutlich stärker zurückzieht, als es ohne Massentransfer vor dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens geschähe. Dadurch dringt der Fall AB Massentransfer tiefer in Regionen vor, die einmal Teil des konvektiven Kerns waren, als der Fall B Massentransfer, und mehr mit Aschen des Wasserstoffbrennens angereicherte Materie wird transferiert.

Als Letztes ist zu sehen, dass auch mit wachsenden Primärsternanfangsmassen die Abreicherung zunimmt. Auch die Erklärung hierfür liegt in der zeitlichen Änderung des konvektiven Kerns begründet, der bei massereichen Systemen zum Anfang des zentralen Wasserstoffbrennens relativ zur Gesamtmasse stärker ausgedehnt ist und sich danach relativ zur Gesamtmasse stärker zurück zieht. Dadurch wird bei größeren Primärsternanfangsmassen relativ zum insgesamt transferierten Material mehr mit Aschen des Wasserstoffbrennens angereichertes Material transferiert.

6.3 Vergleich mit rotierenden Einzelsternen

Die Effekte der rotationsinduzierten Mischprozesse und der Akkretion wirken auf die Häufigkeiten der meisten Elemente sehr ähnlich (vgl. Tabelle 6.1). Einen Unterschied bei den Oberflächenhäufigkeiten von Einzel- und Doppelsternen kann man in deren zeitlicher Entwicklung finden. Nach einem Massentransfer ist in den Doppelsternen immer zugleich Bor, Beryllium und Lithium abgereichert und Stickstoff angereichert. In Einzelsternen (und Doppelsternkomponenten vor einem Massentransfer) dagegen werden zuerst Bor, Beryllium und Lithium abgereichert und erst zu einem späteren Zeitpunkt kommt es zu einer Änderung der Stickstoff-Häufigkeit.

Diesen Unterschied kann man ausnutzen, wenn man He-Stern-Begleiter von O- bzw. B-Sternen sucht. Eine ausschließliche Abreicherung von Bor, Beryllium und Lithium in einem O- bzw. B-Stern deutet darauf hin, dass die chemischen Änderungen nicht durch einen Massentransfer hervorgerufen wurden und es sich bei dem Stern damit sehr wahrscheinlich um keinen Kandidaten handelt, für den man einen He-Stern als Begleiter erwarten kann.

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Entwicklung enger massereicher Doppelsterne, in denen es zu einem Massentransfer zwischen den Komponenten kommt, mit Hilfe von Modellrechnungen untersucht. Im Besonderen interessierte dabei die Effizienz des Massentransfers. Diese beschreibt den Anteil der im System transferierten Masse, der akkretiert wird. Des Weiteren wird untersucht, welche beobachtbaren Eigenschaften die Systeme nach dem Massentransfer aufweisen. Auch wurde die Grenzmasse, ab der Sterne mit größerer Anfangsmasse Schwarze Löcher bilden, untersucht. Es wurden erstmals Doppelsternmodelle erzeugt, in denen der Drehimpuls als lokale Variable in den Sternkomponenten berücksichtigt wurde, d.h. die Rotationseigenschaften der Komponenten und deren Wirkung auf die Sternstruktur, die Mischprozesse und den Massentransfer Berücksichtigung fanden. Im Folgenden sollen kurz die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf die weiteren Aufgaben in diesem Arbeitsgebiet gegeben werden.

Die in dieser Arbeit untersuchten Systeme haben Anfangsmassen von $12 \ldots 60\ M_\odot$ für die Komponente mit der größeren Anfangsmasse, den Primärstern, und $7 \ldots 40\ M_\odot$ für den Sekundärstern. Die Anfangsperioden der Systeme reichen bis zu maximal 40 Tagen. In solch engen Systemen tritt der Massentransfer entweder bereits während der Hauptreihenentwicklung des masseverlierenden Sterns oder kurz nach Beendigung seines zentralen Wasserstoffbrennens auf.

Die Effizienz der Akkretion

Eine fundamentale Größe der Doppelsternentwicklung ist die Effizienz der Akkretion von Materie während eines Massentransfers. Verschiedene Prozesse können die Akkretion von Materie erschweren oder gänzlich verhindern. Bisher wurde diese Effizienz in Entwicklungsrechnungen von Doppelsternen als freier Parameter behandelt, der nur durch Beobachtungen eingeschränkt wurde. In dieser Arbeit wird die Akkretionseffizienz erstmals zeitabhängig und physikalisch motiviert aus Modellsequenzen abgeleitet.

Mechanismen, die die Akkretion von Materie behindern, ist zum einen Kontakt zwischen den Sternen (Kapitel 3), zum anderen das Erreichen kritischer Rotation durch die Akkretion von Drehimpuls (Kapitel 5). Beim ersten Effekt dehnt sich der akkretierende Stern aufgrund einer sehr großen Massentransferrate stark aus. Dies geschieht genau dann, wenn die Zeitskala auf dem der Massentransfer stattfindet kleiner ist, als die thermische Zeitskala der akkretierenden Komponente. Dadurch kommt es zu einer Kontaktphase, die meist — außer in Grenzfällen nur sehr schwachen Kontakts — dazu führt, dass beide Sterne eine gemeinsame Hülle ausbilden. In dieser gemeinsamen Hülle verlieren die Komponenten aufgrund der Reibung in dieser Hülle Drehimpuls und verringern dadurch ihren Bahnabstand. Die dabei frei werdende Bahnenergie kann die gemeinsame Hülle des Systems abwerfen, wenn sie größer als die Bindungsenergie der Hülle ist. Ein enges Doppelsternsystem würde dabei zurückbleiben. Im anderen Fall kommt es zu einem Verschmelzen beider Komponenten. Um diesem Effekt Rechnung zu tragen, wurde in Kapitel 3 die Entstehung von Kontaktphasen untersucht. Wenn es zu einem nennenswerten Kontakt in dem System kommt, d.h. beide Sterne ihr kritisches Volumen nennenswert überfüllen, wird angenommen, dass die im verbleibenden Teil des Massentransfers transferierte Materie nicht akkretiert werden kann, d.h, dem System verloren geht. Eine Endperiode wird durch den Vergleich der Bahnenergie und der Bindungsenergie der gemeinsamen Hülle dieses Systems abgeschätzt.

In dieser Arbeit wurde mit Hilfe von Doppelstern-Entwicklungsrechnungen gefunden, dass sich ein nennenswerter Anteil von Doppelsternen mit Primärsternanfangsmassen zwischen 12 und 25 $M_{\odot}$ kontaktfrei entwickeln kann (Kapitel 3). Dabei handelt es sich um Systeme mit einem Anfangsmassenverhältnis oberhalb von 0.65 und einer Anfangsperiode oberhalb von 10 Tagen. Wenn man einen Massenverlust aus dem System nur im Falle von Kontaktphasen annimmt, kann in diesen Systemen der massegewinnende Stern also alle transferierte Materie akkretieren. Solche Systeme mit einer maximalen Akkretionseffizienz nennt man „konservativ“. Diese Arbeit bestätigt frühere Ergebnisse von Pols (1994), unterscheidet sich aber quantitativ von ihnen und erstreckt sich über einen größeren Parameterbereich. Dabei erweißt sich der Anteil der konservativen Systeme, bei denen der Massentransfer vor dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens und nicht erst danach stattfindet, als eine Funktion der Anfangsmasse der massereicheren Komponente. Dieser Anteil wird zu größeren Anfangsmassen hin größer.

Für die verschiedenen Formen des Kontakts wird abgeschätzt, ob die Systeme ihre gemeinsame Hülle abwerfen können oder verschmelzen. Als neues Phänomen wurde dabei der sogenannte „verspätete Kontakt“ gefunden. Dabei handelt es sich um Systeme am oberene Periodenlimit des konservativen Bereichs, die einen Großteil der Hüllenmasse des Primärsterns konservativ transferieren, bevor es zu einer Kontaktphase kommt. Damit erhält man einen allmählichen Übergang von maximaler Akkretionseffizienz über mittlere Werte für die Akkretionseffizienz zu Modellen ohne jegliche Akkretion für wachsende Perioden. In dieser Arbeit werden Modelle mit verspätetem Kontakt gefunden in denen 40% bis 70% der transferierten Materie akkretiert wird.

Der andere Mechanismus für eine Reduktion der Akkretionseffizienz ist, dass aufgrund der unvermeidlichen Akkretion von Drehimpuls während des Massentransfers der massegewinnende Stern seine kritische Rotationsgeschwindigkeit erreichen kann. Dies kann zu einem starken Massenverlust des Systems aufgrund eines stark erhöhten Sternwinds führen. Ein solcher durch schnelle Rotation erhöhter Sternwind, wird von dem Doppelstern-Entwicklungsprogramm aus der Forderung berechnet, dass ein Stern nicht überkritisch rotieren darf (vgl. Kapitel 2.1). Dieser Effekt kann die Akkretionseffizienz stark reduzieren. Andererseits wirkt aber die Gezeitenwechselwirkung in Doppelsternen dieser Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit entgegen. Für die Bestimmung der Akkretionseffizienz muss also der Massentransferprozess unter Berücksichtigung der Gezeitenwechselwirkung und der Akkretion von Drehimpuls untersucht werden. In Kapitel 5 wurden für feste Anfangsmassen (16 $M_{\odot}$ und 15 $M_{\odot}$) und verschiedene Anfangsperioden neue Doppelsternsequenzen — nun unter der Berücksichtigung obengenannter Effekte — gerechnet.

Auch unter Berücksichtigung der Rotationseffekte erhält man für die engeren Systeme noch relativ große Akkretionseffizienzen im Bereich von etwa 0.6 bis 0.9. Für weitere Systeme, die in den nichtrotierenden Modellen bisher als konservativ galten, kann sich aber auch eine deutliche Reduktion der Akkretionseffizienz bis nahe zu Null ergeben. Damit erhält man im Gegensatz zu den nichtrotierenden Sternmodellen keinen rein konservativen Massentransfer mehr. Der Übergang zu sehr kleinen Akkretionseffizienzen bei wächsender Anfangsperiode verschiebt sich aber zu kleineren Anfangsperioden als es sich aus den Systemen des Kapitels 3 ergibt.

Während bei den nichtrotierenden Sternmodellen aus Kapitel 3 der Übergang zu kleinen Akkretionseffizienzen zu größen Anfangsperioden immer durch die Ausbildung einer Kontaktphase stattfindet, muss dies für die rotierenden Sternmodelle nicht mehr gelten. Hier können kleine Akkretionseffizienzen auch ganz allein mit Hilfe eines erhöhten Sternwinds erreicht werden, ganz ohne die Entstehung einer Kontaktphase. Ob der Übergang von großen zu sehr kleinen Akkretionseffizienzen mittels eines Winds oder einer Kontaktphase stattfindet, hängt hier empfindlich davon ab, als wie stark die Gezeitenwechselwirkung angenommen wird. Um so schwächer die Gezeitenwechselwirkung wirkt desto eher vollzieht sich der Übergang mittels eines stark erhöhten Sternwinds.

Die Perioden, die die Systeme nach dem Massentransfer erreichen, sind stark von der Akkretionseffizienz und dem Mechanismus eines eventuellen Massenverlusts aus dem System abhängig. Die größten Endperioden von ca. 100 Tage werden von den konservativen Systemen erreicht (vgl. Kapitel 3). Systeme deren Akkretionseffizienz durch einen durch schnelle Rotation erhöhten Sternwind reduziert wurde, liegen durch den damit einhergehenden Drehimpulsverlust bei Perioden im Bereich zwischen etwa 20 und 100 Tagen. Am geringsten fallen die Endperioden für die Systeme aus, die Masse durch das Abwerfen einer gemeinsamen Hülle verloren haben. Der hiermit einhergehende starke Drehimpulsverlust erlaubt in der Regel nur Perioden, die kleiner als 10 Tage sind — wenn die Systeme nicht sogar verschmelzen, weil die Bahnenergie für die Abstoßung der gemeinsamen Hülle nicht ausreicht.

Einschränkung der Akkretionseffizienz mittels Beobachtungen

Die Antwort auf die Frage, ob massereiche Doppelsterne sich konservativ, bzw. mit relativ großer Akkretionseffizienz, entwickeln können, ist wichtig, um späte Entwicklungsphasen, wie z.B. Typ Ib/c Supernovae, massereiche Röntgen-Doppelsterne und möglicherweise auch γ-Strahlenausbrüche, zu verstehen. Im Prinzip kann man die Akkretionseffizienz des Massentransfers in Doppelsternen durch Beobachtungen der entwickelten Stadien untersuchen. Dazu eignen sich Systeme, die sich in einem langsamen Massentransfer befinden (siehe Kapitel 5.3 und Tabelle 5.4). Um Akkretionseffizienzen aus den Systemen ableiten zu können, muss man teilweise hochgradig unsichere Annahmen machen. Für Systeme im langsamen Massentransfer müssen die Anfangsmassen, deren Verhältnis, sowie der Zeitpunkt des Einsetzens des Massentransfers angenommen werden. In anderen Systemen sind noch zusätzliche Unsicherheiten, wie z.B. die quantitativ noch sehr schlecht erforschte Entwicklung über eine gemeinsame Hülle und die Stöße, die Neutronensterne bei ihrer Geburt erhalten können, involviert. Dagegen erhält man aus Populationssynthesen nur statistische Informationen. So finden Dalton & Sarazin (1995) eine Periodenverteilung bei massereichen Röntgen-Doppelsternen, die mit einem Verlust von durchschnittlich 70% der transferierten Hülle im Einklang stehen. Dies ist aber nur eine mittlere

Akkretionseffizienz für die Gesamtheit aller Systeme. Die Akkretionseffizienz eines bestimmten Systems kann man daraus nicht ableiten.

Enge Systeme, die sich aktuell in der Phase des langsamen Massentransfers befinden (vgl. Tabelle 5.4), sind die am besten geeigneten Systeme, um die Akkretionseffizienz zu beobachten, da von ihnen am genausten bekannt ist, in welchem Entwicklungsstadium sie sich befinden, und man sie damit besonders gut mit Modellen vergleichen kann. Anhand des Systems V729 Cyg konnte gezeigt werden, dass sich enge Fall A Systeme in der Natur durchaus mit relativ großen Werten für die Akkretionseffizienz entwickeln können. Es wurde eine Entwicklungssequenz vorgestellt, die mit einer im unteren Bereich der für die Gezeitenwechselwirkung angenommenen Stärke gerechnet wurde. Dieses ist in der Lage, die Anforderungen von V729 Cyg an die Akkretionseffizienz zu erfüllen. Dies rechtfertigt die Behandlung der Rotationseffekte — speziell die Wahl der Stärke der Gezeitenwechselwirkung — in Kapitel 5, schließt aber die Möglichkeit einer stärkeren Gezeitenwechselwirkung nicht aus.

Einschränken kann man die Akkretionseffizienz auch mit der Hilfe des Auffindens von Heliumstern-Begleitern von O- bzw. B-Sternen. Die Akkretionseffizienz hat nämlich, wie oben erläutert, eine starke Auswirkung sowohl auf die Periode der Systeme nach dem Massentransfer als auch auf das Massenverhältnis. Solche Systeme werden sowohl von der konservativen, wie auch der nichtkonservativen Entwicklung in großer Zahl vorrausgesagt, wurden bisher allerdings nur sehr vereinzelt beobachtet. Interessanterweise findet man im unteren Massenbereich, der die Massenverteilung eigentlich dominieren sollte, weniger Systeme, als für große Anfangsmassen. Dass es solche Systeme relativ häufig geben muss, wird aber indirekt durch die Existenz einer relativ großen Zahl von Typ Ib/c Supernovae sowie von Röntgen-Doppelsternen gezeigt. Der Grund für diese Diskrepanz liegt vermutlich darin, dass die Systeme aufgrund der extremen Massen- sowie Leuchtkraftverhältnisse ihrer Komponenten nur sehr schwer zu beobachten sind (vgl. Kapitel 3.5). Im Kapitel 3.5 wurden deshalb verschiedene Wege vorgeschlagen, OB-Stern Kandidaten so auszuwählen, dass sie mit hoher Wahrscheinlichkeit einen He-Sternbegleiter besitzen.

Oberflächenhäufigkeiten der Sekundärsterne

Es wirde untersucht, wie sich die chemischen Häufigkeiten an der Oberfläche der Sekundärsterne während des Massentransfers ändern. Eine interessante Fragestellung dabei ist, ob die chemische Anreicherung durch einen Massentransfer von der durch interne Mischprozesse in Einzelsternen zu unterscheiden ist. Dies wäre von Bedeutung um eine besseren Vorauswahl von OB+He-Doppelsternkandidaten (siehe oben) treffen zu können. Es zeigt sich, dass in Einzelsternen zuerst Bor, Beryllium und Lithium abgereichert werden und es erst zu einem späteren Zeitpunkt zu einer Änderung der Stickstoff-Häufigkeit kommt. Bei Systemen, die eine solche Oberflächenhäufigkeit aufweisen, kann man davon ausgehen, dass sich diese nicht durch einen Massentransfer sondern durch rotationsinduzierte Mischprozesse verändert hat. Weiter werden die Abhängigkeiten der Anreicherung der Oberfläche der Sekundärsterne durch den Massentransfer von den Anfangsparametern der Systeme untersucht.

Bildung Schwarzer Löcher

Die Vorläuferentwicklung des massereichen Röntgen-Doppelsterns Wray 977/GX 301-2 wird mit Hilfe neuer Modelle untersucht. Mit seiner Hilfe kann man die Grenzmasse zwischen der Entstehung von Neutronensternen und Schwarzen Löchern in Einzelsternen einschränken. In der vorliegenden Arbeit wird ein unteres Limit für diese Grenzmasse von $13 \ldots 21\,M_\odot$ gefunden, wobei die Unsicherheiten in der Physik der Konvektion begründet liegen. Dieses Ergebnis berichtigt deutlich größere Werte für diese Grenzmasse, die von Ergma & van den Heuvel (1998) mittels desselben Systems gefunden wurden.

Auf der Basis von 37 Doppelsternmodellen werden Relationen zwischen der Anfangsmasse und den Endmassen der He- und CO-Kerne der masseverlierenden Komponente in Doppelsternen erstellt. Es wurden dabei Anfangsmassen im Bereich zwischen 13 und 60 $M_\odot$ betrachtet. Mit diesen Modellen lässt sich ableiten, dass die Grenzmasse $\lesssim 25\,M_\odot$ ist, unabhängig davon, ob die meisten Schwarzen Löcher in Doppelsternen von engen oder oder sehr weiten Systemen gebildet werden. Mit Hilfe der Doppelsternmodelle konnte ein konsistentes Szenario für die Entstehung von Schwarzen Löchern in Doppelsternen erstellt werden (Kapitel 4.6).

Bemerkenswert ist, dass in Doppelsternen die Grenzmassen zwischen der Entstehung von Neutronensternen und Schwarzen Löchern bzw. Weißen Zwergen und Neutronensternen signifikant größer sind als in Einzelsternen. Während erstere im Fall enger Doppelsterne durchaus oberhalb von 100 $M_\odot$ liegen könnte, ist die letztere im Bereich $12 \ldots 15\,M_\odot$ anstatt dem für Einzelsterne kanonischen Wert von $8 \ldots 10\,M_\odot$ zu finden. Dieser Effekt sollte in Populationssynthesen nicht vernachlässigt werden.

Ausblick

Ein Hauptziel dieser Arbeit war, die Akkretionseffizienz nicht mehr als freien Parameter sondern zeitabhängig und physikalisch motiviert aus den Doppelsternmodellen zu errechnen (vgl. Kapitel 3.1). In Kapitel 3 wurde hier als erster Ansatzpunkt die Frage nach dem Auftreten einer Kontaktphase, d.h. einer Entwicklung des Systems über eine gemeinsame Hülle, betrachtet. In Kapitel 5 wurde als zweiter Schritt der Einfluss der Rotation in den Sternkomponenten zusätzlich berücksichtigt. Es konnte gezeigt werden, dass diese Effekte eine große Auswirkung auf die Doppelsternentwicklung haben und ihre Einbziehung damit einen großen Fortschritt bei der Behandlung der Doppelsternentwicklung darstellt.

Eine bedeutende Aufgabe für die Zukunft wird sein, eine bessere Formulierung für die kritischen Radien der Doppelsternkomponenten zu finden, als es das Roche-Modell darstellt, dass nur für den Fall synchroner Rotation exakt gilt. Mit Hilfe einer Parameterstudie — vergleichbar der in Kapitel 3 — wäre man dann in der Lage, sowohl die Akkretionseffizienzen als auch alle anderen einen Doppelstern charakterisierenden Größen in einem breiten Parameterraum von Anfangsmassen und Anfangsperioden zu berechnen. Diese Ergebnisse könnten die mit Populationssynthesen erzielbaren Erkenntnisse noch einmal deutlich verbessern. Auch für das Verständnis von Systemen und Vorgängen, die mit der Entwicklung von Doppelsternen zu tun haben, wie z.B. SN Ia, SN Ib/c, Röntgen-Doppelsterne, Nukleosynthese usw., wird eine solche realitätsnähere Beschreibung der Doppelsternentwicklung beitragen können.

Eine weitere interessante Aufgabe stellt der Vergleich von Systemen bestehen aus einem Wolf-Rayet-Stern und einem O-Stern mit Entwicklungssequenzen dar. Die in solchen Systemen beobachtbaren Massenverhältnisse sowie der jeweilige Spektraltyp des Wolf-Rayet-Sterns (d.h. seine Oberflächenhäufigkeiten) hängen nämlich von der Akkretionseffizienz, der Konvektionsphysik (d.h. der Größe des konvektiven Kerns im Wasserstoffbrennen) sowie den Windmassenverlustraten der Wolf-Rayet-Sterne ab. Bei geeignet ausgewählten Systemen kann man möglicherweise neue Erkenntnisse in allen drei Punkten erwarten. Dies hat bei den letzten beiden Größen auch Auswirkungen auf das Verständnis von Einzelsternen.

In dieser Arbeit wird die Bedeutung der Beobachtung von O- bzw. B-Sternen die einen Heliumstern-Begleiter besitzen herausgestellt (siehe oben). Die Suche nach solchen Systemen ist eine wichtige Aufgabe bei der Untersuchung massereicher Doppelsterne mittels Beobachtungen, die möglichst bald angegangen werden sollte.

Literaturverzeichnis

Arnett W.D., 1977, *ApJS* **35**, 145
Arnett W.D., Bahcall J.N., Kirshner R.P., Woosley S.E., 1989, *ARAA* **27**, 629
Bagnuolo W.G., Gies D.R., Hahula M.E., et al., 1994, *ApJ* **423**, 446
Baylin C.D., Jain R.K., Coppi P., Orosz J.A., 1998 *ApJ* **499**, 367
Benson R.S., 1970, *Dissertation, Univ. of California, Berkeley*
Berghöfer T., Vennes S., Dupuis J., 2000, *ApJ* **538**, 854
Bohannan B., Conti P.S., 1976, *ApJ* **204**, 797
Braun H., 1997, *Dissertation, LMU München*
Braun H., Langer N., 1995, *A&A* **297**, 483
Brookshaw L., Tavani M., 1993, *ApJ* **410**, 719
Brown G.E., Bethe H.A., 1994, *ApJ* **423**, 659
Brown G.E., Weingartner J.C., Wijers R.A.M.J., 1996, *ApJ* **463**, 297
Brown G.E., Lee C.-H., Bethe H.A., 1999, *New Astron.* **4**, 313
Caughlan G.A., Fowler W.A., 1988, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **40**, 238
Chevalier C., Ilovaisky S.A., 1998, *A&A* **330**, 201
Chlebowski T., Garmany C.D., 1991, *ApJ* **368**, 241
Cox A.N., Stewart J.N., 1970, *ApJS* **19**, 261
Crowther P.A., Smith L.J., 1997, *A&A* **320**, 500
Daems K., Walkens C., 1997, *A&A* **327**, 640
Dalton W.W., Sarazin C.L., 1995, *ApJ* **440**, 280
Değirmenci Ö.L., Sezer C., Demircan O., et al., 1999, *A&AS* **134**, 327
De Greve J.P., de Loore C., 1992, *A&AS* **96**, 653
Delgado A.J., Thomas H.-C., 1981, *A&A* **96**, 142
Drechsel H., Haas S., Lorenz R., Mayer P., 1994, *A&A* **284**, 853
Eddington A.S., 1925, *Observatory* **48**, 73
Eddington A.S., 1929, *MNRAS* **90**, 54
Endal A.S., Sofia S., 1976, *ApJ* **210**, 184
Endal A.S., Sofia S., 1978, *ApJ* **220**, 279
Ergma E., van den Heuvel E.P.J., 1998, *A&A* **331**, L29
Filippenko A.V., Barth A.J., Matheson T., et al., 1995, *ApJL* **450**, 11
Fliegner J., Langer N., Venn K.A., 1996, *A&A* **308**, L13
Fricke K., 1968, *ZfAp* **68**, 317
Friend D.B., Abbott D.C., 1986, *ApJ* **311**, 701

Fryer C.L., 1999, *ApJ* **522**, 413
Fryer C.L., Woosley S.E., Hartmann D.H., 1999, *ApJ* **526**, 152
Gautschy A., Glatzel W., 1990, *MNRAS* **245**, 597
Gies D.R., Bagnuolo W.G., Ferrara E.C., et al., 1998, *ApJ* **493**, 440
Gies D.R., Bolton C.T., 1982, *ApJ* **260**, 240
Gies D.R., Bolton C.T., 1986, *ApJ* **304**, 371
Glatzel W., 1998, *A&A* **339**, L5
Goldreich P., Schubert G., 1967, *ApJ* **150**, 571
Habets G.M.H.J., 1986a, *A&A* **165**, 95
Habets G.M.H.J., 1986b, *A&A* **167**, 61
Hachisu I., Kato M., Nomoto K., 1999, *ApJ* **522**, 487
Hachisu I., Kato M., Nomoto K., Umeda H., 1999, *ApJ* **519**, 314
Hachisu I., Matsuda T., Nomoto K., Shigeyama T., 1991, *ApJL* **368**, L27
Hamann W.-R., Koesterke L., 1998, *A&A* **335**, 1003
Hamann W.-R., Schönberner D., Heber U., 1982, *A&A* **116**, 273
Hamann W.-R., Koesterke L., Wessolowski U., 1995, *A&A* **299**, 151
Hamuy M., Philipps M.M., Suntzeff N.B., et al., 1996, *AJ* **112**, 2438
Harkness R.P., Wheeler J.C., 1990, in *Supernovae*, A.G. Petscheck, (ed), Springer, New York
Harries T.J., Hilditch R.W., 1997, *MNRAS* **291**, 544
Harries T.J., Hilditch R.W., Hill G., 1997, *MNRAS* **285**, 277
Harries T.J., Hilditch R.W., 1998, in *Properties of Hot, Louminous Stars*, I. Howarth, ed., ASP Conference Series 131, S. 401
Harries T.J., Hilditch R.W., Hill G., 1998, *MNRAS* **295**, 386
Heap S.R., Corcoran M.F., 1992, *ApJ* **387**, 340
Heger A., 1998 *Dissertation, TU München*
Heger A., Langer N., 2000, *ApJ* **544**, 1016
Heger A., Langer N., Woosley S.E., 2000, *ApJ* **528**, 368
Hellings P., 1983, *ApSS* **96**, 37
Hellings P., 1984, *ApSS* **104**, 83
Herrero A., Kudritzki R.P., Gabler R., Vilchez J.M., Gabler A., 1995, *A&A* **297**, 556
Hoffman R.D., Woosley S.E., Weaver T.A., Rauscher T., Thielemann F.-K., 1999, *ApJ* **521**, 735
Höflich P., Khokhlov A., 1996, *ApJ* **457**, 500
Huang R.Q., Taam R.E., 1990, *A&A* **236**, 197
van der Hucht K.A., 2000, *New Astron. Rev.*, in press
Hutchings J.B., Crampton D., Cowley A.P., Bianchi L., Thompson I.B., 1987, *AJ* **94**, 340
Iben I., Livio M., 1993 *PASP* **105**, 1373
Iglesias C.A., Rogers F.J., 1996, *ApJ* **464**, 943
Jeans J., 1929, *Astronomy and Cosmology*, Cambridge University Press
Kaper L., Najarro F., 1999, in *Proceedings of ESO workshop: Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei, their Demography and Formation*, im Druck
Kaper L., Lamers H.J.G.L.M., Ruymaekers E., 1995, van den Heuvel E.P.J., Zuidervijk E.J. *A&A* **300**, 446
Kippenhahn R., 1969, *A&A* **3**, 83

Kippenhahn R., Meyer-Hofmeister E., 1977, *A&A* **54**, 539
Kippenhahn R., Thomas H.-C., 1970, in *Stellar Rotation*, A. Slettebak ed., IAU Coll. 4, Reidel, Dortrecht, S. 20
Kippenhahn R., Thomas H.-C., 1979, *A&A* **75**, 281
Kippenhahn R., Weigert A., 1967, *ZfAp* **65**, 251
Koh D.T., Bildstein L., Chakrabarty D., et al., 1997, *ApJ* **479**, 933
Kolb U., Ritter H., 1990, *A&A* **236**, 385
Kopal Z., 1978, *Dynamics of Close Binary Systems*, D. Reidel, Dordrecht
Kudritzki R.P., Pauldrach A., Puls J., Abbott D.C., 1989, *A&A* **219**, 205
Kuiper L., van Paradijs J., van der Klis M., 1988, *A&A* **203**, 79
Kulkarni S.R., Frail D.A., Wieringa M.H., et al., 1998, *Nature* **395**, 663
Langer N., 1989, *A&A* **220**, 135
Langer N., 1991, *A&A* **252**, 669
Langer N., 1992, *A&A* **265**, L17
Langer N., 1995, *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, Proc. IAU-Symp. No. 163, K.A. van der Hucht et al., ed., Kluwer, p. 15
Langer N., 1998, *A&A* **329**, 551
Langer N., Deutschmann A., Wellstein S, Höflich P., 2000 *A&A* **362**, 1046
Langer N., Henkel C., 1995, *Space Sci. Rev.* **74**, 343
Langer N., Maeder A., 1994, *A&A* **295**, 685
Langer N., Woosley S.E., 1996, in *From Stars to Galaxies — The Impact of Stellar Physics on Galaxy Evolution*, eds. C. Leitherer, U. Fritze-von Alvensleben, & J. Huchra, ASP Conf. Series Vol. 98, p. 220
Langer N., Fricke K.J., Sugimoto D., 1983, *A&A* **126**, 207
Langer N., Hamann W.-R., Lennon M., Najarro F., Puls J., Pauldrach A., 1994, *A&A* **290**, 819
Lauterborn D., 1970, *A&A* **7**, 150
Leung K.-C., Schneider D.P., 1978, *ApJ* **224**, 565
Livio M., 1999, in *Type Ia Supernovae: Theory and Cosmology*, Cambridge Univ. Press, astro-ph/9903264
de Loore C., De Greve J.P., 1992, *A&AS* **94**, 453
Lorenz R., Mayer P., Drechsel H., 1994, *A&A* **291**, 185
Lorenz R., Mayer P., Drechsel H., 1999, *A&A* **345**, 531
MacFadyen A., Woosley S.E., 1999, *ApJ* **524**, 262
Maeder A., 1987, *A&A* **178**, 159
Maeder A., 1992, *A&A* **264**, 105
Maeder A., Meynet G., 2000, *A&A* **361**, 159
Martin C., Mignard F., Hartkopf W.I., McAlister H.A., 1998, *A&AS* **133**, 149
Matthews L.D., Mathieu R.D., 1992, in *Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research*, eds. H. McAlister und W.I. Hartkopf, *ASP Conference Series* **32**, 244, 1992
Meyer F., Meyer-Hofmeister E., 1983, *A&A* **121**, 29
Meynet G., Maeder A., Schaller G., Schaerer D., Charbonnel C., 1994, *A&AS* **103**, 97
Miralles M.P., Rodriquez L.F., Tapiah M., et al., 1994 *A&A* **282**, 547
Mochnacki S.W., 1984, *A&AS* **55**, 551

Moers E.J.A., van den Heuvel E.P.J., 1989, *A&A* **226**, 88
Neo N., Shigeki M., Nomoto K., Sugimoto D., 1977, *PASJ* **29**, 249
Nieuwenhuijzen H., de Jager C., 1990, *A&A* **231**, 134
Ostrov P.G., Lapasset E., Morrell N.I., 2000, *A&A* **356**, 935
Packet W., 1981, *A&A* **102**, 17
Paczinski B., 1967, *Acta Astron.* **17**, 193
Paczinski B., 1991 *ApJ* **370**, 597
Paczinski B., Sienkiewicz R., 1972, *Acta Astron.* **22**, 73
Pan K., 1997 *A&A* **321**, 202
Pastetter L., Ritter H., 1989, *A&A* **214**, 186
Pauldrach A.W.A., Kudritzki R.P., Puls J., Butler K., Hunsinger J., 1994, *A&A* **283**, 525
Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., et al., 1999 *ApJ* **517**, 565
Pinsonneault M.H., Kawaler S.D., Sofia S., Demarque P., 1989, *ApJ* **338**, 424
Plavec M., Ulrich R.K., Polidan R.S., 1973, *PASP* **85**, 769
Podsiadlowski Ph., 1992, *PASP* **104**, 717
Podsiadlowski Ph., Joss P.C., Rappaport S., 1990, *A&A* **227**, L9
Podsiadlowski Ph., Joss P.C., Hsu J.J.L., 1992, *ApJ* **391**, 246
Podsiadlowski Ph., Cannon R.C., Rees M.J., 1996, *MNRAS* **274**, 485
Pols O., 1994, *A&A* **290**, 119
Pols O., Cote J., Waters L.B.F.M., Heise J., 1991 newblock *A&A* **241**, 419
Portegies Zwart S.F., 1995 *A&A* **296**, 691
Portegies Zwart S.F., Verbunt F., Ergma E., 1997, *A&A* **321**, 207
Press W.H., Flannery B.P., Teukelsky S.A. and Vetterling W.T., 1988, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press
Rauw G., Vreux J.-M., Bohannan B., 1999 *ApJ* **517**, 416
Ribas I., Jordi C., Giminéz Á., 2000 *MNRAS* **318**, L55
Riess A.G., Press W.H., Kirshner R.P., 1995, *ApJ* **438**, L17
Riess A.G., Filippenko A., Weidong L., Schmidt B., 1999, *AJ* **118**, 2668
Ritter H., 1988, *A&A* **202**, 93
Romani R.W., 1998, *A&A* **333**, 583
Rubin B.C., Finger M.H., Harmon B.A., et al., 1996 *ApJ* **459**, 259
Savonije G.J., 1978, *A&A* **62**, 317
Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A., 1992, *A&AS* **96**, 269
Schneider D.P., Leung K.-C., 1978, *ApJ* **223**, 202
Schuerman D.W., 1972, *Ap. Space Sci.* **19**, 351
Shigeyama T., Nomoto K., Tsujimoto T., Hashimoto M., 1990, *ApJL* **361**, L23
Stothers R.B., Chin C.-W., 1992, *ApJL* **390**, L33
Sybesma C.H.B., 1985, *A&A* **142**, 171
Tassoul J.-L., 1978, *Theory of Rotating Stars*, Princeton University Press, Princeton
Tassoul J.-L., 1987, *ApJ* **322**, 856
Tassoul J.-L., 2000, *Stellar Rotation*, Cambridge University Press
Thielemann F.-K., Nomoto K., Hashimoto M., 1996, *ApJ* **460**, 408
Timmes F.X., Woosley S.E., Weaver T.A., 1996, *ApJ* **457**, 834

Ulrich R.K., Burger H.L., 1976, *ApJ* **206**, 509

Vanbeveren D., 1978 *Ap. Space Sci.* **57**, 41

Vanbeveren D., 1991, *A&A* **252**, 159

Vanbeveren D., Herrero A., Kunze D., Van Kerkwijk M., 1994, in *Evolution of massive stars: a confrontation between theory and observation*, eds. D. Vanbeveren, W. Van Rensbergen und C. de Loore, Space Sci. Rev. 66

Vanbeveren D., Van Rensbergen W., De Loore C., 1998a, *The Brightest Binaries*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht

Vanbeveren D., De Loore C., Van Rensbergen W., 1998b, *A&A Rev.* **9**, 63

Vanbeveren D., De Donder E., Van Bever J., Van Rensbergen W., De Loore C., 1998, *New Astron.* **3**, 443

Verbunt F., 1993, *ARAA* **31**, 93

Vogt H., 1925, *Astr. Nachr.* **223**, 229

Waters L.B.F.M., Pols O.R., Hogeveen S.J., Cote J., van den Heuvel E.P.J., 1989, *A&A* **220**, L1

Weaver T.A., Woosley S.E., 1993, *Phys. Rep.* **227**, 65

Webbink R.F., 1984, *ApJ* **277**, 355

Wellstein S., Langer N., Braun H., 2001 *A&A*, im Druck

Wellstein S., Langer N., 1999, *A&A* **350**, 148

Wilson J.R., Mayle R., Woosley S.E., Weaver T.A., 1986, in *Proc. Texas Symp. on Relativistic Astrophysics*, ed. M. Livio, G. Shaviv, New York Acad. Sci., New York, S. 267

Witte M.G., Savonije G.J., 1999 *A&A* **350**, 129

Woosley S.E., Weaver T.A., 1986, *ARAA* **24**, 205

Woosley S.E., Weaver T.A., 1988, *Phys. Rep.* **163**, 79

Woosley S.E., Eastman R.G., 1995, in *Thermonuclear Supernovae*, eds. P. Ruiz-LaPuente, R. Canal, and J. Isern, NATO ASI Series C, Volume 486, (Kluwer Publishers: Dordrecht), 821

Woosley S.E., Weaver T.A., 1995, *ApJS* **101**, 181

Woosley S.E., Langer N., Weaver T.A., 1995, *ApJ* **448**, 315

Wu H., Lin X.B., Xu H.G., You J.H., 1998, *A&A* **334**, 146

Young T.R., Branch D., 1989, *ApJL* **342**, L79

Zahn J.-P., 1966, *Ann. Astrophys.* **29**, 489

Zahn J.-P., 1975, *A&A* **41**, 329

Zahn J.-P., 1977, *A&A* **57**, 383

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Norbert Langer, auf dessen Hilfe ich mich jederzeit verlassen konnte und der eine nie versiegende Quelle für Anregungen war. Einen besseren Betreuer für meine Dissertation konnte ich mir nicht wünschen. Danken möchte ich auch Wolf-Rainer Hamann für die große Unterstützung, die er mir als Mitarbeiter seiner Gruppe hat zukommen lassen. Bei Andrea Brockhaus möchte ich mich für die Unterstützung bei meinen Wegen durch den Bürokratendschungel bedanken. Ebenfalls sehr wertvoll waren die zahlreichen Tips und Anregungen von Lars Koesterke, Götz Gräfener, Falk Herwig und Achim Feldmeier während meiner gemeinsamen Zeit mit ihnen in Potsdam. Ebenso wie bei Andrea Brockhaus und bei ihnen möchte ich mich bei allen anderen Mitarbeitern der Astrophysik an der Universität Potsdam (sie mögen mir verzeihen, dass ich sie nicht alle einzeln beim Namen nenne) für die außerordentlich gute Arbeitsatmosphäre bedanken.

Dank gebührt obendrein noch folgenden Personen, die durch Diskussionen oder Anregungen einen Beitrag zu meiner Arbeit geleistet haben: Bruce Bohannan, Hartmut Braun, Gerry Brown, Chris Fryer, Alexander Heger, Lex Kaper, Philipp Podsiadlowsky, Frank Verbunt und Stan Woosley.