

Bildung stellarer schwarzer Löcher, Doppelsternentwicklung



1 Der stellare Gravitationskollaps

In allen Arten von stellaren und interstellaren Materieanhäufungen muß irgendeine innere Kraft ein Gegengewicht zum Gravitationsdruck leisten, den das Objekt unter seiner eigenen Schwerkraft spürt.

- in interstellaren Gaswolken: (1) Fremdeinstrahlung (Sternlicht) $\Rightarrow$ Aufheizung und thermische Bewegung $\Rightarrow$ Gasdruck $p = \frac{1}{3}\rho v^2$; (2) magnet. Druck
- in Sternen: Hydrostatisches Gleichgewicht aus innerem (therm.) Gasdruck
- in weißen Zwergen und Neutronensternen: Hier wird der Druck nicht mehr aus thermischer Energie erzeugt, es herrscht ein auch nach Auskühlen endgültiges Gleichgewicht – erzeugt durch den Entartungs- oder Fermidruck (der Elektronen bzw. Neutronen): Das Pauliprinzip verbietet den jew. Teilchen bei gleichem Spin (bei Fermionen halbzahlig gequantelt) sich sehr nahe zu kommen $\Rightarrow$ Unter hohem Gravitationsdruck werden höhere Spinzustände besetzt $\Rightarrow$ innerer Druck aus Bewegung

Alle Arten solcher Gleichgewichte können ab einer bestimmten Gesamtmasse dem Gravitationsdruck nicht mehr standhalten – e.g. Chandrasekhar-Grenze $1,2 \dots 1,4 M_{\odot}$ bei WD, Oppenheimer-Volkov-Grenze $1,5 \dots 3 M_{\odot}$ bei NS (Massen des Vorläufersterns nach Abschluß aller eruptiven Vorgänge) – und kollabieren zum nächst-dichteren Objekt (cf. Abb. 1). Es spricht nichts dagegen, daß ein SN-Überrest nicht auch die Oppenheimer-Volkov-Masse übersteigt. Das entspricht in etwa einem Stern, der in seinem früheren Leben $\gtrsim 30 M_{\odot}$ hatte. Es existiert kein bekanntes stabiles Gleichgewicht, das hier noch standhalten könnte und damit kommt es zum totalen Gravitationskollaps.

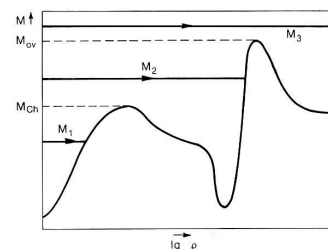


Abbildung 1: Die evolutionären Endstadien von Sternen als Funktion der Dichte im Zentrum, völlig erkaltet $T = 0K$ (Karttunen et al., 1994)

2 Physikalische Eigenschaften

Die vierdimensionale Raumzeit wird nach der Schwarzschild'schen Lösung (1916) durch folgende Metrik beschrieben¹

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{ij} dx^i dx^j \\ &= \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\vartheta^2 - r^2 \sin^2 \vartheta d\varphi^2 \end{aligned} \quad (1)$$

(leider hier ohne Herleitung) Dabei ist $(g_{ij})_{i,j}$ der metrische Tensor, die Ortskoordinaten polar.

Der kritische Parameter r_s ist der Schwarzschild-Radius: Ist eine Masse innerhalb r_s konzentriert², so wird die Fluchtgeschwindigkeit größer c und es gibt kein Entrinnen mehr. . . Dies ist der Fall bei

$$r_s = \frac{2\Gamma M}{c^2}.$$

Für die Erde beträgt $r_s = 9mm$, könnte man die Erde auf diese Größe zusammendrücken, würde sie zu einem schwarzen Loch. Die kleinsten in der Natur existierenden schwarzen Löcher dürften $r_s \approx 5 \dots 10km$ haben. Wir untersuchen eine Masse, die sich im Gravitationsfeld frei bewegt. Die Weltlinie ist dann eine Geodäte, i.e. eine Linie extremalen raumzeitlichen Abstands. Wie in der speziellen Relativitätstheorie zeichnen Photonen Null-Geodäten, also $ds^2 = 0$. Anders gesprochen: Zwei Weltpunkte, zu denen sich das Photon zu verschiedenen Zeiten befindet haben lichtartigen Abstand. Die Menge all solcher Weltlinien, die ein Photon von einem festen Weltpunkt aus beschreiben kann, bildet eine Hyperfläche in der Raumzeit, den Lichtkegel. Um seine Eigenschaften nahe r_s zu untersuchen, transformieren wir die Zeitkoordinate zu

$$\bar{t} = t + \frac{r_s}{c} \ln \left| \frac{r}{r_s} - 1 \right|$$

mit dem totalen Differential

$$dt = d\bar{t} - \frac{dr}{c \left(\frac{r}{r_s} - 1 \right)}.$$

Es folgt in (1) eine Metrik, die jetzt nicht-singulär bei r_s ist – der Einfachheit halber nur für radial emittierte Photonen ($d\vartheta = d\varphi = 0$):

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 d\bar{t}^2 - 2 \frac{r_s}{r} c dr d\bar{t} - \left(1 + \frac{r_s}{r}\right) dr^2$$

Die Bedingung $ds^2 = 0$ liefert eine quadratische Gleichung in $d\bar{t}/dr$ mit den Lösungen

$$\left(\frac{d\bar{t}}{dr} \right)_1 = -\frac{1}{c}, \quad \left(\frac{d\bar{t}}{dr} \right)_2 = \frac{1}{c} \frac{1 + r_s/r}{1 - r_s/r}$$

Diese Lösungen sind die radialen Grenzen der Lichtkegel (Abbildung 2). Die erste entspricht immer

¹Streng genommen gilt dies nur für nichtrotierende und ungeladene schwarze Löcher.

²Für die Sonne ist beispielsweise $r_s = 2,95km$.

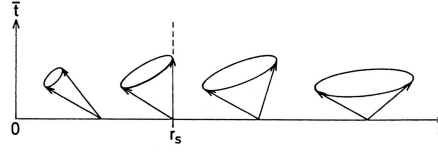


Abbildung 2: Die Gestalt der Lichtkegel in der unmittelbaren Umgebung eines schwarzen Loches – r_s ist der Schwarzschildradius; Das Zeitmaß $\bar{t}$ ist im Text definiert. (Kippenhahn/Weigert, 1990)

einer Bewegung ins Zentrum mit Geschwindigkeit c . Die andere wechselt bei r_s das Vorzeichen: Für $r > r_s$ ist die Grenze positiv, und erlaubt eine Bewegung nach außen; Mit abnehmendem Radius werden die Lichtkegel immer schmäler und immer mehr nach innen gekippt, bis für $r \leq r_s$ kein Weg mehr nach außen führt. Nicht einmal Photonen können mehr entinnen – darum ist ein schwarzes Loch auch wirklich schwarz. Man erkennt sogar, daß innerhalb r_s nicht einmal mehr eine statische Lösung i.S.v. $r(t) = \text{const}$ möglich ist, denn das entspräche einer Weltlinie im Bild vertikal nach oben.

Die Zeit t entspricht der eines unendlich fernen Beobachters. Die Eigenzeit einer Uhr mit kleinerem Abstand ist gleich dem längs ihrer Weltlinie genommenen Integral

$$\tau = \frac{1}{c} \cdot \int ds$$

und wir erhalten

$$\frac{d\tau}{dt} = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{\frac{1}{2}} < 1$$

Werden also in der Nähe eines schwarzen Loches regelmäßige Pulse ausgesandt, so erscheinen diese dem entfernten Beobachter verlangsamt, also Strahlung damit rotverschoben.

3 Freier Fall ins schwarze Loch

Wir betrachten eine Probemasse m , die sich frei bewegt. Seine Weltlinie soll extremale Länge haben, also betrachten wir die Variation

$$\delta s = \delta \int ds \stackrel{!}{=} 0 \quad (2)$$

Dabei bezeichnet τ die Eigenzeit in einem Koordinatensystem, in dem m ruht. Damit drücken wir aus:

$$\begin{aligned} ds &= (g_{ij} dx^i dx^j)^{\frac{1}{2}} = d\tau \cdot (g_{ij} \dot{x}^i \dot{x}^j)^{\frac{1}{2}} \\ &= d\tau \cdot \left(\left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 \dot{t}^2 - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} \dot{r}^2 - r^2 \dot{\vartheta}^2 - r^2 \sin^2 \vartheta \dot{\varphi}^2 \right)^{\frac{1}{2}} =: d\tau \cdot \mathcal{L} \end{aligned}$$

worin der Punkt die Ableitung nach τ andeutet. In (2) liefert das die elementare Form des Wirkungsfunktional, für das die Lösungen die bekannten Euler-Lagrange-Gleichungen der Variations-

rechnung sind:

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}^\alpha} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x^\alpha} = 0$$

Für die Koordinate $x^0 = ct$ heißt das explizit

$$\frac{d}{d\tau} \left(\left(1 - \frac{r_s}{r}\right) \dot{t} \right) = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) \dot{t} = \text{const} =: A. \quad (3)$$

Dabei wurde die Identität

$$c^2 = \left(\frac{ds}{d\tau} \right)^2 = g_{ij} \dot{x}^i \dot{x}^j = \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 \dot{t}^2 - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} \dot{r}^2 - r^2 \dot{\vartheta}^2 - r^2 \sin^2 \vartheta \dot{\varphi}^2$$

verwendet. Mit ihr und (3) erhalten wir eine Bewegungsgleichung

$$\dot{r} = c \left(A^2 - 1 + \frac{r_s}{r} \right)^{\frac{1}{2}},$$

die sich leicht integrieren läßt. Wir wählen als Randbedingung $A^2 = 1 - \frac{r_s}{r_0}$, was einer Beschleunigung von $v = 0$ bei r_0 ab entspricht. Wir finden damit schließlich

$$\tau = \frac{1}{2} \frac{r_0}{c} \sqrt{\frac{r_0}{r_s}} \cdot (\sin \eta + \eta) \quad \text{mit} \quad \eta := \arccos \left(\frac{2r}{r_0} - 1 \right)$$

Dies beschreibt den Fall im Rahmen der Eigenzeit des fallenden Körpers. Nach einer bestimmten, endlichen Zeit erreicht der Körper den Schwarzschild-Radius (und es passiert überhaupt nichts aufregendes!), etwas später die Singularität $r = 0$. Es sei noch folgendes angemerkt: Angenommen, ein Raumschiff wäre in ein schwarzes Loch gefallen ($r < r_s$) und würde versuchen, wieder herauszukommen, indem es stark beschleunigt, so würde das die Zeit bis zum Auftreffen auf die Singularität nur verkürzen, da unbeschleunigte Wege bekanntlich die Eigenzeit maximieren. (cf. spezielle Relativitätstheorie) Von einem weit entfernt ruhenden Bezugssystem (mit Zeitmaß t) sieht der Vorgang ganz anders aus. Gleichung (3) gibt den Zusammenhang von dt und $d\tau$ und liefert:

$$t = \frac{r_s}{c} \cdot \ln \left| \frac{\xi + \tan \frac{\eta}{2}}{\xi - \tan \frac{\eta}{2}} \right| + \xi \left(\eta + \frac{r_0}{2r_s} (\eta + \sin \eta) \right)$$

mit

$$\xi := \sqrt{\frac{r_0}{r_s} - 1}$$

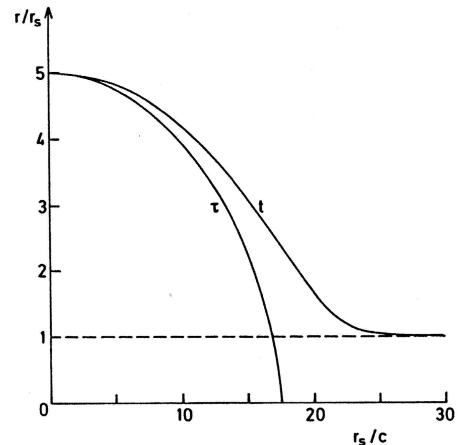


Abbildung 3: Ort-Zeit-Diagramm für den freien Fall ins schwarze Loch, gemessen in Koordinatenzeit t eines fernen und Eigenzeit τ des hineinfallenden Beobachters; Zeiten in Vielfachen der „charakteristischen Zeit“ r_s/c . Der Fall beginnt hier exemplarisch bei $r_0 = 5r_s$ mit $v_0 = 0$.

Beide Ort-Zeit-Kurven sind in Abbildung 3 dargestellt (nach Kippenhahn/Weigert, 1990).

Was wir damit gewonnen haben ist nützlich, um zu verstehen, wie der Fall von Materie in ein schwarzes Loch oder auch der Sternkollaps hin zum schwarzen Loch selbst für uns als ferne Beobachter aussieht. Der Effekt, daß eine hineinfallende Uhr immer langsamer zu gehen scheint und für $r \rightarrow r_s$ völlig zum Stillstand kommt, hat zur Folge, daß der Schwarzschild-Radius nur asymptotisch für $t \rightarrow \infty$ erreicht wird. Alle Vorgänge, die sich innerhalb r_s abspielen, entziehen sich unseren Blicken, sie liegen für uns gewissermaßen in einer unendlich fernen Zukunft. Man bezeichnet den Schwarzschildradius aus diesem Grund auch als einen Ereignishorizont. Die vom einfallenden Objekt ausgesandte Strahlung erscheint uns immer stärker rotverschoben. Zugleich nimmt die registrierte Strahlungsleistung immer weiter ab, da $\Phi_{\text{ausg}} \equiv \frac{dE}{d\tau} = \text{const.} \Rightarrow \Phi_{\text{reg}} \equiv \frac{dE}{dt} \rightarrow 0$. Der kollabierende Stern wird also immer röter und schwächer und verschwindet schließlich langsam. Zurück bleibt ein kompaktes Objekt, das allein durch die drei Parameter Masse, Ladung und Drehimpuls charakterisiert ist, zwei schwarze Löcher können sich nur in diesen Eigenschaften unterscheiden. Diese Tatsache wurde von Wheeler mit dem Satz „A black hole has no hair.“ zusammengefaßt.

4 Nachweis schwarzer Löcher und das Leben von Doppelsternen

Beobachtung. Die meisten Hinweise, nach denen wir gemeinhin auf schwarze Löcher schließen, sind indirekter Natur und zeigen letztlich nur, daß irgendwo eine große Anhäufung von Masse ist. Die einzige momentan bekannte Möglichkeit, ein schwarzes Loch einigermaßen direkt zu beobachten, ist mittels der Strahlung, die hineinfallende Materie aussendet. Hier kommen nahe Doppelsternsysteme ins Spiel: Unter geeigneten Umständen (mehr dazu später) saugt das schwarze Loch Gas von seinem Partner ab, das zunächst eine extrem schnell rotierende Akkretionsscheibe formt und von deren inneren Rand schließlich in das schwarze Loch stürzt. Aufgrund seiner Viskosität erhitzt sich das Gas stark, auf mehrere Millionen Grad, und gibt einen großen Teil seiner Energie (bis zu 10. . . 40% seiner Ruheenergie) in Form von Strahlung ab. Die Oberfläche des schwarzen Loches müßte also als starke Röntgen- und UV-Quelle beobachtbar sein. Übrigens begeben wir uns hier nicht in einen pathologischen Sonderfall: Man geht heute davon aus, daß über 50% aller Sterne in Mehrfachsternsystemen gebunden sind.

In der Tat ist die Röntgenquelle Cygnus X-1³ nahe dem Stern η im Schwan der derzeit sicherste Kandidat für ein schwarzes Loch – ein Doppelstern, dessen sichtbare Komponente ein OB-Überriese mit etwa $22M_{\odot}$ ist, wie man aus seiner Farbe und Leutkraft ableiten kann. Die Spektrallinien dieses Sterns weisen periodisch schwankende Dopplerverschiebungen auf, aus denen man darauf schließen kann, daß er zusammen mit einem Begleiter den gemeinsamen Massenschwerpunkt mit einer Umlaufdauer von 5,6d umkreisen muß, auch wenn man diesen Begleiter direkt nicht sieht. Man kann daraus schon mit den

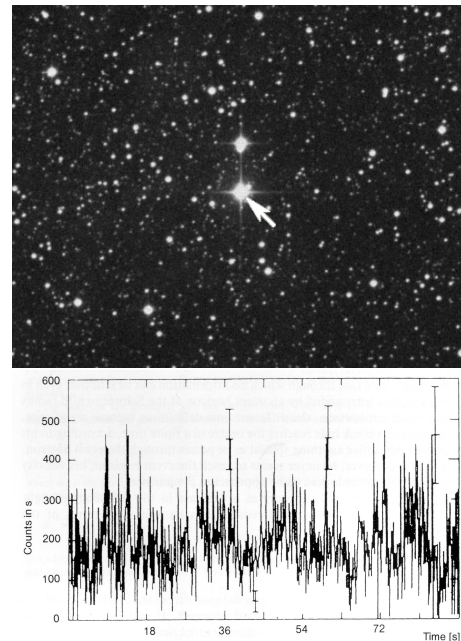


Abbildung 4: Cyg X-1 und die von ihm ausgehende Röntgenstrahlung (Karttunen, 1994)

³Dec. +35°12'05.842'', RA 19h58m21.678s, die sichtbare Komponente ist HDE 226868

Keplerschen Gesetzen

$$\frac{(a_{co} + a_*)^3}{T^2} = \frac{\Gamma(m_{co} + m_*)}{4\pi^2}$$

die Masse des kompakten Objekts bestimmen. Die benötigten Bahnradien haben wir aus den zugehörigen, in Sichtlinie projizierten Geschwindigkeiten gemäß

$$\tilde{v}_j = \frac{2\pi a_j}{T} \cdot \sin \iota \quad \text{da} \quad v = \frac{2\pi a_j}{T} \quad \text{mit Inklination } \iota.$$

Wegen

$$a_* + a_{co} = a_* + \frac{m_{co}}{m_*} \cdot a_*$$

(cf. Zweikörperproblem) erhält man eingesetzt als Resultat die Massenfunktion

$$f_{co}(m_{co}, m_*) = \frac{m_{co}^3 \cdot \sin^3 \iota}{(m_{co} + m_*)^2} = \frac{T \tilde{v}_*^3}{2\pi \Gamma}$$

Genauere Aussagen lassen sich nur treffen, wenn ι bekannt ist. Der (leichten) zeitlichen Schwankung der Röntgenintensität nach scheint $\iota = 30^\circ$ eine sinnvolle Abschätzung. Auf diesem Weg erhält man $M_{co} = 10M_\odot$.

Zudem schwankt die Helligkeit des OB-Sterns mit der gleichen Frequenz wie die Dopplerverschiebung. Die Gravitationswechselwirkung der beiden Massen verzerrt die ursprüngliche Kugelform hin zur begleitenden Masse und zerstört damit die Kugelsymmetrie. (Wir vermuten schon: Offenbar ist die Verzerrung so stark, daß sogar Masse auf den dunklen Begleiter hinüberfließt.) Aufgrund der Gezeitenwechselwirkung werden sich die Rotationsperioden der Umlaufdauer angleichen. Während eines Umlaufs sehen wir dann zweimal die minimale (Kreis) bzw. maximale Projektionsfläche. Die registrierte Röntgenstrahlung ist sehr intensiv und schwankt sehr schnell, auf Zeitskalen von 0,001s. Das Prinzip der endlichen Wirkungsausbreitung lehrt, daß die emittierende Region dann nicht größer sein kann als 0,001 Lichtsekunden, man kommt auf etwa 300km. Nur auf der Oberfläche von Neutronensternen und schwarzen Löchern spielen sich auf so kleinem Raum derart hochenergetische Prozesse ab. Es gibt mehrere Gründe, die darauf hinweisen, daß es sich bei Cygnus X-1 tatsächlich um ein schwarzes Loch handelt: (1) Der zeitliche Verlauf der registrierten Strahlung ist absolut aperiodisch, es kann sich nicht um die hochpräzise Pulsarstrahlung eines Neutronensterns handeln. Sie kann also nur durch Akkretion von Materie hervorgerufen werden. (2) Bei jedem anderen kompakten Objekt trifft die akkretierte Materie irgendwann auf der Oberfläche auf. Dabei wird die gesamte kinetische Energie abgestrahlt, zudem kann thermonukleares Brennen auftreten; Beides erzeugt harte Röntgen- und γ -Strahlung. Das Fehlen dieser Effekte wertet man als Hinweis auf ein schwarzes Loch: Wie oben hergeleitet, kollidiert die einfallende Materie dort aus Sicht des erdfesten Astronomen nie (i.S.v. nicht in endlicher Zeit) mit der Oberfläche und es kommt zu keinem beobachteten Energiefreisatz. Im Jahr 2001 haben die Weltraumteleskope Hubble und Chandra beobachtet, daß die einfallende Materie einfach zu verschwinden scheint, erklärbar wie in Abschnitt 2 hergeleitet durch das Schwächerwerden der Strahlung. (3) Den stärksten Hinweis liefert die Theorie: Die berechnete Masse übersteigt definitiv die Oppenheimer-Volkov-Grenze. Ein Neutronenstern mit

praktische Beobachtung

- Dopplerverschiebungen in Spektren $\Rightarrow$ Bahngeschwindigkeiten der Sterne
- period. Bedeckungen $\Rightarrow$ Schwankungen in der Helligkeit, dazu Periode der Dopplerverschiebungen, e.g. mit $T = 2,9d$ bei Algol
- Spektralklasse und Leuchtkraft eines Sterns $\Rightarrow$ Abschätzung der Masse
- aus Lichtkurve $\Rightarrow$ rel. Helligkeiten (Größenverhältnisse)

$\Rightarrow$ Auch DS-Systeme vermeßbar, die optisch nicht mehr in zwei Einzelsterne aufgelöst werden können. Damit sind die Massen der beiden Partner bekannt.

dieser Masse würde sofort kollabieren – und ein schwarzes Loch bilden.

Entwicklung. Wie kommt es nun überhaupt dazu, daß ein Stern Materie an seinen Begleiter verliert? Sekundärsterne früher Spektralklassen O,B mit $M \gtrsim 10M_{\odot}$ zeichnen sich durch starke Sternwinde aus. Typische Masseverlustraten sind $\dot{M} = 10^{-7} \dots 10^{-5} M_{\odot} a^{-1}$. Die Abströmgeschwindigkeit läßt sich empirisch beschreiben mit

$$v(r) = v_{\infty} \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^{\beta}$$

mit $\beta = 0,5 \dots 1$. Von dieser Masse wird ein Teil ($10^{-4} \dots 10^{-3}$) vom kompakten Partner eingefangen (Bondi-Hoyle-Akkretion). Zudem hat sich nach Verbrauch des Wasserstoffvorrats in der Kernregion des Sekundärsterns dort ein He-Kern mit $10 \dots 20\% \cdot M_{ges}$ gebildet. Die auskühlende Kernregion kontrahiert, während gleichzeitig die H-Hülle expandiert. Dabei erhitzt sich die Kernregion, bis – bei ausreichender Masse – (ab ca. $10^8 K$) He-Brennen beginnt. Während dieser Zeit befindet sich der Stern in seiner Riesen- oder Überriesen-Phase. Die äußeren Atmosphärenschichten sind gravitativ nur schwach an den Stern gebunden und es kommt zu starkem Sternwind – Abblasen von Materie in großer Menge. Das Verhalten in Doppelsternen ist aber noch viel komplizierter. Dazu ein kleiner Exkurs über die Evolution eines (insbesondere nahen) DS-Systems.

Der Schlüssel zum Verständnis war historisch das „Algol-Paradoxon“ (nach dem Bedeckungsveränderlichen „Algol“ im Perseus): Das System besteht aus einem kleineren, aber helleren blauen Stern und einem schwächeren, größeren roten. Der blaue Stern hat die größere Masse, befindet sich aber noch im Hauptreihenstadium, während der rote bereits zum Riesen wird. Man darf annehmen, daß in einem DS-System beide Sterne gleichzeitig entstanden sind. Das steht im Widerspruch zur Sternentwicklungstheorie, nach der der massereichere Stern kurzlebiger ist!

Offenbar findet in Doppelsternen eine besondere Form von Evolution statt, die durch Masseübertrag zwischen den Sternen charakterisiert ist. In einem mit den Sternen rotierenden Bezugssystem bezeichnet man das Effektivpotential

$$\Phi_R(r) = -\frac{\Gamma M_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{\Gamma M_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} - \frac{(\vec{\omega} \times \vec{r})^2}{2}$$

als Roche-Potential. Die Äquipotentiallinien sind in Abb. 5 dargestellt. (nach J. Wilms) Die Gestalt der beiden Sterne wird bestimmt durch die tropfenförmigen Roche-Flächen, die allein von den Massen der beiden Partner abhängen und die Hoheitsbereiche der Gravitationseinflüsse voneinander abgrenzen. Wächst das Volumen eines der beiden Sterne an, so füllt es erst allmählich die Roche-Fläche aus, dann verliert der Stern über den Lagrange Punkt L_1 Masse an seinen Partner. Die Roche-Fläche begrenzt sozusagen das Maximalvolumen, daß einer der beiden Sterne mit seiner Gravitation zusammenhalten kann. Als Folge der Drehimpulserhaltung nimmt dabei der Abstand stark zu. Für Algol bedeutet das: Der zunächst massereichere Stern kam irgendwann in sein Rote-Riesen-Stadium und blähte sich auf; Dabei verlor er den Großteil seiner Masse an seinen Hauptreihen-Begleiter. Das ist der Zustand, in dem wir Algol heute sehen. Da der Lebensweg eines Sterns aber von seiner Kernregion bestimmt wird, steuert der (nun kleinere) rote Riese trotzdem binnen weniger 100000a auf sein Ende in Form einer Supernova zu und wird zum weißen Zwerg.

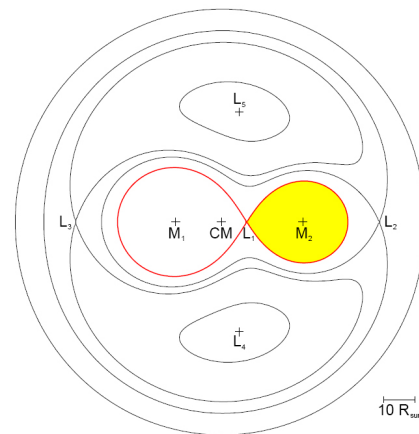


Abbildung 5: die Äquipotentialflächen des Roche-Potentials und Sattelpunkte – Lagrangepunkte für $M_1 = 18M_{\odot}$, $M_2 = 10M_{\odot}$ (Wilms, 2002)

Diese Mechanismen sind von ganz fundamentaler Bedeutung für die Entstehung von schwarzen Löchern in DS-Systemen. Explodiert nämlich der massereichere der beiden Sterne in einer Supernova, so wird dadurch i.d.R. der DS-Verbund zerstört. So aber entsteht ein System aus einem weißen Zwerg, bei höheren Anfangsmassen auch aus einem Neutronenstern oder gar schwarzen Loch und einem massereichen Hauptreihenstern. Verläßt dieser irgendwann sein Hauptreihenstadium, so spielt sich der gleiche Vorgang des Masseübertrags in umgekehrter Richtung ab – entweder aus Sternwind oder wegen Überschreiten des Roche-Volumens – und wir beobachten einen Röntgendoppelstern. Den Masseübertrag durch Überschreiten der Rocheffläche (Roche Lobe Overflow, RLOF) bestimmt man aus der Strahlung zu typischerweise $\dot{M} = 10^{-9} \dots 10^{-7} M_{\odot} a^{-1}$ für Akkretion auf NS. Doppelsternsysteme begünstigen die Entstehung von schwarzen Löchern noch auf eine weitere Weise: Auch wenn die Masse des Wolf-Rayet-Sterns (He-Sterns) nach Abschluß der Phase des Masseverlusts an seinen Begleiter noch zu klein ist, um nach der Supernova ein schwarzes Loch zu Formen, kann es vorkommen, daß beim zweiten Masseübertrag auf den weißen Zwerg oder Neutronenstern die Chandrasekhar- bzw. Oppenheimer-Volkov-Grenze überschritten wird. Was dann passiert ist in Abbildung 6 am Beispiel eines weißen Zwergs dargestellt. Im Prinzip laufen diese Vorgänge analog auf NS ab, mit der Ausnahme, daß dort die Energie nicht mehr für Nova-Ausbrüche reicht.

Zusammenfassung. Man unterscheidet „low mass X-ray binaries“ und „high mass X-ray binaries“, mögliche schwarze Löcher (black hole candidates, BHC) kommen in beiden Arten vor:

	LMXB	HMXB
Sekundärstern	A und später $M \lesssim 1,2 M_{\odot}$	O, B $M \gtrsim 10 M_{\odot}$
Mechanismus	RLOF	Sternwind
Effekt m. BHC	weiche Strahlung, veränderlich, die meisten BHC	dauerhafte Röntgenquelle, 5 Objekte bekannt (e.g. Cyg X-1, LMC X-1, LMC X-3)

Wie unser Eingangsbeispiel Cygnus X-1 entstanden ist, wissen wir nicht genau. Forscher vermuten heute, daß es durch einen Kollaps ohne Supernova entstanden sein muß: In der Umgebung befindet sich ein offener Haufen massereicher Sterne, bekannt als Cyg OB3, der genau die gleiche Geschwindigkeit und

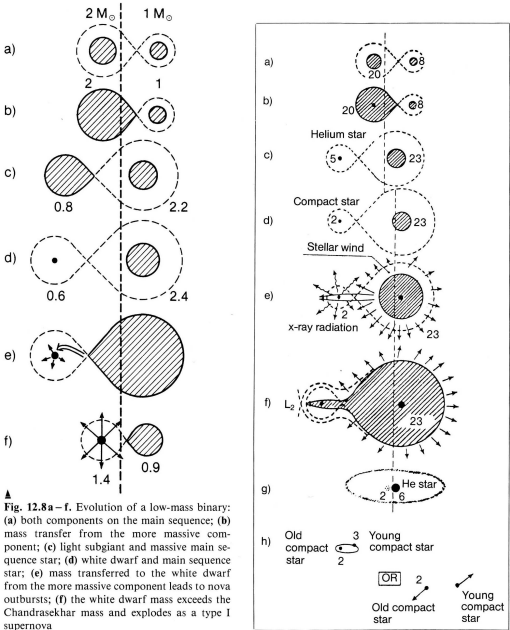


Fig. 12.8a – f. Evolution of a low-mass binary: (a) both components on the main sequence; (b) mass transfer from the more massive component; (c) end of the first mass transfer phase; the first Wolf-Rayet phase begins; (d) the helium star (Wolf-Rayet star) has exploded as a supernova; (e) the 23 $M_{\odot}$ component becomes a supergiant; the compact component is a strong x-ray source; (f) beginning of the second mass transfer phase; the x-ray source is throttled and large-scale mass loss begins; (g) second Wolf-Rayet phase; (h) the 6 $M_{\odot}$ helium star has exploded as a supernova; the binary may or may not be disrupted, depending on the remaining mass

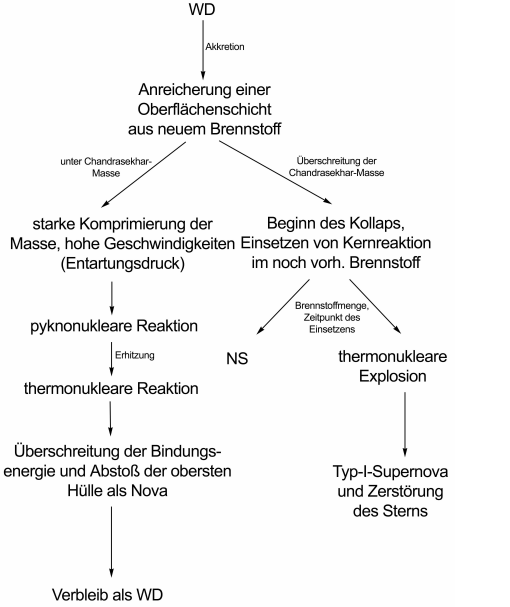


Abbildung 6: oben: Evolution von Algol-artigen (links) und sehr massereichen (rechts) Doppelsternen (Karttunen et al., 1994) – unten: Entwicklung eines Zwergsterns, der durch Akkretion die Chandrasekhar-Grenze überschreitet

Richtung besitzt. Das legt uns nahe, daß der Vorläuferstern von Cyg X-1 einst selbst Mitglied dieses Haufens war – allerdings wäre durch eine massive SN-Explosion seine Bahn deutlich gestört worden.

5 Black hole binaries (BHB)

Man kommt nicht umhin, hier auch rotierende schwarze Löcher zuzulassen, die um einiges komplizierter sind. E.g. kann aus Gründen der Drehimpulserhaltung die Singularität nicht mehr punktförmig sein, sondern vielmehr ein Ring. Die Schwarzschild-Metrik wird ersetzt durch die Kerr-Metrik⁴, in der Spinparameter $a := \frac{l}{M}$ Berücksichtigung findet, wobei l der Drehimpuls. Über lange Zeiten ist Kernfusion die wichtigste Energiequelle von Sternen; Bei der Fusion von Wasserstoff zu Helium werden $\sim 1\%$ der Protonenruhemasse in Energie umgewandelt, $\Delta E_{Fus} = 0,007m_p c^2$, eine Energieausbeute von $\sim 5 \cdot 10^{14} J/kg$. Der Energiegewinn freiwerdender Gravitationsenergie $\Delta E_{grav} = \Gamma M m / R_\infty$. Daraus folgt nicht nur, daß während des Lebens eines Sterns die bei seinem Kollaps freigesetzte Gravitationsenergie die stärkste Energiequelle ist, sondern auch, für die Akkretion auf ein $10M_\odot$ schwarzes Loch mit $R = 30km$ eine Energieausbeute von $\sim 3 \cdot 10^{16} J/kg$. Die Akkretion auf ein schwarzes Loch ist also 100mal effizienter als Kernfusion! Ich beschreibe im folgenden die Entwicklung eines BHB (cf. Podsiadlowski et al., 2002). Der Einfachheit halber sei das schwarze Loch anfangs nichtrotierend. Die Leuchtkraft L der bei Akkretion emittierten Röntgenstrahlung beschreibt man gewöhnlich

$$L = \eta \dot{M}_{acc} c^2 \quad (4)$$

mit einer Effizienz η , nach Podsiadlowski et al. genähert als $\eta = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{M_{BH}}{3M_{BH}^0}\right)^2}$. Die „Eddington-Leuchtkraft“ ist die Leuchtkraft, bei der der Strahlungsdruck $p = \frac{1}{c}$ gerade die Gravitationsfeldstärke kompensiert

$$L_{edd} = \frac{4\pi\Gamma M_{BH} c}{\kappa} \quad (5)$$

mit Opazität κ . Wenn die Leuchtkraft diese Grenze übersteigt, wird die Gasschicht abgestoßen. In (4) erbibt sich daraus eine max. Akkretionsrate⁵

$$\dot{M}_{edd} = \frac{4\pi\Gamma M_{BH}}{\kappa c \eta} \quad (6)$$

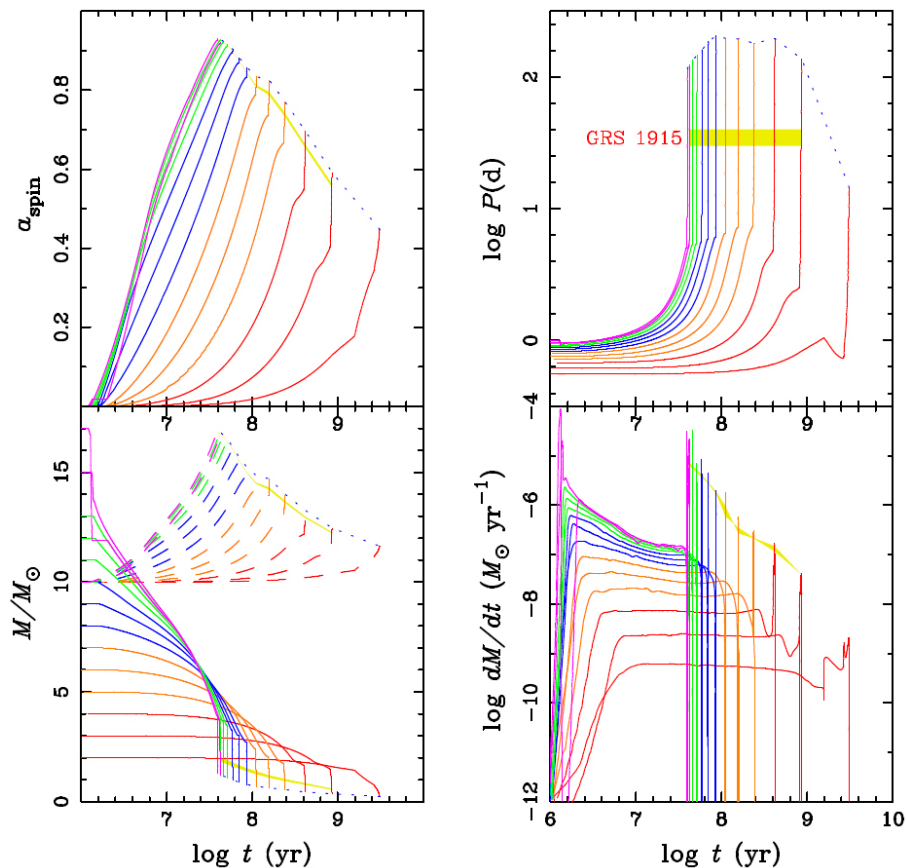
Man geht davon aus, daß alle übertragene Masse, die darüber hinausgeht, aus dem System verloren geht. Es sei angemerkt, daß bei dem Akkretionsprozeß das schwarze Loch ebenfalls einen Eigen-drehimpuls bekommt. (Drehimpulserhaltung) Computersimulationen mit einem $10M_\odot$ schwarzen Loch und $2 \dots 17M_\odot$ ZAMS Sekundärstern ergeben die dargestellte Entwicklung. Die Simulation endet, wenn der Sekundärstern völlig degeneriert ist. Zur Interpretation:

⁴der Vollständigkeit halber: Für geladene nichtrotierende BH: Reissner-Nördström-Metrik, für geladene rotierende BH: Kerr-Newman-Metrik

⁵für spärliche Akkretion

- $\dot{M}$ ist zu jedem Zeitpunkt höher für höhere Anfangssekundärmassen.
- Auffälligkeiten: Einbruch des Masseübertrags gegen Ende des Hauptreihenstadiums des Sekundärsterns (Kollaps und damit kein RLOF mehr) und folgender Peak (Riesen-Stadium)
- Zeitskala kleiner für massereichere Sekundärsterne
- Bei Sternen mit $\gtrsim 20M_{\odot}$ ZAMS würde $\dot{M}$ so hoch, daß sich eine gemeinsame Hülle ausbildet. Die weitere Entwicklung könnte Zerstörung des Kerns des Sekundärsterns oder Verschmelzung damit sein. Resultat: Viel massereicheres BH mit Trabanten von Planetenmasse oder kleinem Stern mit auffälligem Spektrum (CNO-Prozeß im Riesenstadium!)
- Der meiste Masseübertrag findet während der Phase des H-Brennens statt.

Im folgenden sind die Ergebnisse graphisch dargestellt. (Podsiadlowski et al., 2006)



Quellen und Literatur:

- Kippenhahn, Weigert: Stellar Structure and Evolution, Springer 1990
 Landau, Lifschitz: Lehrbuch der Theoretischen Physik, Bd. 2: Klassische Feldtheorie, Akademie-Verlag 1976¹¹
 Karttunen et al., Fundamental Astronomy, Springer 1994²
 Begelman, Rees: Schwarze Löcher im Kosmos, Spektrum 2000
 Kawaler, Novikov, Srinivasan: Saas-Fee Advanced Course – Stellar Remnants, Springer 1996
 Vorlesung „X-ray astronomy“ von Jörn Wilms, Kapitel „X-ray binaries“
 Podsiadlowski, Rappaport, Han: On the formation and evolution of black hole binaries, arXiv:astro-ph/0207153