Ende eines Sternenlebens

2

In diesem Kapitel betrachten wir die Entwicklung der Sterne nach dem Wasserstoffbrennen und dem Verlassen der Hauptreihe. In Abschn. 2.1 behandeln wir zunächst das *Heliumbrennen*, denn das in Überschuss produzierte Helium beginnt im Kern einen eigenen Fusionsprozess, welcher nicht nur weiter Energie für den Stern liefert, sondern auch die Elementenküche des Universums mit neuen und wichtigen Bausteinen anreichert. Wie bei der Geburt wird auch das Ende der Sterne von ihrer Masse bestimmt. So zeichnen wir in Abschn. 2.2 zunächst die Endphasen massearmer Sterne bis $3\,\mathcal{M}_\odot$, zu denen auch unsere Sonne zählt, ehe wir in Abschn. 2.4 das Schicksal massereicher Sterne skizzieren. Zum Abschluss dieses Kapitels fassen wir die erarbeiteten Ergebnisse kompakt zusammen.

2.1 Das Heliumbrennen

Ist der Wasserstoffvorrat im Kern weitestgehend verbraucht, erreicht der Stern die TAMS (Terminal-Age Main-Sequence), die *Endalter-Hauptreihe* (Heyssler 2015). Die Zeit $t_\star^{\mathrm{HR}}$, die ein Stern auf der Hauptreihe verbringt und die mit der Dauer des Wasserstoffbrennens korreliert, konnten wir über die Masse-Leuchtkraft-Beziehung grob abschätzen (Heyssler 2015). Für unterschiedliche Spektralklassen von Hauptreihensternen haben wir ebenfalls nach den Entwicklungsgleichungen der Sterne, wie sie z. B. in (Stahler und Palla 2004) diskutiert werden, die Verweildauern auf der Hauptreihe angegeben. Diese reichten von einigen hunderttausend Jahren für massereiche Sterne früher Spektraltypen bis zu 100 Mrd. Jahren für die masseärmsten Sterne.

Ist das Wasserstoffbrennen beendet, setzt die Fusion der Heliumkerne ein. Behandeln wir nun die nächste wichtige kernphysikalische Reaktion im Inneren der

© Springer Fachmedien Wiesbaden 2016

M. Heyssler, *Das Leben der Sterne,* essentials, DOI 10.1007/978-3-658-10650-8_2

Sterne – den 3α-Prozess[1] (*Drei-Alpha-Prozess*). Hierbei bildet Helium, genauer der aus zwei Protonen und zwei Neutronen bestehende Heliumkern ^4He, den Ausgangspunkt. Grundsätzlich läuft der 3α-Prozess immer dann ab, wenn Heliumkerne in ausreichender Menge vorliegen und die Temperatur im Sterninneren $T_\star^Z \geq 100$ Mio. Kelvin beträgt. Dies sind Bedingungen, die erst in einer späten Phase des Sterns vorliegen. Unsere Sonne wird erst am Ende ihres Lebenszyklus die Voraussetzung für den 3α-Prozess, bzw. das Heliumbrennen, haben. Dies wird schätzungsweise in vier bis fünf Mrd. Jahren der Fall sein (Scheffler und Elsässer 1984).

In einem ersten endothermen Prozessschritt (2.1), bei dem eine Energie von gut 90 keV benötigt wird (Scheffler und Elsässer 1984, S. 330), erzeugt die Fusion zweier Heliumkerne einen Berylliumkern ^8Be und ein Photon

$$2\,^4He \longrightarrow {}^8Be + \gamma. \tag{2.1}$$

Eigentlich kann nun, wie in der Proton-Proton-Reaktion (Heyssler 2015), der Berylliumkern wieder in zwei Heliumkerne zerfallen. Ist aber ein weiterer Heliumkern anwesend – daher die Forderung nach einem hohen Anteil von Heliumkernen –, kommt es zur Bildung von Kohlenstoffkernen ^{12}C mittels der Reaktion

$$^4He + {}^8Be \longrightarrow {}^{12}C + \gamma, \tag{2.2}$$

bei der eine Energie von $\Delta E_\star = 7{,}4\,\text{MeV}$ freigesetzt wird. Der Zerfall eines Berylliumkerns in zwei Heliumkerne vollzieht sich in weniger als $3 \cdot 10^{-16}$ s. In dieser Zeitspanne muss aber auch fast gleichzeitig Reaktion (2.2) stattfinden, und dies verleiht dem 3α-Prozess eine äußerst geringe Erzeugungsrate. Zudem befindet sich der Kohlenstoffkern ^{12}C in einem angeregten Zustand und kann entweder den Grundzustand einnehmen oder in seine Ausgangsprodukte ^4He und ^8Be zerfallen. Letzteres ist sogar um einen Faktor 1 000 wahrscheinlicher (Lesch und Müller 2011, S. 153). Dass dennoch durch den 3α-Prozess eine beachtliche Menge an Kohlenstoff in den Sternen produziert wird, hängt damit zusammen, dass die Anzahl der Reaktionen enorm hoch ist und die Energie des ^4He und ^8Be beinahe dem Anregungszustand des ^{12}C entspricht. Diese *Resonanz* fördert die Bildung von Kohlenstoff. Der Kohlenstoff wurde nicht mit oder unmittelbar nach dem Urknall erzeugt, da die Temperatur zu schnell unter den für die Nukleosynthese wichtigen Wert fiel, sondern entstand erst in den Hochöfen der Sterne.

[1] Dieser Prozess wird oftmals nach seinem Entdecker, dem in Österreich geborenen Astrophysiker *Edwin Salpeter (1924–2008)*, *Salpeter-Prozess* genannt.

Die Energieerzeugungsrate für den 3α-Prozess ist etwa proportional $\left(T_\star^{\mathrm{Z}}\right)^{40}$, wobei $T_\star^{\mathrm{Z}}$ wieder die Temperatur im Inneren des Sterns bezeichnet. Somit bewirkt eine Erhöhung der Kerntemperatur um 10 Mio. Kelvin eine um einen Faktor 45 höhere Energierate. Bei der Proton-Proton-Reaktion fanden wir als Energieerzeugungsrate $\Delta E_\star \propto \left(T_\star^{\mathrm{Z}}\right)^4$ (Heyssler 2015). Die starke Abhängigkeit des 3α-Prozesses von der Zentraltemperatur hat Auswirkungen auf die finale Phase der Sternentwicklung, wie wir noch sehen werden.

2.2 Massearme Sterne nach der Hauptreihe

Sterne mit Massen $0,075\,\mathcal{M}_\odot < \mathcal{M}_\star < 0,4\,\mathcal{M}_\odot$, die Leichtgewichte unter den Sternen, bezeichnet man auch als *Rote Zwerge* und sie verbringen, wie in (Heyssler 2015) ausführlich behandelt, über 50 Mrd. Jahre auf der Hauptreihe. Dies übersteigt das derzeit angenommene Alter unseres Universums. Somit konnte noch niemand ihr Verhalten nach Verlassen der Hauptreihe direkt studieren und ihr weiterer Entwicklungsweg wird ausschließlich durch Modelle beschrieben. Deshalb wollen wir diesen Massenbereich bei der Beschreibung der Endphasen nicht weiter untersuchen und verweisen hierzu z. B. auf (Stahler und Palla 2004). Sterne mit einer Masse $\mathcal{M}_\star$ unterhalb der Grenzmasse $\widetilde{\mathcal{M}}_\star^{\mathrm{G}} = 0,075\,\mathcal{M}_\odot$ haben eine zu geringe Kerntemperatur, um das Wasserstoffbrennen zu zünden und die Hauptreihe zu erreichen (Heyssler 2015). Sie wandern als *Braune Zwerge* durch den interstellaren Raum. In diesem Abschnitt betrachten wir die Entwicklung von massearmen Sternen nach Verlassen der Hauptreihe mit $0,5\,\mathcal{M}_\odot < \mathcal{M}_\star \leq 3\,\mathcal{M}_\odot$ und beschreiben dadurch auch das Schicksal unserer Sonne.

Sterne mit der Masse unserer Sonne verweilen etwa 8 Mrd. Jahre auf der Hauptreihe. Im Kern befindet sich das neu erzeugte Helium und um ihn herum bildet sich eine Schale, in der weiterhin Wasserstoffbrennen stattfindet – das sogenannte *Wasserstoff-Schalenbrennen* (Lesch und Müller 2011, S. 146). Da die Proton-Proton-Reaktion bevorzugt bei hohen Temperaturen stattfindet, wird der Wasserstoffvorrat zunächst im Sternzentrum erschöpft sein, ehe er sich auch in der Schale verringert. Im Kern kommt die Fusion folglich zuerst zum Erliegen und der innere Strahlungsdruck nimmt dadurch ab. Das hydrostatische Gleichgewicht ist gestört und die Gravitation gewinnt die Oberhand – der Kern beginnt zu schrumpfen. Gleichzeitig wird durch das Wasserstoff-Schalenbrennen weiter Helium erzeugt, welches in den Kern dringt und so dessen Masse ansteigen lässt. Dadurch erhöht sich die Dichte des Kerns, denn der Masse steht ein immer kleineres Volumen zur Verfügung. Atomkerne und freie Elektronen nähern sich immer weiter an und es folgt ein Prozess, den wir bereits kennengelernt haben

(Heyssler 2015): Das entartete Elektronengas folgt dem Pauli-Prinzip und baut einen zusätzlichen Druck, den sogenannten *Fermi-Druck*[2], auf, welcher einer weiteren Verdichtung entgegenwirkt. Zunächst aber schrumpft der Kern des Sterns und die äußeren Schichten folgen dieser Bewegung. Somit verringert sich der Radius des Sterns $R_\star$. Der Gravitationsdruck auf die Schale, in der das Wasserstoffbrennen weiter vonstattengeht, erhöht sich, die Fusionsrate in der Schale nimmt zu und ihre Temperatur steigt. Um das Gleichgewicht zu halten, bleibt dem Stern nichts anderes übrig, als sein Volumen wieder zu erhöhen. Dies führt dazu, dass seine Oberflächentemperatur $T_{eff\star}$ zwar sinkt, aber die Leuchtkraft $L_\star$ im Vergleich zu ihrem Wert auf der Hauptreihe signifikant steigt. Im Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD) wandert der Stern nach Verlassen der Hauptreihe zu höheren Leuchtkräften und niedrigeren effektiven Temperaturen. Dieser Weg, auch *Unterriesenast* genannt, entspricht fast der Route, die der Stern bei seiner Entwicklung hin zur Hauptreihe genommen hatte. Und tatsächlich erreicht der Stern am Ende seines Sternenlebens fast wieder den Platz im HRD, an dem seine Reise ihn vor langer Zeit bereits vorbeiführte. In dieser Phase spricht man von einem *Roten Unterriesen* (Heyssler 2014).

Für einen Stern der Masse $1\,\mathcal{M}_\odot$ erhöht sich die Leuchtkraft $L_\star$ um einen Faktor 10 im Vergleich zu seinem Wert auf der Hauptreihe. Die Oberflächentemperatur $T_{eff\star}$ für sonnenähnliche Sterne verringert sich auf etwa 4 000 K (Lesch und Müller 2011, S. 149). Aus der Beziehung der Zustandsgrößen (Heyssler 2014, (2.13)) folgt, dass sich der Radius des Sterns $R_\star$ um etwa einen Faktor sieben vergrößert. Unsere Sonne hat als *Roter Überriese* dann einen Durchmesser von etwa 10 Mio. Kilometern. In dem von uns gewählten Massenbereich bis $3\,\mathcal{M}_\odot$ ist eine Untergrenze für die Oberflächentemperatur von 3 000 K gegeben (Lesch und Müller 2011). Während sich der Stern in dieser Phase immer weiter aufbläht und das Wasserstoff-Schalenbrennen zusätzliche Energie freisetzt, sind die äußeren Schichten des Sterns so kühl, dass es dort zu Rekombinationsprozessen des Wasserstoffs kommt. Durch das Einfangen freier Elektronen entsteht in den äußeren Schichten atomarer Wasserstoff, welcher sogar ein zusätzliches Elektron binden kann und negativ geladene Wasserstoffionen bildet. Ein hoher Anteil dieser Wasserstoffionen sorgt dafür, dass die äußere Schicht immer undurchlässiger für die im Inneren des Sterns erzeugte Strahlung wird. Sinkt die Oberflächentemperatur, erhöht sich die Dichte der Wasserstoffionen und die Hülle wird noch

[2] Benannt nach dem italienischen Physiker *Enrico Fermi (1901–1954)* und basierend auf dem *Pauli'schen Ausschließungsprinzip*, gemäß dem zwei Fermionen mit unterschiedlichem Spin nicht dasselbe Energieniveau besetzen können.

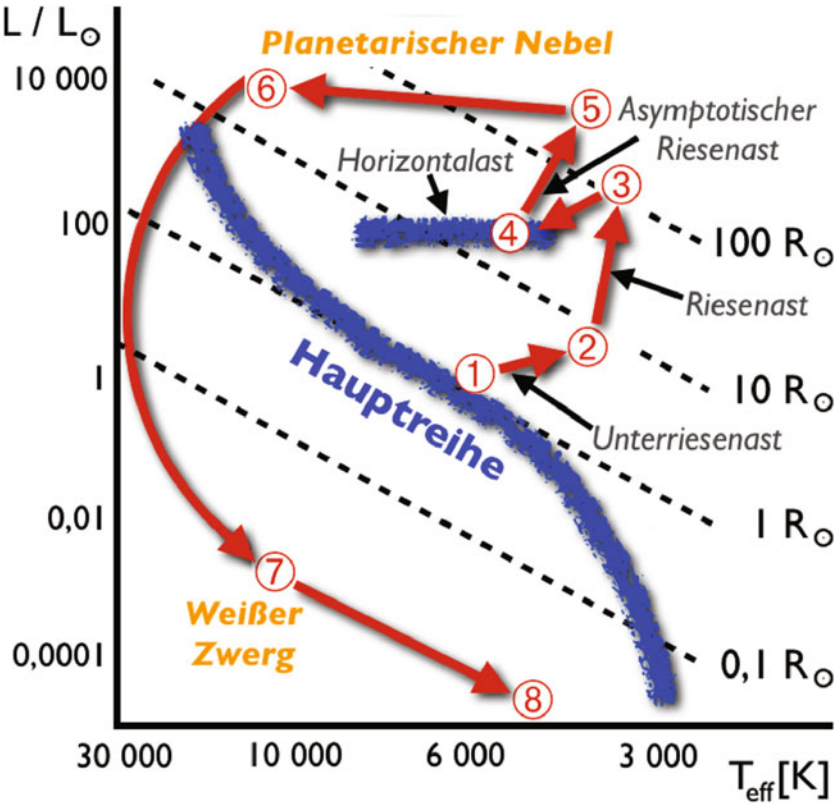


Abb. 2.1 Qualitativer Entwicklungsweg eines Sterns der Masse $1\,\mathcal{M}_\odot$ im HRD nach Verlassen der Hauptreihe. Daten aus (Lesch und Müller 2011; Scheffler und Elsässer 1984)

opaker. Dies erhöht die Oberflächentemperatur und die zusätzlichen Elektronen der Wasserstoffionen spalten sich wieder ab – die äußere Schicht wird wieder transparenter für Strahlung und die Oberflächentemperatur sinkt. Dieser Prozess wirkt wie ein Thermostat und führt in einem selbstregulierenden Prozess dazu, dass sich die Oberflächentemperatur bei einem stabilen Wert einpendelt, obwohl das Wasserstoff-Schalenbrennen im Inneren des Sterns stark zunimmt. $T_{eff\star}$ ändert sich auch im Folgenden nicht mehr signifikant, wenn der Stern den sogenannten *Riesenast* im HRD emporklettert, welchen wir in Abb. 2.1 für einen Stern der Masse $1\,\mathcal{M}_\odot$ skizziert haben. Die Leuchtkraft und die Oberflächentemperatur sind

logarithmisch aufgetragen. Wir können, wegen der Beziehung der Zustandsgrößen, die Radien der Sterne $R_\star$ als Isolinien in Einheiten der Sonnenradien $R_\odot$ einzeichnen. Im Punkt ① verlassen die Sterne auf der TAMS die Hauptreihe. Der Weg zu Punkt ② skizziert den Unterriesenast, der Weg von ② nach ③ den Riesenast.

Indes fällt aus der Zone des Wasserstoff-Schalenbrennens immer mehr Helium in den Kern des Sterns, wodurch dieser immer mehr Masse vereinigt und folglich dichter und kleiner wird. Die Gravitation sorgt zusätzlich für eine Erhöhung der Dichte und Temperatur in der Zone des Wasserstoffbrennens. Die dadurch erhöhte Fusionsrate erzeugt immer mehr Energie und lässt die Leuchtkraft weiter signifikant steigen. Wegen $L_\star \propto R_\star^2 T_{eff\star}^4$ (Heyssler 2014) und der Tatsache, dass $T_{eff\star}$ durch den selbstregulierenden Prozess nahezu konstant bleibt, muss sich bei einer Zunahme der Leuchtkraft der Radius des Sterns erhöhen. Bei einem Stern der Masse $1\,\mathcal{M}_\odot$ führt dies zu einer etwa tausendmal höheren Leuchtkraft und einem etwa einhundertmal größeren Radius – ein *Roter Riese* ist entstanden. Hierbei ist das Attribut *rot* der relativ geringen Oberflächentemperatur, die Bezeichnung *Riese* der Leuchtkraft und dem Radius geschuldet. Der Stern hat sich von der Hauptreihe, nachdem das hydrostatische Gleichgewicht durch das homogene Wasserstoffbrennen im Kern aufgelöst war, über den *Unterriesenast* auf den *Riesenast* begeben, welcher nahezu senkrecht zu immer höheren Leuchtkräften führt (siehe Abb. 2.1). Auf dieser Reise haben sich zwar selbstregulierende Prozesse eingestellt, aber die Zunahme von Temperatur, Dichte und Druck innerhalb des immer kleiner werdenden Kerns war nicht mehr aufzuhalten. Ein Stern der Masse $1\,\mathcal{M}_\odot$ verweilt etwa 100 Mio. Jahre auf dem Unterriesenast und weitere 100 Mio. Jahre auf dem Riesenast (Lesch und Müller 2011). 200 Mio. Jahre sind folglich seit Verlassen der Hauptreihe vergangen, bis aus unserem Stern ein *Roter Riese* geworden ist. Eine kurze Zeitspanne im Vergleich zu den rund 8 Mrd. Jahren auf der Hauptreihe. In dieser Phase hat sich die Zentraltemperatur $T_\star^Z$ des Sterns auf über 100 Mio. Kelvin erhöht und der in Abschn. 2.1 diskutierte 3α-Prozess setzt ein. Die Kerntemperatur $T_\star^Z$ steigt durch die Fusionsreaktionen weiter an. Sobald der dadurch entstehende thermische Druck den Entartungs- bzw. Fermi-Druck überschreitet, beginnt die nächste gewaltige Entwicklungsstufe. Auf dem Weg zum Riesen hat der Stern etwa 10 bis 20 % seiner Ausgangsmasse verloren. Durch die Ausdehnung des Sterns ist die äußere Hülle nur schwach an den Stern gebunden. Zudem sorgt der im Sterninneren herrschende hohe Strahlungsdruck für Sternwinde, die Materie aus dem Außenbereich des Sterns in das Universum transportieren.

Der thermische Druck sorgt für eine gewaltige Explosion im Sterninneren, den sogenannten *Helium-Blitz*. Hierbei wird die angestaute Energie von bis zu $10^8\,L_\odot$ in die äußeren Sternschichten transportiert. Dieser Prozess dauert nur wenige Sekunden und die äußeren Hüllen des Sterns absorbieren die Energie

nahezu vollständig, so dass man dem *Roten Riesen* äußerlich nicht ansieht, was für dramatische Ereignisse sich in seinem Inneren abspielen. Nur die freigesetzten Neutrinos können den Stern ungehindert verlassen. Sein Kern expandiert nach der Energieentladung und in ihm verringern sich Druck und Temperatur. Dies hat zur Folge, dass die Fusionsrate des 3α-Prozesses deutlich abnimmt und der *Rote Riese* schrumpft, bis er nur noch einen Radius von etwa 10 $R_\odot$ besitzt. Die Leuchtkraft fällt auf etwa 100 $L_\odot$, wobei die Oberflächentemperatur wieder leicht zunimmt. Der Stern wandert im HRD zum sogenannten *Horizontalast* (Position ④ in Abb. 2.1), den wir bereits bei der Diskussion der *optischen Veränderlichen* (Heyssler 2015) behandelt haben. Die Reise vom Helium-Blitz in ③ zum Horizontalast ④ dauert etwa 100 000 Jahre (Scheffler und Elsässer 1984). Der Stern ist nun wieder in einem hydrostatischen Gleichgewicht und fusioniert jetzt Helium zu Kohlenstoff. Seit Verlassen der Hauptreihe musste der Stern erst genügend Energie im Kern gewinnen, ehe das Heliumbrennen zünden konnte, und danach kämpfte der Entartungsdruck gegen das hydrostatische Gleichgewicht an. Der Helium-Blitz wirkte wie ein Ventil und die Kräfteverhältnisse im Stern kompensierten sich mit Erreichen des Horizontalastes wieder. Wir sprechen zum ersten Mal von einer *stabilen Phase des Heliumbrennens*. Neben dem Hauptprozess, der Erzeugung von Kohlenstoff ^{12}C, bilden sich in Folgeprozessen, jeweils durch Fusion mit einem weiteren ^4He, die Elemente Sauerstoff, Neon, Magnesium und Silizium. Wie wir in (Heyssler 2015) diskutiert haben, sind die Pulsationsveränderlichen auf dem Horizontalast, in diesem Fall die *RR-Lyrae-Sterne*, Schwankungen bzgl. Leuchtkraft und Oberflächentemperatur unterworfen, deren Ursachen wir bereits ausführlich dargestellt haben.

Unser Stern verbringt einige 100 Mio. Jahre auf dem Horizontalast und bei der gesteigerten Fusionsrate im Kern ist der Heliumvorrat deutlich schneller verbraucht. Es vollzieht sich nun das, was wir bereits beim Wasserstoffbrennen diskutiert haben: Das Heliumbrennen verlagert sich in eine den Kern umgebende Schale (*Helium-Schalenbrennen*). Der Nachschub an Helium erfolgt durch die weiter außen angrenzende Schale, in der noch das Wasserstoff-Schalenbrennen stattfindet. Der Stern hat die Phase des *Zwei-Schalen-Brennens* erreicht. Zusammenfassend besteht unser Stern nun aus einem Kern, in dem Kohlenstoff ^{12}C und Sauerstoff ^{16}O dominieren und in den aus der Schale des Heliumbrennens unaufhörlich Nachschub regnet. Das Helium wird aus der angrenzenden äußeren Schale, in der das Wasserstoffbrennen stattfindet, geliefert. Die Fusionsreaktionen entsprechen dem Temperaturprofil des Sterns von den äußeren Schichten bis zum Kern, in dem mittlerweile deutlich über 100 Mio. K herrschen. Die Parallelen nach Ende des Wasserstoffbrennens lassen sich nun schnell beschreiben: Der Kern schrumpft weiter, Dichte und Temperatur steigen und es entsteht wieder ein Entartungsdruck. Die

Gravitation nimmt zu und die Fusionsrate innerhalb der Wasserstoffschale erhöht sich. Somit steigt die Leuchtkraft signifikant und der Stern bläht sich dramatisch auf. Hatte sich der Sternradius beim Übergang zum *Roten Riesen* um einen Faktor 100 erhöht, so hat der Radius nun einen etwa zwei- bis dreihundertmal so hohen Wert. Für unsere Sonne bedeutet dies, dass ihr Radius in dieser Phase etwa 200 Mio. Kilometer betragen könnte. Dies entspräche einer Ausdehnung von mehr als einer astronomischen Einheit und die Erde würde in dieser Phase in die äußeren Sonnenschichten eintauchen.

Ein *Überriese* (Heyssler 2014) ist mit Erreichen von Position ⑤ in Abb. 2.1 entstanden. Der Weg im HRD vom Horizontalast zu diesem Punkt wird als *Asymptotischer Riesenast* bezeichnet. Er steigt steil zu höheren Werten der Leuchtkraft und geringerer Oberflächentemperatur auf und würde sich, würde die Entwicklung nicht gestoppt, asymptotisch dem Riesenast nähern. Die einzig verbliebenen nuklearen Energiequellen des Sterns sind die beiden Brennschalen, in denen weiter Wasserstoff und Helium fusionieren. Wie auf dem Riesenast sorgt der im Sterninneren herrschende Strahlungsdruck für einen weiteren Massenverlust des Sterns durch Sternwinde, der diesmal aber noch stärker ausfällt und im Durchschnitt 20 bis 30 % der Ausgangsmasse beträgt. Als Überriese hat unser Stern, der mit einer Sonnenmasse die Hauptreihe verließ, bereits etwa die Hälfte seiner ursprünglichen Masse verloren.

Stellare Objekte auf dem Asymptotischen Riesenast werden auch als *AGB-Sterne* (van Winckel 2003) bezeichnet, wobei *AGB* für *Asymptotic Giant Branch* steht. Alle AGB-Sterne zeigen eine Veränderlichkeit bezüglich ihrer Leuchtkraft, die mit der Entwicklung zum Überriesen weiter zunimmt. Neben den Sternwinden tragen jetzt auch vermehrt *thermische Pulse* zu dem Massenverlust in den äußeren Hüllen bei. Wir können nun auch eine der Ursachen konkretisieren, die wir bei einigen optischen Veränderlichen in (Heyssler 2015) kennengelernt haben: Die periodischen Lichtwechsel aufgrund der Pulsationen des Sterns. Die beiden Brennschalen im Inneren unserer AGB-Sterne existieren nicht unabhängig voneinander. Wenn das Helium-Schalenbrennen sehr aktiv ist, dehnt sich diese Schale zunächst stark aus, was einen Kühlungseffekt zur Folge hat. Ist der Heliumvorrat nahezu erschöpft, kontrahiert der Stern wieder und das Wasserstoff-Schalenbrennen wird durch die Verdichtung und den höheren Druck angeregt und produziert Helium für das Helium-Schalenbrennen. Die Schale, in der sich das Wasserstoff-Schalenbrennen vollzieht, dehnt sich aus und kühlt ab. Die Kontraktion der Helium-Schale zündet wiederum das Helium-Schalenbrennen mit dem frisch generierten Vorrat an Helium. Dieser Zyklus wiederholt sich etwa ein Dutzend Mal (Lesch und Müller 2011) und die thermischen Pulse sind zeitlich zehn- bis einhunderttausend Jahre voneinander getrennt. Am Ende hat der Stern gut die

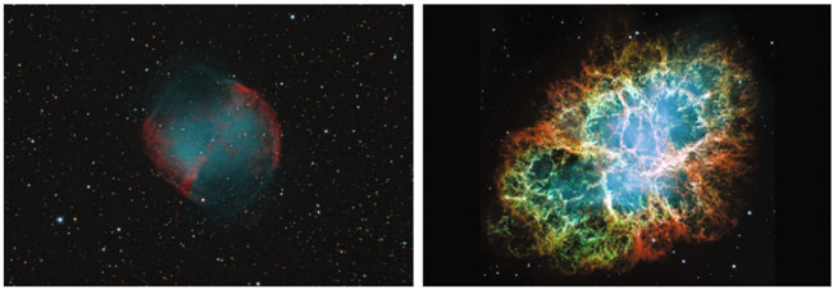


Abb. 2.2 *Hantelnebel* im Sternbild *Füchslein* (linkes Teilbild, Aufnahme: Leo Bette) und *Krebsnebel* im Sternbild *Stier* (rechtes Teilbild, Aufnahme: NASA/ESA, J. Hester und A. Loll (Arizona State University))

Hälfte seiner Ausgangsmasse verloren, in manchen Fällen sind es sogar bis zu 90 %. Die Materie sammelt sich konzentrisch um den reduzierten Stern an, der nur noch aus den beiden Brennschalen und dem eigentlichen Kern besteht, in den weiter ^{12}C durch das Helium-Schalenbrennen transportiert wird. Dadurch schrumpft der Kern und unser *Rumpf-Stern* emittiert nun hochenergetische Strahlung, vorwiegend im UV-Bereich. Diese Strahlung macht die abgestoßene Hülle aus Gas und Plasma sichtbar – ein *planetarischer Nebel* ist zu sehen. Die Bezeichnung rührt aus dem 18. Jahrhundert, denn im Jahr 1781 wurde der Planet *Uranus* entdeckt. In den damaligen Teleskopen bot die Beobachtung einer abgestoßenen Sternhülle einen ähnlichen Anblick, wie ihn der neu entdeckte *Wandelstern* lieferte, woraufhin *Friedrich Wilhelm Herschel (1738–1822)* im Jahr 1785 diesen Nebeln den Zusatz *planetarisch* gab. Heute sind etwa 1 500 planetarische Nebel in unserer Galaxis bekannt. Bei der gewaltigen Anzahl von Sternen ist dies ein sehr geringer Anteil. Das hängt mit der Lebensdauer planetarischer Nebel zusammen. Nach gut 50 000 Jahren hat sich das Gas so weit ausgedünnt, dass der planetarische Nebel nicht mehr sichtbar ist. Die Durchmesser planetarischer Nebel liegen bei 1 Lj und sie bestehen aus gut 70 % Wasserstoff, 28 % Helium und einem Rest aus Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff, sowie Spuren weiterer Elemente. Von der Gestalt her sind die meisten planetarischen Nebel nahezu sphärisch. Aber auch *bipolare* Strukturen wurden gefunden (Gurzadyan 1997). Abbildung 2.2 (linkes Teilbild) zeigt als Beispiel den etwa 1 400 Lichtjahre entfernten *Hantelnebel* (*M27*).

Der Rumpf-Stern hat nach dieser Zeit auch seinen letzten Brennstoff verbraucht und seine Brennschalen abgestoßen. Übrig bleibt ein elektronenentarteter Kern, der hauptsächlich aus Kohlenstoff und Sauerstoff besteht und eine Masse von 0,5 bis 0,6 $\mathcal{M}_\odot$ besitzt. Nachdem der Stern den Asymptotischen Riesenast verlassen

hatte (Position ⑤ in Abb. 2.1), begann er seine Hülle abzuwerfen und kontrahierte durch das Schalenbrennen weiter, so dass sich die Oberflächentemperatur bei nahezu konstanter Leuchtkraft erhöhte. Der Stern erreicht Position ⑥ in Abb. 2.1, die das Erlöschen der thermonuklearen Prozesse innerhalb des Sterns markiert. Seine Leuchtkraft verringert sich dadurch dramatisch und schließlich ist in Position ⑦ ein *Weißer Zwerg* (Heyssler 2014) entstanden.

Der Stern hat nun etwa die Größe unserer Erde und eine so gewaltige Dichte (Heyssler 2014, (2.16)), dass ein Teelöffel dieser entarteten Materie einige Tonnen Gewicht auf die Waage bringen würde. Er besteht aus einem Kohlenstoffkern, einem Heliummantel und einer Wasserstoffoberfläche. Ohne eigene Energiequellen kühlt der *Weiße Zwerg* immer mehr ab und mutiert, sobald seine Oberflächentemperatur $T_{eff\star}$ den Wert von 4 000 K unterschreitet, zum *Roten Zwerg* (Position ⑧ in Abb. 2.1). Doch die Abkühlung schreitet weiter voran und irgendwann treibt der ehemals leuchtende Stern als *Schwarzer Zwerg* durch die Weiten des interstellaren Raums – ein Schicksal, das auch unsere Sonne ereilen wird.

2.3 Sterne mittlerer Masse nach der Hauptreihe

Nach der ausführlichen Beschreibung der Endphase von Sternen im Bereich einer Sonnenmasse wollen wir in diesem Abschnitt das Ende der Sterne mit einer mittleren Masse $3\,\mathcal{M}_\odot < \mathcal{M}_\star \leq 8\,\mathcal{M}_\odot$ betrachten. Hierbei werden wir nur auf die Unterschiede im Vergleich zu den massearmen Sternen eingehen. Auch die Sterne der Mittelgewichtsklasse entwickeln sich zu planetarischen Nebeln und schließlich zu Weißen Zwergen.

Sterne im mittleren Massenbereich verlassen bereits wesentlich früher die Hauptreihe. Verbringt ein massearmer Stern einige Milliarden Jahre auf der Hauptreihe, so haben Sterne mittlerer Masse eine Verweildauer von $t_\star^{\mathrm{HR}} < 100$ Mio. Jahre (Heyssler 2015). Modellrechnungen ergeben für einen Stern der Masse $\mathcal{M}_\star = 5\,\mathcal{M}_\odot$ einen Wert von $t_\star^{\mathrm{HR}} = 56$ Mio. Jahren (Kippenhahn et al. 2012). Zur Erinnerung: Nur die thermonukleare Fusion von Wasserstoff *im Kern* des Sterns definiert die Zeit auf der Hauptreihe, nicht etwa das Wasserstoff-Schalenbrennen, das noch lange nach Verlassen der Hauptreihe andauert, wie wir im letzten Abschnitt gesehen haben.

Wie bei den massearmen Sternen verlagert sich auch bei Sternen dieser Gewichtsklasse das Wasserstoffbrennen in eine Schale, die den Kern umgibt. Dieser Effekt sorgt aus den gleichen Gründen wieder für eine Verkleinerung des Kerns. Die äußere Sternschicht folgt aber diesem Kontraktionsprozess, wie wir ihn in Abschn. 2.2 bei einem Stern mit der Masse $1\,\mathcal{M}_\odot$ beschrieben haben, diesmal

http://www.springer.com/978-3-658-10649-2

Das Leben der Sterne
Teil III: Endphasen der Sterne
Heyssler, M.
2016, VII, 54 S. 7 Abb., 6 Abb. in Farbe., Softcover
ISBN: 978-3-658-10649-2