

Nach den Erläuterungen zur Entstehung der Protosterne bzw. der jungen stellaren Objekte im Allgemeinen in (Heyssler 2014) befassen wir uns in diesem Kapitel mit ihrem Entwicklungsweg bis zur Hauptreihe, jener Phase, in der ein Stern seine eigene Energiequelle besitzt und den größten Teil seines Lebens verbringt. Wir formulieren Bedingungen, unter denen der Zugang zur Hauptreihe untersagt bleibt, und werden den Übergang vom Protostern zum *jungen Stern* bzw. *Vorhauptreihenstern* skizzieren. Unter einem Vorhauptreihenstern verstehen wir einen künftigen Stern, der die Hauptreihe erreichen wird. Daneben werden wir den Begriff des *jungen Sterns* verwenden und meinen damit sowohl Vorhauptreihensterne als auch stellare Objekte, welche die Hauptreihe nicht erreichen werden. Somit ist nach unserer Definition jeder Vorhauptreihenstern ein junger Stern, aber nicht notwendigerweise umgekehrt. Da die Verwirrung damit nur hinreichend erhöht wäre, verwendet die Fachliteratur häufig den Begriff der *jungen stellaren Objekte*. Dieser Begriff beinhaltet junge Sterne, Vorhauptreihensterne, aber auch Protosterne selbst. Und da wir den Entwicklungsweg unserer Protosterne zu jungen Sternen und vorzugsweise Vorhauptreihensternen beschreiben, ist die Titelwahl für dieses Kapitel gerechtfertigt.

## 2.1 Entwicklung vom Protostern zum jungen Stern

Betrachten wir die Entwicklung eines Protosterns im Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD), das wir in (Heyssler 2014) motiviert haben. Zunächst ist seine Oberflächentemperatur noch relativ gering. Am Ende des zweiten Kollapses, in der Phase des quasi-hydrostatischen Gleichgewichts, sind für einen künftigen Stern mit dem Äquivalent einer Sonnenmasse etwa 400 000 Jahre seit dem Beginn des Wolkollapses vergangen. Seine effektive Temperatur  $T_{\text{eff}\star}$  (Heyssler 2014) beträgt nun ungefähr 1 000 K und die durch den Akkretionsschock verursachte Leuchtkraft  $L_\star$  entspricht etwa der zehnfachen Sonnenleuchtkraft  $L_\odot$ . In unserem Beispiel erreicht der Protostern bei einer Oberflächentemperatur von etwa  $T_{\text{eff}\star} = 4\,000\text{ K}$  die sogenannte *Hayashi-Linie*. Chushiro Hayashi (1920–2010) fand im Jahr 1961 (Hayashi 1961) heraus, dass rechts dieser imaginären Linie für niedrige Werte von  $T_{\text{eff}\star}$  kein stabiles hydrostatisches Gleichgewicht herrschen kann. Unter dem hydrostatischen Gleichgewicht versteht man ein ausgeglichenes Kräfteverhältnis innerhalb des jungen stellaren Objekts.

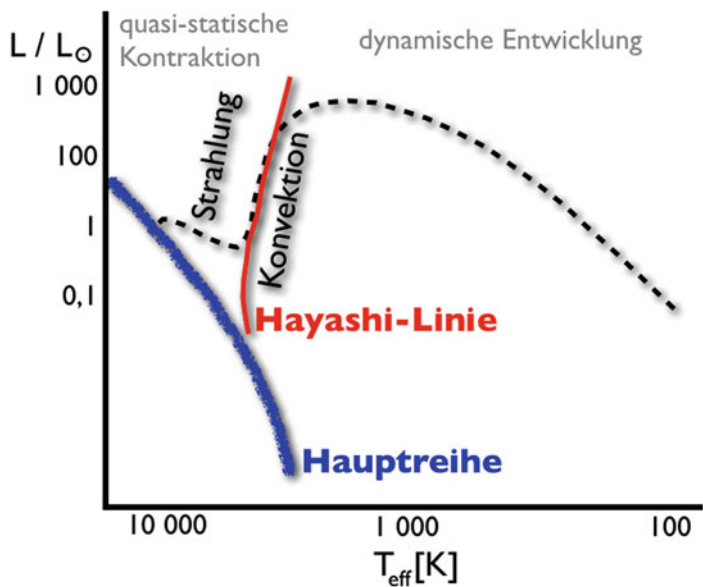
### 2.1.1 Konvektion und Strahlung

Mit Erreichen der Hayashi-Linie erfolgt der Energietransport innerhalb des Protosterns fast ausschließlich durch Konvektion und man bezeichnet ihn in dieser Phase als *vollkonvektiv*. Diese Definition ist allerdings relativ zu sehen, denn es existieren auch in diesem Stadium Bereiche innerhalb des Protosterns, in denen die Energie durch Strahlung transportiert wird. Bei unserer Sonne beispielsweise, einem ausgewachsenen Stern auf der Hauptreihe, schließt sich an den inneren Bereich, in dem der Wasserstoff fusioniert, eine radiative Zone an. Darüber liegt die konvektive Zone, deren Auswirkungen als *Granulen* auf der Sonnenoberfläche beobachtet werden können. Vollkonvektive Sterne können ihren Radius  $R_\star$  verringern, ohne dass die effektive Temperatur  $T_{\text{eff}\star}$  signifikant zunimmt (Lesch und Müller 2011). Wegen der Beziehung  $L_\star \propto R_\star^2 T_{\text{eff}\star}^4$  (Heyssler 2014, (2.11)) bedeutet dies, dass sich die Leuchtkraft  $L_\star$  des Protosterns in der Phase der quasi-statischen Kontraktion (Heyssler 2014) deutlich verringern muss, da diese proportional zum Quadrat des Sternradius ist. Der Protostern wandert im HRD entlang der Hayashi-Linie beinahe senkrecht in den Bereich geringerer Leuchtkraft, bei nahezu konstanter Oberflächentemperatur. Die Position der Hayashi-Linie ist eine Funktion der Protosternmasse  $\mathcal{M}_\star$ . Für Protosterne der Masse  $\mathcal{M}_\star = 1\mathcal{M}_\odot$  beginnt die Reise auf der Hayashi-Linie bei  $T_{\text{eff}\star} \approx 4\,000\text{ K}$ . Für höhere/geringere Massen liegt die Hayashi-Linie bei entsprechend höheren/geringeren Werten von  $T_{\text{eff}\star}$ . Die Kerntemperatur im Protostern hat sich seit Bildung des prästellaren Kerns stetig erhöht und nimmt, wie auch

der Druck, weiter zu, wenn sich der Protostern entlang der Hayashi-Linie bewegt. Dies hat zur Folge, dass die Konvektion immer weniger ein Transportmechanismus der gewonnenen Energie wird und die Strahlung die Oberhand gewinnt. Die Zeit, die seit dem Erreichen der Hayashi-Linie und dem Übergang zum strahlungsdominanten Protostern vergangen ist, beträgt für Protosterne mit wenigen Sonnenmassen in der Regel einige hunderttausend bis wenige Millionen Jahre. Ab dann wandert der künftige junge Stern bei fast konstanter Leuchtkraft in Richtung Hauptreihe, also des Ortes im HRD, an dem der Stern, bei nahezu konstanten Werten von  $L_*$  und  $T_{\text{eff},*}$ , den Großteil seines Lebens verbringt. Der Grund für die fast horizontale Bewegung im HRD liegt in der *Masse-Leuchtkraft-Beziehung* (Heyssler 2014), gemäß der die Beziehung  $L_* \propto M_*^{3.5}$  gilt. Das gesamte Hüllengas ist in dieser Phase auf den Protostern abgerechnet und seine Masse nimmt nicht mehr zu, was zu einer gleichbleibenden Leuchtkraft führt. Weiterhin vollzieht sich die Kelvin-Helmholtz-Kontraktion (Heyssler 2014), da der Protostern immer noch seine Strahlungsverluste allein aus der Gravitationsenergie decken muss. Dies bedeutet, dass sich der Radius  $R_*$  des Protosterns weiter quasi-statisch verringert, was bei gleichbleibender Leuchtkraft zu einem Anstieg der effektiven Temperatur  $T_{\text{eff},*}$  führt.

In Abb. 2.1 haben wir für einen Protostern der Masse  $M_* = 1 M_\odot$  den Entwicklungsweg bis zum Erreichen der Hauptreihe skizziert. Vor Eintritt in die konvektive Phase besitzt der Protostern maximal die tausendfache Sonnenleuchtkraft  $L_\odot$ , die sich beim Eintritt in die radiative Phase auf den Wert  $L_* \approx 1 L_\odot$  einstellt. Unsere Sonne besaß beim Eintritt in die vollkonvektive Phase einen Radius von  $60 R_\odot$ , eine Oberflächentemperatur von  $T_{\text{eff},\odot} = 4\,000\text{ K}$  und eine Leuchtkraft von etwa  $100 L_\odot$  (Scheffler und Elsässer 1984, S. 493). Es beginnt die Zeit, in welcher der künftige Stern seine Energie fast ausschließlich durch Strahlung transportiert. Das junge stellare Objekt ist sichtbar geworden. Das Hüllengas ist größtenteils abgerechnet und die Strahlung gewinnt die Oberhand. Wir sprechen fortan nicht mehr von Protosternen, sondern von *jungen Sternen*. Der folgende Abschnitt des Entwicklungswegs eines Vorhauptreihensterns wird nach dem amerikanischen Astronomen *Louis G. Henyey* (1910–1970) als *Henyey-Linie* bezeichnet.

Nach den theoretischen Modellen der Sternentwicklung (Stahler und Palla 2004) findet sich für die Oberflächentemperatur  $T_{\text{eff},*}$  der Vorhauptreihensterne auf der Henyey-Linie, als Abhängigkeit zum kleiner werdenden Radius  $R_*$ , die Beziehung  $T_{\text{eff},*} \propto R_*^{-5/8}$ . Die Oberflächentemperatur nimmt also stetig, aber moderat zu. Die Zentraltemperatur  $T_*^Z$  im Inneren der jungen Sterne erhöht sich im Vergleich dazu wesentlich schneller und es gilt  $T_*^Z \propto R_*^{-1}$ . In Tab. 2.1 zeigen wir die Entwicklung der Kerntemperatur  $T_*^Z$  eines Vorhauptreihensterns, zusammen mit weiteren Zustandsgrößen, nach theoretischen Berechnungen aus (Stahler 1983; Palla und Stahler 1990).



**Abb. 2.1** Qualitative Entwicklung eines Protosterns der Masse  $1\mathcal{M}_{\odot}$  im HRD und der Übergang von der konvektiven zur strahlungsdominanten Phase

**Tab. 2.1** Theoretische Werte für  $R_{\star}$ ,  $T_{\text{eff}\star}$ ,  $L_{\star}$  und  $T_{\star}^Z$  eines Vorhauptreihensterns der Masse  $\mathcal{M}_{\star} = 1\mathcal{M}_{\odot}$  als Funktion der Zeit  $t$  nach (Stahler und Palla 2004). Die Zeitrechnung in Jahren beginnt mit dem Erreichen der Geburtslinie. Die Zentraltemperatur  $T_{\star}^Z$  ist in Einheiten von  $10^6$  K angegeben

t	[Jahre]	0	$1 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$
$R_{\star}$	[ $R_{\odot}$ ]	4,8	4,3	3,8	2,6	1,8	1,2	1,0
$T_{\text{eff}\star}$	[K]	4 365	4 266	4 266	4 266	4 266	4 365	5 623
$L_{\star}$	[ $L_{\odot}$ ]	7,1	5,6	4,2	1,9	1,0	0,5	0,9
$T_{\star}^Z$	[ $10^6$ K]	1,5	1,7	1,8	3,0	4,4	6,0	12,3

Abschließend sei noch die *Geburtslinie* der Sterne erwähnt, welche erstmals von S.W. Stahler und F. Palla motiviert wurde (Stahler 1983; Palla und Stahler 1990). Hiermit wird eine imaginäre Linie im HRD bezeichnet, ab der die jungen Sterne nicht mehr von einer dichten molekularen Wolke umgeben sind und die Strahlung, welche ihre Oberfläche verlässt, direkt beobachtbar wird. Die Protosterne ließen

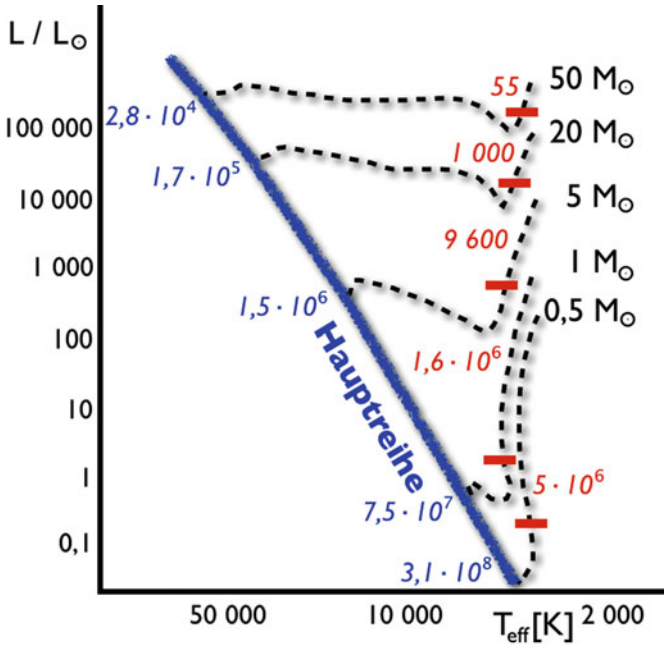
sich davor nur indirekt nachweisen, indem die von ihnen ausgesandte Infrarotstrahlung gemessen wurde. Die Idee der Geburtslinie von Sternen entstand aus der Beobachtung junger Sterngruppen, wie der *T-Assoziationen*<sup>1</sup> im Sternbild *Orion*. Zum einen findet sich dort noch eine signifikante Menge an molekularem Gas, was auf junge Sterne hindeutet, zum anderen ist die interstellare Extinktion durch dieses Gas bereits so weit erniedrigt, dass für einzelne Mitglieder die Zustandsgrößen (Heyssler 2014) bestimmt werden können und eine Einordnung in das HRD erfolgen kann. Man beobachtet zwei Dinge: Die Sterne dieser Gruppen befinden sich rechts, oberhalb der Hauptreihe, was ein Indiz für junge Sterne ist, die sich noch auf ihrem frühen Entwicklungsweg (Heney-Linie) durch das HRD befinden. Die Sterne gruppieren sich aber auch alle links, unterhalb einer imaginären Linie, welche somit als *Geburtslinie* bezeichnet wird. Wenn die Vorhauptreihensterne erstmals beobachtbar werden, folgen sie demnach, wie Hauptreihensterne, gewissen Gesetzmäßigkeiten bezüglich Leuchtkraft und effektiver Temperatur. Die Geburtslinie läutet somit das Ende der Protosternphase und den Beginn des Lebens als junger Stern ein.

### 2.1.2 Eine Frage der Masse

Wir haben in Abschn. 2.1.1 die Entwicklung eines Protosterns mit der Masse unserer Sonne beschrieben. Die Dauer der Entwicklung zum Hauptreihenstern ist u. a. eine Funktion seiner Masse  $\mathcal{M}_\star$ . Ein Stern mit Sonnenmasse benötigt gut 10 Mio. Jahre vom Erreichen der Hayashi-Linie bis zum Eintritt auf die Hauptreihe (Scheffler und Elsässer 1984). Ein Stern mit der Masse  $50 \mathcal{M}_\odot$  benötigt weniger als 100 000 Jahre (Lesch und Müller 2011). Bei massereichen Sternen fällt die vollkonvektive Phase sehr kurz aus. Der Stern verlässt nach nicht einmal 100 Jahren die Hayashi-Linie und bewegt sich beinahe horizontal auf der Heney-Linie Richtung Hauptreihe. Massereiche Sterne befinden sich wesentlich früher im Strahlungsgleichgewicht, mit der Folge, dass die Leuchtkraft ab diesem Zeitpunkt relativ konstant bleibt. Die Temperatur  $T_{\text{eff}\star}$  erhöht sich wegen  $T_{\text{eff}\star} \propto 1/\sqrt{R_\star}$ , da der Vorhauptreihenstern weiter kontrahiert. Mit Einsetzen der Kernfusion auf der Hauptreihe nimmt die innere Energie dann so weit zu, dass die Kontraktion gestoppt wird und Leuchtkraft  $L_\star$  sowie Oberflächentemperatur  $T_{\text{eff}\star}$  für eine lange Zeit nahezu fixiert sind. Massereiche Sterne besitzen wegen ihrer hohen Leuchtkraft gewaltige Sternwinde, welche zusammen mit dem hohen Strahlungsdruck ihre äußeren Hüllen ins Universum zerstreuen. Ein Stern von  $50 \mathcal{M}_\odot$  bläst so etwa zwei Drittel seiner Masse ein, ehe er

---

<sup>1</sup> Diese Sterngruppe besteht hauptsächlich aus den jungen *T-Tauri-Sternen*, welche wir in Abschn. 2.2 behandeln.



**Abb. 2.2** Qualitative und quantitative Entwicklungswege von Vorhauptreihensternen unterschiedlicher Masse. Daten aus (Ezer und Cameron 1967)

die Hauptreihe erreicht (Lesch und Müller 2011). Die Fragmentierung der interstellaren Wolke und die Sternwinde setzen somit den Sternen Grenzen bezüglich ihrer Masse. In der Regel halten sich die jungen Sterne an diese Theorie und auf der Hauptreihe sind keine Sterne mit mehr als  $100 M_{\odot}$  zu finden. Dennoch wurden mittlerweile stabile Sterne beobachtet, deren Massen auch  $100 M_{\odot}$  überschreiten (Heyssler 2014).

In Abb. 2.2 sind die theoretischen Entwicklungswege von Vorhauptreihensternen unterschiedlicher Massen nach Modellrechnungen zur Sternentwicklung (Ezer und Cameron 1967) skizziert. Die mathematischen Grundgleichungen sind heute so gut wie damals. Allein einzelne Parameter, die aus Beobachtungen phänomenologisch einfließen, wurden justiert. Für einen Einblick in die Theorie der Sternentwicklung und ihre Lösung im Rahmen der polytropen Analysis verweisen wir z. B. auf (Stahler und Palla 2004). In Abb. 2.2 sind Entwicklungswege von Vorhauptreihensternen mit Massen zwischen  $0,5 M_{\odot}$  und  $50 M_{\odot}$  eingezeichnet. Jeder dargestellte

Entwicklungsweg startet mit dem Eintritt auf die Hayashi-Linie. Das Ende der vollkonvektiven Phase auf der Hayashi-Linie ist in Jahren angegeben und beträgt beispielsweise für einen Vorhauptreihenstern mit  $5 M_{\odot}$  etwa 9 600 Jahre. Die berechnete Dauer für das Erreichen der Hauptreihe seit Eintritt in die vollkonvektive Phase ist ebenfalls vermerkt. Sie beträgt bei einem Vorhauptreihenstern von  $5 M_{\odot}$  etwa 1,5 Mio. Jahre. Die Zeit, die der Vorhauptreihenstern auf der Henyey-Linie verbringt, ist die Differenz beider Werte. Die Hayashi-Linie ist umso ausgeprägter, je masseärmer der Vorhauptreihenstern ist. Der Abfall der Leuchtkraft ist äußerst signifikant zwischen Beginn und Ende der vollkonvektiven Phase. Massereiche Sterne erreichen die Hauptreihe in der Regel früher als masseärmere Sterne. Zudem setzt bei ihnen das *Wasserstoffbrennen*, also die Fusion der Wasserstoffatome im Sterninneren, mit dem wir uns ausführlich im folgenden Kapitel beschäftigen, häufig bereits vor Erreichen der Hauptreihe ein. Man beachte in Abb. 2.2 auch den leichten Abfall der Leuchtkraft mit Einsetzen der Kernfusion.

Für einen Vorhauptreihenstern der Masse  $M_{\star} = 1 M_{\odot}$  berechnen die Autoren in (Stahler und Palla 2004) Werte für Radius  $R_{\star}$ , effektive Temperatur  $T_{\text{eff}\star}$ , Leuchtkraft  $L_{\star}$  und Zentraltemperatur  $T_{\star}^Z$ , welche wir in Tab. 2.1 als Funktion der Zeit  $t$  präsentieren.

Der Zeitraum in Tab. 2.1 beginnt bei  $t = 0$  Jahren mit dem Erscheinen auf der Geburtslinie, die wir in Abschn. 2.1.1 diskutiert haben, und endet kurz vor Erreichen der Hauptreihe. Die Beziehung  $T_{\star}^Z \propto R_{\star}^{-1}$ , die wir in Abschn. 2.1.1 diskutiert haben, ist zu sehen.

Die Energie  $\Delta E$ , die der junge Stern auf seinem Weg zur Hauptreihe verbraucht entspricht

$$\Delta E = \frac{G M_{\star}^2}{R_{\star}}, \quad (2.1)$$

wobei  $G = 6,674 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2}$  die Gravitationskonstante bezeichnet. Gemäß dem *Virialtheorem* (Heyssler 2014, (3.1)) wird die eine Hälfte dieser Energie in thermische Energie, die andere Hälfte in Strahlung umgewandelt. Dieser Strahlungsanteil, dividiert durch die Leuchtkraft  $L_{\star}$ , ergibt die Zeitdauer der *Kelvin-Helmholtz-Kontraktion*  $\tau_{\text{KH}}$  in Jahren (Heyssler 2014, (3.10))

$$\tau_{\text{KH}} = \frac{G}{2} \frac{M_{\star}^2}{R_{\star} L_{\star}} \approx 1,5 \cdot 10^7 \left( \frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right)^2 \left( \frac{R_{\odot}}{R_{\star}} \right) \left( \frac{L_{\odot}}{L_{\star}} \right) \text{ [Jahre]}. \quad (2.2)$$

Dies ist die Zeit, in der dem jungen Stern noch keine eigene Energiequelle zur Verfügung steht und er seine Strahlungsverluste allein aus der Gravitationsenergie deckt (Lesch und Müller 2011). Der größte Teil der Gravitationsenergie wird erst

kurz vor Erreichen der Hauptreihe freigesetzt (Stahler und Palla 2004). Somit verringert sich die Entwicklungsgeschwindigkeit des Vorhauptreihensterns innerhalb des HRD mit zunehmender Kontraktion und der junge Stern verbringt die meiste Zeit seiner Entwicklung in der Nähe der Hauptreihe. Dies spiegelt sich auch in Abb. 2.2 wider. Die Zeit auf der Henyey-Linie ist um einige Größenordnungen länger als auf der Hayashi-Linie. Die unterschiedlichen Entwicklungszeiten junger Sterne bezüglich ihrer Massen lassen sich quantitativ erklären. Aus der Masse-Leuchtkraft-Beziehung findet man die Beziehungen  $L_\star \propto M_\star^{3.5}$ . Aus der Masse-Radius-Beziehung erhält man (Heyssler 2014)  $R_\star \propto M_\star$ , wenn  $M_\star \leq M_\odot$  und  $R_\star \propto M_\star^{0.6}$ , wenn  $M_\star > M_\odot$ . Gleichung (2.2) liefert somit für die Zeitdauer der Kelvin-Helmholtz-Kontraktion  $\tau_{\text{KH}} \propto 1/M_\star^{2.5}$  für massearme,  $\tau_{\text{KH}} \propto 1/M_\star^{2.1}$  für massereiche junge Sterne. Ein zehnmal massereicherer Vorhauptreihenstern besitzt eine etwa einhundertmal kürzere Phase der Kelvin-Helmholtz-Kontraktion als sein masseärmeres Pendant. Dies zeigt auch ein Vergleich der Entwicklungszeiten der Vorhauptreihensterne mit  $0,5 M_\odot$ ,  $5 M_\odot$  und  $50 M_\odot$  in Abb. 2.2.

Mit diesen Grundlagen kehren wir nun noch einmal zu den konvektiven und radiativen Phasen der jungen Sterne zurück. Für eine Akkretionsrate von  $10^{-5} M_\odot$ , dies ist die auf den Protostern einfallende Materie pro Jahr, schneidet die Geburtslinie die Hauptreihe bei etwa  $8 M_\odot$  (Stahler und Palla 2004). Bei  $10^{-4} M_\odot$  liegt der entsprechende Schnittpunkt bei  $14 M_\odot$ . Der Grund ist folgender: Wenn der junge Stern an Masse zunimmt, setzt im Inneren das *Deuteriumbrennen* ein. Deuterium ist ein Isotop des Wasserstoffatoms und besitzt im Kern neben dem Proton noch ein zusätzliches Neutron. Deuterium fusioniert mit einem Wasserstoffatom, sobald die Temperatur im Inneren des jungen Sterns  $T_\star^Z = 10^6$  K erreicht. Die Reaktionsgleichung für das Deuteriumbrennen mit dem Endprodukt eines Helium-Isotops lautet



Das Deuteriumbrennen ist der Motor für die Konvektion innerhalb des jungen Sterns. Die in dieser exothermen Reaktion gewonnene Energie wird an seine Oberfläche transportiert. Während dieser Phase bleibt  $T_{\text{eff}\star}$  relativ konstant. Das Deuteriumbrennen verhindert, ähnlich einem Thermostat, das frühe Einsetzen des Wasserstoffbrennens. Würde dies nicht geschehen, gäbe es keine Vorhauptreihensterne oberhalb von etwa  $2 M_\odot$ . Wie bei massereichen Protosternen würde durch den ungebremsten Anstieg der Temperatur im Inneren noch während der Akkretionsphase das Wasserstoffbrennen einsetzen und der junge Stern würde direkt auf der Hauptreihe geboren. Das Deuterium im Inneren des Protosterns ist relativ schnell verbraucht und die einzige verbleibende Quelle für neues Deuterium ist

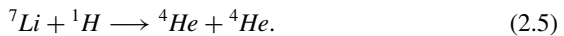


die auf ihn einfallende Materie. So entstehen ein an Deuterium armer Kern und eine an Deuterium reiche Schale um den Kern, in der sich das Deuteriumbrennen fortsetzt und den Radius des Protosterns signifikant anwachsen lässt. Ist aber genügend Masse im Protostern vorhanden, gibt es eine kritische Masse, ab der die Gravitation dem thermischen Druck überlegen ist. So fallen bei massereichen Protosternen die konvektiven Phasen immer weniger ins Gewicht (siehe Abb. 2.2) und es existiert eine Grenzmasse, ab der die Geburtslinie und die Hauptreihe zusammenfallen. Das bedeutet: Sobald der Protostern seine Akkretionsphase beendet hat und sich Vorhauptreihenstern nennen dürfte, befindet er sich bereits auf der Hauptreihe und fusioniert folglich Wasserstoff, sobald er optisch sichtbar wird (gemäß unserer Definition in Abschn. 2.1.1). Masseärmere Protosterne besitzen nicht die entsprechende Kerntemperatur von  $T_{\star}^Z = 10^7$  K, ab der das Wasserstoffbrennen einsetzt, und vollziehen das beschriebene Vorhauptreihen-Verhalten, die quasi-statische Kontraktion, in der sich der Radius weiter verringert und die innere Temperatur erhöht. Im Idealfall erreicht diese dann ebenfalls den Schwellenwert für das Einsetzen des Wasserstoffbrennens. Aber auch das ist eine Frage der Masse. Analytisch wurde die Kerntemperatur des jungen Sterns nach Ende der konvektiven Phase als Funktion der Masse  $\mathcal{M}_{\star}$  und des Radius  $R_{\star}$  zu

$$T_{\star}^Z = 7,5 \cdot 10^6 \left( \frac{\mathcal{M}_{\star}}{\mathcal{M}_{\odot}} \right) \left( \frac{R_{\odot}}{R_{\star}} \right) \quad [K] \quad (2.4)$$

bestimmt (Stahler und Palla 2004). Das Ergebnis aus Gl. (2.4) liefert  $T_{\star}^Z$  in Grad Kelvin. Dies hat zur Folge, dass massereiche Protosterne relativ früh die Grenztemperatur  $T_{\star}^Z = 10^7$  K für das Einsetzen des Wasserstoffbrennens erreichen, massearme Sterne jedoch nicht einmal genug Energie erzeugen, um das Deuteriumbrennen zu vollziehen. Massearme Protosterne beginnen ebenfalls ihre konvektive Phase auf der Hayashi-Linie, aber in scharfem Kontrast zu den massereichen Protosternen verlassen sie diese während ihrer Vorhauptreihenzeit nicht mehr. Der Massenwert, den ein junger Stern haben muss, um strahlungsaktiv zu werden, beträgt nach (Stahler und Palla 2004) etwa  $0,4 \mathcal{M}_{\odot}$ . Junge Sterne, die diese Masse unterschreiten, besitzen im HRD demnach eine Hayashi-, aber keine Henyey-Linie. Sie bleiben also konvektiv und der Übergang zur Strahlungsphase wird unterdrückt.

Das Deuterium der jungen Sterne wurde durch *primordiale Nukleosynthese* kurz nach dem Urknall produziert, ebenso die leichten Elemente der Ordnungszahlen 2 bis 5 (Helium, Lithium, Beryllium, Bor). Astrophysikalisch sehr interessant ist das Isotop  ${}^7\text{Li}$ , welches aus drei Protonen und vier Neutronen besteht. Im Inneren der Sterne fusioniert es mit dem Wasserstoff zu Helium:



Reaktion (2.5), für welche eine Zentraltemperatur von  $T_{\star}^Z = 3 \cdot 10^6$  K nötig ist, setzt somit nach dem Deuterium-, aber vor dem möglichen Wasserstoffbrennen ein. Interessanterweise ist das Verhältnis Lithium zu Wasserstoff um einen Faktor zehn größer als kurz nach der primordialen Nukleosynthese. Die in der kosmischen Strahlung enthaltenen  $\alpha$ -Teilchen haben mit dem Helium in den interstellaren Wolken den erhöhten Anteil an Lithium durch Umkehrung der Reaktion (2.5) hervorgebracht. Massearme Protosterne erreichen aber nicht die notwendigen Kerntemperaturen, um das in ihnen enthaltene Lithium umzuwandeln, und es geht somit an den späteren Vorhauptreihenstern über. Bei massereicheren Protosternen hingegen setzt die Reaktion (2.5) in der radiativen Phase ihres Kerninneren ein. Das vorhandene Lithium wird komplett aufgebraucht und ist nur noch in der konvektiven äußeren Schale vorhanden. Das heißt, dass alle Vorhauptreihensterne in der Phase ihrer Kontraktion in ihren äußeren Hüllen den gleichen Anteil an Lithium aufweisen sollten wie die interstellare Materie, aus der sie gebildet wurden. Das Verhältnis Lithium zu Wasserstoff liegt etwa bei  $2 \cdot 10^{-9}$  (Stahler und Palla 2004). Vor Einsetzen des Wasserstoffbrennens wird das Lithium meist komplett zerstört und die Lithium-Absorptionslinie ist somit der Fingerabdruck in den Spektren von Vorhauptreihensternen. Wir werden in Kap. 4 bei der Diskussion der Pulsationsveränderlichen darauf eingehen, dass auch in konvektiv aktiven Riesensternen Lithium in der Atmosphäre nachgewiesen wurde, aber dennoch gilt Lithium primär als der Nachweis von Vorhauptreihensternen schlechthin.

Zum Abschluss dieses Abschnitts über den Einfluss der Massen auf die Entwicklung der jungen stellaren Objekte wollen wir noch die masseärmsten Protosterne behandeln. Sie besitzen nicht genügend Masse, um jemals im Inneren die thermische Energie für das Wasserstoffbrennen aufzubauen, und werden somit die Hauptreihe nie erreichen. Hierbei handelt es sich um die sogenannten *Braunen Zwerge*.

Massearme Sterne benötigen nicht nur länger, um die Hauptreihe zu erreichen (siehe Abb. 2.2), sie haben auch vor Erreichen der Hauptreihe eine wesentlich höhere Dichte als ihre massereicheren Mitstreiter. Wegen der Masse-Radius-Beziehung  $\mathcal{M}_{\star} \propto R_{\star}$  für Sterne mit Massen  $\mathcal{M}_{\star} \leq \mathcal{M}_{\odot}$  gilt für die mittlere Dichte des jungen massearmen Sterns die Beziehung  $\bar{\rho}_{\star} \propto \mathcal{M}_{\star} R_{\star}^{-3} = \mathcal{M}_{\star}^{-2}$ . Die erhöhte mittlere Dichte ist aber auch gleichzeitig ein Hindernis, um ihre Zentraltemperatur  $T_{\star}^Z$  in den Bereich von  $10^7$  K für die Zündung des Wasserstoffbrennens zu bringen. Numerische Berechnungen der Sternentwicklung lieferten als Grenzmasse  $\mathcal{M}_{\star}^G$ , unterhalb der beim jungen Stern kein Wasserstoffbrennen einsetzt, den Wert  $\mathcal{M}_{\star}^G = 0,075 \mathcal{M}_{\odot}$  (Stahler und Palla 2004, S. 603). Dies entspricht etwa 80 Jupitermassen. Während ein junger Stern mit  $\mathcal{M}_{\star} = 0,075 \mathcal{M}_{\odot}$  gerade noch so die Hauptreihe erreicht, bleibt dieses Privileg masseärmeren Sternen vorenthalten. Somit ist Gl. (2.4) für Massen kleiner als  $\mathcal{M}_{\star}^G$  nicht anwendbar. Der junge Stern

Das Leben der Sterne

Teil II: Junge stellare Objekte und Sternenalltag

Heyssler, M.

2015, VII, 52 S. 8 Abb. in Farbe., Softcover

ISBN: 978-3-658-09172-9