
Der Helium-Flash

Fabian Müller, Ludwig-Maximilians-Universität München

Einleitung

Unter dem Helium-Flash versteht man den thermodynamischen Runaway, welcher das Heliumbrennen im Kern von massearmen Sternen mit einer Masse von $0.7M_{\odot} \leq M_* \leq 2.2M_{\odot}$ ⁽¹⁾ einleitet. Der Kern besteht dabei hauptsächlich aus Helium, welches als Asche der Wasserstofffusion entstanden ist. Da das Elektrogen gas im Kern stark entartet ist, ergibt sich eine Zustandsgleichung, bei der Druck und Temperatur nicht oder nur sehr schwach voneinander abhängen, d.h. $P = P(\rho)$. Kommt es im Kern also zum Zünden der Kernfusion von Helium-Kernen, so kann die freiwerdende Energie nicht für Volumenarbeit genutzt werden. Stattdessen führt sie zur Erhöhung der Temperatur und damit zu einer Beschleunigung der Fusionsreaktionen, was wiederum zu einer höheren Temperatur führt, und so weiter. Dies wird als thermonuklearer Runaway bezeichnet. Der Anstieg der Temperatur wird so lange fortgesetzt, bis die Temperatur in etwa der Fermi-Temperatur $T \approx T_F$ entspricht (d.h. bis $\psi \approx 0$). Erst dann kann das nun nicht mehr entartete Gas sein Volumen vergrößern und dadurch den Runaway stoppen.

Die in der Vorlesung vorgestellte Behandlung des Helium-Flashes (siehe Abschnitt 23.4b) beruht auf den Ergebnissen der Arbeit von Thomas [6]. Dieser hat im Jahre 1967 den Helium-Flash erstmalig unter der Berücksichtigung von Neutrinoverlusten im

Kern (dazu später mehr) berechnet. Für uns Hörer der Vorlesung stellt sich natürlich die Frage, ob die Ergebnisse der vor rund 50 Jahren durchgeführten Simulationen heute überhaupt noch relevant sind. In dieser Arbeit will ich einen kurzen Abriss über die aktuelle Entwicklung in Sachen Helium-Flash geben und genau diese Frage diskutieren.

Gibt es wesentliche Unterschiede zwischen den rund 50 Jahre alten Rechnungen von Thomas und modernen Rechnungen?

Tatsächlich hat Thomas eine Annahme gemacht, die sich heutzutage als nicht sinnvoll erweist. Er ist in seinen Berechnungen von einem $1.3M_{\odot}$ Stern mit einer Startkonfiguration von $Y = 0.9$ ausgegangen. Heutzutage wissen wir, dass dieser Wert sehr hoch ist und in der Realität wohl nicht erreicht wird. In seiner Arbeit hat Thomas als Erster berücksichtigt, dass der Heliumkern eines Sterns in der Phase des Wasserstoffschalenbrennens nicht vollständig isotherm ist. Statt dessen findet eine Kühlung des Kerns durch Neutrinoverluste statt, wobei für die Produktionsrate der Neutrinos gilt $\epsilon_{\text{Neutrino}} \propto \rho^n T^n$ mit $n > 0$ (siehe dazu auch im Vorlesungsskript Kapitel 23.4b). Da $n > 0$ und die Dichte im Zentrum am Höchsten ist, wird das Zentrum durch Neutrinoverluste stärker gekühlt als die Umgebung. Dies führt dazu, dass der Helium-Flash nicht im Kern, sondern in einer Schale darüber stattfindet. An dieser Erkenntnis hat sich bis heute nichts geändert.

⁽¹⁾Diese Angabe ist Mocák et al. [3] entnommen. Andere Autoren wie Gautschi [2] nennen beispielsweise $M_* \leq 2M_{\odot}$ als mögliche Massen. Die genauen Grenzen hängen davon ab, wann das Zünden von Helium noch als "Flash" gewertet wird und wann nicht.

In einer aktuellen Arbeit von Gautschy [2] wurden die Rechnungen von Thomas nochmals mit modernen Rechenmethoden durchgerechnet. Dabei wurde eine Startkonfiguration von $X = 0.70$, $Y = 0.28$ und $Z = 0.02$ angenommen. Dies entspricht mehr unserer derzeitigen Vorstellung der chemischen Zusammensetzung von Sternen. Die Rechnungen zeigen, dass es keine fundamentalen Unterschiede zu den Rechnungen von Thomas gibt. Größtenteils konnten die Ergebnisse reproduziert werden. So kommt es in den Rechnungen von Gautschy ebenfalls dazu, dass die H-Schale erlischt, kurz nachdem der Helium-Flash seine maximale Energieproduktion erreicht hat. Später zündet die Schale wieder, wie auch schon bei Thomas beschrieben. Nachdem die Heliumfusion⁽²⁾ angelaufen ist, bildet sich oberhalb der Helium-Brennzone eine Konvektionszone⁽³⁾, die sich im Kern in Richtung zur Kernoberfläche hin ausdehnt. Auch "frisst" sich die He-brennende Schale mit der Zeit zum Zentrum des Sterns, wobei es zu mehreren Sekundärflashes kommt (siehe auch Abbildung 1 und Kapitel 23.4b im Vorlesungsskript). In der Rechnung von Gautschy können neben dem Initialflash noch fünf weitere zusätzliche Pulse ausgemacht werden bis die He-Brennschale das Zentrum des Sterns erreicht, was nach rund 2×10^6 Jahren der Fall ist. Der Stern geht dann über in die Phase des zentralen Helium-Brennens.

Die wesentlichen Ergebnisse von Thomas sind also, obwohl inzwischen fast 50 Jahre alt, auch mit leicht veränderten Annahmen reproduzier- und immer noch brauchbar.

Können sich die Brennzonen vermischen?

Grundsätzlich laufen die Fusionsprozesse ($p - p$ Kette, CNO-Zyklus, 3α -Prozess, etc.) räumlich getrennt voneinander ab. Der Grund dafür ist, dass die Cou-

⁽²⁾In der Helium-Brennzone findet im Wesentlichen der 3α -Prozess statt (siehe dazu auch Kapitel 16.5 des Vorlesungsskripts).

⁽³⁾Eine Konvektionszone bildet sich, sobald die Energie nicht mehr alleine durch Strahlung und Wärmeleitung abtransportiert werden kann. Ein radiatives Gebiet wird konvektiv, wenn $\nabla_{\text{rad}} > \nabla_{\text{ad}}$.

lombabstoßung vom Produkt der Kernladungszahlen der Reaktanten abhängt und deswegen für jeden Fusionsprozess unterschiedlich hohe Temperaturen notwendig sind (siehe Vorlesung Kapitel 16.5).

Allerdings ist vorstellbar, dass die sich ausbildende Konvektionszone, die von der Helium-Fusion her rührt, bis zur Wasserstoff-Brennzone hinaufreicht und so wasserstoffreiches Material von dort zurückholt. Die Folge wäre eine schlagartige Verbrennung des Wasserstoffs in der Konvektionszone über den CNO-Zyklus. Ein solcher Effekt ist möglich, allerdings nicht für die Sternmasse von $1.3M_{\odot}$, wie wir sie betrachten. Gautschy führt in seiner Arbeit aus, dass unter speziellen Umständen eine Mischung möglich sein könnte.⁽⁴⁾

Tatsächlich kann man einen solchen Effekt bei Population III Sternen beobachten.⁽⁵⁾ In Rechnungen von Schlattl et al. [5] wurden solche Rechnungen durchgeführt. Es wurde dabei von einem Stern der Masse $1M_{\odot}$ mit der Startkonfiguration $X = 0.77$, $Y = 0.23$, $Z = 0$ ausgegangen.

Sobald die erste Konvektionszone, welche sich oberhalb der Helium-Schalenquelle bildet, die Wasserstoff-Brennzone erreicht verbindet sie sich mit der Konvektionszone. Diese große Konvektionszone ermöglicht es nun auch nuklear prozessiertes Material von weit unten nahe an die Oberfläche des Sterns zu bringen. Das führt schließlich dazu, dass solche Sterne an ihrer Oberfläche eine ungewöhnliche Metallizität (und He-Häufigkeit) aufweisen.

Was ändert sich wenn eine zeitabhängige Konvektionstheorie verwendet wird?

Problematisch ist, dass der Helium-Flash verglichen mit den sonstigen Änderungen im Stern, die sich oftmals über viele Millionen Jahre erstrecken, in einer sehr kurzen Zeitspanne abläuft. Man muss sich daher die Frage stellen, ob es notwendig ist eine zeitabhängige Konvektionstheorie zu verwenden.

⁽⁴⁾Aus der Arbeit von Gautschy [2]: "Under special conditions, which might not be realized in nature, a merging of convection zones could be enforced"

⁽⁵⁾Sterne der Population III sind im frühen Universum entstanden und daher sehr metallarm ($Z \approx 0$).

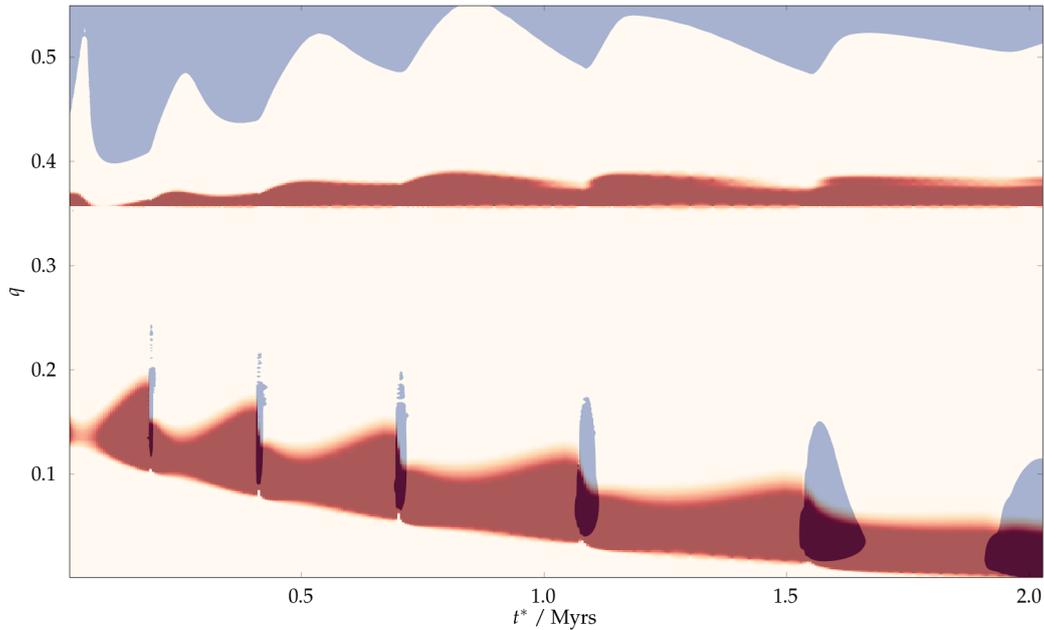


Abbildung 1: Kippenhahn-Diagramm für die Langzeitentwicklung des $1.3M_{\odot}$ Sterns nach den Berechnungen von Gautschy [2]. Aufgetragen ist die Massenkoordinate $q(M_r) = M_r/(1.3M_{\odot})$ über der Zeit t^* . Das Diagramm beginnt ab einem Zeitpunkt kurz nach dem Initial-Flash und zeigt die folgende Entwicklung inklusive der fünf Sekundärflashes. Rote Gebiete sind Regionen mit $\epsilon_{\text{nuc}} > 10 \text{ erg/g/s}$, blaue Gebiete sind Konvektionszonen. Gut erkennbar ist die räumliche Trennung der Brennzonen, wobei das Wasserstoffschalenbrennen bei $q \approx 0.35$ stattfindet. Die Helium-Brennzone hingegen befindet sich zunächst bei $q \approx 0.13$ und “frisst” sich in rund 2×10^6 Jahren zum Zentrum.

Sobald die Zeitskala τ_{evol} , auf der sich ein Stern verändert, in etwa gleich der Zeitskala für Konvektion τ_{conv} ist oder diese unterschreitet ($\tau_{\text{evol}} \lesssim \tau_{\text{conv}}$), muss an eine zeitabhängige Konvektionstheorie gedacht werden.

Es stellt sich dann die Frage, wie schnell die Konvektionszone dem Helium-Flash folgen kann. Je schlechter die Konvektionszone in der Lage ist, Energie weg zu transportieren, desto schneller wird der thermonukleare Runaway sein. Der Grund dafür ist, dass der Kern entartet ist, weswegen die nukleare Energieerzeugungsrate empfindlich von der Temperatur abhängt und leichte Temperaturunterschiede zu gewaltigen Unterschieden in der nuklearen Energieerzeugungsrate führen.

In seiner Doktorarbeit hat sich Flaskamp [1] mit der zeitabhängigen Konvektionstheorie beschäftigt. Seine Ergebnisse zeigen, dass sich die konvektive Geschwindigkeit nicht, wie bei zeitunabhängigen hydrostatischen Rechnungen, instantan an die veränderten Bedingungen im Stern anpassen. Die konvektiven

Geschwindigkeiten in seinen Berechnungen erweisen sich als geringer als in der zeitunabhängigen Theorie. Aus diesem Grund ist zu erwarten, dass das oben Beschriebene passiert und der Helium-Flash schneller abläuft.

Die Grundlage der Berechnungen von Flaskamp war ein $5M_{\odot}$ Stern der Population III. Dies entspricht nicht unserem Modell eines $1.3M_{\odot}$ Sterns mit höherer Metallizität als es bei Population III Sternen der Fall ist. Die Ergebnisse sind daher nicht unmittelbar auf unser Modell übertragbar und müssen erst durch Simulationen überprüft werden.

Was ist das konvektive Überschießen und welchen Effekt hat es? Sind 2D- und 3D-Rechnungen besser?

Als konvektives Überschießen (engl. “overshooting”) bezeichnet man einen Effekt, der in hydrodynamischen Rechnungen auftritt. Die dynamischen Rechnungen erlauben es der Masse durch ihre Trägheit über die Ränder der Konvektionszone hinaus zu schie-

ßen. Dabei wird die ansonsten “harte” Kante⁽⁶⁾, die konvektives von nicht konvektivem Gebiet abgrenzt, “aufgeweicht”.

Hydrodynamische Rechnungen wurden in 2D- und 3D-Rechnungen von Mocàk et al. [3], [4] durchgeführt. Problematisch bei diesen Rechnungen ist, dass mehr Freiheitsgrade für die Massenelemente zur Verfügung stehen, als es bei 1D-Rechnungen der Fall ist. Dadurch muss die Zeit- und auch Ortsauflösung sehr viel feiner gewählt werden als in 1D-Rechnungen, was eine enorme Rechenleistung erfordert. Daher sind selbst mit modernsten Computern Berechnungen über lange Zeiträume nicht möglich. Zum Beispiel wurden in der 3D-Rechnung von Mocàk et al. nur rund 8h um den Helium-Flash gerechnet. An Jahre oder Millionen von Jahren, die notwendig sind um das Phänomen als Ganzes zu beschreiben (siehe oben), ist bei diesen Simulationen gar nicht zu denken. Daher können Ergebnisse, die sich auf die spätere Entwicklung des Sterns beziehen, nur extrapoliert werden.

2D-Rechnungen haben zusätzlich den Nachteil, dass diese stark von Symmetrieeinschränkungen beeinflusst werden. In den 2D-Simulationen von Mocàk et al. [3], [4] wurden reflektive Randbedingungen verwendet, was dazu geführt hat, dass die berechneten Geschwindigkeiten der Materie in den Konvektionszonen, die Effekte bedingt durch das Überschießen sowie die gesamten turbulenten Strukturen zu groß wurden. Die 3D-Simulationen zeigen kein solches Verhalten mehr und sind daher besser geeignet.

Eine Eigenschaft der 2D- und 3D-Simulationen, die bisher nicht zum Tragen kam, ergibt sich unmittelbar aus der Behandlung als hydrodynamisches Problem. Es kann zu turbulenten Strömungen kommen, was in den Simulationen auch beobachtet wird. Diese Turbulenzen führen insgesamt zu einem Wachstum der Konvektionszonen. Ein Vorteil dieser Rechnungen ist, dass bei den hydrodynamischen Rechnungen nicht mehr auf die Mischungsweg-Theorie zurückgegriffen werden muss, womit man sich die Wahl des freien Parameters der Mischungsweglänge erspart. Diese wird

⁽⁶⁾Die Konvektionsgrenzen werden durch das Schwarzschildkriterium $\nabla_{\text{rad}} = \nabla_{\text{ad}}$ bestimmt.

bei 1D-Simulationen normalerweise so gewählt, dass die Simulationsergebnisse mit den Beobachtungen übereinstimmen.⁽⁷⁾ Die mehrdimensionalen Berechnungen hingegen sind frei von solchen Parametern.⁽⁸⁾

Ein weiteres Ergebnis der 3D-Rechnungen ist, dass das schnelle Wachstum der Konvektionszone durch den Effekt des Überschießens dazu führt, dass die Helium-Schalenquelle das Zentrum des Kerns deutlich schneller erreicht als es die Modelle von Thomas und Gautschy vermuten lassen. Dementsprechend kommt es zu keinen weiteren sekundären Flashes, da dadurch die Entartung der Elektronen im Helium-Kern sehr schnell aufgehoben wird. Allerdings ist dieses Ergebnis ein Resultat der Interpolation der 8h Simulation. Die Autoren zweifeln daran, da sich dieses Ergebnis nicht gut mit den Beobachtungen verträgt, und verweisen auf die Notwendigkeit längerer 3D-Rechnungen.⁽⁹⁾

Fazit

Moderne 1D-Rechnungen zeigen, dass die Ergebnisse von Thomas auch mit neueren Rechenmethoden in ihrer Kernaussage reproduziert werden können. Heutzutage gibt es zwar erheblich mehr Rechenleistung als vor 50 Jahren, jedoch sind auch heute mehrdimensionale Rechnungen sehr mühselig und nur für kurze Zeiträume möglich. Deswegen begnügt man sich im Allgemeinen weiterhin mit eindimensionalen Rechnungen, bei denen die Arbeit von Thomas immer noch wegweisend ist. Die in der Vorlesung vorgestellten Ergebnisse sind also nach wie vor verwendbar und beschreiben den Helium-Flash auch

⁽⁷⁾Sofern das überhaupt möglich ist und Beobachtungswerte existieren.

Aus der Arbeit von Mocàk et al. [4]: “Which [the parameters] are chosen in an appropriate manner to fit observational data”.

⁽⁸⁾Aus der Arbeit von Mocàk et al. [4]: “With increasing computational capabilities, the importance of multidimensional hydrodynamic simulations in stellar evolution studies grows rapidly because they are essentially “parameter free”. In contrast, canonical one-dimensional stellar evolution calculations involve free parameters like the mixing length or the overshooting distance [...]”.

⁽⁹⁾Aus der Arbeit von Mocàk et al. [4]: “[...] long-term 3D simulations using a higher grid resolution are needed to obtain a better and more reliable understanding of the hydrodynamics of the core helium flash.”.

nach aktuellem Kenntnisstand noch ausgezeichnet.

Systembedingt muss man Abstriche machen, wenn man mit 1D-Simulationen rechnet. Effekte wie das konvektive Überschießen sowie turbulente Effekte können nur mit aufwendigeren Methoden berechnet und in 1D-Modellen nur zum Teil und dann wiederum nur durch frei wählbare Parameter eingeführt werden. In Zukunft wird noch mehr Rechenleistung zur Verfügung stehen, so dass sich zeigen wird, ob die 3D-Modelle über lange Zeit gerechnet auch noch die Vorhersagen von Thomas erfüllen, oder nicht.

Literatur

- [1] M. Flaskamp. *Nichtlokale und zeitabhängige Konvektion in Sternen*. PhD thesis, Technische Universität München, 2003.
- [2] A. Gautschy. Helium Ignition in the Cores of Low-Mass Stars. *arXiv*, 1208.3870v1, 2012.
- [3] M. Mocák, E. Mueller, A. Weiss, and K. Kifonidis. The core helium flash revisited. I. One and two-dimensional hydrodynamic simulations. *Astronomy and Astrophysics*, 490:265–277, 2008.
- [4] M. Mocák, E. Mueller, A. Weiss, and K. Kifonidis. The core helium flash revisited. II. Two and three-dimensional hydrodynamic simulations. *Astronomy and Astrophysics*, 501:659–677, 2009.
- [5] H. Schlattl, S. Cassisi, M. Salaris, and A. Weiss. On the helium flash in low-mass population III red giant stars. *The Astrophysical Journal*, 559:1082–1093, 2001.
- [6] H.-C. Thomas. Sternentwicklung VIII. Der Helium Flash bei einem Stern von 1.3 Sonnenmassen. *Zeitschrift für Astrophysik*, 67:420–445, 1967.