

Vom Schicksal der Sterne

Der experimentelle Nachweis eines Übergangs beim Betazerfall von ^{20}F hilft dabei, die Entwicklung von Sternen mittlerer Masse genauer vorherzusagen.

Friedrich-Karl Thielemann

Sterne entstehen, wenn eine Gaswolke unter ihrer Eigengravitation kollabiert. Die Kontraktion endet, sobald Dichte und Temperatur im Inneren die Fusion vollständig ionisierter Atomkerne des stellaren Plasmas trotz ihrer Coulomb-Abstoßung ermöglichen. Die dabei frei werdende Energie stabilisiert und heizt den Stern; ihre Abstrahlung führt zu einem ständigen Energieverlust. Um diesen auszugleichen, kontrahiert der Zentralbereich des Sterns nach der Fusion von Wasserstoff zu Helium zu höheren Temperaturen und Dichten: Die nächste Brennphase, das Heliumbrennen, setzt ein. Im Lauf der Sternentwicklung können nacheinander Wasserstoff-, Helium-, Kohlenstoff-, Neon-, Sauerstoff- und Siliziumbrennen stattfinden. Da die Produkte der vorherigen Phase als neuer Brennstoff dienen, nimmt die Coulomb-Abstoßung jeweils zu. Im letzten Schritt entstehen Eisen- und Nickelisotope mit Massenzahlen $A \approx 50$ bis 60: Sie besitzen die größten Bindungsenergien pro Nukleon, sodass eine negative Energiebilanz weitere Fusionsreaktionen erschwert.

Ob ein Stern während seiner Entwicklung alle Brennphasen durchläuft, hängt von seiner Ausgangsmasse ab. Sterne, die mit weniger als sieben bis acht Sonnenmassen (7 bis $8 M_{\odot}$) entstehen, haben nach dem Heliumbrennen mit den Endprodukten Kohlenstoff und Sauerstoff einige Masse durch Sternwinde verloren, sodass sie unter die Chandrasekhar-Grenze fallen. Daher entsteht nach dem Heliumbrennen ein stabiler, sich auf langen Zeitskalen abkühlender Weißer Zwerg (engl. CO white dwarf). Die effektive Chandrasekhar-Masse

$$M_{\text{Ch}}^{\text{eff}}(\rho, T) = 1,4 M_{\odot} (2Y_e)^2 f(\rho, T)$$

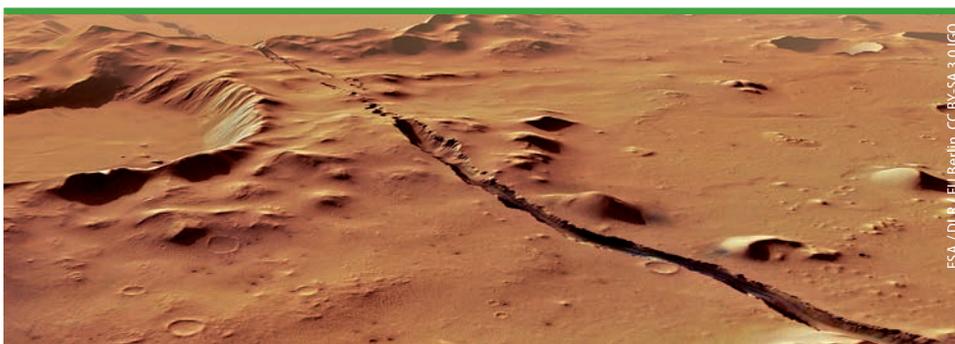
beschreibt die maximale Masse, die sich vom Druck des entarteten Elektronengases stabilisieren lässt. Y_e steht für das Verhältnis der gesamten Protonenzahl zur Nukleonenzahl und beträgt bei leichteren Atomkernen etwa $0,5$; $f(\rho, T)$ ist bei hoher Dichte und niedriger Temperatur nahezu 1 . Objekte mit mehr als 10 bis $11 M_{\odot}$ entwickeln am Ende jeder Brennphase einen zentralen Kern, der schwerer

ist als die Chandrasekhar-Masse, und zünden deshalb alle Brennphasen. Anschließend kommt es zum Kollaps und zu einer Supernova-Explosion. Dabei entsteht ein Neutronenstern mit maximal etwa $2 M_{\odot}$ oder bei größeren Massen ein Schwarzes Loch.

Interessant sind Sterne mittlerer Masse (8 bis $10 M_{\odot}$), weil in deren Entwicklung höhere Zentraldichten auftreten als bei massereicheren Sternen, sodass hohe Fermi-Energien des Elektronengases eine wichtige Rolle spielen. Die hohen kinetischen Energien der Elektronen ermöglichen Elektroneneinfangreaktionen, die Druck und Energie des Elektronengases so verändern, dass die Sternentwicklung frühzeitig mit einem Kollaps endet. Bei einer solchen Electron-Capture-Supernova laufen alle späteren Brennphasen quasi instantan ab [1]. Aktuelle mehrdimensionale Simulationen stellten dies infrage [2], wobei das Ergebnis sehr stark von der erreichten Dichte im Zentrum des Sterns abhängt [3]. Das motivierte Untersuchungen der wichtigsten Elektroneneinfangreaktionen im interessanten Energiebereich [4]; nun liegen erstmals vollständige experimentelle Daten vor [5, 6].

Bei einer Dichte von 10^7 g/cm^3 liegt die Fermi-Energie nicht-relativistischer Elektronen bei $0,75 \text{ MeV}$, zwischen 10^9 und 10^{10} g/cm^3 sind es $4,1$ bis $8,8 \text{ MeV}$ für relativistische Elektronen. Wenn sich beim Kohlenstoffbrennen die Isotope ^{20}Ne und ^{24}Mg bei einer Dichte von mehr als 10^9 g/cm^3 bilden, können Elektroneneinfangreaktionen auftreten: $^{24}\text{Mg} + e^- \rightarrow ^{24}\text{Na} + \nu_e$ (kurz: $^{24}\text{Mg}(e^-, \nu_e)^{24}\text{Na}$) mit der Energieschwelle $E_e = 5,99 \text{ MeV}$ sowie die Reaktion $^{20}\text{Ne}(e^-, \nu_e)^{20}\text{F}$ mit $E_e = 7,02$ bzw. $8,08 \text{ MeV}$. Die Folgereaktion $^{20}\text{F}(e^-, \nu_e)^{20}\text{O}$ findet bereits bei geringeren Elektronenenergien statt. Die Protonen in den Atomkernen fangen demnach Elektro-

Marsbeben erlauben Blick in sein Inneres



ESA/DLR, EU Beifin, CC BY-SA 3.0 IGO

Seit 14 Monaten hat der Mars Besuch von der NASA-Sonde InSight, die u. a. mit einem Seismometer schwache Beben auf dem Roten Planeten registriert, um etwas über seine innere Struktur zu lernen. Nun steht fest: Die Signale von Marsbeben klingen langsamer ab als bei Beben auf der Erde, ein Hinweis auf eine stärkere Streuung in der Mars-

kruste. Außerdem fehlen Oberflächenwellen, sodass die Epizentren tief im Inneren des Mars liegen könnten. Neben diesen Ergebnissen zur seismologischen Aktivität gibt es auch erste Resultate zu besonderen Phänomenen in der Mars-Atmosphäre.

InSight at Mars, www.nature.com/collections/iiiiifgehfc

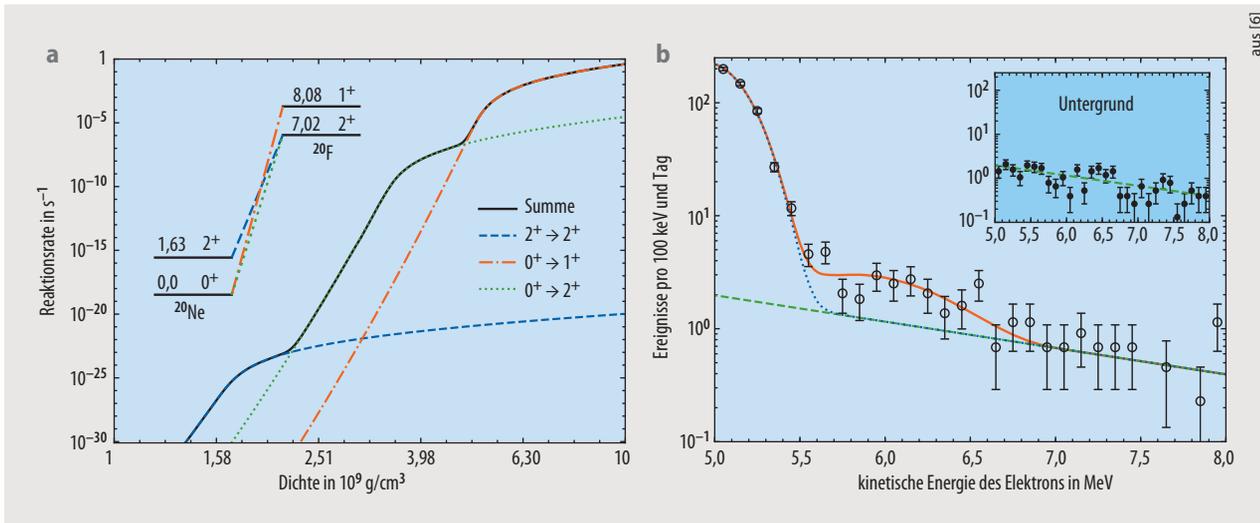


Abb. 1 Drei Übergänge zwischen ^{20}Ne und ^{20}F bestimmen im stellaren Plasma die Reaktionsrate für den Elektroneneinfang bei einer Temperatur von etwa 0,4 GK als Funktion der Dichte (a). Experimentell lässt sich deren Stärke mit der Umkehrreaktion, dem Betazerfall von ^{20}F , untersuchen (b): Bei Energien oberhalb von 5,6 MeV sollten Untergrundsignale (grün) das Spektrum bestimmen. Die experimentellen Daten (Punkte) sind nur zu erklären, wenn neben den erlaubten (blau) auch verbotene Übergänge in den Fit an die Daten (orange) eingehen.

nen ein, wandeln sich in Neutronen um und setzen dabei Neutrinos frei. Daher kommt es im entarteten Elektronengas zu Druckverlusten, weil Elektronen höherer Energien fehlen. Außerdem sorgen die freien Neutrinos für Energieverluste, während der Elektroneneinfang in angeregte Kernzustände zu Energiegewinnen führt, wenn beim Übergang in den Grundzustand Photonen emittiert werden. Das gilt insbesondere für die Reaktion $^{20}\text{F}(\epsilon^-, \nu_e)^{20}\text{O}$, könnte aber auch für $^{20}\text{Ne}(\epsilon^-, \nu_e)^{20}\text{F}$ relevant sein.

Für die Dichte und Temperatur des Kohlenstoffbrennens lassen sich die Stärken der erlaubten Kernübergänge der Reaktion $^{20}\text{Ne}(\epsilon^-, \nu_e)^{20}\text{F}$ aus experimentellen Daten bestimmen [4]. Allerdings gibt es aufgrund der Drehimpulsdifferenz der Grundzustände von ^{20}Ne und ^{20}F einen doppelt verbotenen und somit um mindestens sechs Größenordnungen schwächeren Übergang, der ebenfalls zur Rate beitragen kann (**Abb. 1a**). Experimentell war hier lediglich eine obere Schranke bekannt. Daher hat ein internationales Team um Oliver Kirsebom von der Universität Aarhus in Dänemark die Übergangsstärken am JYFL-Laboratorium der Universität Jyväskylä in Finnland mithilfe der Umkehrreaktion untersucht, dem Betazerfall von ^{20}F [5]. Hier dominiert der erlaubte Übergang zum ersten angeregten Zustand in ^{20}Ne , bei dem Elektro-

nen mit einer Energie von maximal 5,391 MeV emittiert werden. Für den Zerfall in den Grundzustand beträgt die maximale Elektronenenergie 7,025 MeV. Ein hochintensiver Ionenstrahl aus dem kurzlebigen Isotop ^{20}F ($T_{1/2} = 11,07$ s) stand mit sehr genauer Energieschärfe am Massenseparator IGISOL zur Verfügung. Mit einem speziell entwickelten Detektorsystem gelang es, Elektronen mit Energien zwischen 5 und 8 MeV nachzuweisen. Dabei galt es, die seltenen Ereignisse effizient vom dominanten erlaubten Zerfall und vom Untergrund aus der kosmischen Strahlung zu trennen (**Abb. 1b**). Die experimentell bestimmte Übergangsstärke ist nur wenig kleiner als die bekannte Obergrenze. Damit ist die Reaktionsrate des Elektroneneinfangs von ^{20}Ne für alle Dichten und Temperaturen, die im Zentrum von Sternen mittlerer Masse auftreten, vollständig experimentell bekannt [5]. Die Ergebnisse unterstreichen den Einfluss des doppelt verbotenen Übergangs vom 0^+ -Grundzustand in ^{20}Ne zum 2^+ -Grundzustand in ^{20}F : Er lässt die Rate bei etwa $2,2 \cdot 10^9 \text{ g/cm}^3$ um viele Größenordnungen anwachsen (**Abb. 1a**) und beeinflusst so direkt den Druck und die Energie im Elektronengas.

Diese Ergebnisse sind entscheidend für die Simulationen der Sternentwicklung: Durch den nun schon

bei niedrigeren Dichten relevanten Elektroneneinfang von ^{20}Ne zündet das Sauerstoffbrennen früher im weniger gravitativ gebundenen Sterninneren, und es kommt zur thermonuklearen Explosion [6]. Diese führt zur Ejektion von Materie, und es verbleibt ein ONeFe-Weißer Zwerg. Während die zugrunde liegenden kernphysikalischen Aspekte vollständig geklärt sind, gilt es nun, die astrophysikalischen Fragen wie den Einfluss von Konvektion auf die Dichte des Zündens zu klären und solche Ereignisse mit astronomischen Beobachtungen nachzuweisen.

- [1] S. Miyaji et al., *PASJ* **32**, 303 (1980); K. Nomoto und Y. Kondo, *ApJ* **367**, L19 (1991); W. Hillebrandt et al., *A&A* **133**, 175 (1984); F. S. Kitaura et al., *A&A* **450**, 345 (2006); T. Fischer et al., *A&A* **517**, A80 (2010); J. Schwab et al., *MNRAS* **453**, 1910 (2015)
- [2] S. Jones et al., *A&A* **593**, A72 (2016)
- [3] S.-C. Leung et al., *ApJ* **889**, 34 (2020)
- [4] G. Martínez-Pinedo et al., *Phys. Rev. C* **89**, 045806 (2014)
- [5] O. S. Kirsebom et al., *Phys. Rev. C* **100**, 065805 (2019)
- [6] O. S. Kirsebom et al., *Phys. Rev. Lett.* **123**, 262701 (2019)

Autor

Prof. em. Dr. Friedrich-Karl Thielemann,
Universität Basel, Klingelbergstr. 82, 4056 Basel,
Schweiz