

## KERNPHYSIK

# Der Stern der Weisen

**Beim Verschmelzen von Neutronensternen und bei Kernkollaps-Supernovae entstehen Elemente, die schwerer sind als Eisen.**

Almudena Arcones

Dass sich auf der Erde edle Metalle wie Gold, Silber oder Platin finden, verdanken wir einem komplexen Zusammenspiel: Damit diese Elemente entstehen, müssen sehr exotische Atomkerne unter extremen äußeren Bedingungen vorliegen. Solche Prozesse lassen sich nur mit aufwändigen Simulationen der zugrunde liegenden Astrophysik und Kernphysik verstehen.

**A**ls das US National Research Council im Jahr 2003 eine Liste der großen, bisher unbeantworteten wissenschaftlichen Fragen veröffentlichte, gehörte dazu auch das Rätsel, wie die Elemente von Eisen bis Uran im Universum produziert werden [1]. Zwar ist seit Ende der 1950er-Jahre klar, dass dafür zwei Prozesse verantwortlich

sind, bei denen entweder langsame (s-Prozess für engl.: slow) oder schnelle (r-Prozess, rapid) Neutroneneinfangreaktionen stattfinden. Doch insbesondere das Verständnis des r-Prozesses stellt für Astrophysik und Kernphysik nach wie vor eine große Herausforderung dar.

Die Häufigkeitsverteilung der Elemente in unserem Sonnensystem lässt sich durch Spektroskopie der Sonnenphotosphäre bestimmen. Zusammen mit den Verteilungen in Meteoriten ergibt sich ein genaues Bild der chemischen Zusammensetzung jeder Gaswolke, aus der sich die Sonne und ihr Planetensystem gebildet haben. Diese Signatur entsteht aus dem Zusammenspiel verschiedener Nukleosyntheseprozesse (**Abb. 1**). Wasserstoff und Helium treten mit Abstand am häufigsten auf. Die beiden leichtesten

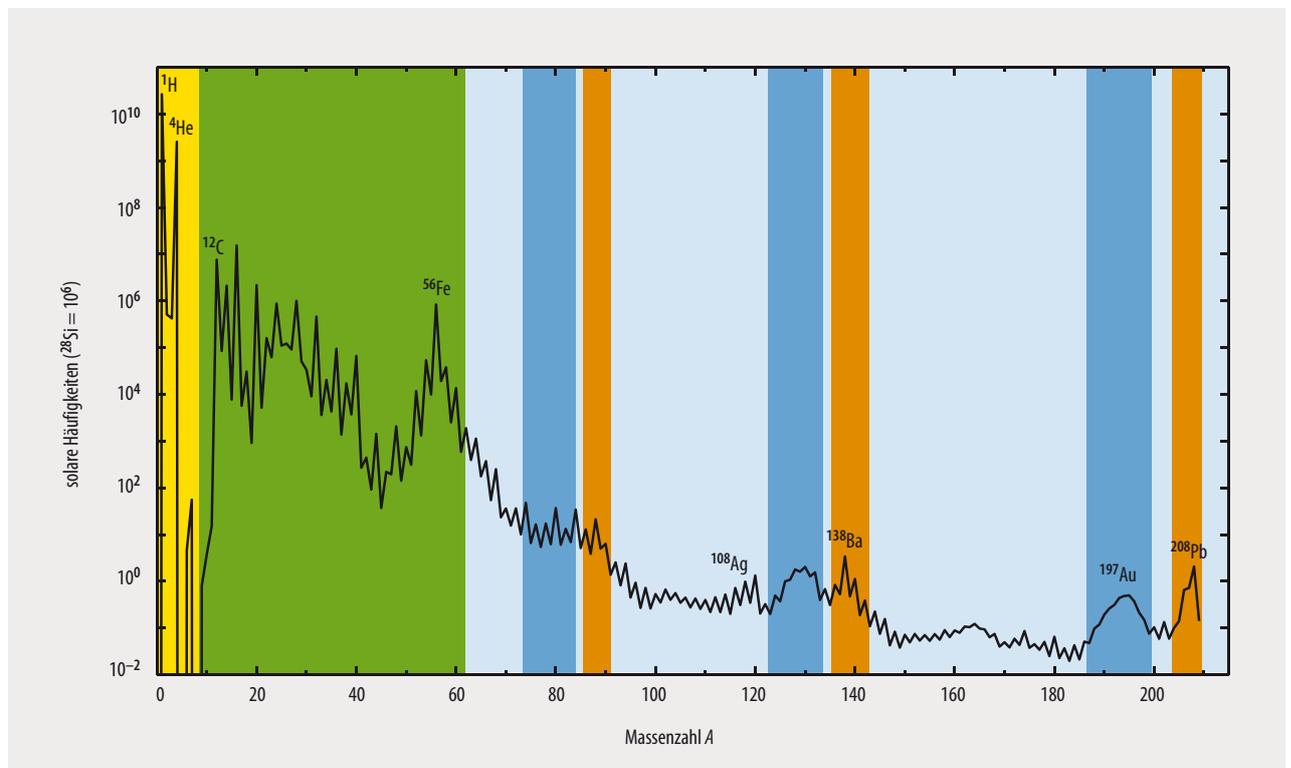
Elemente entstehen bereits direkt nach dem Urknall und sind die Basis für die Synthese aller weiteren Elemente. Als im noch jungen Universum riesige Gaswolken unter ihrer eigenen Schwerkraft zu den ersten Sternen kollabierten, verdichtete sich die Materie in ihrem Inneren so sehr, dass Fusionsprozesse einsetzten. Bei diesem nuklearen Brennen entsteht zunächst Helium aus Wasserstoff. Die dabei frei werdende Energie stabilisiert den Stern gegen den Druck der Schwerkraft [2]. Im Fall massereicher Sterne, die mindestens achtmal so schwer sind wie unsere Sonne, zünden im Zentrum des Sterns nach und nach weitere Brennphasen, bis ein Eisenkern entstanden ist. Darin finden sich Isotope der Elemente um Eisen mit Massenzahlen  $A$  zwischen 50 und 65. Sie besitzen die höchste Kernbindungsenergie pro Nukleon, sodass eine weitere Fusion als endotherme Reaktion dem Stern Energie entziehen würde. Darüber hinaus sind diese Reaktionen sehr unwahrscheinlich, weil aufgrund der steigenden Ladungszahl der Isotope eine immer größere abstoßende Coulomb-Kraft zu überwinden ist.

### Mit Neutronen über Eisen hinaus

Fusionsreaktionen kommen demnach nicht infrage, um die Elemente schwerer als Eisen zu erzeugen. Da Neutronen als ungeladene Teilchen die Coulomb-Kraft nicht spüren, übernimmt ihr Einfang die Rolle als Hauptmechanismus der weiteren Nukleosynthese. An der Häufigkeitsverteilung zeigt sich dies durch einen flacheren Verlauf und einige schwächer ausgeprägte Maxima. Für ein Element unter-

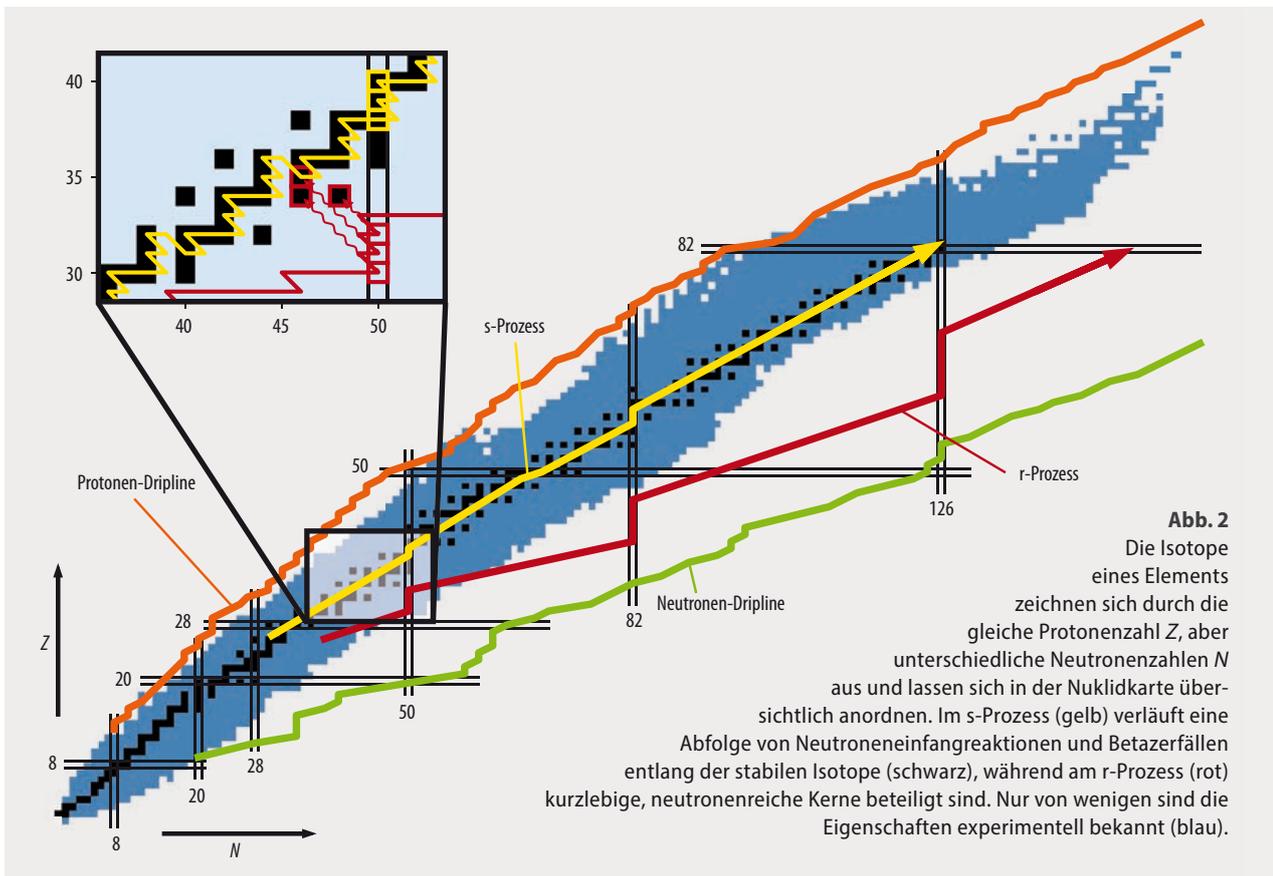
scheiden sich die Isotope durch ihre Neutronenzahl  $N$ . Stabile Isotope treten nur für einzelne Neutronenzahlen auf, sodass der wiederholte Einfang von Neutronen zwangsläufig zu einem instabilen Kern führt (Abb. 2). Durch einen Betazerfall erhöht sich in der Regel die Kernladungszahl  $Z$ : Ein neues Element mit  $Z + 1$  entsteht und kann wieder Neutronen einfangen. Nun lassen sich zwei Prozesse anhand der typischen Zeitskala für den Neutroneneinfang im Vergleich zur Betazerfallsrate unterscheiden – der langsame  $s$ -Prozess und der schnelle  $r$ -Prozess. Dass beide tatsächlich stattfinden, zeigen die immer paarweise auftretenden Maxima in der Häufigkeitsverteilung, die sich innerhalb des Schalenmodells der Atomkerne erklären lassen. Für bestimmte Neutronenzahlen, beispielsweise  $N = 50, 82$  oder  $126$ , sind die Schalen vollständig besetzt, was den Einfang eines weiteren Neutrons erschwert. Bei diesen magischen Zahlen sammelt sich demnach mehr Materie an; es entsteht ein Wartepunkt. Der  $s$ -Prozess verläuft nun entlang der stabilen Isotope. Diese besitzen im Vergleich zu den sehr neutronenreichen Isotopen, die der  $r$ -Prozess passiert, bei einer gegebenen Massenzahl ( $A = N + Z$ ) weniger Neutronen. Folglich erreicht der  $s$ -Prozess den Wartepunkt einer magischen Neutronenzahl erst für größere Massenzahlen als der  $r$ -Prozess – und in der Häufigkeitsverteilung entstehen immer zwei Maxima nebeneinander.

Kernphysikalisch betrachtet hängt die Frage, welcher der beiden Prozesse stattfindet, von der Anzahldichte der freien Neutronen ab. Diesen Parameter bestimmt aber die astrophysikalische Umgebung: Beispielsweise benö-



**Abb. 1** Während des Urknalls entstehen Wasserstoff und Helium bei der primordialen Nukleosynthese (gelb). In Sternen erzeugen Fusionsprozesse die Elemente bis zum sogenannten Eisenpeak (grün). Alle schwereren Elemente jenseits dieses Maximums werden im Wesentlichen durch Neutroneneinfangreaktionen erzeugt. Weil

beim Auftragen der solaren Häufigkeiten als Funktion der Massenzahl  $A$  jeweils zwei Maxima auftreten, wo die magischen Neutronenzahlen  $N = 50, 82$  und  $126$  erreicht werden, muss es zwei Prozesse geben, die bei unterschiedlichen Bedingungen stattfinden: den  $r$ -Prozess (blau) und den  $s$ -Prozess (orange).



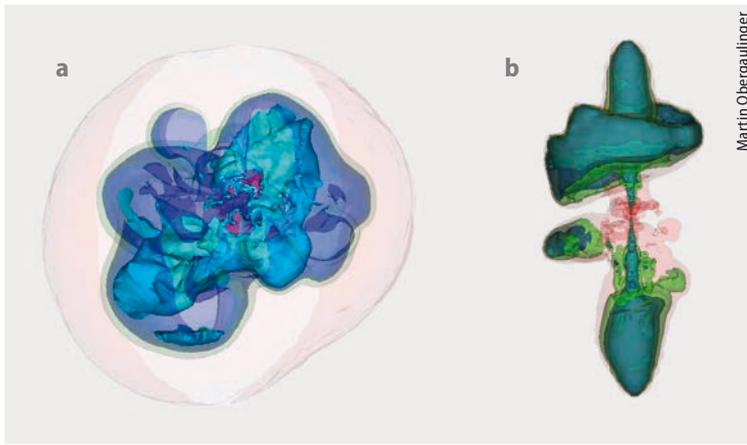
tigt man für den s-Prozess Neutronendichten von etwa  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , die während später Brennphasen in Sternen über Tausende von Jahren vorliegen. Dagegen erfordert der wesentlich schnellere Neutroneneinfang im r-Prozess extrem hohe Neutronendichten von etwa  $10^{25} \text{ cm}^{-3}$  für einen sehr kurzen Zeitraum von wenigen Sekunden.

Eine Herausforderung bei der Modellierung der Nukleosynthese im r-Prozess besteht zunächst darin, die Orte im Universum zu identifizieren, an denen genügend Neutronen für passende Zeitspannen zur Verfügung stehen. Der kurze Zeitraum spricht für ein explosives Szenario, bei dem sich die Bedingungen sehr schnell verändern. Die Notwendigkeit der hohen Neutronendichte lässt auf die neutronenreichsten Objekte im Universum schließen: Neutronensterne. Aus beiden Kriterien zusammen leiten sich zwei favorisierte Kandidaten ab: einerseits die Verschmelzung zweier Neutronensterne oder die eines Neutronensterns und eines Schwarzen Lochs; andererseits Kernkollaps-Supernovae, die am Ende der Entwicklung massereicher Sterne auftreten und aus denen Neutronensterne hervorgehen können. Um die Produktion schwerer Elemente in diesen extremen Umgebungen zu verstehen, ist es zunächst nötig, die Umgebungsparameter mithilfe hydrodynamischer Simulationen zu berechnen [3]. Beispielsweise liefern moderne dreidimensionale Modellierungen einer Kernkollaps-Supernova oder einer Neutronenstern-Fusion die zeitliche Entwicklung der Dichte und Temperatur der ausgestoßenen Materie entlang verschiedener Trajektorien, indem diese Parameter für sogenannte Testteilchen mitgeschrieben werden. Im nächsten Schritt

lassen sich diese Werte in einem Nukleosynthese-Netzwerk verwenden. Dieser Programmcode berücksichtigt außerdem Informationen zu allen möglichen Kernreaktionen und Zerfällen, durch die ein bestimmtes Isotop entsteht bzw. zerstört wird. Daher sind zwei Eingaben bei der Berechnung der Nukleosynthese im r-Prozess zu unterscheiden: zum einen die astrophysikalischen Bedingungen, die sich aus physikalisch und rechnerisch anspruchsvollen Simulationen ergeben, und zum anderen die kernphysikalischen Daten für Reaktionen und Zerfälle. Zusammen lassen sich damit die Veränderungen in der ausgestoßenen Materie detailliert berechnen.

### Extrem neutronenreich und exotisch

Aufgrund der hohen Neutroneneinfangrate erreicht der r-Prozess Isotope, die sehr viel mehr Neutronen enthalten als stabile Kerne: Teilweise stößt er an die Grenze der Neutronenstabilität und verläuft entlang der sogenannten Neutronen-Dripline. Jenseits dieser Grenze ist es nicht möglich, einen gebundenen Kernzustand mit der vorgegebenen Zahl von Protonen und Neutronen zu erzeugen. Die meisten Kerne, die im r-Prozess eine Rolle spielen, ließen sich bisher nicht im Labor herstellen, sodass ihre wesentlichen Eigenschaften wie Masse und Lebensdauer nicht experimentell bekannt sind. Überdies sind für ein vollständiges Nukleosynthese-Netzwerk die Informationen für sehr viele, extrem neutronenreiche Kerne nötig. Mithilfe theoretischer Modelle gilt es daher zunächst, die Kerneigenschaften zu ermitteln, die mit den größten rech-



**Abb. 3** In dreidimensionalen Simulationen zeigen sich die Unterschiede zwischen einer neutrinogetriebenen Supernova-Explosion (a) und einer Supernova, die durch Rotation und Magnetfelder angetrieben wird (b). Dargestellt sind die Konturen konstanter Entropie bei einem maximalen Stoßradius von einigen tausend Kilometern.

nerischen Unsicherheiten belegt sind und sich am stärksten auf das Ergebnis der Netzwerkrechnung auswirken, also auf die resultierende Häufigkeitsverteilung. Auch wenn es neue große Beschleunigerlaboratorien wie FAIR bei Darmstadt oder andernorts in Europa, Amerika und Asien in den nächsten Jahren ermöglichen, die Eigenschaften einiger relevanter Isotope experimentell zu bestimmen, bleiben theoretische Kernmodelle notwendig für jene Kerne, die auch an diesen Anlagen nicht zugänglich sein werden, und für die Isotope, die nur eine untergeordnete Rolle spielen.

Für die Nukleosynthese im r-Prozess ist es wichtig, verschiedene kernphysikalische Eigenschaften genau zu kennen. Dazu gehören die Massen der Kerne, die Raten für den Betazerfall mit den Wahrscheinlichkeiten für die Emission von Neutronen sowie die Reaktionsraten für den Einfang von Neutronen und anderen Teilchen. Bei schweren Isotopen kommen noch die Raten für den Alphazerfall sowie die Energiebarriere für die Kernspaltung und die zugehörigen Verteilungen der Spaltprodukte hinzu – sowohl für stabile als auch extrem schwach gebundene Kerne. In jüngster Zeit gelangen Fortschritte bei der Berechnung einzelner wichtiger Reaktionsraten; auch die Vorhersage der Neutronenseparationsenergie aus den Kernmassen hat sich durch ab initio-Verfahren entlang einiger Isotopenketten deutlich verbessert.

Als wichtigster kernphysikalischer Parameter für die Nukleosynthese im r-Prozess stellte sich die Kernmasse heraus. Diese bestimmt die Energieschwelle einer gegebenen Reaktion, die sich aus der Differenz der Masse von Ausgangs- und Endkern ableitet, und damit auch die Wahrscheinlichkeit, dass diese Reaktion bei einer bestimmten Temperatur und Dichte stattfindet. Das gilt für den Einfang von Neutronen, die Photodissoziation durch Gammastrahlung, den Betazerfall und die Kernspaltung. Die Kernmasse ergibt sich mithilfe einfacher empirischer Massenformeln oder mit modernen Ansätzen (z. B. makroskopisch-mikroskopisch, rein mikroskopisch) [4]. Während sich damit – unabhängig von Formel oder Modell – beispielsweise die experimentell bestimmten Neutronenseparationsenergien

innerhalb von etwa 1 MeV reproduzieren lassen, kommt es bei der Extrapolation für neutronenreichere Kerne schnell zu Unterschieden von mehreren MeV. Daher beeinflusst die Wahl des „Massenmodells“ das Ergebnis des Nukleosynthese-Netzwerks signifikant, vor allem in Bezug auf die Gestalt des dritten Maximums in der Häufigkeitsverteilung bei  $A \approx 195$ .

Neben den Kernmassen ist für das dritte Maximum auch die Reaktionsrate für einen Neutroneneinfang entscheidend; dies ist allerdings erst seit kurzem bekannt. Ältere Rechnungen, die für den zeitlichen Verlauf von Temperatur und Dichte wenig realistische Rechteckprofile nutzten („klassischer“ r-Prozess), gingen davon aus, dass sich zwischen dem Einfang eines Neutrons – einer  $(n,\gamma)$ -Reaktion – und der Photodissoziation unter Emission eines Neutrons – einer  $(\gamma,n)$ -Reaktion – ein Gleichgewicht einstellt:  $(n,\gamma) \rightleftharpoons (\gamma,n)$ . In diesem Fall spielt die Reaktionsrate keine Rolle. In modernen dynamischen Berechnungen ist diese Rate aber entscheidend, sobald die Neutronendichte nachlässt und sich die vorhandene exotische Materie durch eine Kette von Betazerfällen den stabilen Isotopen nähert. Dann verlängert sich die Zeit bis zum nächsten Betazerfall, sodass zuvor der Einfang eines Neutrons stattfinden kann. Als Konsequenz setzt sich die Zerfallskette für eine andere Massenzahl  $A$  fort, was die Häufigkeitsverteilung am Ende des Prozesses beeinflusst.

Startet der r-Prozess bereits mit sehr neutronenreichen Kernen, können zwischenzeitlich Isotope entstehen, die spontan durch eine Kernspaltung in zwei leichtere Tochterkerne zerfallen. Diese fangen wieder Neutronen ein, und die Region der Isotope mit spontaner Kernspaltung kann ein weiteres Mal erreicht werden. Eventuell tritt dieser Zyklus mehrfach auf. Im Nukleosynthese-Netzwerk entscheiden die Spaltbarrieren sowie die Massenverteilung der Spaltprodukte darüber, wie stark das zweite Maximum des r-Prozesses bei  $A \approx 130$  ausgeprägt ist. Allerdings sind die kritische Rolle der Spaltung und ihr Einfluss auf die Elementhäufigkeiten bisher nicht ausreichend analysiert worden. Insbesondere extrem neutronenreiche Isotope erfordern weitere theoretische und experimentelle Untersuchungen.

### Neue Elemente aus Explosionen

Sterne, die mindestens achtmal so schwer sind wie unsere Sonne, explodieren am Ende ihrer Entwicklung als Kernkollaps-Supernovae. Dabei entstehen Neutronensterne oder stellare Schwarze Löcher. Trotz der zahlreichen Fortschritte bei der Simulation von Kernkollaps-Supernovae sind die Details der Explosion bisher nicht vollständig verstanden [3].

Nach der Supernova-Explosion kühlt sich der Proto-Neutronenstern im Zentrum des Geschehens ab, indem er Neutrinos emittiert. Die Energie, welche diese Neutrinos transportieren, treibt einen „Wind“ baryonischer Teilchen – beispielsweise Protonen und Neutronen – an. Diese Teilchenfront entfernt sich mit Überschallgeschwindigkeit vom Zentrum der Explosion und ist ein vielversprechender Kandidat für verschiedene Nukleosyntheseprozesse (**Abb. 3a**).

Lange Zeit wurde hier ein Ort für den r-Prozess vermutet [5]. Aktuelle Simulationen zeigen aber, dass in neutrinogetriebenen Supernovae kein r-Prozess auftreten kann, weil die zahlreich vorhandenen Neutrinos zu viele Neutronen in einem Prozess der schwachen Wechselwirkung in Protonen umwandeln:  $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ . Die vorhandenen Neutronen reichen zwar aus, um zur Nukleosynthese leichterer Elemente bis zu Silber ( $A = 107, 109, Z = 47$ ) beizutragen; schwerere Elemente wie Gold ( $A = 197, Z = 79$ ) entstehen aber nicht.

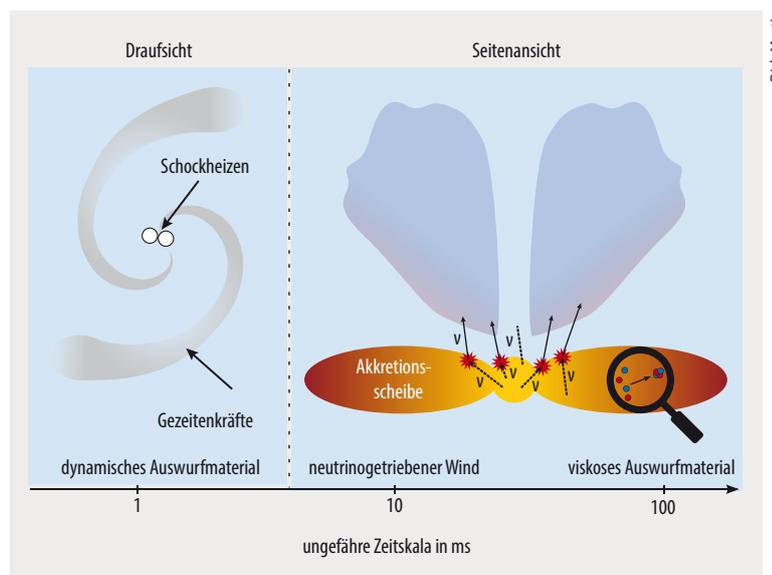
Manche Supernova-Explosionen setzen nicht nur große Mengen Energie frei, sondern zeichnen sich auch durch starke Magnetfelder und schnelle Rotationsbewegungen aus. Dadurch können Gammablitz entstehen, die in der Regel wenige Sekunden andauern (engl.: gamma-ray burst, GRB). Wenn beim Kollaps des Sterns das Magnetfeld auf bis zu  $10^{15}$  G anwächst, kann der magnetische Druck Materie nach außen stoßen. Entlang der Rotationsachse entfernt sie sich vom Zentrum, sodass es zu einer Jet-ähnlichen Supernova-Explosion kommt (Abb. 3b) – angetrieben von Neutrinos und dem hohen Magnetfeld. Aufgrund der hohen Geschwindigkeiten wandeln dabei die Neutrinos nur wenige Neutronen in Protonen um, sodass bei dieser Form von Supernova der r-Prozess auch die schwersten Elemente erzeugen kann.

### Neue Elemente aus Verschmelzungen

Astronomische Beobachtungen haben gezeigt, dass es zahlreiche Doppelsternsysteme gibt: Zwei Sterne sind gravitativ aneinander gebunden und umkreisen einen gemeinsamen Schwerpunkt. Meist besitzen sie unterschiedliche Massen und entwickeln sich dementsprechend auf verschiedenen Zeitskalen. Handelt es sich um schwere Sterne mit mehr als der achtfachen Sonnenmasse, endet diese Entwicklung jeweils in einer Kernkollaps-Supernova, und es entstehen zwei kompakte Objekte. Mögliche Kombinationen sind binäre Systeme mit zwei Neutronensternen, mit einem Neutronenstern und einem Schwarzen Loch oder mit zwei Schwarzen Löchern. Während sich die Konstituenten umkreisen, verliert das System Energie durch die Emission von Gravitationswellen. Schließlich verschmelzen die beiden Objekte miteinander. Die Stärke des Gravitationswellensignals aus diesem „merger“ hängt von der verschmelzenden Masse ab. Die LIGO-Observatorien in den USA konnten 2015 erstmals ein Signal nachweisen, das beim Verschmelzen zweier Schwarzer Löcher entstand. Seither gelang es, mehrere solcher Ereignisse zu beobachten [6]. Sind nur Schwarze Löcher an dem Prozess beteiligt, entsteht kein elektromagnetisches Signal, weil durch die enorme gravitative Anziehung keine Materie ausgestoßen wird. Das ist beim Verschmelzen zweier Neutronensterne bzw. eines Neutronensterns mit einem Schwarzen Loch anders. Daher richteten im Sommer 2017 zahlreiche erdgebundene und satellitenbasierte Teleskope ihre Instrumente auf die Region, in der kurz zuvor die LIGO-Virgo-Kollaboration erstmals die Gravitationswellen aus einer Verschmelzung zweier Neutronensterne (GW170817) nachgewiesen hatte [7]. Entlang des gesamten elektromagnetischen Spektrums – von

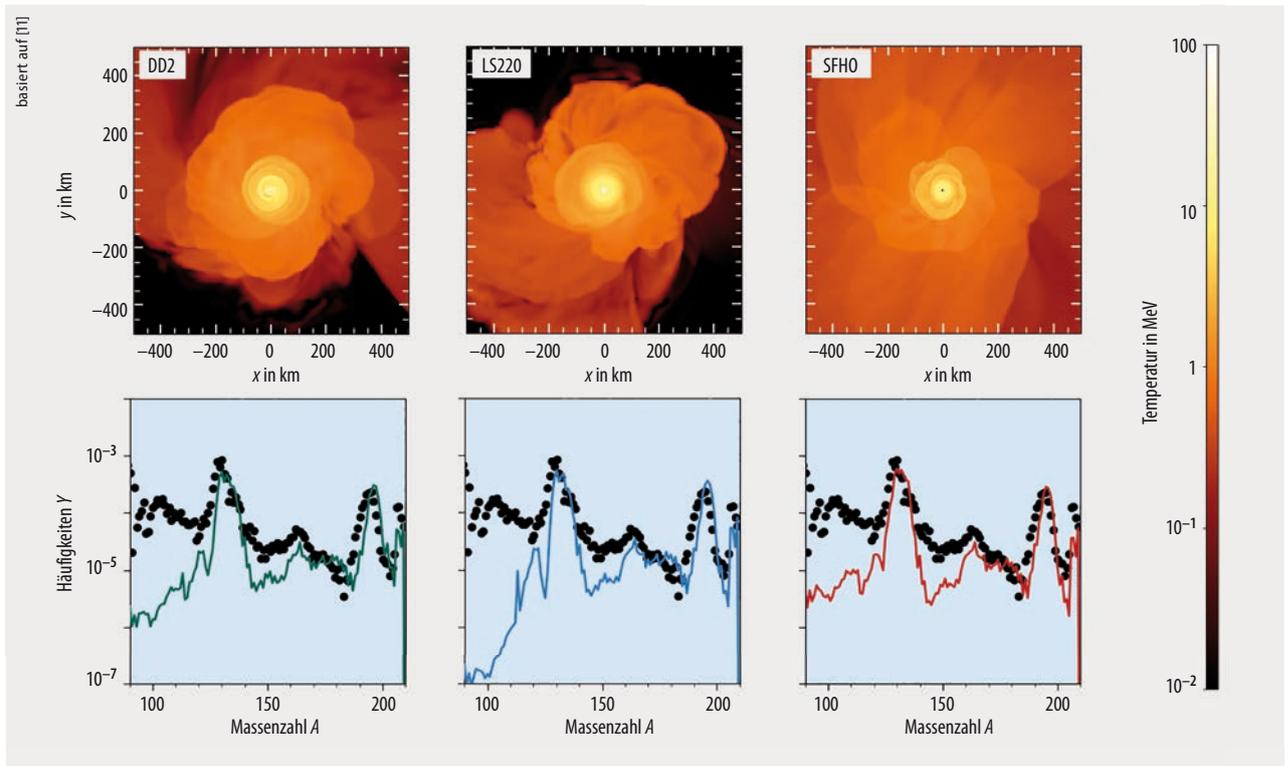
hochenergetischer Gammastrahlung bis zu langwelliger Radiostrahlung – ließ sich das Ereignis beobachten. Erstmals gelang es durch diese konzertierte Multimessenger-Beobachtung, den Verlauf einer „blauen“ und einer „roten“ Kilonova zu dokumentieren, die beim Zerfall radioaktiver neutronenreicher Kerne entstehen, welche der r-Prozess erzeugt. Eine Kollaboration von Astrophysikern aus Berkeley und Darmstadt hatte dieses elektromagnetische Gegenstück zum Gravitationswellensignal bereits 2010 vorhergesagt [8].

In dem Material, das beim und nach dem Verschmelzen ausgeworfen wird, finden Kernreaktionen und -zerfälle statt. Hauptsächlich die Betazerfälle setzen Energie frei, die in Form von Photonen abgestrahlt wird, sobald sich die Materie ausreichend ausgedehnt hat, um für die elektromagnetische Strahlung transparent zu sein. Die freiwerdende Energie nimmt mit der Zeit gemäß  $t^{-1,3}$  ab, sodass sich die Leuchtkraft bzw. die Lichtkurve der Kilonova in charakteristischer Weise entwickelt. In den einzelnen Phasen dominieren unterschiedliche Prozesse aufgrund der sich verändernden astrophysikalischen Bedingungen. In den ersten Millisekunden des Vorgangs herrschen eine sehr hohe Temperatur, eine große Dichte sowie starke Gezeitenkräfte (Abb. 4). Nach dem Verschmelzen entsteht zunächst ein massiver Neutronenstern als kompakter Überrest, den eine schnell rotierende Akkretionsscheibe umgibt. Falls dieses zentrale Objekt nicht sofort zu einem Schwarzen Loch kollabiert, können Neutrinos entkommen und nach etwa zehn Millisekunden ausgehend von der Scheibe einen neutrinogetriebenen Wind auslösen, wie er aus Kernkollaps-Supernovae bekannt ist. Weil die Neutrinos auch in diesem Fall die Anzahldichte der Neutronen reduzieren, kann zwar ein r-Prozess stattfinden; jedoch erreicht er höchstens die Elemente bis Silber. Diese Elemente zeichnen sich durch eine eher geringe Dichte atomarer Anregungszustände aus, sodass Photonen dieser Umgebung entkommen können,



Dirk Martin

**Abb. 4** Im Lauf der Zeit wird beim Verschmelzen zweier Neutronensterne unterschiedlich zusammengesetzte Materie emittiert. In den ersten Millisekunden ist die Materie sehr neutronenreich. Nach dem Verschmelzen bildet sich eine Akkretionsscheibe um das Zentralobjekt, von dem sich die Materie durch Neutrinos, Viskosität oder Rekombination ablösen kann.



**Abb. 5** Unterschiedliche Zustandsgleichungen führen 15 ms nach dem Verschmelzen der Neutronensterne zu deutlich verschiedenen Temperaturverteilungen in relativistischen Simulationen (oben). Die daraus resultierenden Häufigkeitsverteilungen für den r-Prozess (unten) weichen alle aufgrund kernphysikalischer Unsicherheiten von den beobachteten Werten (schwarz) ab.

ohne durch Absorptions- und Emissionsprozesse Energie zu verlieren. Daher dominieren höhere Energien die Lichtkurve der Kilonova, und man spricht von einer blauen Emission. Nach einer Zehntelsekunde bis zu einigen Sekunden können magnetische Felder die Geschwindigkeit des Auswurfmaterials erhöhen. Weil ein Teil der Materie in der Akkretionsscheibe nur schwach gravitativ gebunden ist, kann es durch die Wärme aus der Viskosität des Materials verdampfen. Dazu trägt auch die Rekombination von Neutronen und Protonen zu Alphateilchen bei. In dieser Phase ist die ausgeworfene Materie sehr neutronenreich, sodass durch den r-Prozess auch schwerere Elemente wie Gold entstehen können. Die hohe Dichte atomarer Anregungszustände insbesondere der Lanthanoide sorgt dafür, dass Photonen erst als rote Emission mit deutlich weniger Energie nachweisbar werden.

Leuchtkraft und Lichtkurve enthalten demnach Hinweise auf die Zusammensetzung der ausgeworfenen Materie. Zu unterscheiden sind das frühe dynamische Auswurfmaterial, die Materie aus dem neutrinogetriebenen Wind und die später auftretenden viskosen Auswürfe aus der Scheibe. Weil die frühen dynamischen Bedingungen geradezu mustergültig zum r-Prozess passen, gibt es dafür schon länger detaillierte Untersuchungen der zugehörigen Nukleosynthese [9, 10]. Obwohl verschiedene Arbeitsgruppen von unterschiedlichen astrophysikalischen Bedingungen ausgehen, ergibt sich ein konsistentes Bild (**Abb. 5**): Die Elemente zwischen dem zweiten und dritten Peak des r-Prozesses – also bei Massenzahlen von  $A \approx 130$  bis 200 – entstehen in den Simulationen mit ähnlichen Häufigkeiten,

stimmen jedoch nicht mit den beobachteten Werten überein. Ursache dafür sind möglicherweise die Modellierungen der kernphysikalischen Eigenschaften: Variationen machen deutlich, dass sie die resultierende Häufigkeitsverteilung in diesem Massenbereich stark beeinflussen. Eine geeignete Kombination erlaubt es daher, die Abweichungen zu minimieren.

Die Analyse der Multimessenger-Beobachtungen nach dem Gravitationswelleneignis GW170817 hat gezeigt, dass zwei Komponenten erforderlich sind, um die Lichtkurve dieser Kilonova zu erklären [12]: Etwa  $0,01 M_{\odot}$  des Auswurfmaterials wiesen eine Geschwindigkeit von ungefähr  $0,25c$  auf und enthielten weder Lanthanoide noch Aktinide. Diese fanden sich jedoch in  $0,04 M_{\odot}$  der ausgeworfenen Materie, die aber nur zehn Prozent der Lichtgeschwindigkeit erreichte. Die Masse der gesamten ausgeworfenen Materie lag an der oberen Grenze, die Simulationen für ein solches Ereignis vorhersagten.

### Extreme Physik besser verstehen

Um die Anzahldichte der Neutronen und damit die Häufigkeitsverteilung nach einem möglichen r-Prozess in den verschiedenen Auswurfmaterialien genauer vorherzusagen, bedarf es weiterer systematischer Studien. Zunächst betrifft dies die Simulation des Verschmelzens zweier Neutronensterne. Hier gilt es, die relevante Physik vollständig zu berücksichtigen, also beispielsweise die Allgemeine Relativitätstheorie, den Einfluss von Magnetfeldern und Neutrinos sowie die starke Wechselwirkung in einem Neutronenstern.

Effizientere Programmcodes und die steigende Rechenleistung von Supercomputern versprechen hier Fortschritte. Parallel dazu ist es nötig, die kernphysikalischen Eigenschaften besser zu berechnen. Neben dem Vergleich mit experimentellen Daten, die von den neuen Beschleunigerlaboratorien mit Fokus auf instabile Isotope zu erwarten sind, wird es notwendig sein, die Verlässlichkeit verschiedener theoretischer Ansätze für die neutronenreichen Kerne zu überprüfen.

Parallel dazu dürfte es in den nächsten Jahren gelingen, weitere Verschmelzungen von Neutronensternen zu beobachten. Die nun realisierbaren Multimessenger-Beobachtungen der abgestrahlten Gravitationswellen, des Gammablitzes und möglicher Kilonovae erlauben es, die Ergebnisse der Simulationen zu validieren und die zugrundeliegende Physik extremer äußerer Bedingungen und exotischer Atomkerne besser zu verstehen. So werden wir in den kommenden Jahren nicht nur lernen, Ereignisse wie Kernkollaps-Supernovae oder das Verschmelzen kompakter Objekte zunehmend als Labor für die Physik der Extreme zu nutzen, sondern auch die Frage klären, wie Gold und Silber in unserem Universum entstehen.

#### Literatur

- [1] *National Research Council, Connecting Quarks with the Cosmos: Eleven Science Questions for the New Century*, The National Academies Press, Washington, D. C., USA (2003)
- [2] A. Koch, In Sternen geboren, Physik Journal, Februar 2011, S. 27
- [3] H.-Th. Janka, Zündende Neutrinos, Physik Journal, März 2018, S. 47
- [4] C. J. Horowitz, A. Arcones et al., J. Phys. G **46**, 083001 (2019)
- [5] A. Arcones und F.-K. Thielemann, J. Phys. G **40**, 013201 (2013)
- [6] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific Coll. and Virgo Coll.), Phys. Rev. Lett. **116**, 131103 (2016)
- [7] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific Coll. and Virgo Coll.), Phys. Rev. Lett. **119**, 161101 (2017); B. P. Abbott et al., ApJL **848**, L12 (2017)
- [8] B. D. Metzger et al., MNRAS **406**, 2650 (2010)
- [9] C. Freiburghaus et al., ApJ **525**, L121 (1999)
- [10] O. Korobkin et al., MNRAS **426**, 1940 (2012)
- [11] L. Bovard et al., Phys. Rev. D **96**, 124005 (2017)
- [12] G. Martínez-Pinedo, B. D. Metzger und F.-K. Thielemann, Der Beginn einer Multi-Messenger-Ära, Physik Journal, Dezember 2017, S. 20

#### Die Autorin



**Almudena Arcones** (FV Hadronen und Kerne, FV Extraterrestrische Physik) studierte Physik in Madrid und promovierte am Max-Planck-Institut für Astrophysik in Garching und an der TU München. Nach Postdoc-Stellen in der Theorie-Gruppe des GSI Helmholtzzentrums in Darmstadt und an der U Basel

mit einem Feodor Lynen-Forschungsstipendium wurde sie 2012 mit einer Helmholtz-Nachwuchsgruppe an der GSI ausgezeichnet und als Assistenzprofessorin (W1) an die TU Darmstadt berufen. 2016 warb sie den ERC-Starting-Grant EUROPIUM ein und ist seither Associate Professorin (W2) in Darmstadt.

**Prof. Dr. Almudena Arcones**, TU Darmstadt, Institut für Kernphysik – Theoriezentrum, Schlossgartenstr. 2, 64289 Darmstadt und GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Planckstr. 1, 64291 Darmstadt

# INNOVATION BEI DER MAGNETFELDMESSUNG



## HELMHOLTZ-SPULENSYSTEME

- Spulen mit Durchmessern von 350mm bis 2m
- Orthogonalitätskorrektur mittels PA1
- Aktive Kompensation mittels CU2
- Steuersoftware im Lieferumfang enthalten

### MAG-13



### MAG658



- Niedriges Grundrauschen bis hinunter zu  $4\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  (1 Hz)
- Bandbreite bis zu 3kHz
- Messbereiche zwischen  $\pm 60\mu\text{T}$  und  $\pm 1000\mu\text{T}$
- Digitale 24 Bit Auflösung
- RS422 Schnittstelle
- Messbereich  $\pm 524\mu\text{T}$

 **Bartington**<sup>®</sup>  
Instruments

**KONTAKT: IGM GMBH**

info@igm-geophysik.de | www.igm-geophysik.de  
www.bartington.com