

Unheimlich und exotisch

Neutronensterne entstehen bei Sternexplosionen und scheinen auch aus nahezu unbekanntenen Formen von Kernmaterie zu bestehen.

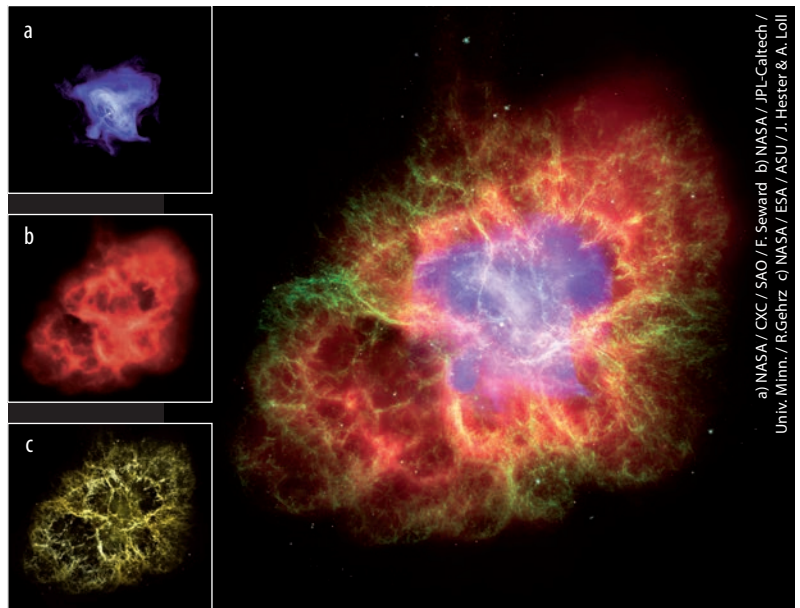
Jürgen Schaffner-Bielich

Neutronensterne gleichen einem gigantisch großen Atomkern. Ihre makroskopischen Eigenschaften wie Masse und Radius hängen stark davon ab, in welcher Form Materie in ihrem Inneren vorliegt, wenn die Dichte auf ein Vielfaches der Dichte von Atomkernen anwächst. Daher helfen astrophysikalische Messungen zur Masse von Neutronensternen, um die Zustandsgleichung von Materie zu bestimmen. Umgekehrt ergibt sich aus der Bindungsenergie neutronenreicher Atomkerne die Zusammensetzung der Neutronensternmaterie.

Kopenhagen 1931: Niels Bohr, Lev Landau und Leon Rosenfeld diskutieren Landaus Arbeit zu einer neuen Form von Sternen, die einem riesigen kollabierten Atomkern gleichen sollen. Landau nennt sie wegen ihrer außergewöhnlichen Eigenschaften „unheimliche Sterne“.¹⁾ Im Jahr darauf entdeckt James Chadwick das Neutron, und bereits 1933 taucht erstmals der Begriff Neutronenstern auf: Walter Baade und Fritz Zwicky verwenden ihn auf einer Tagung in Stanford, als sie von ihren Beobachtungen zu Supernovae berichten. Diese astrophysikalischen Phänomene, bei denen sehr hohe Energiemengen freigesetzt und ganze Galaxien überstrahlt werden, postulieren Baade und Zwicky mit erstaunlichem Weitblick als Endstadien der Sternentwicklung, die als Überrest einen Neutronenstern produzieren können.

Heute kennen wir das Standardbild der Sternentwicklung, gemäß dem Sterne bis zu einer Masse von acht Sonnenmassen als Weißer Zwerg enden. Sterne mit einer Masse von acht bis etwa 25 Sonnenmassen explodieren in einer so genannten Kernkollaps-Supernova zu einem Neutronenstern. Bei einer noch höheren Sternmasse entsteht bei der Supernova-Explosion ein Schwarzes Loch. Die historische Supernova von 1054 im Sternbild Krebs war eine solche Kernkollaps-Supernova. Die auslaufende Stoßwelle der Explosion bildet heute den Krebsnebel, der auch als Messier-Objekt M1 bekannt ist. In seinem Zentrum befindet sich ein rotierender Neutronenstern, der mit dem Hubble Space Telescope und dem Röntgensatelliten Chandra in einer Filmsequenz direkt aufgenommen wurde [2].

Rotierende Neutronensterne mit einem Magnetfeld geben regelmäßige Radiopulse ab und sind als Pulsare zu beobachten. Heute sind mehr als 2500



a) NASA/CXC/SAO/F. Seward b) NASA/JPL-Caltech/Univ. Minn./R. Gehrz c) NASA/ESA/ASU/J. Hester & A. Loll

Der Krebsnebel entstand infolge einer Supernova-Explosion im Jahr 1054. Der Überrest des Sterns, ein Pulsar mit einer Frequenz von 33 ms, zeigt sich als heller

Punkt im emittierten Röntgenlicht (a), während sich die Strukturen des Nebels im infraroten (b) und sichtbaren Licht (c) über etwa 10 Lj Durchmesser erstrecken.

Radio-Pulsare mit typischen Magnetfeldstärken von 10^9 bis 10^{12} Gauß bekannt. Neben den Pulsaren gibt es noch andere Formen von Neutronensternen, z. B. Magnetare, die sich durch ein extrem starkes Magnetfeld von bis zu 10^{15} Gauß auszeichnen. Ein weiteres Beispiel sind die „X-ray burster“, bei denen es auf einem Neutronenstern in einem Doppelsternsystem zu Ausbrüchen hochenergetischer Strahlung kommt, die sich im Röntgenbereich beobachten lässt. Dabei saugt der Neutronenstern durch sein extrem hohes Gravitationspotential Material von seinem Begleitstern

KOMPAKT

- Massive Sterne mit acht bis etwa 25 Sonnenmassen kollabieren am Ende ihres Lebens zu Neutronensternen.
- Junge, rotierende Neutronensterne emittieren elektromagnetische Strahlung entlang der Rotationsachse. Aufgrund des pulsierenden Signals heißen sie Pulsare.
- In den verschiedenen Schichten eines Neutronensterns nimmt die Materie mit zunehmender Tiefe und Dichte immer exotischere Formen an.
- Im Kern der schwersten Neutronensterne kann sich Materie mit Hyperonen und Quarkmaterie bilden.

1) Eine ausführliche historische Rekonstruktion dieser Begebenheit und eine Diskussion von Landaus Arbeit finden sich in [1].

Prof. Dr. Jürgen Schaffner-Bielich, Institut für Theoretische Physik, Goethe-Universität Frankfurt am Main, Max-von-Laue-Str. 1, 60438 Frankfurt a. M.

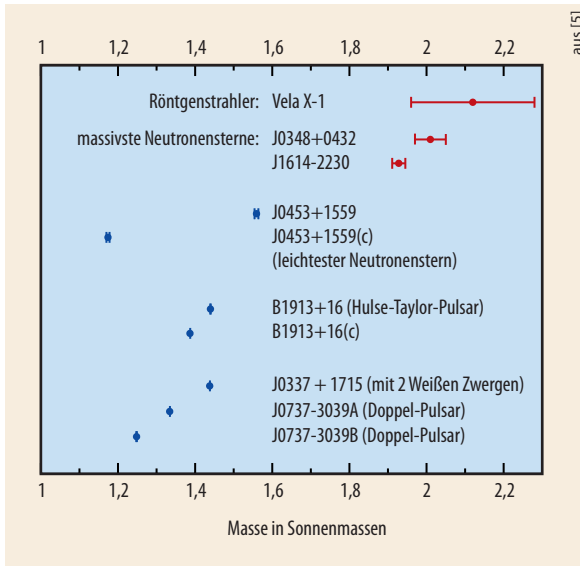


Abb. 1 Die Masse einiger Neutronensterne in Doppelsternsystemen ist heute sehr genau bekannt (blau). Dagegen sind die Massen der schwersten bekannten Neutronensterne (rot) mit größeren Ungenauigkeiten behaftet. Die Datenpunkte sind zur besseren Übersicht vertikal gegeneinander verschoben.

ab. Bei einigen dieser Binärsysteme ist die Masse des Neutronensterns mittlerweile sehr genau bekannt, weil sie sich aus Korrekturen der Kepler-Bahnen mit Hilfe der Allgemeinen Relativitätstheorie ableitet. Zwei Korrekturen reichen aus, um die Bahnparameter eines Binärsystems vollständig zu bestimmen. Sind weitere Korrekturen bekannt, werden Tests der Allgemeinen Relativitätstheorie möglich. Dabei sind die Gravitationsfelder in Neutronensternen um einige Größenordnungen stärker als bei Experimenten auf der Erde oder bei Satellitentests im Sonnensystem [3].

Um die Eigenschaften von Neutronensternen zu verstehen, ist es nötig, die Einsteinschen Feldgleichungen für den Fall einer statischen kugelförmigen Geometrie zu lösen. Diese Tolman-Oppenheimer-Volkoff-Gleichungen berücksichtigen die relevanten Effekte der Allgemeinen Relativitätstheorie für einen Neutronenstern. Wichtig ist dabei, die Eigenschaft der Neutronensternmaterie an sich zu spezifizieren. Die Zustandsgleichung verknüpft dabei die mikroskopischen Eigenschaften der Materie mit den Eigenschaften von Neutronensternen.

Sterne befinden sich normalerweise im hydrostatischen Gleichgewicht. Das gilt für unsere Sonne genauso wie für kompakte Sterne. Dabei gleicht sich die Gravitationskraft pro Fläche mit dem Gegendruck aus, den die Materie aufbaut. Bei unserer Sonne entsteht dieser Gegendruck aus dem thermischen Druck, den die Kernfusionsprozesse in ihrem Inneren generieren. Bei kompakten Sternen baut sich dagegen ein quantenmechanischer Fermi-Druck auf. Dieser ist mit dem Pauli-Prinzip zu verstehen, das für fermionische Teilchen unterschiedliche Quantenzustände fordert. Je mehr Fermionen es gibt, desto höher sind die Energien und Impulse der besetzten Zustände. Damit erhöht sich auch der Druck, selbst bei verschwindender

Temperatur. Bei einem Weißen Zwerg erzeugen die Elektronen als Fermionen den Fermi-Druck, bei einem Neutronenstern sind es Neutronen. J. Robert Oppenheimer und George Volkoff berechneten für ein nicht-wechselwirkendes Neutronengas die Maximalmasse eines Neutronensterns zu etwa 0,7 Sonnenmassen (M_{\odot}) bei einem Radius von 9 km – das Ergebnis können bereits Studierende leicht nachvollziehen [4].

Heute ist die Masse des binären Neutronensternsystems PSR B1913+16 am besten bekannt. Für dessen Entdeckung erhielten Russell Hulse und Joseph Hooton Taylor, Jr. 1993 den Nobelpreis für Physik. Die Massen der beiden Neutronensterne betragen $M_1 = 1,4398(2) M_{\odot}$ und $M_2 = 1,3886(2) M_{\odot}$. Obwohl derzeit etwa 2500 Pulsare bekannt sind, ist nur von einigen wenigen in binären Neutronensternsystemen die Masse recht genau bestimmt (Abb. 1). Darunter sind auch wesentlich schwerere Neutronensterne als der Hulse-Taylor-Pulsar: Der Rekord liegt zurzeit bei einer Masse von $M = 2,01(4) M_{\odot}$ für den Pulsar J0348+0432 – ein Wert, der nicht mit dem Resultat von Oppenheimer und Volkoff vereinbar ist. Neutronensterne bestehen demnach nicht aus einem freien Neutronengas: Die mikroskopische Wechselwirkung zwischen den Neutronen muss berücksichtigt werden, weil sie die makroskopischen Eigenschaften des Neutronensterns beeinflusst. Damit ermöglichen es Neutronensterne, die elementaren Kräfte zwischen Kernteilchen unter extremen Bedingungen zu erforschen: Die Eigenschaften von Materie bei sehr hohem Druck lässt sich durch astronomische Beobachtungen bestimmen.

Reise in einen Neutronenstern

Nach dem derzeitigen Stand der Forschung besteht ein Neutronenstern aus verschiedenen Schichten (Abb. 2). Die äußere Hülle, eine Atmosphäre aus Atomen, ist durch die enorme Gravitationskraft nur einige Zentimeter dünn. Danach folgen Kruste und Kern, die jeweils aufgrund unterschiedlicher Eigenschaften in einen äußeren und inneren Bereich aufgeteilt sind.

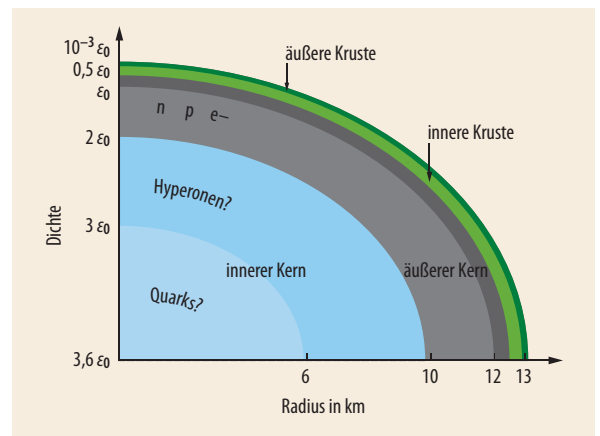


Abb. 2 Aus Modellrechnungen leiten sich Dicke und Dichte der Schichten ab, aus denen ein Neutronenstern mit einer Masse von $2,0 M_{\odot}$ aufgebaut ist. Im Inneren steigt die Dichte auf mehr als das Dreifache von Kernmaterie ($\epsilon_0 = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ g/cm}^3$) an.

Ab einer Dichte von etwa 10^4 g/cm^3 ionisieren Atome durch den hohen Gravitationsdruck. Hier beginnt die äußere Kruste des Neutronensterns, in der die Atomkerne ein Gitter ähnlich dem eines Festkörpers bilden und von einem Gas aus Elektronen umgeben sind. Die Dicke der äußeren Kruste hängt von der Masse und der Kompaktheit des Neutronensterns ab.²⁾ Typischerweise ergeben sich Dicken von einigen hundert Metern für die äußere Kruste.

Ab einer Dichte von etwa $2 \cdot 10^6 \text{ g/cm}^3$ besitzen die Elektronen relativistische Geschwindigkeiten, sodass es energetisch günstiger ist, die Anzahl der Elektronen zu reduzieren. Daher wandeln sich Protonen in den Atomkernen zu Neutronen um, sodass die Atomkerne mit steigender Dichte in der äußeren Kruste immer mehr Neutronen enthalten. Im statistischen Gleichgewicht lässt sich die Sequenz dieser immer neutronenreicheren Kerne mit Hilfe verschiedener Modelle und Parametrisierungen der Kernkraft bestimmen. Bis zu einer Dichte von etwa $8 \cdot 10^6 \text{ g/cm}^3$ ist ^{56}Fe der energetisch günstigste Kern. Dann folgen bei höheren Dichten ^{62}Ni , ^{64}Ni , ^{66}Ni , ^{86}Kr , ^{84}Se , ^{82}Ge und ^{80}Zn . Danach weichen die berechneten Ergebnisse voneinander ab (Abb. 3). Die Sequenz durchläuft mit Nickel ein Element mit magischer Protonenzahl ($Z = 28$) und erreicht danach die magischen Neutronenzahlen $N = 50$ und 82 . Das verwundert nicht: Im Schalenmodell des Atomkerns sind bei magischen Zahlen die Quantenzustände voll besetzt und die Kerne dadurch stark gebunden. Im Neutronenstern sind sogar die extrem neutronenreichen Kerne stabil: Sie können nicht zerfallen, da die dabei entstehenden Elektronen keine freien Zustände finden. Der Zerfall ist durch das umgebende Elektronengas aufgrund des Pauli-Prinzips nicht möglich. Unter Laborbedingungen zerfallen die Kerne jedoch nach wenigen Millisekunden, sodass ihre Eigenschaften wie die Bindungsenergie nur schwer experimentell zugänglich sind. Bis 2013 kannte man die Bindungsenergie bis zum Isotop ^{80}Zn , sodass die Sequenz der neutronenreichen Kerne im statistischen Gleichgewicht in einem Neutronenstern bis zu einer Dichte von $5 \cdot 10^{10} \text{ g/cm}^3$ feststand. Erst ein ISOLTRAP-Experiment am CERN erlaubte es, die Masse des Isotops ^{82}Zn zu bestimmen [7]. Der gemessene Wert widerlegte viele Modelle, für welche dieser Kern in der Sequenz auftrat [8].

Suprafluide beschleunigen und kühlen

Während sich die Dichte immer weiter erhöht, nähert sich die Sequenz neutronenreicher Kerne der Grenze der Stabilität und bricht schließlich ab: Die Atomkerne können keine weiteren Neutronen binden, sodass sich innerhalb des Atomgitters ein Gas aus Neutronen bildet. Die kritische Dichte dafür beträgt etwa 4 bis $5 \cdot 10^{11} \text{ g/cm}^3$ und hängt nur wenig vom verwendeten Kernmodell ab. An diesem Ende der äußeren Kruste beginnt die innere Kruste, deren Dicke typischerweise einige hundert Meter beträgt. Sollten nun noch Atom-

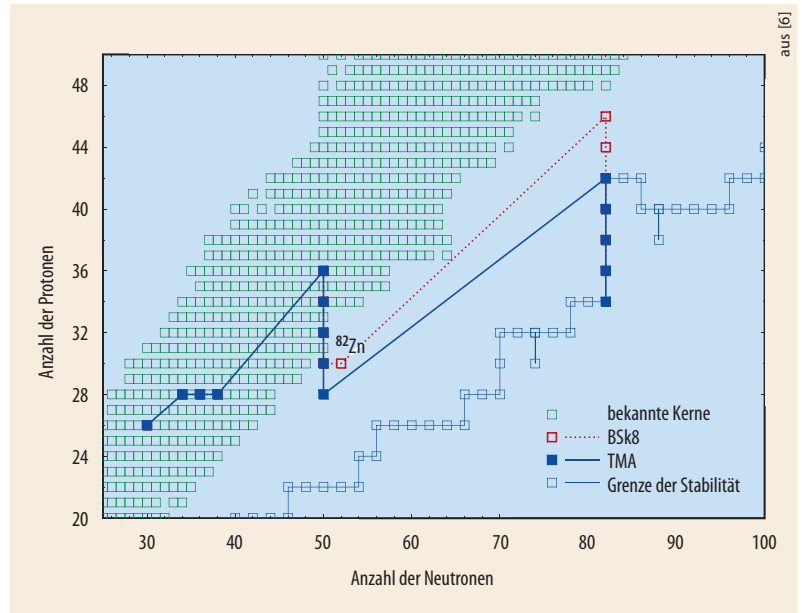


Abb. 3 Zwei Modelle der Kernkraft, BSk8 (rot) und TMA (blau), ergeben verschiedene Sequenzen der Kerne in der äußeren Kruste eines Neutronensterns. Die exakte Massenbestimmung des Kerns ^{82}Zn schließt die Sequenz von BSk8 aus.

kerne vorliegen, sind diese extrem neutronenreich. Berechnet man die Zusammensetzung der Materie auf einem Gitter, finden sich in einer einzelnen Zelle mehr als tausend Neutronen, während numerische Berechnungen für die Kernladungszahl einer Zelle der inneren Kruste lediglich etwa $Z = 50$ vorhersagen.³⁾ In dieser Neutronenflüssigkeit können sich nun Cooperpaare aus Neutronen bilden, sodass eine suprafluide Phase entsteht, welche die Transporteigenschaften der Neutronensternmaterie entscheidend beeinflussen kann.

Rotiert der Neutronenstern, kann in der suprafluiden Phase ein Raster von Flussröhren entstehen. Diese sind quantisiert und tragen Drehimpuls. Verliert der Pulsar Energie durch die Abstrahlung elektromagnetischer Wellen, dreht sich seine Kruste etwas langsamer. Dadurch treten Spannungen mit den Flussröhren auf, die sich ruckartig lösen können. Der Drehimpuls, der dabei von den Flussröhren auf die Kruste übergeht, beschleunigt deren Rotation wieder. Der Pulsar kommt aus dem Takt, und seine Pulsfrequenz erhöht sich. Anschließend verbinden sich die Flussröhren wieder langsam mit der Kruste, sodass der Pulsar fast wieder mit seiner ursprünglichen Frequenz rotiert. Dieses Modell erklärt die so genannten „glitches“, die bei verschiedenen Pulsaren auftreten: Eine kurzzeitig schnellere Rotation relaxiert innerhalb von einigen Tagen bis Monaten wieder.

Suprafluide Phasen beeinflussen auch, wie heiße Neutronensterne nach ihrer Entstehung abkühlen. Bewegt sich in einem Doppelsternsystem der Begleitstern auf einer nahen Umlaufbahn, kann der Neutronenstern Material ansaugen, das zumeist aus Wasserstoff und einer Beimischung von Helium besteht. Dieses sammelt sich auf seiner Oberfläche an und entzündet bei einer kritischen Dichte ein thermonukleares

2) Die Kompaktheit ergibt sich aus dem Verhältnis von Masse und Radius des Neutronensterns.

3) Das Volumen der inneren Kruste wird in Zellen zerlegt und die Zusammensetzung an den einzelnen Gitterpunkten bestimmt.

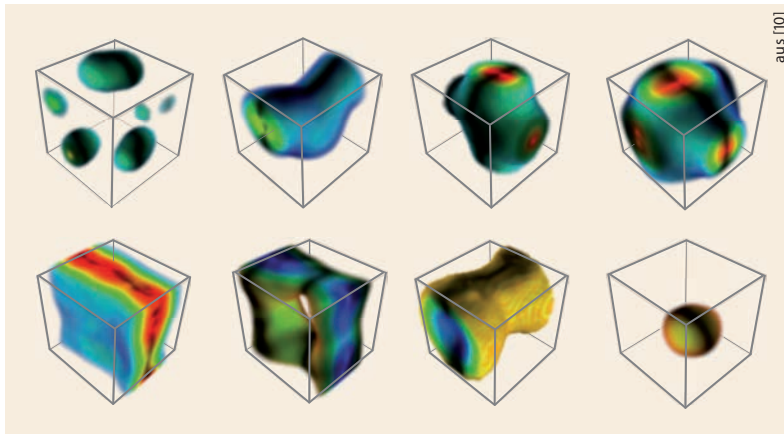


Abb. 4 Beim Übergang von kristalliner Materie in der inneren Kruste zu homogener nuklearer Materie im äußeren

Kern bilden sich geometrische Strukturen aus, die entfernt an verschiedene Ausformungen von Pasta erinnern.

Brennen. Dabei wird Energie in Form von Röntgenstrahlung emittiert („X-ray burst“). Die Kruste des Neutronensterns erhitzt sich und kühlt mit seiner spezifischen Wärmekapazität langsam wieder ab. Die Wärmekapazität ist geringer, wenn eine suprafluide Neutronenflüssigkeit in der Kruste vorliegt, und der Neutronenstern kühlt langsamer ab. Beobachtungen einiger Doppelsternsysteme mit dem Röntgensatelliten Chandra und dem Gammastatelliten Swift belegen, dass periodisch auf einen Röntgenausbruch und das Erhitzen ein monatelanges Abkühlen in der Ruhephase folgt. Modelle zur Erklärung dieser Beobachtungen reagieren zum Teil sehr sensitiv auf eine suprafluide Flüssigkeit. Gleichzeitig sind die Beobachtungen noch nicht vollständig verstanden und deuten auf eine bisher unbekannte Energiequelle in der Kruste hin [9].

Pasta in der Kruste

Am inneren Ende der inneren Kruste geht die Phase aus Atomkerngitter und Neutronenflüssigkeit in eine Phase homogener nuklearer Materie über. Das Wechselspiel zwischen Coulomb-Energie und Oberflächenenergie zwischen den beiden Phasen führt zu charakteristischen geometrischen Strukturen, zur nuklearen Pasta (Abb. 4). Zuerst erscheinen Blasen der homogenen Phase im Gitter („Gnocchi“), die mit steigender Dichte anwachsen und sich zu Röhren verbinden („Spaghetti“). Daraus entstehen später Platten („Lasagne“). Steigt die Dichte mit zunehmender Tiefe weiter an, vertauschen die Phasen ihre Rollen: Die Platten der kristallinen Phase verwandeln sich in Röhren und zum Schluss in Blasen, die in der homogenen Flüssigkeit am Übergang zum äußeren Kern schwimmen. Aufwändige numerische Rechnungen zeigen, dass es weitere Strukturen der nuklearen Pasta gibt, die sich mit Hilfe der Minkowski-Funktionale klassifizieren lassen, insbesondere anhand mittlerer Krümmung und Euler-Charakteristik. In zeitabhängigen Hartree-Fock-Rechnungen taucht sogar eine Gyroid-Phase auf: eine dreifach periodische Struktur mit negativer Gauß-

Charakteristik, in der die beiden Phasen labyrinthartig miteinander verwoben sind [10]. Ob und welche Pasta-Phasen bei der Modellierung der inneren Kruste auftreten, hängt davon ab, welches Modell der Kernkraft zum Einsatz kommt und wie die Extrapolation zu extrem neutronenreicher Materie realisiert ist.

Dünne Kruste, dicker Kern

Der Übergang von innerer Kruste zu äußerem Kern findet bei etwa der halben Dichte von Kernmaterie ($\sim 10^{14} \text{ g/cm}^3$) statt. Hier existieren keine Atomkerne mehr, sondern eine Flüssigkeit aus Neutronen mit einer Beimischung aus Protonen und Elektronen. Der äußere Kern ist mehrere Kilometer dick und nimmt bei leichteren Neutronensternen den gesamten Kernbereich ein. Seine Eigenschaften – definiert über die Zustandsgleichung der Materie – bestimmen Masse und Radius des Neutronensterns. Umgekehrt lässt sich aus gemessenen Radien und dem beobachteten Kühlungsverhalten von Neutronensternen die Zustandsgleichung einschränken. Ihre Berechnung vereinfacht sich, wenn in erster Näherung nur Neutronen berücksichtigt werden. In den letzten Jahren kam dabei meist die chirale effektive Feldtheorie mit verschiedenen vielteilchentheoretischen Ansätzen wie Monte-Carlo-Methoden, chirale Störungstheorie oder Greensche Funktionen zum Einsatz [11].

Isospin-symmetrische Kernmaterie ist aus gleich vielen Protonen und Neutronen aufgebaut und besitzt per Definition im Grundzustand keinen Druck. Die Zustandsgleichung von Neutronensternmaterie bei Grundzustandsdichte ist also durch den asymmetrischen Anteil gegeben, dessen Dichteabhängigkeit wiederum die globalen Eigenschaften von Neutronensternen bestimmt. Detaillierte Rechnungen zeigen, dass z. B. der Radius leichter Neutronensterne mit der Dichteabhängigkeit der Asymmetrieenergie variiert. Umgekehrt lässt sich die Asymmetrieenergie einschränken, wenn der Radius des Sterns aus Messungen bekannt ist. Die Mission NICER der NASA soll planmäßig noch in diesem Jahr an die Internationale Raumstation andocken und erstmals die Radien von Neutronensternen präzise vermessen. Die ESA strebt das gleiche Ziel mit dem Röntgensatelliten ATHENA an, der 2028 starten soll.

Die Dichteabhängigkeit der Asymmetrieenergie beeinflusst auch die Stabilität neutronenreicher Kerne und ist wichtig, um die so genannte Neutronenabbruchkante – den Rand der Stabilität – zu berechnen. Experimentell ist dieser Bereich der Nuklidkarte noch „terra incognita“ und ein zentrales Forschungsthema des Beschleunigerzentrums FAIR, das gerade am GSI Helmholtzzentrum in Darmstadt entsteht. Dort ist ein Ziel, extrem neutronenreiche Kerne zu produzieren und ihre Eigenschaften zu untersuchen. Die daraus abgeleiteten Schlüsse auf die Dichteabhängigkeit der Asymmetrieenergie lassen sich mit den Ergebnissen der Radiusmessungen vergleichen. Experimentelle

Kernphysik, chirale effektive Theorien von Kernmaterie und die Eigenschaften von Neutronensternen sind eng miteinander auf interessante Weise verknüpft.

Um in der Theorie auch die Abweichung zu berücksichtigen, die auf der Beimischung von Protonen und Elektronen zu reiner Neutronenmaterie beruht, muss das so genannte β -Gleichgewicht angewandt werden. Dabei sind die Reaktionen der schwachen Wechselwirkung (Elektroneneinfang) im Gleichgewicht:



Durch diese Reaktionen bildet sich aus reiner Neutronenmaterie ein Gemisch aus Neutronen, Protonen und Elektronen. Die Neutrinos verlassen den Neutronenstern, da ihre mittlere freie Weglänge wesentlich größer ist als sein Radius. Dadurch kühlt der Neutronenstern ab. In entarteter Neutronensternmaterie können die Reaktionen immer stattfinden, weil stets ein weiteres Neutron vorhanden ist, das die Gültigkeit von Impuls- und Energieerhaltung gewährleisten kann. Beträgt der Protonenanteil mehr als elf Prozent, können die Reaktionen auch direkt ablaufen (Urca-Prozess).⁴⁾ Die Neutrinos sorgen für den dominanten Kühlmechanismus in der ersten Million Jahre nach der Entstehung des Neutronensterns. Danach kühlt der Stern durch die Abstrahlung von Photonen an seiner Oberfläche ab. Die Abhängigkeit der Temperatur vom Alter des Neutronensterns bezeichnet man als Kühlungskurve. Der Neutronenstern im Supernova-Überrest Cassiopeia A kühlt durch Neutrino-Emission so schnell ab, dass konventionelle Modelle die Kühlungskurve nicht erklären können. Mögliche Ursachen könnten suprafluide nukleonische Phasen oder ein Phasenübergang zu Quarkmaterie im inneren Kern sein [12].

Hyperonen oder Quarks?

Der innere Kern beginnt etwa bei zwei- bis dreifacher Kerndichte. Ob es einen inneren Kern gibt und wie groß er ist, hängt von der Masse des Neutronensterns ab. Während für einen Neutronenstern mit $M = 1,4 M_\odot$ zentrale Dichten vorhergesagt werden, die etwa 1,5- bis vierfache Kerndichte entsprechen, ergibt sich für Neutronensterne mit $M = 2 M_\odot$ bereits ein bis zu siebenfacher Wert. Die genaue Zusammensetzung und die Eigenschaften des inneren Kerns sind noch nicht bekannt und Gegenstand intensiver aktueller Forschung. Im inneren Kern könnten Teilchen auftreten, die bisher nur ansatzweise experimentell untersucht wurden. Dazu gehören Hyperonen: seltsame Baryonen, die ein bis drei Strange-Quarks enthalten und in Atomkernen Nukleonen ersetzen können.

Experimentell lassen sich die Eigenschaften von Hyperonen in dichter Kernmaterie durch die Produktion und Detektion von Hyperkernen studieren. Der leichteste Hyperkern ist $^3_\Lambda\text{H}$ und besteht aus jeweils einem Proton (Quarks: uud), einem Neutron (udd) und einem Λ -Hyperon (uds). Bisher sind einige Dutzend verschiedene Hyperkerne bis zur Massenzahl $A = 208$

bekannt. Weil die Wechselwirkung zwischen Nukleonen und Λ -Hyperonen attraktiv ist, können sich bei genügend hoher Dichte Neutronen in Λ -Hyperonen umwandeln. Ein Neutronenstern mit einem Kern aus hyperonischer Materie entspräche einem gigantischen Hyperkern. Im Unterschied zu Hyperkernen im Labor, die innerhalb einiger 100 ps zerfallen, bleibt ein Neutronenstern auch mit Hyperonen im Kern immer stabil: Der Zerfall der Λ -Hyperonen ist durch das Pauli-Prinzip verboten, weil dabei Neutronen entstehen.

In verschiedensten Modellrechnungen treten Hyperonen in Neutronensternmaterie auf, sobald etwa die zweifache Dichte von Kernmaterie erreicht wird. Gleichzeitig ist die maximale Masse, die für einen Neutronenstern mit Hyperonen berechnet wurde, geringer als ohne Hyperonen. Beides zusammen führt zum so genannten „Hyperonen-Puzzle“: Hyperonen sollten im Inneren von Neutronensternen vorhanden sein, die dann aber bei Massen von $M > 2 M_\odot$ instabil wären. Ein möglicher Ausweg wären abstoßende Dreikörperkräfte zwischen Nukleonen und Hyperonen. Dadurch könnten in dichter hyperonischer Neutronensternmaterie höhere Drücke entstehen, die den Neutronenstern stabilisieren. Von besonderem Interesse für die Modellierung dieser Kräfte sind auch die Potentiale zwischen mehreren Hyperonen, die experimentell über Doppelhyperkerne zugänglich sind. Bisher ließen sich experimentell nur wenige Doppelhyperkerne produzieren und nachweisen. Experimentelle Programme dazu gibt es derzeit am japanischen Forschungszentrum J-PARC nördlich von Tokio und am GSI Helmholtzzentrum in Darmstadt im Rahmen des HypHI-Projekts. Das PANDA-Experiment am Beschleunigerzentrum FAIR soll dies zukünftig noch vertiefen.

Eine andere Lösung des „Hyperonen-Puzzles“ besteht in der Bildung einer neuen Materiephase bei hohen Dichten: In Quarkmaterie lösen sich alle Baryonen in ihre Bestandteile auf. Diese Form von Materie

4) Der Urca-Prozess ist nach dem ehemaligen Casino im gleichnamigen Stadtteil von Rio de Janeiro benannt, in dem sich seine Entdecker George Gamow und Mário Schenberg zum ersten Mal trafen.

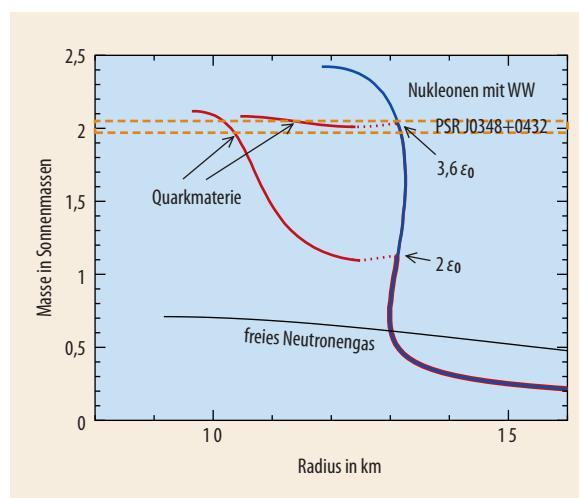


Abb. 5 Aus Modellrechnungen mit einem freien Neutronengas (schwarz), wechselwirkenden Nukleonen (blau) und Quarkmaterie ab 2- bzw. 3,6-facher Kerndichte (rot) ergeben sich unterschiedliche Masse-Radius-Relationen. Die Vorhersagen müssen gemessene Ergebnisse wie den Pulsar PSR 0348+0432 mit einer Masse von $M = 2,01(4) M_\odot$ beinhalten, um akzeptabel zu sein.

ermöglicht den notwendigen höheren Druck, um auch mehr als zwei Sonnenmassen als Maximalmasse von Neutronensternen zu erreichen.

Auf der Suche nach der Zustandsgleichung

Die fundamentale Theorie dichter Kernmaterie ist die Quantenchromodynamik (QCD), die jedoch bei den Dichten, wie sie in Neutronensternen auftreten, noch nicht lösbar ist. Die QCD sagt vorher, dass bei extrem hohen Dichten Quarkmaterie asymptotisch frei ist, d. h. hochdichte Materie besteht aus einem freien relativistischen Gas aus Quarks. Die Zustandsgleichung von Quarkmaterie kann bei hohen Dichten mit Methoden der perturbativen QCD berechnet werden, die störungstheoretisch Effekte der starken Wechselwirkung berücksichtigen. Ein Interpolieren zwischen dieser Zustandsgleichung und der Zustandsgleichung bei kleinen Dichten, die aus der chiralen Störungstheorie bekannt ist, sagt für den Radius von Neutronensternen 10 bis 15 Kilometer voraus [13].

Dabei stellt sich die Frage, ob der Übergang von Neutronenmaterie (niedrige Dichte) zu Quarkmaterie (hohe Dichte) kontinuierlich stattfindet oder mittels eines Phasenübergangs. Diesen Phasenübergang der QCD bei hohen Dichten charakterisiert die chirale Symmetrie. Ob dieser chirale Phasenübergang erster Ordnung ist und bei welcher Dichte er auftritt, ist noch völlig unbekannt. Sollte der Phasenübergang innerhalb von Neutronensternen möglich sein, könnten in den Modellierungen völlig neuartige Phänomene auftreten. Beispielsweise sind stabile Lösungen der Tolman-Oppenheimer-Volkoff-Gleichungen für Zwilling-Neutronensterne gleicher Masse aber unterschiedlicher Radien möglich (Abb. 5).

Am CBM-Experiment des Beschleunigerzentrums FAIR wird das Phasendiagramm der QCD bei hohen Dichten durch das Studium relativistischer Schwerionenkollisionen zugänglich. Die Energien der kollidierenden Teilchen müssen dabei so groß sein, dass im Zentrum der Kollision eine möglichst hohe Baryondichte entsteht. Das kollektive Verhalten der Teilchenproduktion lässt Rückschlüsse auf die Zustandsgleichung und das Mediumverhalten von Teilchen in dichter Materie zu [14]. Auch hier bietet sich die Möglichkeit, die kernphysikalischen Ergebnisse mit den astrophysikalischen Daten von Neutronensternen zu vergleichen.

Neben den Eigenschaften der Neutronensterne selbst bestimmt die Zustandsgleichung auch den Verlauf von Simulationen, in denen zwei Neutronensterne kollidieren und miteinander verschmelzen. Dabei kommt es zur Emission hochenergetischer Gammastrahlung („Gamma-ray burst“) und – bei ausreichender Masse – zur Bildung eines Schwarzen Lochs. Bereits erste genäherte Lösungen der Einsteinschen Feldgleichungen zeigten, dass die Produktion von Gravitationswellen von der Zustandsgleichung bei hohen Dichten abhängt [15, 16]. Mittlerweile lassen

sich die Einsteinschen Feldgleichungen so genau numerisch lösen, dass allein die Unsicherheiten aus der mikrophysikalischen Modellierung das berechnete Gravitationswellensignal beeinflussen können und somit eine detaillierte Analyse der spektralen Eigenschaften des Gravitationswellensignals möglich ist [17]. Aus einem gemessenen Frequenzspektrum der Gravitationswelle einer Neutronensternkollision ergibt sich die Zustandsgleichung der Materie mit sehr guter Genauigkeit.

Brücke zwischen Mikro- und Makrokosmos

Um Neutronensterne vollständig zu verstehen, ist es notwendig, die Resultate experimenteller Untersuchungen mit Teilchenbeschleunigern, numerischer Simulationen und astrophysikalischer Beobachtungen zu kombinieren. Die komplementären Einsichten erklären die Eigenschaften dichter QCD-Materie, die sich tief im Inneren von Neutronensternen befindet, und verknüpfen auf eindrucksvolle Weise die mikroskopische Welt mit der makroskopischen.

Literatur

- [1] D. G. Yakovlev et al., Phys. Usp. **56**, 289 (2013) bzw. Usp. Fiz. Nauk **183**, 307 (2013)
- [2] <http://chandra.harvard.edu/photo/2002/0052/animations.html>
- [3] M. Kramer und N. Wex, Physik Journal, Juni 2015, S. 31
- [4] I. Sagert, M. Hempel, C. Greiner und J. Schaffner-Bielich, Eur. J. Phys. **27**, 577 (2006)
- [5] F. Özel und P. Freire, Annu. Rev. Astron. Astrophys. **54**, 401 (2016)
- [6] S. B. Rüster, M. Hempel und J. Schaffner-Bielich, Phys. Rev. C **73**, 035804 (2006)
- [7] R. N. Wolf et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 041101 (2013)
- [8] S. Kreim, M. Hempel, D. Lunney und J. Schaffner-Bielich, Int. J. Mass Spectr. Ion Process. **349**, 63 (2013)
- [9] A. Turlione et al., Astron. Astrophys. **577**, A5 (2015)
- [10] B. Schuettrumpf et al., Phys. Rev. C **91**, 025801 (2015)
- [11] T. Schäfer und A. Schwenk, Physik Journal, Januar 2014, S. 27
- [12] A. Sedrakian, Eur. Phys. J. **A52**, 44 (2016)
- [13] A. Kurkela, E. S. Fraga, J. Schaffner-Bielich und A. Vuorinen, Astrophys. J. **789**, 127 (2014)
- [14] P. Braum-Munzinger und J. Wambach, Physik Journal, Oktober 2006, S. 41
- [15] A. Bauswein und H. Th. Janka, Phys. Rev. Lett. **108**, 011101 (2012)
- [16] K. Takami et al., Phys. Rev. Lett. **113**, 091104 (2014)
- [17] L. Baiotti und L. Rezzolla, Rep. Prog. Phys., in Druck, 2017

DER AUTOR

Jürgen Schaffner-Bielich (FV Hadronen und Kerne, FV Extraterrestrische Physik) hat in Frankfurt in theoretischer Physik promoviert. Als Post-Doc arbeitete er am Niels Bohr Institutet in Kopenhagen und in den USA am Lawrence Berkeley National Laboratory, am Brookhaven National Laboratory und an der Columbia University. Von 2008 bis 2012 war er Professor in Heidelberg. Wenn er seine Freizeit nicht mit der Familie verbringt, findet man ihn derzeit beim Schreiben eines Lehrbuchs über kompakte Sterne.

