

# Stark gekoppelt und universell

Was lehren uns ultrakalte Gase über die Eigenschaften nuklearer Materie?

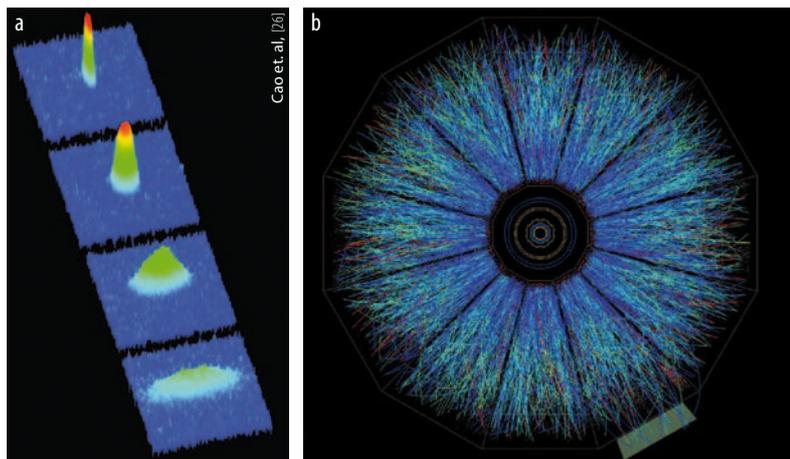
Thomas Schäfer und Achim Schwenk

Die Materie im Inneren von Neutronensternen oder das Quark-Gluon-Plasma, das sich bei Schwerionenkollisionen erzeugen lässt, sind Beispiele stark korrelierter Quantenflüssigkeiten. So verschieden diese Systeme auch sind, so scheinen sie doch gewisse universelle Eigenschaften gemeinsam zu haben, die sich im sog. unitären Fermi-Gas wiederfinden. Da sich dieses Modellsystem mit ultrakalten Quantengasen im Labor untersuchen lässt, haben sich in den letzten Jahren unerwartete Synergien zwischen Kernphysik und der Physik ultrakalter Gase eröffnet.

Quantenflüssigkeiten spielen eine wichtige Rolle in vielen Gebieten der Physik. Ein typisches Beispiel ist das Elektronengas in einem guten Leiter. Schwach korrelierte Quantenflüssigkeiten zeichnen sich dadurch aus, dass sie sich mithilfe von effektiven Einteilchenzuständen, sog. Quasiteilchen, beschreiben lassen. Für das Elektronengas sind das die Gitterschwingungen (Phononen) sowie die (Quasi-)Elektronen. Letztere unterscheiden sich von den freien Elektronen durch eine effektive Masse, welche die Auswirkungen der Coulomb-Wechselwirkung zwischen ihnen beinhaltet und sich von der Masse des freien Elektrons unterscheidet. Die Thermodynamik lässt sich in guter Näherung durch diese nichtwechselwirkenden Elektronen sowie Phononen beschreiben, und die Transporteigenschaften ergeben sich aus der Streuung der Elektronen an Störstellen und Phononen.

Stark korrelierte Systeme dagegen sind durch das Fehlen scharf definierter Quasiteilchen charakterisiert. Beispiele sind flüssiges Helium in der Nähe des Lambda-Punktes und Hochtemperatur-Supraleiter. Obwohl sich verschiedene stark gekoppelte Systeme im Detail sehr unterscheiden, existieren Hinweise auf wichtige universelle Eigenschaften. Wir werden zwei Beispiele diskutieren: die Zustandsgleichung dichter Materie, mit Anwendungen in der Physik von Neutronensternen, und die Viskosität stark gekoppelter Flüssigkeiten, die in Schwerionenkollisionen und in der Expansion ultrakalter Gase experimentell zugänglich ist.

Eine interessante Frage ist, ob ein einfaches Modellsystem für stark korrelierte Quantenflüssigkeiten existiert, das eine ähnliche Rolle spielt wie das Ising-Modell für den Magnetismus und damit verbundene Phasenübergänge. Wir möchten hier argumentieren, dass das unitäre Fermi-Gas ein solches Modell ist. Es



Sowohl ein kaltes Fermi-Gas, das aus einer elliptisch-deformierten optischen Falle entweicht (a), als auch ein expandierendes Quark-Gluon-Plasma, das sich

im STAR-Detektor durch sehr zahlreiche Teilchenspuren manifestiert (b), verhalten sich wie nahezu perfekte Flüssigkeiten.

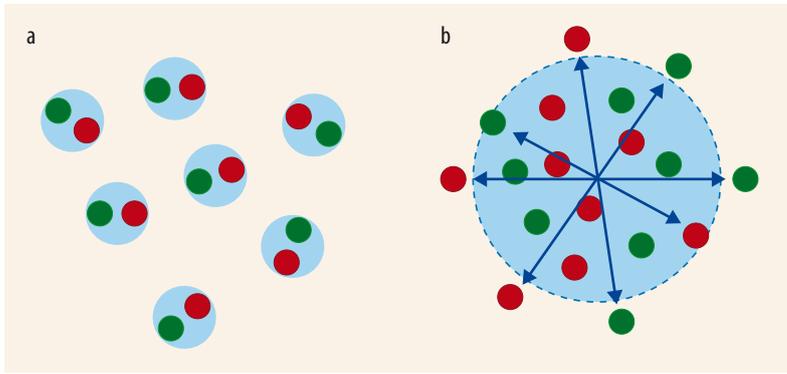
ist mathematisch extrem einfach, aber physikalisch komplex. Dank der Fortschritte in der Kontrolle ultrakalter Quantengase lässt sich das unitäre Gas experimentell im Labor erzeugen.

Das unitäre Fermi-Gas ist ein System von nichtrelativistischen Spin-1/2-Fermionen, zwischen denen ein kurzreichweitiges attraktives Potential wirkt. Dieses besitzt einen quantenmechanisch gebundenen Zweiteilchenzustand mit sehr kleiner Bindungsenergie. Die Wellenfunktion fällt sehr langsam exponentiell ab,  $\psi(r) \sim \exp(-r/a)$ , wobei die Streulänge  $a$  sehr viel größer als die Reichweite des Potentials ist. Wir betrachten nun den Grenzfall, dass  $a$  gegen unendlich geht und

## KOMPAKT

- Das unitäre Fermi-Gas besteht aus Fermionen mit Spin 1/2 und weist auf allen Skalen Korrelationen auf. Es ist zwischen den Grenzfällen der Bose-Einstein-Kondensation von stark gebundenen Molekülen sowie einer BCS-Superflüssigkeit aus schwach gebundenen Cooper-Paaren anzusiedeln.
- Unabhängig davon, ob das unitäre Fermi-Gas mit Atomen oder Nukleonen realisiert ist, lassen sich all seine Eigenschaften mithilfe universeller Parameter ausdrücken.
- Diese Eigenschaften erlauben neue Einsichten für dichte Materie in Neutronensternen oder die Expansion eines Quark-Gluon-Plasmas.

Prof. Dr. Thomas Schäfer, Department of Physics, North Carolina State University, Raleigh, NC 27695 und Prof. Achim Schwenk (Ph.D), Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt, 64289 Darmstadt und ExtreMe Matter Institute EMMI, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 64291 Darmstadt



**Abb. 1** Im BEC-Limes (a) bilden die beiden Spinzustände (rot bzw. grün) aufgrund der stark attraktiven Wechselwirkung tief gebundene Moleküle, die unterhalb der Einstein-Temperatur kon-

densieren. Im BCS-Grenzfall (b) füllen die beiden Spinkomponenten die Fermi-Kugel im Impulsraum. In der Nähe der Fermi-Oberfläche bilden sich schwach gebundene Cooper-Paare (Doppelpfeile).

die Reichweite des Potentials beliebig klein ist. Der Name „unitär“ bezieht sich auf die Tatsache, dass die Streulänge mit einem solchen Potential sehr groß wird und der Streuquerschnitt nur durch die Erhaltung der Wahrscheinlichkeitsamplitude („Unitarität“) in der Quantenmechanik beschränkt ist. Das System ist also stark korreliert, aber komplett parameterfrei. Alle Streuparameter sind entweder unendlich groß, wie die Streulänge, oder sie verschwinden, wie die effektive Reichweite.

Dieses Modell diskutierten ursprünglich Eagles und Leggett im Zusammenhang mit dem Übergang zwischen Bose-Einstein-Kondensation (BEC) von Molekülen, die aus gebundenen Fermionenpaaren bestehen, und einer fermionischen Supraflüssigkeit, die sich mit der Theorie von Bardeen, Cooper und Schrieffer (BCS) beschreiben lässt. Im BEC-Limes ist das Zweiteilchen-Potential stark attraktiv und die tief gebundenen bosonischen Bindungszustände kondensieren unterhalb der Einstein-Temperatur (Abb. 1). Im BCS-Limes gibt es keine Bindungszustände im Vakuum. Bei niedrigen Temperaturen ist das Vielteilchensystem durch die Effekte des Pauli-Prinzips dominiert, und die beiden Spinzustände füllen eine Fermi-Kugel. Aufgrund von Korrelationen zwischen Fermionen an gegenüberliegenden Punkten auf der Fermi-Oberfläche bilden sich Cooper-Paare und eine BCS-Supraflüssigkeit. Cooper-Paar-Korrelationen sind im Ortsraum stark delokalisiert und existieren nur unterhalb der kritischen Temperatur für Superflüssigkeit.

Das unitäre Fermi-Gas liegt zwischen den BEC- und BCS-Grenzfällen: Das System lässt sich weder als schwach gekoppeltes Bose-Gas noch als Fermi-Gas beschreiben. Korrelationen existieren auf allen Skalen, nicht nur bei kleinen Abständen im Ortsraum, wie im BEC-Limes, oder in einem speziellen Bereich im Impulsraum, wie im BCS-Fall.

Obwohl wir das unitäre Fermi-Gas als einen mathematischen Grenzfall definiert haben, lässt es sich erstaunlicherweise experimentell mit ultrakalten Quantengasen verwirklichen. Entscheidend hierfür sind Magnetfeld-induzierte Feshbach-Resonanzen, die es erlauben, die Wechselwirkung der Atome zu kon-

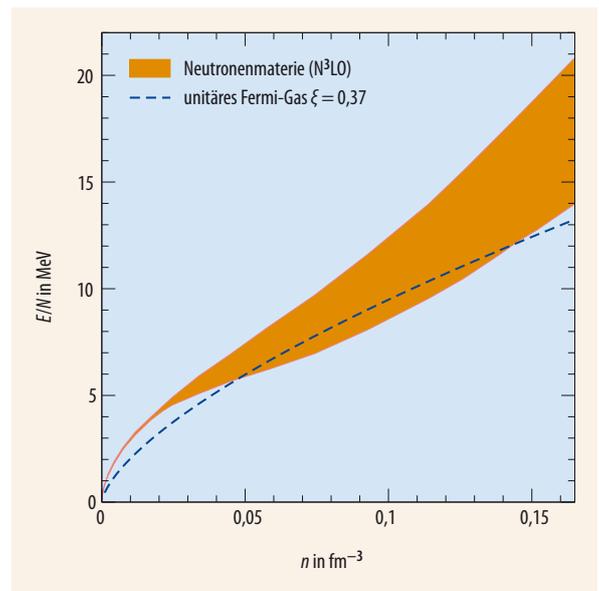
trollieren [1, 2]. Bei einer Feshbach-Resonanz koppeln Streuzustände der Atome durch quantenmechanisches Tunneln an gebundene Molekülzustände, deren Energieniveaus sich durch ein externes Magnetfeld kontrollieren lassen. Wenn die Energie des Molekülzustands in der Nähe der Energie zweier weit separierter Atome liegt, induziert man eine Resonanz in der atomaren Streuamplitude. Insbesondere lässt sich so der unitäre Punkt  $a=\infty$  experimentell erreichen.

### Vom unitären Fermi-Gas zum Neutronenstern

Da die Wechselwirkung keine dimensionsbehafteten Skalen enthält, lassen sich die Eigenschaften des unitären Gases allein mit Hilfe der natürlichen Längen-, Zeit- und Energieskalen eines nicht wechselwirkenden Gases ausdrücken. Diese Relationen sind universell, also unabhängig davon, ob das unitäre Fermi-Gas mithilfe von Atomen oder Nukleonen realisiert ist [3]. So ist die Energie pro Teilchen  $E/N$  gegeben durch die des freien Fermi-Gases bei der gleichen Dichte,  $n=N/V$ , multipliziert mit einem dimensionslosen universellen Parameter  $\xi$ :

$$\frac{E}{N} = \xi \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3}. \tag{1}$$

$\xi$  ist nach dem theoretischen Kernphysiker George Bertsch an der University of Washington, Seattle, als Bertsch-Parameter bekannt. Dieser erkannte, dass die Zustandsgleichung im unitären Grenzfall universell ist und stellte den theoretischen Physikern 1999, also einige Jahre vor den ersten Experimenten mit unitären Fermi-Gasen, die Hausaufgabe,  $\xi$  zu bestimmen. Mit  $\xi$  sind alle weiteren thermodynamischen Eigenschaften des Systems bei Temperatur null bestimmt, z. B. der



**Abb. 2** Für Neutronenmaterie mit einer Dichte  $n$  um  $0,1 \text{ fm}^{-3}$  ergibt das unitäre Fermi-Gas mit Bertsch-Parameter  $\xi=0,37$  praktisch die gleiche Energie pro Teilchen  $E/N$  wie die chirale effektive Feldtheorie mit Zwei-, Drei- und Vierteilchenwechselwirkungen bis  $N^3\text{LO}$  (vgl. Text) [8].

Druck  $P$ ,

$$P = n^2 \frac{d(E/N)}{dn} = \xi \frac{2}{5} \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2)^{2/3} n^{5/3} = \frac{2}{3} \frac{E}{V}. \quad (2)$$

Der Bertsch-Parameter lässt sich daher aus verschiedenen Observablen bestimmen, am einfachsten über die Ausdehnung einer kalten Gaswolke in einer optischen Falle. Die Größe relativ zum nichtwechselwirkenden System skaliert wie  $R \sim \xi^{1/4}$  und kann mit einer guten Digitalkamera vermessen werden. Dies ergibt  $\xi = 0,39(2)$  [4], kompatibel mit dem neuesten und bisher genauesten Wert  $\xi = 0,370(5)(8)$  [5, 6]<sup>1)</sup> sowie dem Wert  $\xi = 0,372(5)$  theoretischer Quanten-Monte-Carlo-Simulationen [7].

In den letzten Jahren hat sich die bemerkenswerte Tatsache herauskristallisiert, dass diese Messung den Durchmesser eines typischen Neutronensterns und die Größe des Neutronenhalos in schweren Kernen einschränkt. Neutronen unterliegen der starken Wechselwirkung und haben eine unerwartet große Streulänge  $a_{nn} = -18,5$  fm verglichen mit der Reichweite der Kernkraft von (1–2) fm. Die große Streulänge ist nach heutigem Wissensstand ein Zufall, bestimmt durch den präzisen Wert der Quarkmassen. Wären die Massen der up- und down-Quarks etwas größer oder kleiner, wäre  $a_{nn} \sim (1-2)$  fm. Die Quarkmassen spielen daher für die Streulänge von Neutronen eine ähnliche Rolle wie das Magnetfeld für eine Feshbach-Resonanz.

Aufgrund der universellen Eigenschaften des unitären Fermi-Gases ist es möglich, aus kalten Quantengasen mit elektromagnetischen Wechselwirkungen die Zustandsgleichung von stark wechselwirkender Neutronenmaterie bei kleinen Dichten  $n \sim 10^{-3} \text{ fm}^{-3}$  ( $\rho \sim 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ ) zu bestimmen. Diese Dichten werden im äußeren Bereich eines Neutronensterns erreicht (Infokasten). Bei höheren Dichten, im Inneren des Sterns, spielen die effektive Reichweite, Pion austauschkraft und Wechselwirkungen zwischen mehreren Nukleonen eine wichtige Rolle. Neue Entwicklungen in der Kernphysik erlauben es, die Zustandsgleichung von Neutronenmaterie in diesem Bereich, bei  $n \sim 10^{-1} \text{ fm}^{-3}$  ( $\rho \sim 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ ), systematisch mit Wechselwirkungen basierend auf chiraler effektiver Feldtheorie

zu berechnen [8–10]. Diese reproduzieren auch das unitäre Fermi-Gas im Grenzfall kleiner Dichten.

Abb. 2 zeigt Vorhersagen für die Energie pro Teilchen von Neutronenmaterie mit Zwei-, Drei- und Viertelchenwechselwirkungen bis zur vierten Ordnung („Next-to-Next-to-Next-to-Leading Order“,  $N^3\text{LO}$ ) [8] in chiraler effektiver Feldtheorie im Vergleich zur Zustandsgleichung des unitären Fermi-Gases. Bei Dichten  $n \sim 0,01 \text{ fm}^{-3}$  ist Neutronenmaterie schon etwas weniger attraktiv, eine Konsequenz der endlichen effektiven Reichweite. In der Nähe von  $n \sim 0,1 \text{ fm}^{-3}$  sind Korrekturen zum universellen Verhalten erstaunlich klein. Für höhere Dichten werden Dreiteilchenkräfte wichtig.

Diese mikroskopischen Resultate liefern wichtige Vorhersagen für die Struktur von Neutronensternen [11]. Eine besonders interessante Größe ist der Radius eines typischen Neutronensterns mit einer Masse von  $1,4 M_\odot$ , wobei  $M_\odot$  die Sonnenmasse ist. Verschiedene Modelle für die Zustandsgleichung zeigen, dass der Radius im Wesentlichen durch den Druck in der Nähe der Kernmateriedichte  $n_0 = 0,16 \text{ fm}^{-3}$  bestimmt ist [12]

$$R(1,4 M_\odot) \simeq (9,5 \pm 0,5) \text{ km} [P(n_0)]^{1/4}, \quad (3)$$

wobei der Druck in Einheiten von  $\text{MeV fm}^{-3}$  gemessen ist. Der Radius des Neutronensterns skaliert wie  $R \sim P^{1/4}$ , genau wie der Radius der unitären Gaswolke. Mit dem universellen Bertsch-Parameter  $\xi=0,37$  ergibt sich  $R(1,4 M_\odot) \simeq (10,3 \pm 0,6) \text{ km}$ . Diese Abschätzung stimmt gut mit detaillierten Rechnungen überein (Abb. 3). Das unitäre Fermi-Gas spielt hier eine doppelte Rolle: Zum einen ist es interessant zu sehen, dass die Skala für die Größe eines Neutronensterns im Wesentlichen durch universelle Aspekte der Wechselwirkung bestimmt ist. Zum anderen dient das unitäre Fermi-Gas als Benchmark für Vielteilchenrechnungen.

Die Größe des Neutronensterns hat wichtige physikalische Konsequenzen. Sie spielt eine Rolle in Simulationen von Kernkollaps-Supernovae und bei der Kollision zweier Neutronensterne. Während des Verschmelzens der Neutronensterne werden Gravitationswellen emittiert, deren Charakteristika die neuen kernphysikalischen Ergebnisse einschränken können [13].

## STRUKTUR VON NEUTRONENSTERNEN

In der Kruste eines Neutronensterns koexistieren Neutronen ab einer Dichte von  $4 \cdot 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$  mit neutronenreichen Kernen und inhomogenen Kernstrukturen und bilden ein stark korreliertes Neutronengas, ähnlich zu Elektronen in Festkörpern. Ab einer Dichte von  $10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ , im Inneren des Sterns, liegt Kernmaterie als homogene neutronenreiche Flüssigkeit vor, wobei sich im Gegensatz zum Atomkern die Elektronen im Stern befinden. Aufgrund der hohen Energien des ultrarelativistischen Elektronengases bei Kernmateriedichte stellt sich das  $\beta$ -Gleichgewicht zwischen Neutronenzerfall und Elektroneneinfang bei kleinen Elektronen- und daher kleinen Protonendichten ein, sodass der Stern im Inneren aus etwa 90 bis 95 % Neutronen besteht.

Die Struktur des Sterns ist durch hydrodynamisches Gleichgewicht zwischen dem Gravitationsdruck nach innen und dem Druck neutronenreicher Kernmaterie nach außen

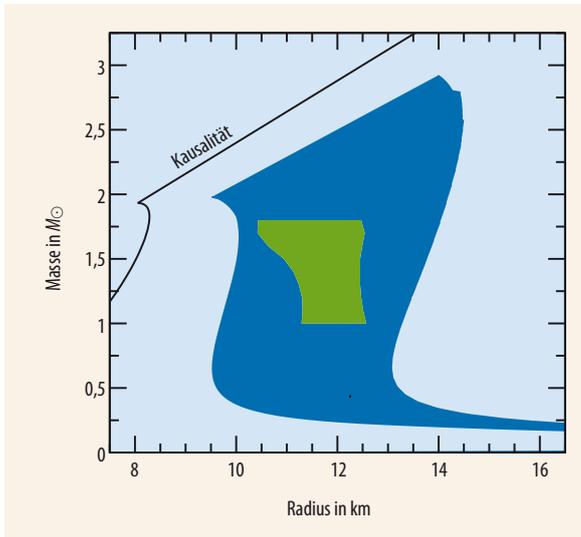
bestimmt. Daraus folgen die Tolman-Oppenheimer-Volkov-Gleichungen für die Änderung des Drucks und der eingeschlossenen Masse  $M(r)$  als Funktion des Radius im Stern.

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G}{c^2} \frac{(P + E/V)(M + 4\pi r^3 P/c^2)}{r(r - 2GM/c^2)},$$

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \frac{E/V}{c^2},$$

wobei  $G$  die Gravitationskonstante und  $E/V$  die Energiedichte ist. Ausgehend von der Mitte des Sterns mit  $M(r=0) = 0$  und einem zentralen Druck  $P(r=0) = P_c$  werden die Gleichungen bis zur Oberfläche des Sterns bei  $r = R$  gelöst. Durch Variation von  $P_c$  erhält man den Radius  $R$  des Neutronensterns als Funktion der Masse  $M(R)$  und in Kombination mit der Unsicherheit in der Zustandsgleichung das in Abb. 3 gezeigte Masse-Radius-Band.

1) Der erste Wert in Klammer gibt die statistische Unsicherheit der Daten in Ref. [5] wieder, der zweite Wert die systematische Unsicherheit nach Ref. [6].



**Abb. 3** Rechnungen basierend auf mikroskopischen Kernkräften [11] (Abb. 2) grenzen den erlaubten Masse-Radius-Bereich von Neutronenmaterie auf das blaue Band ein. Diese kernphysikalische Vorhersage überlappt mit der Extraktion des Neutronensternradius aus astrophysikalischen Beobachtungen von X-Ray Bursts (siehe z. B. Ref. [14], grün), wobei es hier noch systematische Unsicherheiten gibt. Massen und Radien jenseits der Linie „Kausalität“ sind ausgeschlossen, da die Schallgeschwindigkeit kleiner als die Lichtgeschwindigkeit sein muss.

Bei hohen Dichten weicht die Zustandsgleichung von Neutronenmaterie von der eines unitären Fermi-Gases ab (Abb. 2), sodass sich die Rolle der Dreiteilchenkräfte testen lässt. Dabei schränkt die spektakuläre Beobachtung von Neutronensternen mit  $2M_{\odot}$  die Zustandsgleichung ein [15, 16]. So schwere Neutronensterne lassen sich nicht durch ein freies oder unitäres Neutronengas beschreiben, und die repulsiven, dichteabhängigen Beiträge der Dreiteilchenkräfte sind entscheidend. Aus der Zustandsgleichung von Neutronenmaterie (Abb. 2) und der Beobachtung der Neutronensterne mit  $2M_{\odot}$  ergibt sich das in Abb. 3 gezeigte Masse-Radius-Band. Die Resultate sagen für den Radius  $R(1,4M_{\odot}) = 10 - 14$  km voraus, wobei selbst die schwersten Neutronensterne ähnliche Radien haben [11]. Die Unsicherheit des Masse-Radius-Bandes ist zu einem großen Teil durch die Unsicherheit der Dreiteilchenkräfte gegeben. Zum besseren Verständnis dieser subtilen Wechselwirkungen gibt es spannende Synergien mit der Erforschung extrem neutronenreicher Kerne, an GSI/FAIR in Darmstadt, ISOLDE/CERN in Genf und Rare Isotope Beam Facilities weltweit, da diese besonders sensitiv auf Dreiteilchenkräfte sind [17]. Die Physik der Dreiteilchenkräfte verbindet also neutronenreiche Kerne mit Neutronensternen.

Eine weitere neutronen-sensitive Größe in der Kernphysik ist die Neutronenhaut  $\Delta R = R_n - R_p$ , die sich durch die Asymmetrie der mittleren Radien  $R_n$  und  $R_p$  der Neutronen- bzw. Protonenverteilung in neutronenreichen Kernen ausbildet. Dies ist ähnlich zu spin-polarisierten unitären Fermi-Gasen, bei denen die Überschussteilchen eine Spinhaut bilden. Vor Kurzem gelang es, aus der Dipolpolarisierbarkeit von  $^{208}\text{Pb}$  die Dicke der Neutronenhaut präzise zu  $\Delta R =$

$0,156^{+0,025}_{-0,021}$  fm zu bestimmen [18].  $\Delta R$  ist im Wesentlichen durch den Druck von Neutronenmaterie bei  $n \sim 0,1 \text{ fm}^{-3}$  bestimmt und erlaubt daher wichtige Tests der Kernkräfte.

### Elliptischer Fluss und „perfekte“ Flüssigkeiten

Nachdem wir uns im letzten Abschnitt mit Eigenschaften im thermodynamischen Gleichgewicht beschäftigt haben, wenden wir uns nun Nichtgleichgewichtsphänomenen zu. Eine wichtige Eigenschaft stark korrelierter Systeme ist die sehr kleine mittlere Weglänge – in Extremfällen vergleichbar zum durchschnittlichen Abstand zwischen zwei Teilchen. Daher verhalten sich stark korrelierte Systeme selbst auf sehr kleinen zeitlichen und räumlichen Skalen als nahezu perfekte Flüssigkeiten [19]. Diese Eigenschaft manifestiert sich als hydrodynamischer Fluss in der Expansion von kalten Gasen, die aus einer optischen Falle freigelassen werden, oder in der Expansion eines Quark-Gluon-Plasmas, das in der Kollision zweier schwerer Atomkerne entsteht (Abb. auf S. 27).

Nahezu perfektes hydrodynamisches Verhalten wurde zuerst in relativistischen Schwerionenkollisionen am Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) in Brookhaven, New York, beobachtet. RHIC beschleunigt Goldkerne, die insgesamt 197 Protonen und Neutronen enthalten, in zwei gegenläufigen Ringen auf eine maximale Energie von 200 GeV pro Nukleon. Da die Ruhemasse eines Nukleons etwa  $1 \text{ GeV}/c^2$  beträgt, ist der Lorentz-Faktor der beschleunigten Kerne  $\gamma \approx 200$ . Die Kollision zweier Kerne erzeugt einen Feuerball, in dem ein signifikanter Teil der kinetischen Energie der Kerne in die Produktion von Teilchen, überwiegend Quarks und Gluonen, verwandelt wird. Der Feuerball expandiert, kühlt und zerfällt in Hadronen wie Pionen, Kaonen, Rho-Mesonen, Protonen etc. Große Teilchendetektoren identifizieren die Teilchen sowie ihre Energie und ihren Impuls (Abb. auf S. 27). Am RHIC gibt es zwei Experimente dieser Art, STAR und PHENIX. Seit 2010 werden auch am Large Hadron Collider (LHC) Schwerionenkollisionen untersucht, bei denen Bleikerne auf bis zu 2,76 TeV pro Nukleon beschleunigt werden. Am CERN können der dedizierte Schwerionendetektor ALICE sowie die beiden Teilchenphysik-Experimente ATLAS und CMS die Kollisionen analysieren.

Die Experimente am RHIC zeigen, dass der Feuerball eine Energiedichte von mehr als  $5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  erreicht. Das ist deutlich höher als die maximale Energiedichte hadronischer Materie, die aus numerischen Simulationen in der Gitter-QCD bekannt ist. Der Feuerball ist daher ein Gas von Quarks und Gluonen, die nicht permanent in hadronischen Bindungszuständen eingeschlossen sind. Da die Quarks und Gluonen Farbladungen tragen, bezeichnen wir diesen Zustand als Plasma, analog zu einem Gas elektrisch geladener Teilchen. Ein solches Quark-Gluon-Plasma existierte in den ersten Millisekunden nach dem Big Bang und lässt

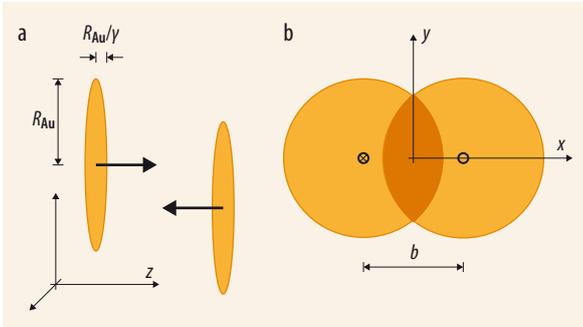


Abb. 4 Bei der relativistischen Kollision zweier Gold-Ionen sind die Kerne in Strahlrichtung z Lorentz-kontrahiert (a), während sie in der transversalen Ebene ihren Radius beibehalten und je nach Abstand unterschiedlich stark überlappen.

sich als ideale Flüssigkeit beschreiben. Bei Schwerionenkollisionen ist die Situation nicht offensichtlich: Die Teilchendichte beträgt dann  $n \approx 10 \text{ fm}^{-3}$ , und der Radius  $R_{\text{Au}} \approx 7,3 \text{ fm}$  eines Goldkerns ist nur 15-mal größer als der typische Abstand zwischen zwei Quarks oder Gluonen. Darüber hinaus sind die Geschwindigkeitsgradienten im Plasma so groß, dass eine Beschreibung als ideale Flüssigkeit fragwürdig ist.

Daher war es eine Überraschung, als RHIC-Experimente Hinweise auf nahezu ideale Flüssigkeitsdynamik fanden. Die beste Evidenz stammt aus der beobachteten Expansion des Feuerballs in nichtzentralen Stößen, bei denen der Feuerball deformiert ist (Abb. 4). In einer idealen Flüssigkeit bestehen aufgrund der Deformation die stärksten Druckgradienten in der kurzen Richtung und der Feuerball expandiert bevorzugt in dieser Richtung. Dieser Effekt lässt sich über die Verteilung der produzierten Teilchen als Funktion des azimutalen Winkels  $\varphi$  quantifizieren. Wir definieren

$$E_p \frac{dN}{d^3p} \Big|_{p_z=0} = v_0(p_T) (1 + 2v_2(p_T) \cos(2\varphi) + \dots), \quad (4)$$

wobei  $N$  die Zahl der Teilchen ist,  $E_p$  ihre Energie und  $p_T = (p_x^2 + p_y^2)^{1/2}$  der transversale Impuls. Den Koeffizienten  $v_2$  bezeichnet man als elliptischen Fluss, und die Punkte stehen für höhere Fourier-Koeffizienten. Messungen am RHIC und LHC zeigen, dass in nichtzentralen Stößen  $v_2(p_T)$  bis zu 15 Prozent erreicht [20–22]. Das ist eine signifikante Anisotropie: Das Verhältnis der Teilchenemission in und orthogonal zur Stoßebene beträgt fast 2:1. Die Viskosität beschreibt Reibung innerhalb des Quark-Gluon-Plasmas und unterdrückt daher den elliptischen Fluss. Eine quantitative Analyse dieses Effekts zeigen wir in Abb. 5. Der Vergleich mit den Daten von RHIC und LHC ergibt  $\eta/s \sim (0,1 - 0,2) \hbar/k_B$ .

Dieser Wert ist bemerkenswert niedrig, wie eine Gegenüberstellung mit Vorhersagen aus der kinetischen Gastheorie zeigt. Viskosität beschreibt die Diffusion der Impulsdichte, und in kinetischer Theorie findet man  $\eta \approx 1/3 n \bar{p} l_{\text{mfp}}$ , wobei  $\bar{p}$  der mittlere Teilchenimpuls und  $l_{\text{mfp}}$  die mittlere freie Weglänge ist. Offenbar trägt  $\eta$  in der Tat die Dimension (Dichte)  $\times$  (Wirkung). In einem relativistischen Gas ist es hilfreich, die Viskosität auf die Entropiedichte zu normieren, und  $\eta/s$  hat die Dimension von  $\hbar/k_B$ .

Im Quark-Gluon-Plasma ist die Entropie pro Teilchen  $s/n \approx 3 k_B$ . Um den beobachteten Wert von  $\eta/s$  zu verstehen, müssen wir daher eine sehr kleine freie Weglänge annehmen. Insbesondere gilt  $\bar{p} l_{\text{mfp}} \sim \hbar$ , an der Grenze dessen, was die Heisenbergsche Unschärferelation gestattet. Die Viskosität des Plasmas ist daher nicht durch die Details der Wechselwirkung bestimmt, sondern durch generelle Quantenphänomene in einer stark korrelierten Flüssigkeit. In diesem Zusammenhang ist es wichtig, dass man die Abschätzung  $\eta/n \approx \hbar/3$  in der kinetischen Theorie nicht präzise machen kann. Das ist eine Konsequenz der Tatsache, dass in diesem Regime das Quasiteilchenkonzept seine Bedeutung verliert. Ein neuer Zugang zu Transporteigenschaften stark korrelierter Systeme hat sich in den letzten Jahren aus der Analyse schwarzer Löcher in der Stringtheorie entwickelt [23]. Insbesondere findet man eine Klasse von Quantentheorien, für die  $\eta/s = \hbar/(4\pi k_B)$  gilt [24], das ist sehr nahe an dem Wert für das Quark-Gluon-Plasma.

Auch in kalten Fermi-Gasen in der Nähe einer Feshbach-Resonanz ist nahezu idealer hydrodynamischer Fluss beobachtet worden (Abb. auf S. 27). Das Gas befindet sich in einer elliptischen optischen Falle. Wenn das optische Potential abgeschaltet wird, sind die Druckgradienten entlang der kurzen Achse deutlich größer als entlang der langen Achse, und die Expansion findet – ähnlich zum Anfangszustand eines Schwerionenstoßes – im Wesentlichen in der transversalen Ebene statt. Viskosität dämpft diesen Effekt, aber die beobachtete Viskosität in der Nähe des supraflüssigen Phasenübergangs des unitären Fermi-Gases ist sehr klein,  $\eta/s \approx 0,4 \hbar/k_B$  [26]. Analog zum Schwerionenstoß ist die kleine Viskosität nötig, um hydrodynamisches Verhalten zu ermöglichen. Die optische Falle enthält etwa  $2 \cdot 10^5$  Atome, sodass der kurze Radius nur etwa 25 interatomaren Abständen entspricht.

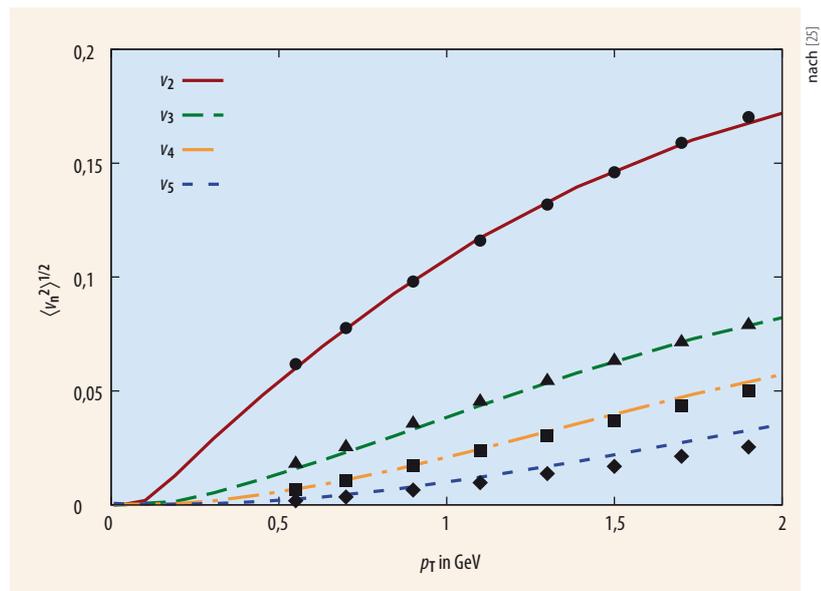


Abb. 5 Die als Funktion des transversalen Impulses  $p_T$  in Schwerionenkollisionen am ATLAS-Detektor gemessenen Fourier-Koeffizienten  $v_2, \dots, v_5$  der azimutalen Teilchenverteilung stimmen gut mit den Ergebnissen einer hydrodynamischen Analyse mit  $\eta/s = 0,2 \hbar/k_B$  überein. [25]

Es ist bemerkenswert, dass der extrahierte Wert von  $\eta/s$  so nahe an dem Resultat für das Quark-Gluon-Plasma liegt, obwohl sich die absoluten Werte für  $\eta$  um mehr als 26 Größenordnungen unterscheiden und bei  $5 \cdot 10^{11} \text{ Pa} \cdot \text{s}$  für das Quark-Gluon-Plasma und bei  $2 \cdot 10^{-15} \text{ Pa} \cdot \text{s}$  für das kalte Fermi-Gas liegen. Offenbar befinden sich beide Flüssigkeiten in der Nähe eines universellen Punktes, der durch Quantenunschärfe-limitierte Transporteigenschaften charakterisiert ist. Aus der Sicht der Schwerionenphysik ist das unitäre Gas hilfreich, weil sich darin die hydrodynamische Zeitentwicklung direkt beobachten lässt und nicht nur der Endzustand der Evolution wie bei Schwerionen-Kollisionen.

## Ausblick

Das unitäre Fermi-Gas hat sich als extrem flexibles Modellsystem erwiesen. Neben den diskutierten Problemen lassen sich auch weitere Fragen mit seiner Hilfe untersuchen. Dazu zählen:

- die Rolle von Dreiteilchenkräften und der Efimov-Effekt [27], d. h. die Existenz von unendlich vielen gebundenen Dreiteilchenzuständen in einem System mit mehr als zwei Spinzuständen und verschwindenden Zweiteilchen-Bindungsenergien. Dieser Effekt spielt eine wichtige Rolle in gebundenen Drei- und Vielteilchenzuständen von Protonen und Neutronen, insbesondere für die Physik von Halokernen;
- die Dynamik von Supraflüssigkeiten wie die Erzeugung und Wechselwirkung von Vortex-Linien und der Einfluss externer Felder auf die Supraleitung und Supraflüssigkeit. Die Dynamik von Vortexlinien spielt eine wichtige Rolle in rotierenden Neutronensternen;
- Vielteilchensysteme mit drei Spinzuständen, die als Modellsystem für den Übergang von Quarkmaterie zu hadronischer Materie dienen können.

Darüber hinaus gibt es auch weitere Fortschritte in der Kontrolle kalter Atome und Moleküle und damit neue Möglichkeiten, synthetische Wechselwirkungen zu generieren. Beispiele dafür sind ultrakalte Moleküle mit langreichweitigen Dipolwechselwirkungen, die in der Kernphysik als Modell für die langreichweitige Pionwechselwirkung von Interesse sind, oder synthetische Eichfelder. Gegenwärtig konzentrieren sich experimentelle Studien auf statische Spin-Orbit-Felder, aber auf Dauer hofft man, auch dynamische und vielleicht sogar nicht-abelsche Eichfelder zu erzeugen.

Der Dialog zwischen Atom- und Molekülphysikern auf der einen sowie Kern- und Teilchenphysikern auf der anderen Seite wird sich daher auch in Zukunft als sehr fruchtbar erweisen.

## Literatur

- [1] R. Grimm, *Physik Journal*, März 2004, S. 33
- [2] M. Zwierlein, *Physik Journal*, Dezember 2008, S. 31
- [3] W. Zwerger (Hrsg.), *The BCS-BEC Crossover and the Unitary Fermi Gas*, *Lecture Notes in Physics* **836**, Springer (2012)
- [4] L. Luo und J. E. Thomas, *J. Low Temp. Phys.* **154**, 1 (2009)
- [5] M. J. H. Ku, A. T. Sommer, L. W. Cheuk und M. W. Zwierlein, *Science* **335**, 563 (2012)
- [6] G. Zürn, T. Lompe, A. N. Wenz, S. Jochim, P. S. Julienne und J. M. Hutson, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 135301 (2013)
- [7] J. Carlson, S. Gandolfi und A. Gezerlis, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2012**, 01A209
- [8] I. Tews, T. Krüger, K. Hebeler und A. Schwenk, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 032504 (2013)
- [9] E. Epelbaum und U.-G. Meißner, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **62**, 159 (2012)
- [10] J. W. Holt, N. Kaiser und W. Weise, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **73**, 35 (2013)
- [11] K. Hebeler, J. M. Lattimer, C. J. Pethick und A. Schwenk, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 161102 (2010) und *Astrophys. J.* **773**, 1 (2013)
- [12] J. M. Lattimer und Y. Lim, *Astrophys. J.* **771**, 51 (2013)
- [13] A. Bauswein und H.-T. Janka, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 011101 (2012)
- [14] A. Steiner, J. M. Lattimer und E. F. Brown, *Astrophys. J.* **722**, 33 (2010)
- [15] P. B. Demorest, T. Pennucci, S. M. Ransom, M. S. E. Roberts und J. W. T. Hessels, *Nature* **467**, 1081 (2010)
- [16] J. Antoniadis et al., *Science* **340**, 448 (2013)
- [17] F. Wienholz et al., *Nature* **498**, 346 (2013)
- [18] A. Tamii et al., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 062502 (2011)
- [19] T. Schäfer und D. Teaney, *Rept. Prog. Phys.* **72**, 126001 (2009)
- [20] S. S. Adler et al., PHENIX Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 182301 (2003)
- [21] J. Adams et al., STAR Collaboration, *Phys. Rev. C* **72**, 014904 (2005)
- [22] K. Aamodt et al., ALICE Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 252302 (2010)
- [23] J. Louis, *Physik Journal*, Juni 2008, S. 29
- [24] P. Kovtun, D. T. Son und A. O. Starinets, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 111601 (2005)
- [25] C. Gale, S. Jeon, B. Schenke, P. Tribedy und R. Venugopalan, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 012302 (2013)
- [26] C. Cao, E. Elliott, J. Joseph, H. Wu, J. Petricka, T. Schäfer und J. E. Thomas, *Science* **331**, 58 (2011)
- [27] H. C. Naegele, *Physik Journal*, Oktober 2009, S. 18

## DIE AUTOREN

**Thomas Schäfer** (FV Physik der Hadronen und Kerne) studierte in Gießen, Seattle und Regensburg. Er war als Postdoktorand in Stony Brook, in Seattle und am Institute for Advanced Study in Princeton, NJ, und anschließend von 2000 bis 2002 als Professor in Stony Brook. Seit 2003 ist er an der North Carolina State University in Raleigh, zuletzt als Distinguished Professor. Er arbeitet an Problemen in der theoretischen Kernphysik und an Vielteilchensystemen in der QCD, Atom- und Kernphysik.



**Achim Schwenk** (FV Physik der Hadronen und Kerne) hat in Heidelberg Physik studiert und 2002 in Stony Brook bei Gerald Brown promoviert. Er beschäftigt sich mit stark wechselwirkenden Vielteilchensystemen in der Kernphysik und der nuklearen Astrophysik. Seit 2009 ist er W3-Professor an der TU Darmstadt und am Extreme Matter Institute (EMMI). Davor leitete er die Theoriegruppe am TRIUMF, dem kanadischen Kern- und Teilchenphysik-Forschungszentrum in Vancouver.

