

## ■ Ultrakalte Quantengase schlagen neue Wellen

In einem suprafluiden Fermi-Gas wurden der von Landau vorhergesagte zweite Schall und Solitonen nachgewiesen. Die sehr große effektive Masse der Solitonen gibt Theoretikern noch Rätsel auf.

Supraleiter bzw. neutrale Superfluide wie Helium 4 unterhalb des Lambda-Punktes zeichnen sich durch ihre Fähigkeit aus, dissipationsfreie Ströme zu tragen – im Widerspruch zur üblichen Erfahrung, dass mit dem Transport von Teilchen notwendig Dissipation verbunden ist. Wenige Jahre nach der Entdeckung der Superfluidität von Helium veröffentlichte Landau 1941 dafür eine phänomenologische Erklärung. Er nahm an, dass sich Superfluide generell durch ein Zwei-Flüssigkeitsmodell beschreiben lassen: Der superfluide Anteil mit Dichte  $\rho_s$ , die in einem homogenen System bei verschwindender Temperatur  $T$  mit der vollen Dichte  $\rho$  übereinstimmt, verhält sich wie ein reiner Zustand. Er trägt daher keine Entropie, und die mit einer Bewegung des superfluiden Anteils verbundene Geschwindigkeit  $\mathbf{v}_s = (\hbar/m) \nabla \varphi$  lässt sich wie in der Einteilchen-Quantenmechanik als Gradient der Phase  $\varphi(\mathbf{x})$  einer „makroskopischen Wellenfunktion“ schreiben. Die Bewegung des normalfluiden Anteils mit Dichte  $\rho_n = \rho - \rho_s$  dagegen ist dissipativ, wie in einer gewöhnlichen Flüssigkeit. Er trägt die gesamte, bei endlicher Temperatur vorhandene Entropie des Vielteilchensystems.

Als phänomenologisches Modell ist das Zwei-Flüssigkeitskonzept von Landau auf Superfluide mit beliebig starker Wechselwirkung anwendbar. Dies ist besonders bei superfluidem  $^4\text{He}$  wichtig, wo selbst bei  $T = 0$  der Anteil von Teilchen mit verschwindendem Impuls – das „Kondensat“ – nur knapp 10 Prozent beträgt. Natürlich kann erst die experimentelle Bestätigung von Vorhersagen zeigen, ob Landaus zunächst rein deskriptiv erscheinendes Bild eines Superfluids korrekt ist. Grundlegend sind dabei zwei Vorhersagen: Die wirbelfreie Natur der superfluiden Geschwindigkeit ( $\nabla \times \mathbf{v}_s = 0$ ) impliziert, dass in einem langsam rotierenden und mit einem Superfluid gefüllten

Zylinder nur ein Bruchteil  $\rho_n/\rho$  der Flüssigkeit der Bewegung der Wände folgt. Das Trägheitsmoment ist daher um exakt diesen Bruchteil gegenüber dem einer rotierenden klassischen Flüssigkeit verringert. Eine nichtverschwindende Rotation  $\nabla \times \mathbf{v}_s \neq 0$  kann im superfluiden Zustand nur in Form von Wirbeln mit quantisierter Zirkulation  $\oint \mathbf{v}_s \cdot d\mathbf{s} = \pm h/m$  auftreten. Beides ist in superfluidem  $^4\text{He}$  nachgewiesen worden, das reduzierte Trägheitsmoment schon 1946 von Andronikashvili mit einem Torsionspendel. Außerdem hat Landau die Existenz einer neuen Form von Schall in neutralen Superfluiden vorhergesagt: der sog. zweite Schall, bei dem bei verschwindender Teilchenstromdichte  $\mathbf{j} = \rho_s \mathbf{v}_s + \rho_n \mathbf{v}_n \equiv 0$  die superfluide und die normalfluide Komponente der Superflüssigkeit gegeneinander schwingen. Im Gegensatz zum gewöhnlichen ersten Schall, der einer Dichteschwankung bei konstanter Temperatur und Entropie mit  $\mathbf{v}_s = \mathbf{v}_n$  entspricht, ist der zweite Schall eine Welle bei konstantem Druck und Dichte, bei der Temperatur und Entropie pro Teilchen wie  $\sin(kx - \omega t)$  periodisch oszillieren. Die Dispersion  $\omega(k) = c_2 k$  des zweiten Schalls ist wie beim ersten Schall linear, die Geschwindigkeit  $c_2 \sim (\rho_s/\rho_n)^{1/2}$  nimmt aber im Gegensatz zu derjenigen des ersten Schalls mit zunehmender Temperatur ab und verschwindet bei  $T_c$ . Landaus überraschende Vorhersage, dass Wärme in einem Superfluid als Welle propagiert, hat Peshkov bereits 1944 bestätigt.

Die Universalität des Zwei-Flüssigkeitsmodells legt nahe, dass es zweiten Schall auch in ultrakalten Gasen geben muss, sobald diese bei hinreichend tiefen Temperaturen ein Kondensat bilden. Bosonische Gase bilden aufgrund der bei den geringen Dichten normalerweise sehr schwachen Wechselwirkung der Atome praktisch perfekte Bose-Einstein-Kondensate: Die Kondensat- und die superfluide Dichte sind

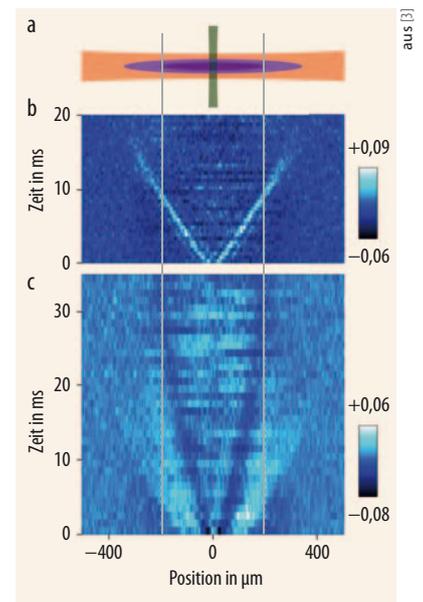


Abb. 1 Ein Laser (grün) erzeugt im Zentrum einer 500  $\mu\text{m}$  langen und 20  $\mu\text{m}$  breiten Atomwolke (violett) zur Zeit  $t=0$  ein repulsives Potential, das das ursprüngliche Einschlusspotential (orange) verringert, sodass ein lokales Dichtemaximum entsteht (a). Dieses propagiert als erster Schall über die Grenze des superfluiden Innenbereichs (dunkelviolett) hinaus (b). Der zweite Schall macht sich als lokales Dichteminimum bemerkbar, das nur bis zur Grenze des Innenbereichs propagiert (c).

nahezu identisch [1, 2]. Leider lässt sich der für neutrale Superfluide so grundlegende zweite Schall in ultrakalten Bose-Gasen in der Praxis nicht beobachten. Dies liegt daran, dass sich in der zum Einschluss der Gase im Vakuum immer nötigen Falle der Kondensat- und damit der superfluide Anteil im Zentrum befindet, die normalfluide Komponente dagegen an deren Rand. Diese räumliche Trennung macht eine gegenphasige Schwingung der beiden Komponenten unmöglich. Einen Ausweg aus diesem Dilemma bieten superfluide Fermi-Gase, die aufgrund der effektiv repulsiven Austausch-Wechselwirkung der Fermionen ein wesentlich breiteres Dichteprofil in einer Falle aufweisen. Die Entropie nimmt daher auch im superfluiden Regime zum Zentrum der Falle hin deutlich langsamer ab als in BECs.

Für  $0,5 T_c^{\text{trap}} \leq T \leq T_c^{\text{trap}}$  ist daher im inneren, superfluiden Bereich der Falle eine nennenswerte normalfluide Komponente vorhanden. Dabei ist die kritische Temperatur  $T_c^{\text{trap}}$  in einer Falle durch das Auftreten eines superfluiden Anteils im Zentrum, wo die Dichte maximal ist, definiert. In diesem inneren Bereich kann zweiter Schall propagieren. Erster Schall dagegen ist nicht auf den superfluiden Bereich beschränkt. Eine lokal im Zentrum der Falle erzeugte Dichtemodulation breitet sich daher mit der entsprechenden Geschwindigkeit  $c_1$  bis an den – immer normalfluiden – Rand der Falle aus.

Exakt diese Unterscheidung zwischen beiden Formen von Schall hat es nun der Gruppe von Rudi Grimm in Innsbruck ermöglicht, zweiten Schall in ultrakalten Gasen erstmals nachzuweisen [3]. Ausgangspunkt ist ein in einer optischen Dipolfalle gefangenes Gas aus rund 300 000 Atomen des fermionischen Lithium-6-Isotops, die sich jeweils zur Hälfte in den beiden untersten Hyperfeinzuständen befinden. Formal lassen sich diese als entartete Zustände eines Spin-1/2-Systems auffassen. Das Gas ist im tief entarteten Bereich, deutlich unterhalb der Fermi-Temperatur der Falle  $T_F^{\text{trap}} \approx 0,9 \mu\text{K}$ . Bei diesen Temperaturen wird die Wechselwirkung der beiden Hyperfeinzustände vollständig durch die Streulänge  $a$  beschrieben, die sich mit Hilfe von Feshbach-Resonanzen [4] durch Variation eines externen Magnetfelds über einen weiten Bereich abstimmen lässt. Von besonderem Interesse ist dabei die spezielle Feldstärke  $B_0 \approx 832 \text{ G}$ , bei der die Streulänge divergiert. Die attraktive Wechselwirkung der beiden Hyperfeinzustände ist dann so stark, dass bereits für zwei Atome im Vakuum der kritische Wert für die Bildung eines gebundenen Zustands erreicht ist. Bei endlicher Dichte bildet das Gas aus  ${}^6\text{Li}$ -Atomen mit  $a = \pm\infty$  ein stark korreliertes Vielteilchensystem, das sog. unitäre Fermi-Gas [5]. Als Folge der Skaleninvarianz dieses Systems sind dimensionslose Verhältnisse wie  $T/T_F \approx 0,16$  für die kri-

tische Temperatur des superfluiden Phasenübergangs im homogenen System oder  $p/p_F \approx 0,37$  für den Grundzustandsdruck des stark attraktiven Fermi-Gases in Einheiten des entsprechenden Wertes  $p_F$  eines wechselwirkungsfreien Gases universelle Zahlen [5]. Diese hat die Gruppe von Martin Zwierlein am MIT erst vor kurzem durch Präzisionsmessungen genau bestimmt [6]. Darüber hinaus ist die freie Weglänge  $\ell$  für Anregungen in diesem stark wechselwirkenden System von der selben Größenordnung wie der mittlere Teilchenabstand, sodass die normalfluide Komponente im relevanten Temperaturbereich die für die Gültigkeit der Hydrodynamik notwendige Bedingung  $k\ell \ll 1$  erfüllt.

Das Prinzip der Messung beruht darauf, mit einem Laser in der zigarrenförmigen Atomwolke ein lokales Dichtemaximum zu erzeugen, das mit praktisch konstanter Geschwindigkeit  $c_1$  symmetrisch nach beiden Seiten propagiert, sichtbar gemacht durch die Messung der zeitlichen Änderung im axialen Dichteprofil (Abb. 1a,b). Wie vom ersten Schall erwartet, propagiert diese Dichtewelle unverändert über die Grenzen des superfluiden Innenbereiches hinaus, der bei der betrachteten Temperatur ca. 3/4 der gesamten Länge der Wolke einnimmt.

Für den Nachweis von zweitem Schall in dieser Anordnung ist der die Störung erzeugende Laser schon bei der Präparation des Gases vorhanden, um eine Dichtemodulation im Anfangszustand zu vermeiden. Die wie im klassischen Experiment von Peshkov erforderliche lokale erhöhte Temperatur wird durch eine sehr kurze (4,5 ms) Modulation der Laserleistung erzeugt. Der lokale Wärmepuls propagiert als zweiter Schall nach außen. Für seinen Nachweis ist entscheidend, dass mit ihm – im Gegensatz zu superfluidem Helium – auch eine kleine Dichtemodulation verknüpft ist, weil das unitäre Fermi-Gas einen endlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten bei konstantem Druck besitzt. Eine lokale Temperaturerhöhung im Zentrum

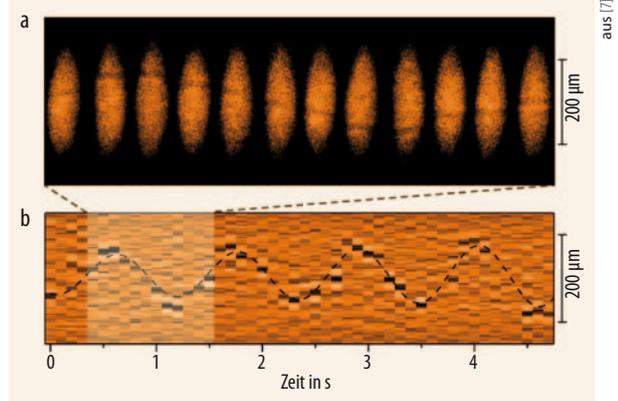


Abb. 2 In der optischen Dichte der Atomwolke ist eine Domänenwand im superfluiden Ordnungsparameter als dunkler Strich sichtbar (a). Die Periodendauer der Oszillationen des Solitons im axialen Einschlusspotential ist etwa zwölfmal so groß wie die natürliche Fallenperiode  $T_z \approx 100 \text{ ms}$  (b).

führt daher zu einem Dichteminimum, das sich mit Geschwindigkeit  $c_2$  bewegt. Zum Rand des superfluiden Bereiches hin verlangsamt sich die Propagation wegen  $c_2 \sim \sqrt{\rho_s} \rightarrow 0$  (Abb. 1c). Sie setzt sich insbesondere nicht darüber hinaus fort: Genau dies erwartet man vom zweiten Schall. Die beobachteten Dichteänderungen liegen bei wenigen Prozent – eine immense Herausforderung an die Messgenauigkeit. Die quantitative Analyse, durchgeführt in der Gruppe des Landau-Schülers Lev Pitaevskii und von Sandro Stringari in Trento, zeigt, dass Theorie und Experiment sehr gut übereinstimmen. Insbesondere lässt sich aus der Geschwindigkeit  $c_2$  des zweiten Schalls, die immer kleiner als  $c_1$  ist und mit zunehmender Temperatur abnimmt, der superfluide Anteil  $\rho_s/\rho$  für das unitäre Fermi-Gas direkt messen.

Einen neuen und unerwarteten Aspekt der Physik von superfluiden Fermi-Gasen haben Martin Zwierlein und seine Gruppe am MIT praktisch gleichzeitig mit den Innsbrucker Messungen zum zweiten Schall untersucht [7]. Dabei wurde dem in einer länglichen Wolke gefangenen  ${}^6\text{Li}$ -Gas tief im superfluiden Bereich eine Domänenwand aufgeprägt, an der sich die Phase  $\varphi(z)$  des Ordnungsparameters gerade um  $\pi$  ändert. Ein solches, topologisch nichttriviales Soliton lässt sich mit der Methode des „phase-imprinting“ erzeugen: Ein weit verstimmtter Laser, der 35 μs lang eine Hälfte des Kondensats beleuchtet,

erzeugt dort eine Potentialänderung  $U$ , die dem superfluiden Ordnungsparameter im illuminierten Bereich eine Phasenverschiebung  $\Delta\varphi=2Ut/\hbar \simeq \pi$  gegenüber der anderen Hälfte des Kondensats aufprägt.

Falls das Zentrum des Solitons sich nicht exakt im Zentrum  $z=0$  der Falle befindet, bewirkt das axiale harmonische Einschlusspotential eine Rückstellkraft, die zu einer harmonischen Oszillation führt. Experimentell lässt sich diese Oszillation über sehr viele Perioden beobachten (Abb. 2). Überraschenderweise ist die gemessene Periode praktisch im gesamten Bereich zwischen BCS- und BEC-Limes deutlich größer als von der Theorie vorhergesagt [8], im unitären Gas bei  $B = 832$  G um einen Faktor 16. Die entsprechende dramatisch erhöhte effektive Solitonmasse,  $M^* \simeq 200 M_s$ , könnte – wie die Autoren vermuten – damit zusammenhängen, dass die Dichtereduktion im Zentrum des Solitons – die  $M_s$  negativ macht – wesentlich geringer ist als aufgrund einer Rechnung im Rahmen einer Gross-Pitaevskii-Beschreibung erwartet.

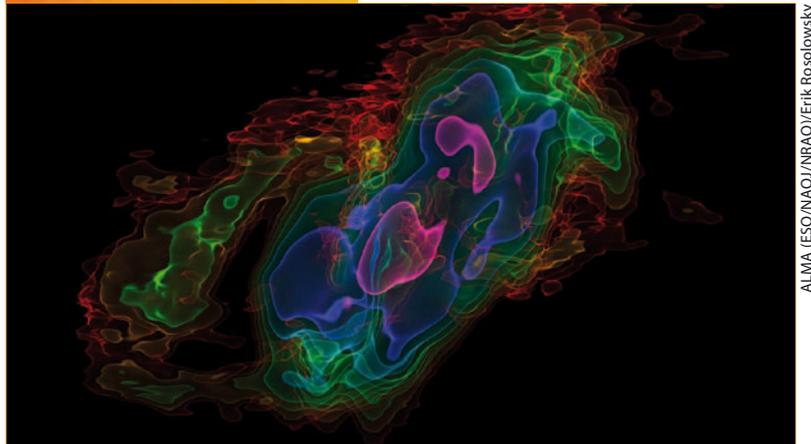
Der erste Nachweis von zweitem Schall in ultrakalten Gasen ist ein

weiterer Beleg für die Universalität von Landaus Zwei-Flüssigkeitsmodell. Das der Messung zugrundeliegende unitäre Fermi-Gas ist ein Modellbeispiel für stark wechselwirkende Superfluide und bisher nur unzureichend verstanden. Die Messungen zur Solitonbewegung am MIT zeigen, dass insbesondere die Dynamik dieses Systems – das unter allen in der Natur bekannten Fluiden die geringste Viskosität oder Spin-Diffusionskonstante besitzt [5] – noch eine Menge an Herausforderungen an Theorie und Experiment beinhaltet.

Wilhelm Zwerger

- [1] F. Dalfovo et al., Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999)
- [2] I. Bloch, J. Dalibard und W. Zwerger, Rev. Mod. Phys. **80**, 885 (2008)
- [3] L. A. Sidorenkov et al., Nature **498**, 78 (2013)
- [4] C. Chin et al., Rev. Mod. Phys. **82**, 1225 (2010)
- [5] W. Zwerger (Hrsg.), The BCS-BEC Crossover and the Unitary Fermi Gas, Lecture Notes in Physics Vol. 836, Springer, Berlin, Heidelberg (2012)
- [6] M. J. H. Ku et al., Science **335**, 563 (2012)
- [7] T. Yefsah et al., Nature **499**, 426 (2013)
- [8] R. G. Scott et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 185301 (2011)

## STERNGEBURT GEBREMST



ALMA (ESO/NAOJ/NRAO)/Érik Rosolowsky

Was bestimmt, wie viele Sterne in einer Galaxie entstehen? Um diese Frage zu beantworten, haben Astronomen mit dem Observatorium ALMA die Zentralregion der Sculptor-Galaxie beobachtet, einer sog. Starburstgalaxie mit sehr hoher Sternentstehungsrate. Die Beobachtungen zeigen, dass kaltes Kohlenmonoxid senkrecht zur galaktischen Scheibe ausströmt. In der Abbildung ist die Gasgeschwindigkeit nach oben und eine räumliche Koordinate nach

rechts aufgetragen. Das Zentrum der Galaxie befindet sich etwa zwischen den beiden rosa Bereichen. Die Farbe gibt die Intensität der Strahlung an, die von rot bis rosa anwächst. Episoden starker Sternentstehung behindern die Bildung zukünftiger Sterne, da das auströmende Gas nicht mehr als Rohmaterial zur Verfügung steht. Dies könnte erklären, warum sehr massereiche Galaxien selten sind.

A. D. Bolatto et al., Nature **499**, 450 (2013)