

QUANTENOPTIK

Kompressibles Quantengas aus Licht

Thermodynamische Konzepte, die bislang nur in Systemen aus massiven Teilchen beobachtet werden konnten, lassen sich auch auf Photonengase übertragen. Dazu gehört insbesondere die isotherme Kompressibilität, die ein Maß für die innere Gegenkraft eines Mediums als Antwort auf eine äußere Volumenreduktion bei konstanter Temperatur angibt. In unseren Experimenten konnten wir erstmals die Kompressibilität und die Zustandsgleichung eines homogenen Photonengases messen. Dies geschah unter klassischen sowie quantenstatistischen Bedingungen, anhand der aus einer kontrolliert ausgeübten Kraft resultierenden Dichteveränderung in einem optischen Gas.

Die Kompression von festen, flüssigen oder gasförmigen Medien wird üblicherweise mit steigender Dichte immer schwieriger, da hier eine erhöhte Kollisionsrate der Teilchen mit den Wänden des Behälters eine nach außen gerichtete Kraft bewirkt. Für schwach wechselwirkende Quantengase aus Bosonen (Teilchen mit ganzzahligem Spin) erwartet man hingegen ein gegenteiliges Verhalten: Bildet sich ein quantenentartetes Gas bei genügend hohen Dichten, so sinkt der Druck des Ensembles (beziehungsweise die Energie pro Teilchen), da jedes zusätzlich hinzugefügte Teilchen bevorzugt die niederenergetischen

Zustände des Systems besetzt. Somit kann das Medium deutlich leichter komprimiert werden, und die Kompressibilität steigt rasant an. In unseren Experimenten haben wir ein homogen gefangenes Quantengas aus Photonen unter kontrollierten Bedingungen, mit Teilchenzahl N und Volumen V , bei räumlich konstanter Dichte $n = N/V$ hergestellt. So konnten wir anhand der Dichteveränderung als Antwort auf eine gezielt ausgeübte Kraft die Kompressibilität des optischen Mediums sowohl im klassischen als auch quantenentarteten Bereich vermessen.

Das optische Quantengas wird in einem farbstoffgefüllten optischen Mikroskopy Resonator bestehend aus zwei hochreflektiven Spiegeln gefangen, dargestellt in Abbildung 1a. Wegen des kleinen Spiegelabstands $D_0 = q\lambda/2n \approx 1,5 \mu\text{m}$ (Brechungsindex n) von der Größe der Lichtwellenlänge $\lambda = 585 \text{ nm}$ ist ein Freiheitsgrad der Bewegung der Photonen ausgefroren, da nur solche mit longitudinaler Wellenzahl $q = 7$ mit dem Farbstoff wechselwirken [1]. Damit ist ein zweidimensionales Photonengas realisiert. Zudem bewirkt der Energieinhalt in der ausgefrorenen Richtung eine nicht verschwindende effektive Photonenmasse, von hier 10^{-35} kg . Einer der Resonatorspiegel besitzt eine ebene Oberfläche, während die Oberfläche des gegenüberliegenden Spiegels mit einer Erhebung von zirka 25 nm Höhe und quadratischer transversaler Form (Seitenlänge zwi-

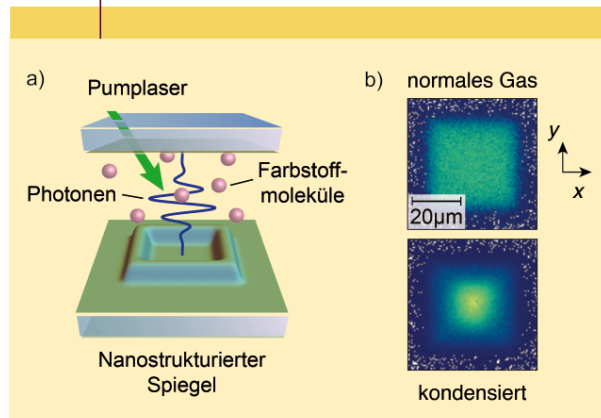
schen $20 \mu\text{m}$ und $90 \mu\text{m}$) strukturiert wurde. Das Licht wird durch diese Barriere eingesperrt, da die lokale Spiegeloberflächenerhöhung wie ein Kastenpotential wirkt.

Zur Thermalisierung des Photonengases wird zwischen den Spiegeln eine flüssige Farbstofflösung bei Raumtemperatur ($T = 300 \text{ K}$) eingebracht. Die gelösten Farbstoffmoleküle besitzen viele Rotations- und Schwingungsniveaus, deren thermische Anregung das Absorptions- und Fluoreszenzverhalten des Farbstoffs maßgeblich beeinflussen: Die Moleküle absorbieren und emittieren im Laufe des Experiments wiederholt die Photonen im Resonator und verschieben dabei fortwährend die mittlere Energie des Photonengases, bis sich ein Gleichgewicht zwischen beiden Teilsystemen einstellt. Dadurch nimmt das Photonengas eine thermische Gleichgewichtsverteilung an, vorausgesetzt es kommt während der Speicherzeit im Resonator zu hinreichend vielen Reabsorptionen [2]. Der Farbstoff wird mit Laserlicht angeregt und das erzeugte Photonengas kann durch einen der Spiegel hindurch beobachtet und analysiert werden.

Abbildung 1b zeigt oben die räumliche Dichteverteilung der Photonen im Resonator, die innerhalb des Kastenpotentials (hier: $L = 40 \mu\text{m}$ Seitenlänge) homogen ist, analog zu einem klassischen Gas in einer Box. Bei Vergrößerung der Gesamtteilchenzahl durch verstärkte Anregung der Farbstoffmoleküle lässt sich oberhalb eines kritischen Werts eine makroskopische Besetzung des Grundzustandes im Kastenpotential beobachten (unten). Entlang des Übergangs zu diesem Bose-Einstein-Kondensat haben wir die Kompressibilität des Photonengases untersucht [3].

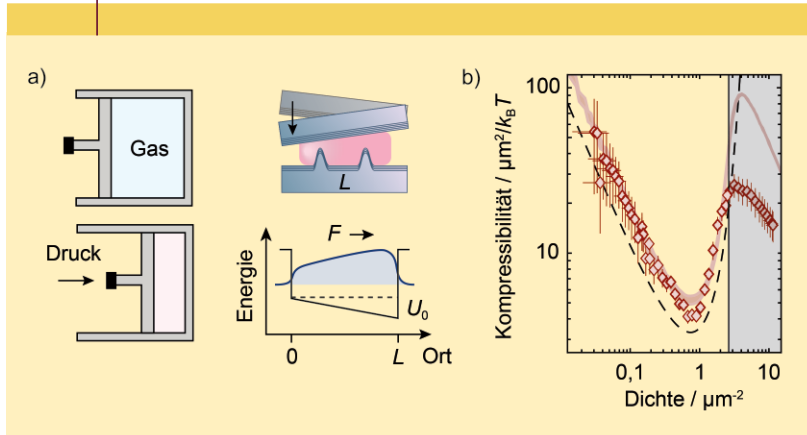
Eine konventionelle Messung der Kompressibilität des Photonengases durch Volumenänderung, wie in Abbildung 2a skizziert, ist aufgrund der statischen Kastenform nicht möglich. Stattdessen lässt sich einer der Spiegel piezogesteuert sehr präzise ($< 1 \mu\text{rad}$) verkippen, sodass der ortsabhängige Spiegelabstand ein linear

ABB. 1 | PHOTONENGAS



a) Das homogene Photonengas wird zwischen zwei Spiegeln erzeugt und gelangt durch Absorptions-Emissions-Prozesse mit Farbstoffmolekülen ins thermische Gleichgewicht. Die Oberflächenerhebung auf einem Spiegel erzeugt ein Kastenpotential, in dem die Photonen transversal eingesperrt sind.
b) Photonendichteverteilung im Kastenpotential unterhalb (oben, homogen) und oberhalb der Kondensationsschwelle (unten, Grundmode dominiert).

ABB. 2 | KOMPRESSION



a) Die Kompression eines homogenen Gases (links) erfolgt üblicherweise durch einen Kolben, der das Volumen des Containers reduziert. Durch Verkipfung der Resonatorspiegel (oben rechts) erzeugen wir in unseren Experimenten eine gerichtete Kraft $F = U_0/L$, die das optische Quantengas komprimiert. b) Kompressibilität als Funktion der Teilchendichte. Die Messdaten (Rauten) bestätigen das mit Beginn der Quantenentartung (bei einer Dichte von etwa 1 Photon/mm²) wieder zunehmend kompressible Verhalten des zweidimensionalen Bose-Gases. Gestrichelt ist die theoretische Erwartung für ein unendliches System, durchgezogen für ein endliches System gezeigt, wobei im grauen Bereich die verwendete lokale Dichtenäherung nicht mehr gültig ist.

abfallendes Potential erzeugt, welches dem Kastenpotential überlagert wird. Die aus dem Potentialgradienten U_0 resultierende Kraft $F = U_0/L$ verschiebt entsprechend den Schwerpunkt der Dichteverteilung des Photongases. Aus dieser Schwerpunktsverschiebung lässt sich nun direkt die Kompressibilität des optischen Quantengases extrahieren.

Die theoretisch erwartete Kompressibilität des idealen Bose-Gases in Abhängigkeit von der Dichte ist zusammen mit den Messdaten in Abbildung 2b zu sehen. Im klassischen Bereich (kleine Dichten) sinkt die isotherme Kompressibilität zunächst invers proportional mit anwachsender Dichte, gemäß der Erwartung für das ideale Gas. Ab einer Dichte von etwa 1 Photon/μm² erreicht das Gas jedoch den quantenentarteten Bereich (Dichte hier etwa λ_{th}^{-2} , wobei $\lambda_{th} = 1,5 \mu m$ thermische Wellenlänge), in dem die Photonen verstärkt niederenergetische Zustände besetzen, sodass die Kompressibilität trotz höherer Dichte wieder ansteigt, ehe sie durch den heisenbergschen Quantendruck des Grundzustands im kondensierten Bereich erneut abfällt. Die hier erstmalig

beobachteten mechanischen Eigenschaften optischer Quantengase deuten auf das besondere Verhalten des unendlich ausgedehnten zweidimensionalen Bose-Gases hin, für welches die Quantenstatistik eine unendlich große Kompressibilität vorhersagt (gestrichelte Linie).

Unsere grundlegenden Resultate bestätigen zentrale Vorhersagen der Quantenstatistik zweidimensionaler Quantengase, die eine wichtige Rolle bei der Entwicklung neuartiger Wärmekraftmaschinen oder quantenverstärkter Sensoren spielen könnten. Homogene Photonengase könnten zudem zukünftig Aufschluss über Schallpropagation in optischen Quantengasen geben, indem zeitaufgelöst beobachtet wird, wie sich Störungen der Photonendichte räumlich ausbreiten.

Literatur

- [1] J. Klärs et al., Nature **2010**, 468, 545.
- [2] J. Schmitt et al., Phys. Rev. A **2015**, 92, 011602.
- [3] E. Busley et al., Science **2022**, 375, 1403.

Erik Busley, Leon Espert Miranda,
Martin Weitz, Julian Schmitt,
Universität Bonn

PHYSICS NEWS

Die unterschiedliche gravitative Zeitdilatation innerhalb einer Atomwolke ließ sich erstmals messen. In einer optischen Atomuhr waren 100 000 Strontium-Atome wie in einer herabhängenden, Millimeterhohen Perlenkette in einem optischen Gitter eingesperrt. Dank der Rekord-Genauigkeit der Uhr von besser als 10^{-20} führte dies zu einem messbaren Signal und bestätigte die Allgemeine Relativitätstheorie. (T. Bothwell et al., Nature **2022**, 602, 420, <https://doi.org/10.1038/s41586-021-04349-7>)

+++

Einen flachen und runden Suprafestkörper konnten Innsbrucker Forscher erstmals erzeugen. Bislang waren suprasolide Zustände, welche die Kristallstruktur eines Festkörpers mit Suprafluidität verbinden, nur in einer Dimension oder in langgestreckten zweidimensionalen Geometrien bekannt. (T. Bland et al., Phys. Rev. Lett. **2022**, 128, 195302, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.195302>)

+++

Den mit weitem Abstand entferntesten Einzelstern konnte das Weltraumteleskop Hubble dank einer enorm günstigen Gravitationslinse abbilden. Der „Earendel“ getaufte Feuerball wies rund 50 Sonnenmassen auf und sandte sein Licht nur 900 Millionen Jahre nach dem Urknall aus. (B. Welch et al., Nature **2022**, 603, 815, <https://doi.org/10.1038/s41586-022-04449-y>)

+++

Die Entstehung der Milchstraße geschah viel früher als gedacht und muss um zwei Milliarden Jahre zurückdatiert werden, auf nur 800 Millionen Jahre nach dem Urknall. Zunächst entstand wohl die dicke Scheibe, welche die charakteristische dünne Scheibe der galaktischen Ebene umhüllt. (M. Xiang & H.-W. Rix, Nature **2022**, 603, 599, <https://doi.org/10.1038/s41586-022-04496-5>)

+++

Noch älter ist die älteste bekannte Galaxie namens HD1, die sich in den kombinierten Daten mehrerer Teleskope bei einer Rotverschiebung von mehr als 13 zeigte. Mit einem Alter von 13,5 Milliarden Jahren ist sie nur 330 Millionen Jahre nach dem Urknall entstanden. Ihre überraschende Helligkeit verdankt sie entweder einem zu dieser frühen kosmischen Zeit ungewöhnlich schweren zentralen Schwarzen Loch oder einer extrem hohen Sternentstehungsrate, wozu auch ultrahelle Sterne der ersten Generation gehören könnten. (Y. Harikane et al., Astrophys. J., online 8. April 2022, <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac53a9>)