

PHOTONENKONDENSAT

Phasen eines Bose-Einstein-Kondensats aus Licht

Eine Messung der Photonenzahl eines Bose-Einstein-Kondensats von Photonen zeigt einen Phasenübergang zwischen zwei Zuständen des Lichts. Ermöglicht wird dies durch kleine Photonenverluste. Diese führen dazu, dass das in einem mit Farbstofflösung gefüllten Resonator erzeugte optische Photonengas ein offenes Quantensystem darstellt.

Während Bose-Einstein-Kondensate üblicherweise kontinuierlich mit dem Effekt des Lasers verbunden sind, trennt der nun von unseren Arbeitsgruppen an der Universität Bonn gefundene Phasenübergang eine neu beobachtete überdämpfte Kondensatsphase von dem Bereich eines üblichen Lasers und einer dazwischen liegenden oszillierenden Kondensatsphase. Dabei ist der Effekt der Bose-Einstein-Kondensation, bei dem Teilchen ganzzahligen Spins (Bosonen) unterhalb einer gewissen kritischen Temperatur, beziehungsweise oberhalb einer gewissen Dichte, den Grundzustand des Systems makroskopisch besetzen, wohl am bekanntesten für das Beispiel ultrakalter atomarer Gase, die dann eine makroskopische Materiewelle bilden. Bose-Einstein-Kondensate lassen sich ebenfalls mit Molekülen, Polaritonen

und seit gut zehn Jahren auch mit Photonen, den quantisierten Teilchen des Lichts, erzeugen [1].

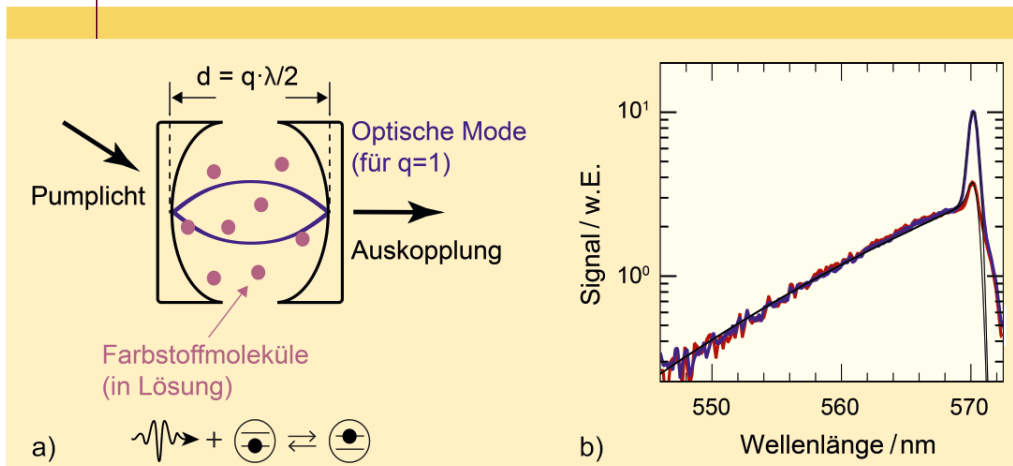
Während es sich bei Schwarzkörperstrahlern um dreidimensionale Systeme handelt, bei denen das Licht bei niedrigen Temperaturen in den Wänden verschwindet, anstatt zu kondensieren, handelt es sich bei optischen Quantengasen um niederdimensionale Systeme, die ein- oder zweidimensional sind. Zumindest eine Dimension ist, wie in Abbildung 1a gezeigt, durch Verwendung eines sehr kurzen Resonators – von der Größenordnung der optischen Wellenlänge – ausgefroren, so dass es – ähnlich wie in einem Mikrowellenhohlleiter – eine untere Abschneidefrequenz gibt. Das führt zu einem nichttrivialen Grundzustand, in den eine Kondensation dann erfolgen kann [2].

Der Zwischenraum zwischen den Spiegeln wird mit einer Farbstofflösung gefüllt. Die Thermalisierung des Lichts auf die bei Raumtemperatur liegende Rotationsschwingungstemperatur der Moleküle erreichen wir durch wiederholte Absorptions- und Emissionsprozesse. Das gelingt, wenn die Speicherzeit des Lichts im Resonator länger ist als die charakteristische Zeit für die Thermalisierung. Andernfalls, wenn das Licht vorher aus dem Resonator beispielsweise durch Spiegeltransmission herausleckt, wird ein laserartiger Nichtgleichgewichtszustand realisiert. Man beobachtet eine thermische Photonenwolke oberhalb der Abschneidefrequenz, sowie bei hinreichender Phasenraumdicke auch eine Kondensatspitze bei dieser niedrigsten Resonator-Photonenenergie (Abbildung 1b).

Wichtig für die hier beschriebenen Messungen ist noch, dass das Photonengas in diesem System ein großkanonisches System darstellt: Die Teilchenzahl ist nur im zeitlichen Mittel erhalten, da sich Photonen in elektronische Anregungen der Farbstoffmoleküle umwandeln können sowie zurück, und zwar in einem im Nanosekundentakt ablaufenden photochemischen Anregungszyklus. Für eine hinreichende Größe dieses Farbstoffreservoirs treten im kondensierten Bereich große statistische Schwankungen der Photonenzahl auf (Photonenbunching), die sich von dem üblichen Wert der Intensitätskorrelation von eins unterscheiden. Einen solchen Effekt kennt man sonst nur von thermischen, lampenartigen Lichtquellen.

Abbildung 2 (rechts) zeigt den beobachteten Verlauf der Intensitätskorrelation von Photonen des optischen Kondensats als Funktion der Zeit für eine mittlere Photonenzahl im Resonator von 14000. Man beobachtet einen gedämpften oszillatorischen Verlauf der Korrelationsfunktion, wobei die Oszillation auf eine durch kleine Verluste des Systems bewirkte Nichtlinearität zurückgeht. Der Effekt ähnelt den Laser-Relaxa-

ABB. 1 | PHOTONENGAS IM MIKRORESONATOR



a) Photonen werden in einem mit Farbstofflösung gefüllten Resonator mit sehr kurzem Spiegelabstand gefangen, wobei Verluste durch Pumpen der Farbstoffmoleküle mit einem Laserstrahl kompensiert werden. Die optisch anregbaren Farbstoffmoleküle agieren als Wärmebad und Teilchenreservoir (Schema unten).
b) Spektren der Resonatoremission für mittlere Photonenzahlen von 2100 (orange) und 10300 (blau).

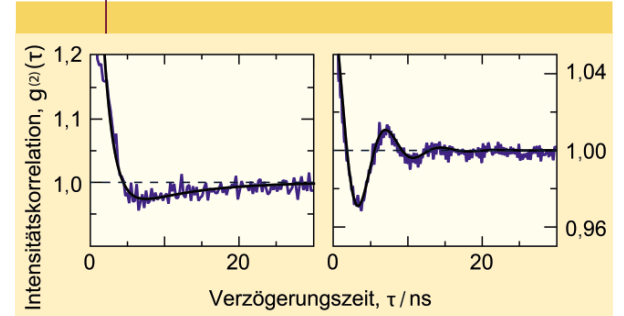
tionsoszillationen beim Einschalten dieser Systeme. Zwar ist die Thermalisierungsrate um einen Faktor 1000 schneller als die Verlustrate, und die Verluste des Systems sind so klein, dass die experimentell beobachteten Spektren des Photonengases (Abbildung 1b) im Rahmen der Messgenauigkeit nicht von den Vorhersagen eines Gleichgewichtssystems unterschieden werden können. Trotzdem sind die Konsequenzen des leicht nichtthermischen Systemcharakters an der Statistik des emittierten Lichts gut zu erkennen.

Interessant wird es nun, wenn die Dämpfung der Photonenanzahlfluktuationen die ungedämpfte Oszillationsfrequenz erreicht. In diesem Fall tritt ein sogenannter exzeptioneller Punkt auf, bei dem zwei Fluktuationsmoden miteinander verschmelzen. Wenn die Dämpfung die ungedämpfte Oszillationsfrequenz aber sogar übersteigt, wie in den in Abbildung 2 links gezeigten, bei einer mittleren Photonenzahl von 2300 aufgenommenen

Messdaten, erfolgt ein Phasenübergang in eine Kondensatsphase mit überdämpfter Intensitätskorrelation [3]. An diesem Phasenübergang kommt es zu einer Kreuzung der Eigenwerte, abseits sind diese entweder im reellen oder im komplexen Raum aufgespalten.

Getrieben wird die entsprechende Dynamik von den thermodynamischen Fluktuationen des großkanonischen Systems. Der beobachtete nichtthermische (oder dissipative) Phasenübergang trennt die überdämpfte Kondensatsphase von der oszillatorischen Phase, wobei letztere für sehr große Verluste kontinuierlich in den Bereich üblicher Laser übergeht. Die neu beobachtete, überdämpfte Phase ist durch eine klar definierte Grenze vom Phänomen des Laserns getrennt. Im nächsten Schritt können wir die Erzeugung von neuartigen, schwach dissipativen Quantenphasen in gekoppelten Anordnungen von Photonenkondensaten (Photonengitter) erwarten.

ABB. 2 | GEMESSENE INTENSITÄTSKORRELATION



Intensitätskorrelation der Resonatoremission als Funktion der Verzögerungszeit τ für mittlere Photonenzahlen von 2300 (links) und 14.000 (rechts). Im ersten Fall befindet sich das Bose-Einstein-Kondensat aus Licht in der überdämpften Phase, im zweiten Fall in der oszillierenden Phase.

Literatur

- [1] K. Bennemann, J. Ketterson, *Novel Superfluids*, Vol. 1, Oxford University Press, Oxford 2013.
- [2] J. Klaers et al., *Nature* **2010**, 468, 545.
- [3] F. Öztürk et al., *Science* **2021**, 372, 88.

*Fabri Öztürk, Julian Schmitt,
Jobann Kroba, Martin Weitz,
Universität Bonn*

QUANTENGAS-MIKROSKOP

Der Quantenphysik über die Schulter geschaut

Die Quantenphysik weiß sich für gewöhnlich gut zu verstecken. Mit Hilfe eines Quantengas-Mikroskops lassen sich ihre Eigenheiten aber direkt ans Tageslicht holen.

Das interessante Quantengeschehen spielt sich üblicherweise nur in der Welt der Atome ab und ist damit sehr schwer direkt sichtbar zu machen. Louis de Broglie hat 1923 einen möglichen Ausweg aus dieser Misere aufgezeigt, als er die Wellennatur der Quantenmechanik mit der Temperatur der Teilchen verknüpfte. Sein berühmtes Gesetz zur Wellen-Teilchen-Dualität verbindet die Masse und Geschwindigkeit eines Teilchens mit der Wellenlänge seiner Materiewelle. Thermodynamisch betrachtet heißt das: Je kälter Materie ist, umso ausge-

dehnter werden die Quanteneffekte. In Zahlen gefasst: Man muss ein Atom in den Nanokelvin-Bereich kühlen, um die De-Broglie-Wellenlänge auf einen Bruchteil eines Millimeters auszudehnen. Hierzu haben sich die Verfahren der Laserkühlung und der Evaporationskühlung etabliert.

Damit wird es prinzipiell möglich, komplexe Quanteneffekte, wie sie etwa in Festkörpern auftreten, auf Längenskalen anzuschauen, die mit optischen Mikroskopiemethoden zugänglich sind. Tatsächlich gelang es 2009 erstmals Forschergruppen

aus Deutschland und den USA, mit einem optischen Quantengas-Mikroskop einzelne Atome, die in einem künstlichen Gitter angeordnet waren, direkt Atom für Atom zu beobachten [1,2].

Die optische Technologie kommt jedoch an ein Limit, wenn man die Auflösung verbessern will. Bei der Mikroskopie ist man stets durch die benutzte Wellenlänge limitiert. Ideal wäre für unsere Zwecke ultraviolettes Licht im Bereich weniger hundert Nanometer. Das Problem dabei ist aber, dass fast alle Materialien bei diesen Wellenlängen intransparent sind und man keinen Werkstoff hat, mit dem man ein Mikroskop bauen kann. Einen Ausweg aus dieser Misere fanden Ernst Ruska und Max Knoll bereits 1931 mit der Entwicklung des Elektronenmikroskops. Damit lassen sich auch Strukturen und Prozesse auf der atomaren Skala bei Raumtemperatur untersuchen.