

## QUANTENOPTIK

# Optik mit verschränkten Atomen

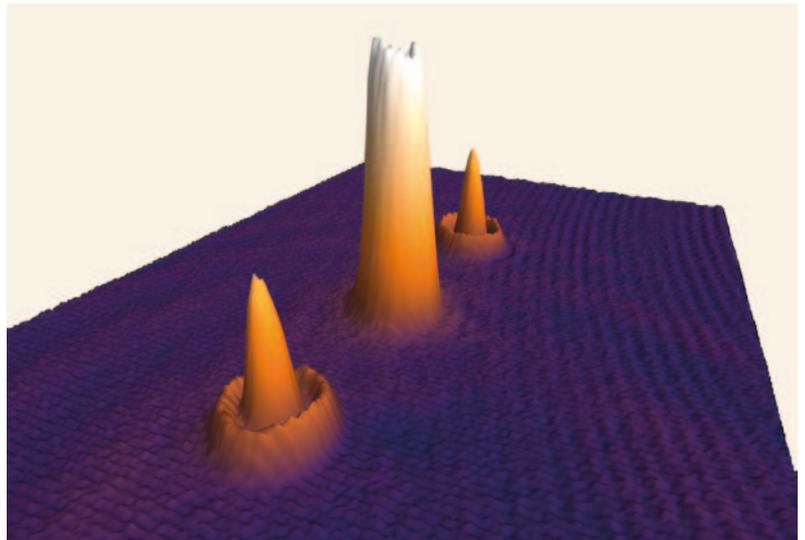
Ultrakalte Atome lassen sich durch Stöße miteinander verschränken und dann für die Interferometrie nutzen.

Bernd Lücke, Luis Santos und Carsten Klempt

Seit über dreißig Jahren gelingt es, verschränkte Photonen im Labor herzustellen. Dabei wird die Polarisation zweier Photonen so gekoppelt, dass erst die Messung an einem Photon die Polarisation des anderen festlegt. Mit der Spindynamik in ultrakalten Atomen steht nun ein Prozess zur Verfügung, mit dem sich auf analoge Weise verschränkte Atome herstellen und erste Schritte auf dem Gebiet der nicht-klassischen Atomoptik unternehmen lassen.

Albert Abraham Michelson suchte 1882 nach einer Methode, um Laufzeitunterschiede zwischen zwei Lichtstrahlen zu detektieren, die sich parallel und orthogonal zur Erdbewegung um die Sonne ausbreiten. Er überlagerte hierzu die beiden Lichtstrahlen und brachte sie zur Interferenz, sodass Laufzeitunterschiede – wenn vorhanden – die Interferenzstruktur messbar verändern würden. Mit diesem ersten Lichtinterferometer gelang ihm das spektakuläre Michelson-Morley-Experiment, das die Existenz eines Äthers ausschloss und sich erst mit der Relativitätstheorie vollständig verstehen ließ. Heute wird eine Vielzahl physikalischer Messgrößen durch interferometrische Methoden mit höchster Genauigkeit erfasst.

Dabei beschränkt sich die Präzisionsinterferometrie nicht auf die Überlagerung von Lichtwellen, sondern schließt auch massive Teilchen ein. So beruhen zum Beispiel moderne Atomuhren zur Definition der Sekunde darauf, charakteristische Oszillationen in Cäsium-Atomen zu vermessen. Cäsium besitzt nur ein Valenzelektron, dessen Spin sich durch Mikrowellenstrahlung beliebig im Raum ausrichten lässt. Dabei führt die Hyperfeinwechselwirkung im Atom zu einem Energieunterschied zwischen den Zuständen mit parallelem (nach oben) bzw. antiparallelem Elektronenspin (nach unten) in Relation zum Spin des Atomkerns. In Atomuhren werden die Spins der Atome zunächst alle parallel zum Kernspin ausgerichtet und dann in die Horizontale gedreht (Abb. 1): Auf dem Äquator führt der Spin jetzt eine charakteristische Rotation um die  $J_z$ -Achse aus, wobei der Drehwinkel  $\theta$  linear mit der Zeit zunimmt ( $\theta = \Delta E_{\text{HFS}} t/\hbar$ ). Deshalb entspricht diese Rotation der Bewegung eines Uhrenpendels. Zur Vermessung des Drehwinkels wird der Spin der Atome nochmals rotiert, sodass sich die gesamte Interferometersequenz auch als eine einzige Rotation um die  $J_y$ -Achse beschreiben lässt. Ohne cha-



In einem Bose-Einstein-Kondensat, dessen Atome alle Spinorientierung 0 haben und dessen räumliche Dichteverteilung der mittlere Peak zeigt, entstehen durch

Stöße verschränkte Atome mit Spinzuständen +1 bzw. -1 (vorne und hinten). Die atomaren Wolken nehmen eine charakteristische räumliche Struktur an.

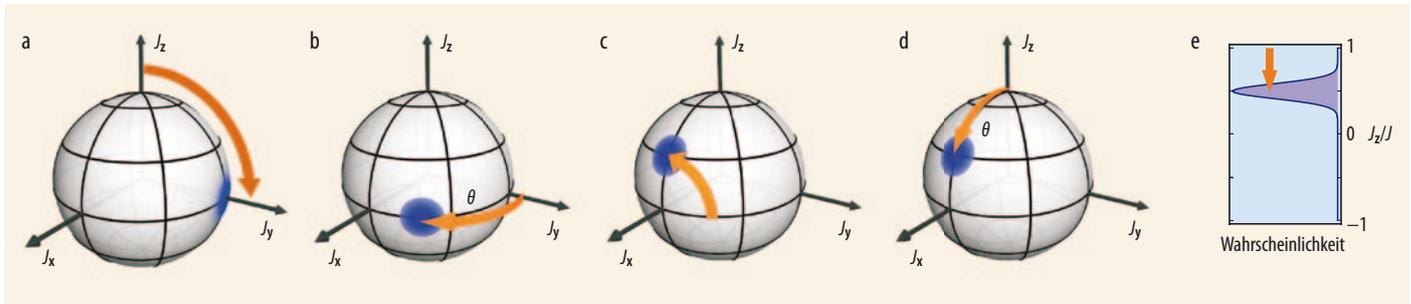
arakteristische Rotation enden die Atome im Anfangszustand. Je größer der Drehwinkel, desto weiter wird der Endzustand rotiert.

Die Zeit lässt sich also desto präziser bestimmen, je genauer diese Rotation bekannt ist. Dazu wird der Hyperfeinzustand aller Atome vermessen. Ein einzelnes Atom kann bei dieser Messung nur den einen oder den anderen Spinzustand annehmen (nach oben bzw. unten). Bei einem endlichen Drehwinkel befinden sich die Atome in einer quantenmechanischen Überlagerung dieser beiden Zustände. Dann wird jedes Atom zufällig in einem der beiden Zustände nachgewiesen, wobei die relative Stärke der beiden Anteile die jeweilige Wahrscheinlichkeit festlegt. Deshalb verwenden

## KOMPAKT

- In einem spinpolarisierten Bose-Einstein-Kondensat können durch Stöße andere Spinausrichtungen erzeugt werden.
- Dieser Prozess ist analog zur Optical Parametric Down-Conversion in der Optik und erzeugt verschränkte Atome.
- Diese verschränkten Atome lassen sich dazu nutzen, Atominterferometer zu betreiben, die nicht durch die Schrotrauschgrenze beschränkt sind.

Dipl.-Phys. Bernd Lücke, Priv.-Doz. Dr. Carsten Klempt, Institut für Quantenoptik, Universität Hannover, Welfengarten 1, 30167 Hannover; Prof. Dr. Luis Santos, Institut für Theoretische Physik, Universität Hannover, Appelstraße 2, 30167 Hannover



**Abb. 1** Auf einer Kugeloberfläche (Bloch-Kugel) lässt sich die Gesamtspinausrichtung aller Atome darstellen. Am Nordpol zeigen alle Spins nach oben, am Südpol nach unten. In einer Interferometer-Sequenz dreht ein Mikrowellenpuls zunächst die Atome vom Nordpol auf den Äquator (a). Nun rotiert der Spin mit einer charakteristischen Frequenz um den Äquator, und

die präzise Vermessung dieser Rotation entspricht einer Zeitmessung (b). Dazu dreht ein zweiter Mikrowellenpuls den Spin in die  $xz$ -Ebene (c). Je mehr Zeit verstrichen ist, desto weiter hat sich der Zustand entlang des orangenen Pfeils bewegt, was einer Rotation um  $J_y$  entspricht (d). Um dies zu vermessen, wird die Anzahl der Atome in den beiden Spinzuständen bestimmt,

was einer Projektion auf die  $z$ -Achse entspricht (e). Der Erwartungswert dieser Messung oszilliert also vom Maximum +1 zum Minimum -1 und zurück. Bei einer einzelnen Messung treten dabei statistische Fluktuationen auf (dargestellt durch die Breite der Verteilung), welche die Genauigkeit der Rotationsmessung und damit der interferometrischen Messung begrenzen.

Atomuhren viele Atome, die alle unabhängig voneinander in einem der beiden Zustände nachgewiesen werden. Das Verhältnis der Atome in den beiden Zuständen gibt nun an, wie weit die Rotation bereits fortgeschritten ist – und zwar umso genauer, je größer die Zahl der Atome ist.

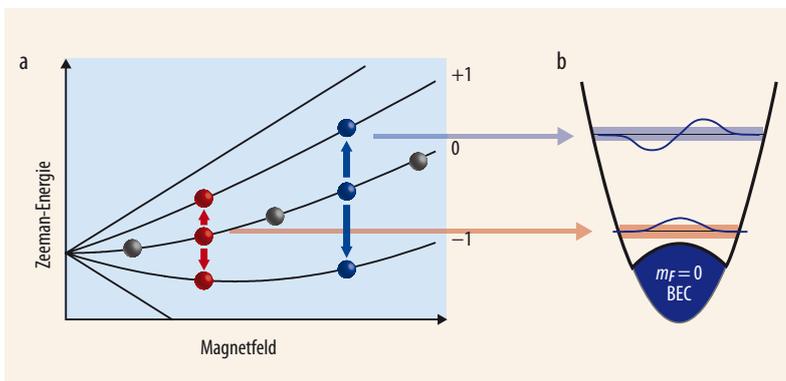
Die erreichbare Genauigkeit lässt sich nun leicht abschätzen: Bei 10 000 Atomen in einem 50/50-Überlagerungszustand befinden sich bei einer Messung ungefähr je die Hälfte der Atome in den beiden Zuständen. Wie bei 10 000 Münzwürfen gibt es aber auch eine statistische Unsicherheit, die der Wurzel der Atomzahl entspricht. In diesem Beispiel sind das also 100 Atome bei einem Signal von 10 000, was einer relativen Unsicherheit von einem Prozent entspricht. Diese Unsicherheit tritt in der Interferometrie grundsätzlich auf und wird deshalb als Schrotrauschgrenze (shot noise limit, SNL) bezeichnet.

Das SNL lässt sich nur unterschreiten, wenn die Atome nicht mehr völlig unabhängig, sondern miteinander verschränkt sind. Verschränkte Atome zeich-

nen sich dadurch aus, dass die (weiterhin zufällige) Messung an einem Atom gleichzeitig das Ergebnis an einem anderen Atom festlegt. Dass sich die Messung eines Teilchens „spukhaft“ auf den Zustand eines anderen Teilchens auswirkt, ist eine fundamentale Vorhersage der Quantenmechanik, die von großer Bedeutung für die Interpretation der Quantenmechanik war. In einem vieldiskutierten Artikel stellten Einstein, Podolsky und Rosen 1935 wegen dieser Vorhersage die Vollständigkeit der Quantenmechanik in Frage. Zahlreiche faszinierende Experimente mit verschränkten Photonen haben diese Vorhersage jedoch verifiziert.

Bei Photonen erlaubt es ein Prozess namens Optical Parametric Down-Conversion, sie zu verschränken. Dabei trifft ein starker Pump-Laserstrahl auf einen Kristall, dessen Polarisation dem elektrischen Feld nicht – wie gewöhnlich – linear folgt. Aus einzelnen Photonen entstehen dabei zwei Photonen halber Frequenz, die miteinander verschränkt sind, und zwar bei ausreichender Laserleistung viele Paare gleichzeitig. Da Photonen Bosonen sind, also besonders gerne den gleichen Quantenzustand annehmen, werden alle Paare gleichartig erzeugt und so alle miteinander verschränkt. Dieser Prozess beschleunigt sich, je mehr Photonen erzeugt wurden, sodass die Photonenzahl exponentiell zunimmt. Mit diesen verschränkten Photonen lässt sich zum Beispiel die Quantenmechanik testen oder ein Laserinterferometer jenseits des SNL betreiben. Letzteres gelang kürzlich in Hannover am Gravitationswellendetektor GEO600, einem Laserinterferometer mit 600 Meter langen Armen [1].

Zur Herstellung verschränkter Atome gibt es derzeit konzeptionell drei Möglichkeiten. Die erste nutzt die zur Manipulation und Detektion von verschränkten Photonen entwickelten optischen Methoden [2–4]. Fällt Laserlicht auf ein Atomensemble, so führt die Atom-Licht-Wechselwirkung zu einer Phasenänderung oder einer Rotation der Lichtpolarisation, die von der Ausrichtung der Atomspins abhängt. Auf diesem Weg lässt sich die Polarisation der Atome vor der Interferometrie präzise vermessen. Da alle Atome ursprünglich unabhängig präpariert wurden, unterliegt die Spinausrich-



**Abb. 2** Bei der hier betrachteten Spindynamik stoßen zwei Atome mit Spinausrichtung 0, die sich zu +1 und -1 ändert. Dieser Prozess wird resonant verstärkt, wenn die Energien zueinander passen. Die innere Energie verringert sich bei einem solchen Stoß, da weniger Energie aufzuwenden ist, um ein Atom nach +1 zu transferieren, als beim Transfer nach -1

gewonnen wird (a). Mit der überschüssigen Energie kann die externe Energie erhöht werden, indem die Atome eine Eigenmode des effektiven Potentials besetzen (b). Das effektive Potential setzt sich zusammen aus dem harmonischen Fallenpotential und der repulsiven Wechselwirkung mit den restlichen Atomen mit Spinausrichtung 0.

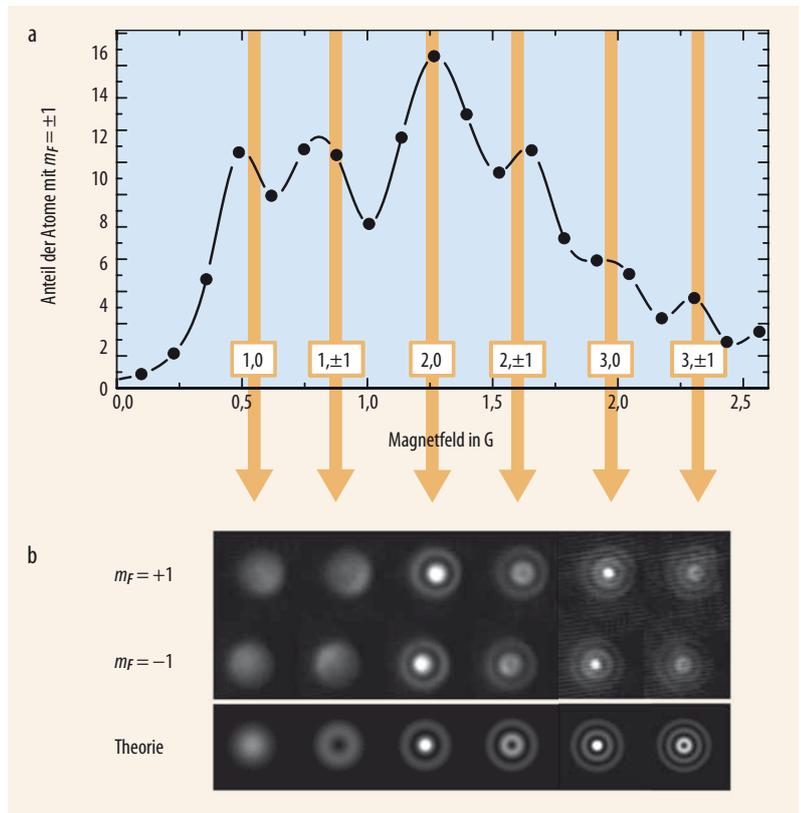
tung zwar dem zuvor beschriebenen Schrotrauschen. Durch die zerstörungsfreie Messung ist aber die genaue Zahl der Atome in den Spinzuständen und somit die Spinausrichtung vor der Interferometriesequenz exakt bekannt. Mit diesem zusätzlichen Wissen lässt sich durch die finale Messung die interferometrische Rotation genauer als das SNL bestimmen.

Eine zweite Möglichkeit besteht darin, die Wechselwirkung der Atome untereinander zu nutzen. Teilt man ein Atomensemble in zwei Zustände auf (natürlich mit Schrotrauschen), so kann es sein, dass eine ungleiche Verteilung auf diese Zustände energetisch ungünstiger ist als eine perfekte Gleichverteilung. Eine solche Konfiguration tritt z. B. auf, wenn man eine ultrakalte Atomwolke mit abstoßender Wechselwirkung in zwei gleichartige Töpfchen aufteilt [5]. Durch die abstoßende Wechselwirkung ist der energetisch günstigste Zustand eine perfekte Gleichverteilung, sodass das System von alleine eine Verteilung anstrebt, die unterhalb der Schrotrauschgrenze liegt. Eine ähnliche Konfiguration ist auch mit verschiedenen Spinzuständen möglich [6, 7]. Auf diese Weise gelang es zu zeigen, dass die Verteilung unterhalb der Schrotrauschgrenze liegt und sich sogar ein Interferometer jenseits des Standard-Quantenlimits betreiben lässt.

### Pumpen mit dem Kondensat

Seit kurzem existiert eine dritte Methode zur Erzeugung verschränkter Atome, die der Optical Parametric Down-Conversion stark ähnelt. Dabei entspricht ein Bose-Einstein-Kondensat aus Atomen, die sich in einer Falle im Vakuum befinden, dem Pump-Laserstrahl. Bei tiefen Temperaturen von unter einem Mikrokelvin können bosonische Atome (wie das häufig verwendete Rubidium-87) alle gemeinsam den Fallenzustand geringster Energie besetzen. Sie verhalten sich also analog zu einem Laser mit Photonen im exakt gleichen Zustand (Richtung, Farbe, Polarisation). Zu Beginn wird der Spin dieser Atome orthogonal zum Magnetfeld ausgerichtet (Spinausrichtung 0). Der Hauptprozess ist dann ein Stoß zwischen zwei Atomen, bei dem der Spin eines Atoms nach oben (+1) und der des anderen nach unten (-1) geklappt wird. Diese Spindynamik wird schon seit einigen Jahren in verschiedensten Konfigurationen untersucht [8–10]. Der Prozess ist nur erlaubt, weil er den Gesamtspin des Ensembles erhält, also exakt gleich viele Atome nach oben wie nach unten klappen. Das Atompaar entspricht dem Photonenpaar der Optical Parametric Down-Conversion und ist dementsprechend verschränkt. Erst wenn der Spin eines Atoms gemessen wird, liegt der Spin des anderen fest. Auch die bosonische Verstärkung gilt entsprechend, sodass die Anzahl der erzeugten Atompaare exponentiell steigt.

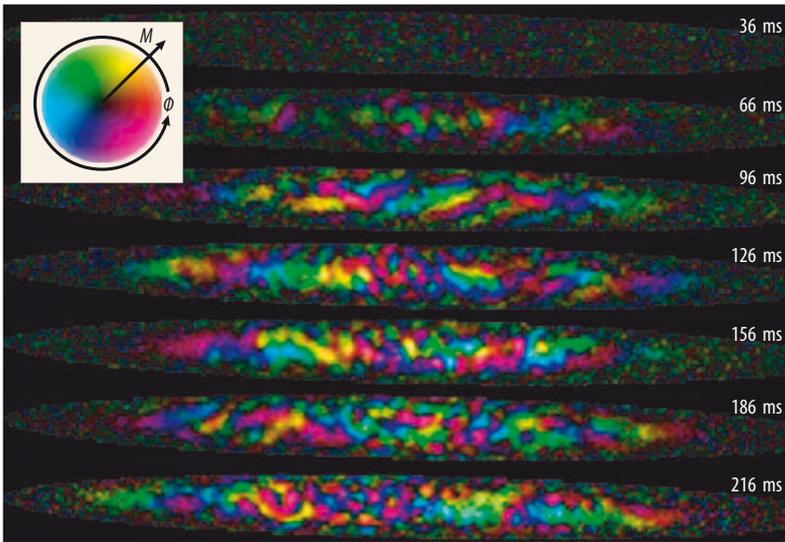
Ein solcher Prozess setzt voraus, dass alle Atome immer im gleichen Zustand erzeugt werden, also nicht nur der Spin verschränkt ist, sondern die Atome auch bezüglich ihrer Position und ihres Impulses ununter-



**Abb. 3** Für ein zylindersymmetrisches Potential sind die Eigenfunktionen in guter Näherung durch Bessel-Funktionen mit den Quantenzahlen  $n$  für die radiale Anregung und  $l$  für den Drehimpuls gegeben (a). Bei diesen Resonanzen, die sich über das Magnetfeld einstellen lassen, entstehen besonders viele Atome mit Spinausrichtung  $\pm 1$ . Diese räumlichen Moden lassen sich als charakteristische Dichteverteilungen nachweisen, indem man die Atom-

wolken in (+1) und in (-1) einzeln fotografiert und ihre räumliche Verteilung entlang der Ortskoordinaten darstellt (b). Für die gezeigten Dichteprofile wurde über 30 unabhängige Realisierungen gemittelt. Die berechneten Dichteprofile stimmen qualitativ gut mit den beobachteten überein. Dichteverteilungen einzelner Realisierungen mit Drehimpuls können allerdings abweichen und die Rotationssymmetrie brechen (Abb. 5).

scheidbar sind. Da sich quantenmechanisch Position und Impuls solcher kalter Atome allerdings aus Wellenfunktionen ergeben, müssen die Atome genau wie die Laserstrahlen die exakt gleiche räumliche Wellenfunktion (Mode) besetzen. Für höher angeregte Moden ist hierzu Energie notwendig, die aufgrund des Zeeman-Effekts zur Verfügung steht (Abb. 2a). Der lineare Anteil des Zeeman-Effekts ist dabei irrelevant, da immer ein Atom mit Spin +1 und eines mit -1 erzeugt werden, sodass sich die Beiträge aufheben. Aufgrund des quadratischen Zeeman-Effekts wird bei der Erzeugung eines Atompaars allerdings eine Netto-Energie frei, die proportional mit dem Quadrat des angelegten Magnetfelds zunimmt. Nur wenn diese Zeeman-Energie zur Energie einer bestimmten räumlichen Mode passt, funktioniert die Erzeugung von Atompaaren in dieser Mode gut. Daher treten vom Magnetfeld abhängige Resonanzen auf [11], bei denen viele Atompaare entstehen (Abb. 3a). Jeder Resonanz kann man eine typische räumliche Mode zuordnen (Abb. 3b), die sich in einem zylindersymmetrischen Potential mit zwei Quantenzahlen für die radiale Anregung  $n$  und für den Drehimpuls  $l$  charakterisieren lässt [12]. Diese räumlichen



**Abb. 4** Wenn die Atompaa-re in den ( $\pm 1$ )-Zuständen entstehen, können verschiedene Symmetrien spontan gebrochen sein. So ist zum Beispiel die relative Phase  $\phi$  zwischen der Atomwolke mit (+1) und der mit (-1) beliebig. Daher sucht sich das System jedes Mal zufällig

eine bestimmte Phase zur Erzeugung aller Atompaa-re aus, die an ausreichend entfernten Orten in sehr großen Wolken verschieden sein kann, sodass bei einer Messung faszinierende, zufällige Muster der transversalen Magnetisierung entstehen [8].

Moden der atomaren Materiewellen sind direkt analog zu den aus der Optik bekannten TEM-Lasermode-n in einem Resonator.

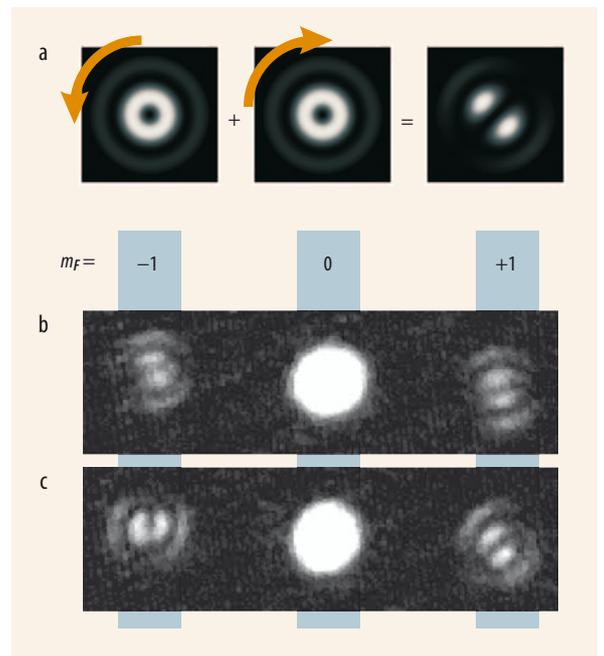
Die Erzeugung dieser Atompaa-re lässt sich theo-retisch als Verstärkung von Atomen in den ( $\pm 1$ )-Zu-ständen zu großen Wolken verstehen. In diesem Bild könnte man zunächst meinen, dass der Prozess ohne bereits in diesen Zuständen vorhandenen Atomen nicht starten kann. Aufgrund der Quantenmechanik ist die Anzahl der Atome in den ( $\pm 1$ )-Zuständen aber nie genau null, sondern unterliegt Vakuumfluktua-tionen, die sich dann verstärken lassen. **Abb. 3b** zeigt also verstärkte Aufnahmen des flackernden Vakuums [13]. Daher entstehen auch jedes Mal unterschiedlich viele Atompaa-re, je nachdem, ob die Vakuumfluktua-tion früher oder später auftritt. Diese Fluktuationen können spontan die Symmetrien des Systems brechen [8, 12], wodurch in einer homogenen Atomwolke plötz-lich charakteristische Strukturen auftreten können – eine faszinierende Konsequenz (**Abb. 4 und 5**).

Der durch den Verstärkungsprozess erzeugte Zu-stand wird in der Optik Two-Mode Squeezed Vacuum genannt. Dies entspricht in unserem Fall den atomaren Wolken in den ( $\pm 1$ )-Zuständen, die durch die Spin-dynamik entstanden sind. Das Two-Mode Squeezed Vacuum zeichnet sich durch vier miteinander verbun-dene Observable aus, die durch die Verstärkung beein-flusst werden. So stimmen die Anzahl der Atome in den beiden Ausgangszuständen ( $N_{+1}$  und  $N_{-1}$ ) immer genau überein, was natürlich an der paarweisen Erzeu-gung liegt. Somit ist die Fluktuation der Observablen ( $N_{+1} - N_{-1}$ ) zu jeder Zeit gleich null. Demgegenüber ist die Fluktuation der Gesamtteilchenzahl ( $N_{+1} + N_{-1}$ ) sehr groß, da es sich ja um verstärkte Vakuumfluk-tuationen handelt. Der Zustand lässt sich insgesamt beschreiben als Überlagerung von vielen Zuständen

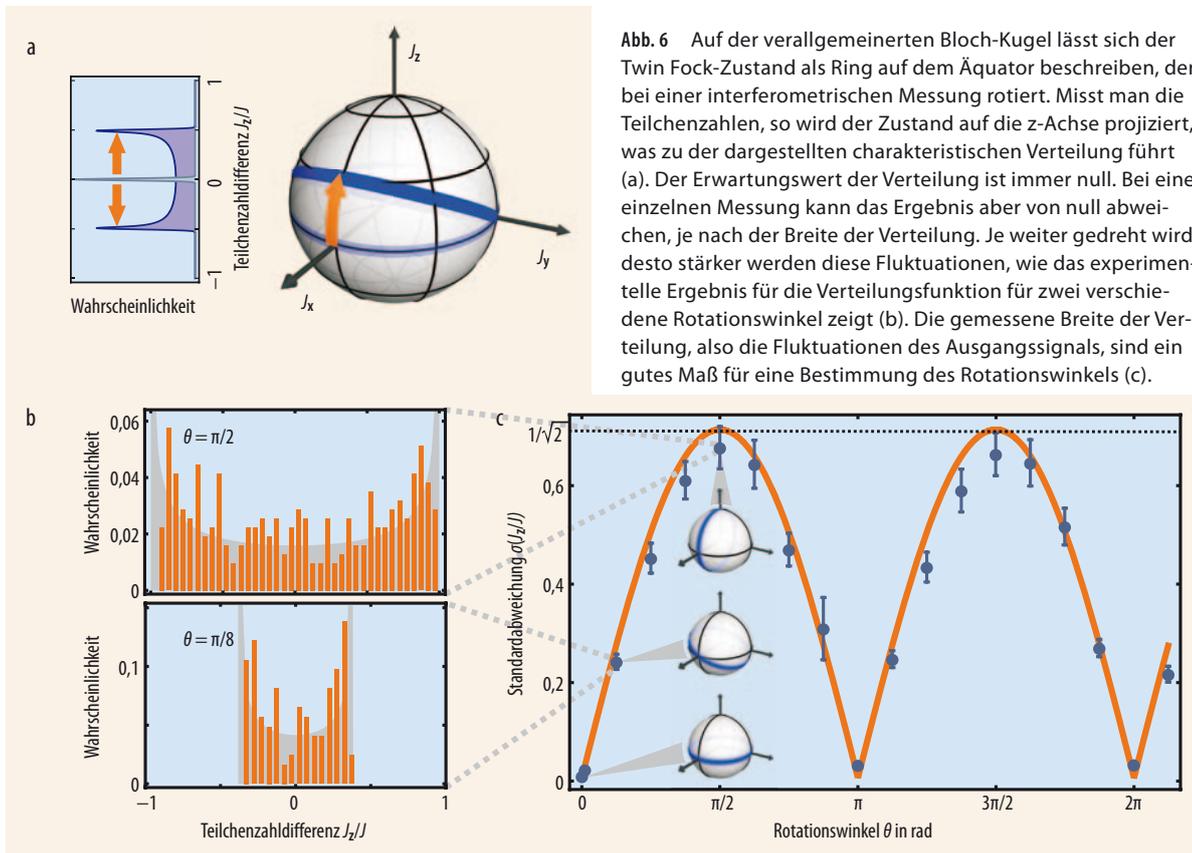
mit gleicher Teilchenzahl  $N_{+1} = N_{-1}$ , sog. Twin Fock-Zuständen. Da sich die Teilchenzahlen gut messen las-sen, gelang es, sowohl die starken Schwankungen von ( $N_{+1} + N_{-1}$ ) als auch die unterdrückten Schwankungen von ( $N_{+1} - N_{-1}$ ) experimentell nachzuweisen.

Den beiden Teilchenzahl-Observable stehen zwei Phasen-Observable gegenüber: Phasensumme ( $\phi_{+1} + \phi_{-1}$ ) und -differenz ( $\phi_{+1} - \phi_{-1}$ ) der beiden Ausgangsmode-n. In der Optik entsprechen  $\phi_{+1}$  und  $\phi_{-1}$  den Phasen der Oszillation des elektromagnetischen Feldes, in der Materieoptik den Phasen der quanten-mechanischen Wellenfunktionen. Das Two-Mode Squeezed Vacuum hat nun die Eigenschaft, dass die Phasensumme – als konjugierte Größe zur Teilchen-zahlsumme – exponentiell gequetscht wird. Das heißt, dass ihre Fluktuationen durch den Verstärkungspro-zess stark abnehmen. Umgekehrt ist die Phasendiffe-renz konjugiert zur Teilchenzahldifferenz und daher vollständig unbestimmt. Sie nimmt also einen belie-bigen Wert zwischen 0 und  $2\pi$  an.

Solche Phasen lassen sich nicht direkt messen, sondern nur über die Interferenz mit einer bereits be-kannten, kohärenten Welle, dem sog. Lokaloszillator. In der Optik dient dazu der (frequenzhalbierte) Pump-strahl. Diese Methode der Homodyn-Detektion lässt sich auch auf die Atomoptik übertragen, unter Ver-wendung des Bose-Einstein-Kondensats im Zustand 0 als Lokaloszillator. Dies ist der Gruppe von Markus



**Abb. 5** Eine spontane Symmetriebrechung kann auch bei einer Mode mit Drehimpuls, z. B. ( $n, l$ ) = (2, 1), aus **Abb. 3** auftreten. Auf einer solchen Resonanz können die Atome sowohl in einer rechts- als auch in einer linksdrehenden Mode erzeugt werden. Aus der Überlagerung ergibt sich nun eine Stehwelle in azimu-taler Richtung und somit eine Symmetrieachse (a). Dies bedeu-tet eine spontane Brechung der Zylindersymmetrie. Wegen der Phasenbeliebigkeit wählt das System bei jeder Wiederholung zufällig eine beliebige Symmetrieachse. Da die Symmetrieachse auch für (+1) und (-1) unabhängig gewählt werden kann, ist somit mit der Ausbildung von Magnetisierungsmustern auch die longitudinale Spinsymmetrie gebrochen (b, c).



**Abb. 6** Auf der verallgemeinerten Bloch-Kugel lässt sich der Twin Fock-Zustand als Ring auf dem Äquator beschreiben, der bei einer interferometrischen Messung rotiert. Misst man die Teilchenzahlen, so wird der Zustand auf die z-Achse projiziert, was zu der dargestellten charakteristischen Verteilung führt (a). Der Erwartungswert der Verteilung ist immer null. Bei einer einzelnen Messung kann das Ergebnis aber von null abweichen, je nach der Breite der Verteilung. Je weiter gedreht wird, desto stärker werden diese Fluktuationen, wie das experimentelle Ergebnis für die Verteilungsfunktion für zwei verschiedene Rotationswinkel zeigt (b). Die gemessene Breite der Verteilung, also die Fluktuationen des Ausgangssignals, sind ein gutes Maß für eine Bestimmung des Rotationswinkels (c).

Oberthaler gelungen, die Kopien des Kondensats mit den erzeugten Atomen in  $(\pm 1)$  überlagert hat [14].

Genau wie Ort und Impuls oder Energie und Zeit sind auch Teilchenzahl und Phase zueinander konjugierte Observable, die einer entsprechenden Heisenbergschen Unschärferelation genügen. Das Produkt aus zum Beispiel Teilchenzahldifferenz und Phasensumme,  $(N_{+1} - N_{-1})(\phi_{+1} + \phi_{-1})$ , ist jedoch nicht nach unten beschränkt. Die Gruppe von Markus Oberthaler konnte diesen Zusammenhang experimentell nachweisen und somit die Verschränkung der beiden atomaren Moden zeigen.

Diese Verschränkung lässt sich nun für die Interferometrie ausnutzen. Dazu betrachtet man den erzeugten Zustand wiederum auf der Bloch-Kugel (Abb. 6a). Der Breitengrad gibt an, wie viele Atome aufwärts ( $N_{+1}$ ) und wie viele abwärts ( $N_{-1}$ ) gerichteten Spin haben, die  $J_z$ -Achse entspricht  $(N_{+1} - N_{-1})/2$ . Man kann zeigen, dass der Längengrad der relativen Phase zwischen den beiden Wolken entspricht, also  $(\phi_{+1} - \phi_{-1})$ . Da die Teilchenzahl des Two-Mode Squeezed Vacuum exakt identisch ist ( $N_{+1} = N_{-1}$ ) und die relative Phase beliebig, entspricht dieser Zustand einem Ring um den Äquator. Wie lassen sich nun mit Hilfe dieses Rings dieselben Rotationen auf der Bloch-Kugel vermessen wie in Abb. 1d? Nach der Projektion des Rings auf die Vertikale ergibt sich jetzt eine charakteristische Verteilung. Zunächst fällt auf, dass der Mittelwert der Verteilung für jeden Rotationswinkel verschwindet und sich damit nicht zur Vermessung der Oszillationen eignet. Umso mehr ändert sich dafür die Breite der Verteilung. Die Interferometerszillationen äußern sich also in einer Zu- und Abnahme der Fluk-

tuationen. Es stellt sich heraus, dass man tatsächlich ein Interferometer betreiben kann, indem man diese Fluktuationen, das heißt das Rauschen des Interferometerausgangs, präzise vermisst. Die theoretische Vorhersage ergibt sogar, dass die Verschränkung des Zustands ausreicht, um mit einer solchen Messung das SNL zu durchbrechen.

In einer experimentellen Realisierung dieser interferometrischen Rotationen mit Atomen, die mit Spindynamik hergestellt wurden [15], ist die charakteristische Verteilung deutlich zu erkennen und verändert ihre Breite mit dem Rotationswinkel (Abb. 6b). Durch Analyse der Rauschbeiträge lässt sich testen, wie genau man mit diesem Verfahren Rotationen vermessen kann. In der Tat gelang es zu zeigen, dass das SNL um 17 Prozent unterboten wird. Auch wenn dieser Wert klein ist, zeigt er doch, dass sich die Spindynamik als Quelle für verschränkte Atome nutzen lässt, genau wie die Optical Parametric Down-Conversion.

Eine große Bedeutung werden die verschränkten Atome in Zukunft insbesondere für die Messung von Beschleunigung und Rotation haben. So soll zum Beispiel mit Hilfe von Atominterferometern vermessen werden, wie schnell verschiedene Atomsorten zur Erde fallen. Nach Einsteins Äquivalenzprinzip sollte die Fallbeschleunigung grundsätzlich gleich sein. Um dies zu überprüfen, werden in Stanford und bald in Hannover zehn Meter hohe Atominterferometer gebaut, die eine bisher unerreichte Präzision erreichen sollen. Jede Abweichung würde ein Tor zu einer Physik jenseits des Standardmodells öffnen.

Für eine solche Messung verwendet man ultrakalte Bose-Einstein-Kondensate, da heißere Atomwolken

sich während des freien Falls über zehn Meter enorm ausdehnen. Bei Bose-Einstein-Kondensaten lassen sich die Teilchenzahlen aber nicht beliebig erhöhen – weder aus technischen Gründen noch aufgrund grundsätzlicher Probleme durch die großen Dichten. Kleine Teilchenzahlen bedeuten aber wegen des SNL eine größere Ungenauigkeit. Hier bieten Bose-Einstein-Kondensate mit verschränkten Atomen einen Ausweg: Sie ermöglichen mit 10 000 verschränkten Atomen die gleiche Sensitivität wie mit  $10^8$  unkorrelierten Atomen.

Auch für die Frage der Vollständigkeit der Quantenmechanik, die Einstein, Podolsky und Rosen 1936 stellten, bieten verschränkte Atome einen neuen Zugang. So lassen sich mit der Spindynamik ebenfalls räumlich getrennte, verschränkte Paare herstellen, mit denen sich die spukhafte Fernwirkung zwischen den Atomen tatsächlich nachweisen lässt.

### Literatur

- [1] The LIGO Scientific Collaboration (*J. Abadie et al.*), *Nature Physics* **7**, 962 (2011)
- [2] *J. Appel et al.*, *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **106**, 10960 (2009)
- [3] *I. D. Leroux, M. H. Schleier-Smith und V. Vuletic*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 073602 (2010)
- [4] *Z. Chen et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 133601 (2011)
- [5] *J. Estève et al.*, *Nature* **455**, 1216 (2008)
- [6] *C. Gross et al.*, *Nature* **464**, 1165 (2010)
- [7] *M. F. Riedel et al.*, *Nature* **464**, 1170 (2010)
- [8] *J. Stenger et al.*, *Nature* **396**, 345 (1998)
- [9] *H. Schmaljohann et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 040402 (2004)
- [10] *D. M. Stamper-Kurn und M. Ueda*, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 1191 (2013)
- [11] *C. Klempt et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 195302 (2009)
- [12] *M. Scherer et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 135302 (2010)
- [13] *C. Klempt et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 195303 (2010)
- [14] *C. Gross et al.*, *Nature* **480**, 219 (2011)
- [15] *B. Lücke et al.*, *Science* **334**, 773 (2011)

### DIE AUTOREN

**Bernd Lücke** (FV Atomphysik, Quantenoptik und Photonik) studierte Physik in Hannover. Dort forscht er seit 2009 als QUEST-Stipendiat am Institut für Quantenoptik im Rahmen seiner Promotion an Vielteilchenverschränkung in Spinor-Bose-Einstein-Kondensaten.



**Luis Santos** studierte Physik und promovierte in Salamanca (Spanien). Nach seiner Promotion war er ab 1999 Postdoc in Hannover, bis er 2004 einem Ruf an die Universität Stuttgart folgte. Seit 2006 ist er W3-Professor an der Universität Hannover. Sein Forschungsinteresse liegt in der Theorie der ultrakalten Gase.



**Carsten Klempt** (FV Atomphysik, Quantenoptik und Photonik) studierte Physik in Mainz und Seattle. Nach einer Unternehmensgründung (brainbot technologies AG) promovierte er an der Universität Hannover. Seitdem ist er Nachwuchsgruppenleiter am Exzellenzcluster QUEST in Hannover. Er habilitierte im Jahr 2012 auf dem Gebiet der nichtklassischen ultrakalten Materie.

