

# Quantengase unter dem Mikroskop

Neue Abbildungs- und Manipulationstechniken erlauben es, ultrakalte Quantengase bis hin zu einzelnen Atomen zu beobachten und zu kontrollieren.

Markus Greiner und Immanuel Bloch

Festkörperphysikern wird es sicher auch in Zukunft versagt bleiben, jedes einzelne Elektron direkt beobachten, geschweige denn manipulieren zu können. Mit mesoskopischen Systemen aus ultrakalten Atomen statt Elektronen ist dieser Traum dank neuer Detektionstechniken jedoch Wirklichkeit geworden. Dies eröffnet eine Vielzahl neuer Möglichkeiten, um Quanten-Vielteilchensysteme zu charakterisieren und zu manipulieren. Die Anwendungen reichen von der Quantenoptik, Quanteninformation und Festkörperphysik bis zur Quantenfeldtheorie und statistischen Physik.

Die mikroskopische Anordnung und Bewegung von Elektronen in einem Festkörper bestimmt die makroskopischen Eigenschaften von Materialien. Oft ist dieser „Tanz“ der Elektronen hochkomplex und hochkorreliert, d. h. die Teilchen bewegen sich nicht unabhängig voneinander, sondern in einem komplexen Wechselspiel. Eine der großen fundamentalen Herausforderungen der Vielteilchenphysik in Quantensystemen besteht darin, diese Bewegung von Quantenteilchen zu verstehen und vorauszusagen. Als Experimentatoren wünschen wir uns dabei einen möglichst tiefen Einblick in dieses mikroskopische Quantentreiben und seine möglichst gute Kontrolle. Bislang gelang dies – höchst erfolgreich – durch immer bessere Mikroskope, vom Elektronenmikroskop über Rastertunnelmikroskope bis hin zu modernen kohärenten Röntgenquellen. Bisher versagt blieb es Experimentatoren jedoch, Schnapsschüsse eines Festkörpers aufzuzeichnen, die jedes einzelne Elektron sichtbar machen. Eine solche „ultimative“ Beobachtung scheint unmöglich – in mesoskopischen Systemen ultrakalter Atome ist dieser Traum jedoch in den letzten Jahren Wirklichkeit geworden. Damit haben sich nicht nur neue Wege zur Charakterisierung von Quanten-Vielteilchensystemen ergeben, sondern auch neue Möglichkeiten zur Kontrolle über diese Systeme, angefangen von den elementarsten Bausteinen aus einzelnen Atomen.

Ausgangspunkt für die Experimente sind ultrakalte atomare Quantengase in künstlichen Kristallen aus Licht („optische Gitter“). Die Atome spielen die Rolle der Elektronen oder Cooper-Paare in einem Festkörper, dessen periodisches Ionengitter durch das optische Gitter ersetzt wird (Abb. 1). Durch Interferenz von Laserstrahlen lassen sich nahezu beliebige defektfreie



A. Giersch

Ein komplexer Aufbau mit einer Vielzahl von Lasern und optischen Komponenten ist notwendig, um Quantengase zu erzeugen, zu manipulieren und sie im Mikroskop zu beobachten.

Lichtgitter realisieren. Die Atome nehmen diese als Potentialgebirge wahr und können sich darin durch quantenmechanisches Tunneln von einem Gitterplatz zum nächsten bewegen. Zwei Gitterplätze in diesem optischen Kristall sind etwa 500 nm bis 1  $\mu\text{m}$  voneinander entfernt, also etwa 10 000-Mal weiter als in einem typischen Festkörper. Dies erlaubt es prinzipiell, Atome in diesem künstlichen Festkörper optisch direkt zu detektieren, erfordert aber auch deutlich niedrigere Temperaturen, damit die de-Broglie-Materiewellenlänge groß genug wird, um eine Quantenentartung

## KOMPAKT

- Ultrakalte Atomgase in einem optischen Gitter erlauben es, eine Vielzahl von Quanten-Vielteilchensystemen zu simulieren und dabei jedes einzelne Teilchen zu verfolgen.
- Damit lässt sich z. B. der Quantenphasenübergang von einem schwach wechselwirkenden Bose-Einstein-Kondensat zu einem stark wechselwirkenden Mott-Isolator „live“ beobachten.
- Das Kodieren der beiden Zustände eines Spin 1/2 in zwei Atomzustände ermöglicht es auch, das Heisenberg- oder das Ising-Modell des Quantenmagnetismus zu untersuchen.
- Für Vielteilchenmodelle, denen mit Computern bislang kaum beizukommen ist, versprechen diese Quantensimulatoren neue Erkenntnisse.

Prof. Dr. Markus Greiner, Department of Physics, Harvard University, 17 Oxford Str., Cambridge, MA 02138, USA; Prof. Dr. Immanuel Bloch, Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität, Schellingstr. 4, 80799 München und Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann Str. 1, 85748 Garching

herzustellen. Typischerweise wechselwirken neutrale Atome nur lokal, also wenn sich zwei Atome auf einem Gitterplatz befinden. Dies sind die wichtigsten Zutaten des Hubbard-Modells, eines der prominentesten Modelle der Festkörperphysik für wechselwirkende Teilchen auf einem Gitter. Schon dieses einfache Modell zeigt ein reichhaltiges Phasendiagramm. Im Folgenden wollen wir uns auf bosonische Teilchen in einem Gitter konzentrieren und an diesem Beispiel zeigen, welche neuen Detektionsmöglichkeiten bisher Realität geworden sind.

### Einzelne Atome sehen

Bevor wir uns den Vielteilchensystemen zuwenden, gehen wir einen Schritt zurück und betrachten den einfachen Fall der Vermessung eines einzelnen Teilchens, z. B. eines Atoms. Stellen wir uns vor, dass das Teilchen anfangs auf einem Gitterplatz sitzt. Dann wird es durch eine Wellenfunktion  $\Psi_0(x)$  beschrieben, die auf einen Gitterplatz lokalisiert ist, eine Wannier-Funktion. Wenn das Atom zwischen benachbarten

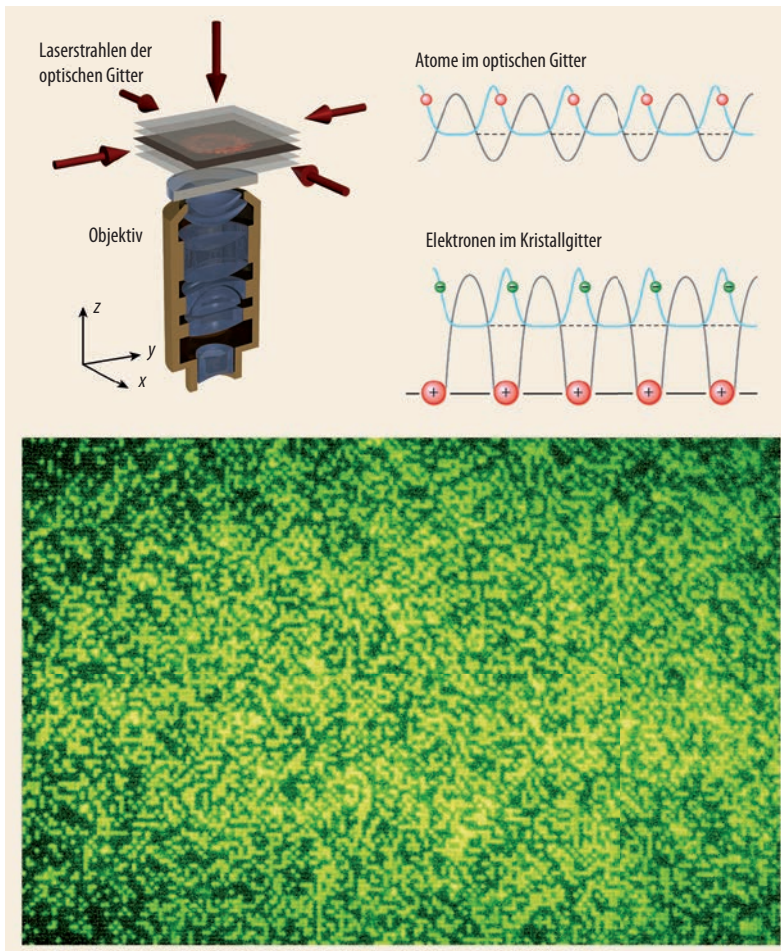


Abb. 1 Ultrakalte Atome lassen sich in optischen Gittern fangen, die interferierende Laserstrahlen erzeugen (a). Das entstehende zweidimensionale Quantengas verhält sich analog zu Elektronen in einem Festkörperkristall (b). Zusätzlich eingestrahlichtes Licht nahe einer Reso-

nanzfrequenz der Atome führt dazu, dass diese aufleuchten und sich mit dem hochauflösenden Mikroskopobjektiv abbilden lassen (c): Im Bild sind einige tausend Atome im Gitter direkt sichtbar. Der Abstand zwischen den Gitterplätzen beträgt 640 nm.

$$|\Psi\rangle = |\dots\rangle + |\dots\rangle + |\dots\rangle + \dots$$

Abb. 2 Bei der orts aufgelösten Messung des Systems kollabiert die Wellenfunktion zufällig auf eine der zugrundeliegenden Konfigurationen (Blitz). Diese Teilchenkonfiguration ist im Experiment zu beobachten.

Gitterplätzen tunneln kann, breitet sich die Wellenfunktion mit der Zeit  $t$  kohärent aus, bis sie sich über viele Gitterplätze erstreckt. Das Atom vollführt einen „Quantenwalk“ (Infokasten). Das anfänglich lokalisierte Atom ist nun über viele Gitterplätze delokalisiert, es befindet sich quantenmechanisch ausgeschmiert „an vielen Orten zugleich“. Messen wir seine Position, so kollabiert die Wellenfunktion, und wir finden das Atom immer an genau einem Ort. Die Wahrscheinlichkeit, das Atom am Ort  $x$  zu finden, ist durch das Quadrat der zeitentwickelten Wellenfunktion  $|\Psi_t(x)|^2$  gegeben. Erst die wiederholte Messung an identisch präparierten Atomen erlaubt es uns, diese Wahrscheinlichkeitsverteilung vollständig zu bestimmen. Die Kenntnis der kompletten Verteilungsfunktion geht dabei natürlich weit über das Wissen z. B. der mittleren Position oder des mittleren Impulses des Teilchens hinaus. Der Zugriff auf die Einzelmessungen ist hierbei entscheidend für die Rekonstruktion der Verteilungsfunktion und erlaubt damit statistische Aussagen nicht nur über Mittelwerte, sondern auch über mögliche Quantenfluktuationen im System.

Was bisher nur für einzelne oder wenige Atome und Ionen möglich war, ist nun auch für Systeme aus hundertenden von Teilchen realisierbar. Stellen wir uns einen komplexen und möglicherweise hochkorrelierten Vielteilchenzustand dieser  $N$  Atome vor, der durch eine Vielteilchen-Wellenfunktion  $\Psi(x_1, \dots, x_N)$  charakterisiert wird. Generell lässt sich diese als kohärente Überlagerung verschiedener räumlicher Anordnungen der Atome schreiben,

$$|\Psi\rangle = \sum_{n_1, \dots, n_N} \alpha_{n_1, \dots, n_N} |n_1, \dots, n_N\rangle.$$

Nehmen wir einen Schnappschuss eines solchen Systems mit hoher räumlicher Auflösung auf, so kollabiert die Wellenfunktion auf eine dieser möglichen Anordnungen, die im Experiment zu beobachten ist (Abb. 2). Wird der Zustand  $|\Psi\rangle$  erneut präpariert und vermessen, kollabiert die Wellenfunktion wiederum zufällig auf eine (möglicherweise) andere Konfiguration. Genau wie beim einzelnen Quantensystem lässt sich so die komplette Verteilungsfunktion an räumlichen Positionen bestimmen. Aus dieser Verteilungsfunktion ergibt sich nicht nur z. B. die mittlere Position der Atome, auch alle räumlichen Fluktuationen und Positionskorrelationen zwischen mehreren Atomen sind in ihr enthalten. Dieser Zugriff auf die gesamte Verteilungsfunktion des Vielteilchensystems eröffnet bislang nicht für experimentell realisierbar gehaltene



Möglichkeiten zur Charakterisierung dieser Systeme. Gerade für stark wechselwirkende und hochkorrelierte Systeme besteht die wesentliche Information oft nicht in der mittleren Teilchendichte, sondern in Fluktuationen und nicht-lokalen Korrelationen, die nun erstmals direkt zugänglich sind.

Schauen wir uns als Beispiele ein schwach wechselwirkendes Bose-Einstein-Kondensat und einen stark wechselwirkenden Mott-Isolator genauer an. Das Bose-Einstein-Kondensat zeichnet sich durch seine perfekte Beschreibung als makroskopische kohärente Materiewelle aus. Auf mikroskopischer Ebene resultiert dies in großen Teilchenzahlfluktuationen pro Gitterplatz. Stoßen sich die Atome auf einem Gitterplatz hingegen stark ab, sind diese Teilchenzahlfluktuationen energetisch ungünstig und daher stark unterdrückt. Ab einer kritischen Wechselwirkungsstärke bildet sich ein neuer Vielteilchenzustand – der Mott-Isolator –, in dessen Grenzfall sehr starker Wechselwirkungen alle Teilchenzahlfluktuationen verschwinden und sich eine exakte Teilchenzahl pro Gitterplatz einstellt. Im einfachsten Fall kalter Atome entspricht dies einem System von genau einem Atom pro Gitterplatz. Ein Quantenphasenübergang trennt die beiden Bereiche einer Superflüssigkeit für schwache Wechselwirkungen und eines Mott-Isolators für starke Wechselwirkungen. Das Besondere an solchen Phasenübergängen ist, dass sie durch Quantenfluktuationen getrieben werden und daher selbst am absoluten Temperaturnullpunkt auftreten, an dem sämtliche thermischen Fluktuationen ausgefroren sind. In unseren Experimenten in München konnten wir 2002 erstmals diesen Phasen-

übergang mit Hilfe von ultrakalten Atomen in optischen Gittern beobachten [5]. Dabei sahen wir, wie die ausgeprägte Phasenkohärenz des Bose-Kondensats bei der Bildung des Mott-Isolators verschwand – was eine charakteristische Signatur in der Impulsverteilung der Atome hinterlässt. Ein direkter mikroskopischer Blick auf die dramatisch unterschiedlichen Teilchenanordnungen im Gitter blieb uns damals jedoch noch verwehrt und erschien weit von der Realität entfernt.

Vor wenigen Jahren gelang es in unseren Laboren in Harvard und Garching erstmals, diesen Quantenphasenübergang räumlich abzubilden [6]. Dazu nutzten wir speziell entwickelte Mikroskopobjektive, die eine hohe räumliche Auflösung der Quantengase erlauben. Zur Abbildung werden die optischen Gitter auf eine maximale Tiefe eingestellt und dann wird nahresonantes Licht eingestrahlt. Die einzelnen Atome streuen dieses Licht und „leuchten“ dadurch sichtbar auf. Gleichzeitig dient dieses Licht auch der Laserkühlung der Atome. Diese ist unabdingbar, um eine Bewegung der Atome von einem Gitterplatz zum nächsten während der Abbildung zu vermeiden. Nur so lässt sich die Position der einzelnen Atome unverfälscht wiedergeben. Im einfachsten Fall ergibt der Belichtungsprozess nur die Besetzung der Atome im Gitter modulo 2 (also die Parität der Besetzung), da Atome beim geringen Abstand eines Gitterplatzes durch lichtinduzierte Verluste paarweise verloren gehen. Etwas aufwändigere Prozeduren erlauben es auch, direkt die Atomzahl zu messen [3]. In den meisten bislang durchgeführten Experimenten war dies jedoch nicht notwendig.

QUANTENBEWEGUNG

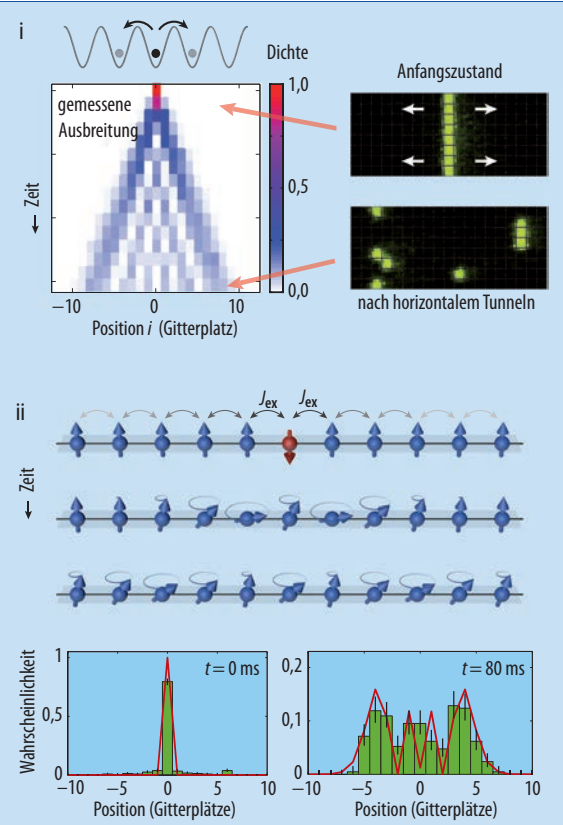
Wie bewegen sich Atome im optischen Gitter? Im Quantengasmikroskop können wir dieser Frage direkt experimentell nachgehen. Dazu präparieren wir zunächst einzelne Atome im ansonsten leeren Gitter. Anschließend lassen wir sie durch das Gitter wandern und bilden sie ab.

Anfangs ist die Materiewelle, die den Ort eines ultrakalten Atoms beschreibt, auf einen Gitterplatz lokalisiert (Abb. i). Sukzessive breitet sie sich durch quantenmechanisches Tunneln im Gitter aus. Das Atom ist nun in einer quantenmechanischen Überlagerung aus vielen Orten – es befindet sich an vielen Orten zugleich.

Bildet man das Atom im Mikroskop ab, wird diese Quantenüberlagerung zerstört, die Materiewelle des Atoms kollabiert auf einen Gitterplatz, an dem man das Atom findet. Will man die delokalisierte Materiewelle insgesamt abbilden, muss das Experiment oft wiederholt werden, um die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Atomortes zu erhalten [1–3]. Jede Zeile in den Abbildungen rechts entspricht einer solchen Messung.

Im Experiment lässt sich ein solches Tunneln auch mit Quasiteilchen, z. B. magnetischen Anregungen (Magnonen), beobachten (Abb. ii). Zunächst wird ein Magnon durch das lokale Umklappen eines Spins erzeugt. Anschließend lässt sich im Mikroskop die Dynamik der Spinanregung beobachten [4]. Genau wie die Einzelatome delokalisiert das Magnon kohärent und vollführt einen „Quantenwalk“.

Quantenbewegung im optischen Gitter für einzelne Atome (i) bzw. Magnonen (ii)



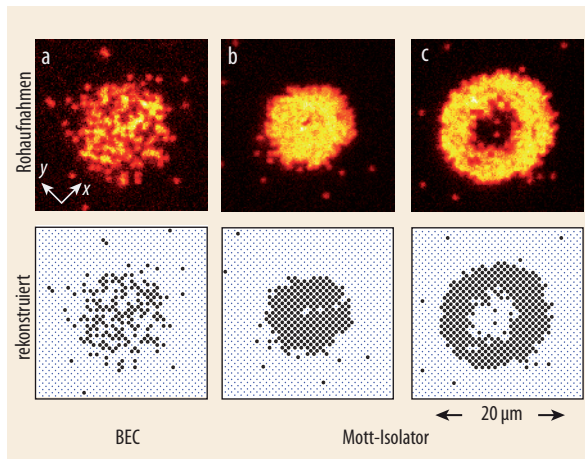


Abb. 3 Bei der hochauflösenden In-situ-Aufnahme eines Bose-Einstein-Kondensats (BEC) im optischen Gitter zeigen sich ungerade Atomzahlen (zumeist ein Atom) auf einzelnen Gitterplätzen als helle Punkte (a; oben: Rohaufnahmen). Gerade Atomzahlen (kein Atom oder auch zwei Atome) erscheinen dunkel. Die dem BEC zugrunde liegenden kohärenten Zustände führen zu hohen Teilchenzahlfuktuationen pro Gitterplatz, die hier als quasi zufällige Besetzung bzw. Parität sichtbar sind. Bei einem bosonischen Mott-Isolator mit genau einem (b) bzw. genau zwei (c) Teilchen im Zentrum der Falle unterdrücken die starken Wechselwirkungen zwischen den Atomen die Teilchenzahlfuktuationen. Aus den Fluoreszenzbildern lässt sich die Position der Atome im Gitter vollständig rekonstruieren (untere Reihe).

Aus den so gewonnenen Fluoreszenzabbildungen lässt sich die Position jedes einzelnen Atoms im Gitter mit Hilfe weiterer Bildbearbeitungsschritte genau rekonstruieren. So ist es möglich, ein Bose-Einstein-Kondensat und einen Mott-Isolator mit einfacher Besetzung direkt im Gitter aufzunehmen (Abb. 3). Die rekonstruierten Atompositionen zeigen die dramatischen Unterschiede der beiden Materiezustände des Bose-Einstein-Kondensats mit starken Teilchenzahlfuktuationen und des Mott-Isolators mit einer perfekten Teilchenanordnung im Gitter. Ein genauerer Blick auf den Mott-Isolator zeigt jedoch, dass vereinzelte, zufällig auftretende „Störstellen“ diese perfekte Ordnung zu brechen scheinen. Hier handelt es sich um einzelne thermische Fluktuationen im stark

wechselwirkenden Quantengas aufgrund der zwar sehr geringen, aber dennoch endlichen Temperatur der Experimente. Die sich daraus ergebende endliche Entropie (ein Maß für die Unordnung im System) spiegelt sich in diesen einzelnen Defekten wider. Aus der mittleren Anzahl der Defekte in einer solchen Einzelabbildung kann man die Temperatur des Quantengases abschätzen, mit einer Genauigkeit von besser als 100 pK! Neben thermischen Fluktuationen lassen sich sogar die Nullpunkts-Quantenfluktuationen des Vielteilchensystems direkt vermessen. Dieses Quantenrauschen äußert sich beim Mott-Isolator in Defekten, die in ihrer Position korreliert sind [7, 8]. Nähert man sich dem Quanten-Phasenübergang, nehmen diese Quantenfluktuationen stark zu und zeigen sich in Positionskorrelationen von immer mehr Teilchen. Solche nichtlokalen Quantenkorrelationen konnten wir im Experiment erstmals für bis zu acht Teilchen direkt nachweisen [8].

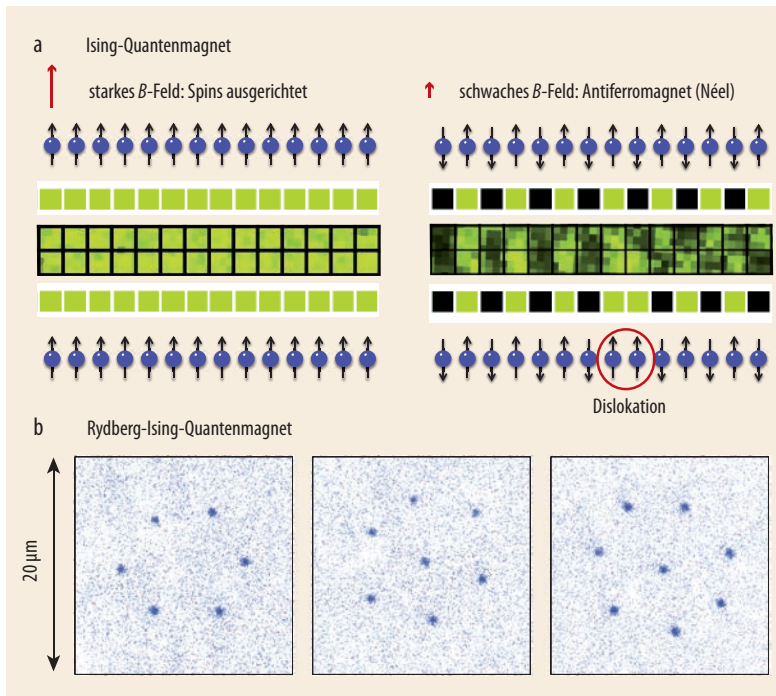


Abb. 4 In einer Kette aus Quanten-Ising-Spins tritt bei abnehmendem Magnetfeld  $B$  ein Quanten-Phasenübergang auf von einem Paramagneten (a, links) zu einem Antiferromagneten (rechts) [9]. Die Spinordnung zeigt sich direkt im Mikroskop, da hier nur „Spin up“ als helle

Fluoreszenz dargestellt wird (mittlere Zeilen). In einem langreichweitigen Quanten-Ising-Spinmodell, das durch Rydberg-Anregungen realisiert wird, bildet sich kristalline Ordnung aus (b) [10].

### Quantenmagnetismus

Teilchen können sich nicht nur quantenmechanisch bewegen, sie können auch interne quantenmechanische Freiheitsgrade besitzen. Elektronen, zum Beispiel, haben ein magnetisches Moment, einen Quantenspin von  $1/2$ . Die Ordnung dieser Spins definiert die magnetischen Phasen eines Materials. Besonders interessant ist die Situation in Quantenmagneten, in denen sich die Spins in quantenmechanischen Überlagerungszuständen aus verschiedenen Spinausrichtungen befinden. Dies führt zu einer makroskopischen Verschränkung. In unseren Experimenten können wir Spinmodelle realisieren, indem wir den Quantenspin in zwei Zuständen der Atome kodieren, zum Beispiel in zwei atomaren Zuständen oder zwei möglichen Positionen des Atoms. Diese repräsentieren die beiden Spinausrichtungen nach oben und unten, und eine quantenmechanische Überlagerung aus beiden entspricht einem seitlich ausgerichteten Spin. Für ein zweikomponentiges Bose-Gas im optischen Gitter erhalten wir so bei geeigneter atomarer Wechselwirkung eine ferromagnetische Heisenberg-Spinnette.

Wenn wir in einem solchen System eine Spinanregung erzeugen, können wir die Quantendynamik direkt im Mikroskop beobachten [4]. Zum Beispiel sieht man, dass sich die „Magnonen“, die magnetischen Quasiteilchen, in einem Quantenwalk bewegen und delokalisieren, genau so wie wir es zuvor bei einzelnen Atomen beobachtet haben (Infokasten). Kodieren wir den Spin stattdessen in zwei Positionen des Atoms, so realisieren wir eine andere effektive Spinwechselwirkung und erhalten eine Quanten-Ising-Spinkette. In diesem System gelang es uns erstmals, einen Quantenphasenübergang eines Quantenmagneten mit kalten Atomen zu realisieren und direkt zu beobachten [9]. Der Quantenphasenübergang wird getrieben, indem wir ein effektives äußeres Magnetfeld variieren. Bei starkem Feld richten sich die Spins aus und bilden einen Paramagneten. Reduzieren wir das Feld, dominiert die antiferromagnetische Wechselwirkung zwischen den Ising-Spins und führt zu einem Antiferromagneten mit Néelscher Spinordnung, die wir im Mikroskop direkt nachweisen können (Abb. 4a). Am kritischen Punkt, bei einer Temperatur von nur wenigen 10 pK, ist die Quantenverschränkung am größten. Alternativ lassen sich Ising-Spinmodelle auch mit hochangeregten atomaren Zuständen erzeugen. Solche Rydberg-Anregungen blockieren sich gegenseitig über lange Distanzen. Dies führt zu einem neuartigen Quanten-Ising-Modell mit langreichweitigen effektiven Wechselwirkungen [10]. Sein Grundzustand wird durch kristalline Strukturen beschrieben, die sich im Quantengasmikroskop direkt beobachten lassen (Abb. 4b).

### Adressierung einzelner Atome

Neben der Möglichkeit, Quantengase mit ihren Fluktuationen und ihrer Dynamik mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung abzubilden, erlauben es Quantengasmikroskope auch, einzelne Atome im Gitter kohärent zu manipulieren. Hierzu kann z. B. ein Laserstrahl in umgekehrter Richtung durch das Objektiv geschickt werden, der genau auf einen einzelnen Gitterplatz fokussiert wird. Dort verschiebt er positionsabhängig leicht die Resonanzfrequenz zwischen zwei atomaren Hyperfeinzuständen. Mikrowellenstrahlung, die genau

auf diese verschobene Resonanz angepasst wird, kann dieses Atom dann kohärent manipulieren. Bewegt man den Laserstrahl von einem Gitterplatz zum nächsten, lassen sich so die atomaren Spins lokal beliebig ausrichten [1]. Diese „Resonanztechnik“ ermöglicht eine sehr genaue Addressierung weit unterhalb der optischen Wellenlänge bis hin zu 50 nm Auflösung. Mit Hilfe von Mikrospiegelarrays, wie sie mittlerweile in optischen Projektoren verbaut sind, lassen sich beliebige Lichtmuster auf die Atome senden und so die Spins der Atome – sozusagen in einem Rutsch – manipulieren (Abb. 5). Mikrospiegelarrays eignen sich nicht nur zur Spinmanipulation, sondern auch, um direkt Potentiallandschaften für die Atome zu erzeugen. Inzwischen sind wir in der Lage, Mikrospiegelarrays auch als Hologramm zu verwenden, um hochpräzise Potentialstrukturen mit Strukturgrößen von 500 nm zu erzeugen. Dies erlaubt es beispielsweise, wohldefinierte Barrieren im optischen Gitter und gezielte Anordnungen aus Doppeltöpfen zu generieren. Mit dieser ultimativen Kontrolle gelang es kürzlich, direkt die Quantenverschränkung in dieser „synthetischen Materie“ genau zu vermessen.

### Ausblick

Quantenmechanische Vielteilchensysteme, die man im Quantengasmikroskop manipulieren und genauestens beobachten kann, sind eine ideale Plattform, um neuartige Materiezustände zu erzeugen und zu erforschen. Weltweit arbeiten Gruppen daran, vielfältige Bereiche zu erschließen. So ist es neuerdings möglich, synthetische Magnetfelder für neutrale Atome zu erzeugen, was den Bereich der topologischen Phasen zugänglich macht. Besonders spannend wird es sein, Materiezustände mit den neuen Detektionsmethoden zu erforschen, die durch komplexe Quantenverschränkung charakterisiert sind, etwa Spinflüssigkeiten, fraktionale Quanten-Hall-Zustände oder „seltsame Metalle“. All diese Materiezustände lassen sich nur extrem schwierig auf Computern simulieren – ein experimentelles quantenmechanisches Modellsystem würde daher dem Verständnis sehr nutzen. Interessant ist dies u. a. für das fermionische Hubbard-System, für das numerische

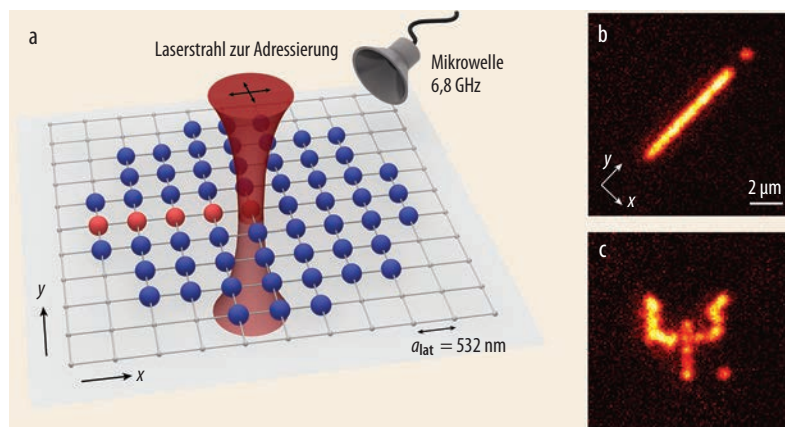


Abb. 5 Mit Hilfe eines fokussierten Laserstrahls lässt sich der Spin-Zustand einzelner Atome an ausgewählten Gitterplätzen genau kontrollieren (a). Damit ist es möglich, beliebige atomare Spin-Muster zu präparieren, z. B. eine Linie aus 12 Atomen (b) oder den Buchstaben  $\Psi$  aus 26 einzelnen Atomen (c).



Algorithmen aufgrund des „Vorzeichenproblems“ oft nicht konvergieren. In den letzten Monaten haben mehrere Gruppen mit fermionischen Quantengasmikroskopen neue Perspektiven in diese Richtung eröffnet. Ein anderes Gebiet, in dem Experimente schon heute leistungsfähiger als Computersimulationen sind, ist die Untersuchung von Nichtgleichgewichtsprozessen in Quanten-Vielteilchensystemen. In diesen wächst die Quantenverschränkung schon nach kurzer Zeit so stark an, dass bisherige Algorithmen auf eindimensionale Systeme beschränkt sind und meistens nur die Dynamik für sehr kurze Zeiten berechnen können. Dieses neue Gebiet der Vielteilchen-Quantendynamik steht im Fokus von Theorie und Experiment und verbindet z. B. fundamentale Fragen über die Entstehung von Temperatur in isolierten Quantensystemen bis hin zu neuen Lokalisierungsphänomenen wie der Vielteilchenlokalisierung.

Für das Verständnis von Quanten-Vielteilchensystemen hat sich mit den hier vorgestellten neuen Beobachtungs- und Kontrollmethoden auf alle Fälle ein spannendes neues Fenster mit weitreichenden experimentellen Möglichkeiten eröffnet.

**Literatur**

- [1] C. Weitenberg, Nature **471**, 319 (2011)
- [2] P. M. Preiss et al., Science **347**, 1229 (2015)
- [3] P. M. Preiss et al., Physical Review A **91**, 041602 (2015)
- [4] T. Fukuhara et al., Nature **502**, 76 (2013)
- [5] M. Greiner et al., Nature **415**, 39 (2002)
- [6] W. S. Bakr et al., Nature **462**, 74 (2009); W. S. Bakr et al., Science **329**, 547 (2010); J. F. Sherson et al., Nature **467**, 68 (2010)
- [7] M. Cheneau et al., Nature **481**, 484 (2012)
- [8] M. Endres et al., Science **334**, 200 (2011)
- [9] J. Simon et al., Nature **472**, 307 (2011)
- [10] P. Schauss et al., Science **347**, 1455 (2015)

DER CALLISTER  
JETZT AUCH  
AUF DEUTSCH  
KANN'S

W. D. CALLISTER, D. G. RETHWISCH  
Übersetzungsherausgeber: M. Scheffler

Materialwissenschaften  
und Werkstofftechnik

Eine Einführung



ISBN: 978-3-527-33007-2  
Nov. 2012 906 S.,  
1200 Abb. (davon 800 farbig).  
Gebunden € 79,-

Wiley-VCH  
Tel. +49 (0) 62 01-606-400  
E-Mail: service@wiley-vch.de  
Irrtum und Preisänderungen vorbehalten.  
Stand der Daten: Dezember 2013

WILEY-VCH

**DIE AUTOREN**

**Markus Greiner** (FV Quantenoptik / Photonik, Atomphysik) hat an der LMU München Physik studiert und dort 2003 in der Gruppe von Theodor Hänsch promoviert. Anschließend war er als Postdoc am JILA, Boulder (USA), bevor er an die Harvard University wechselte, zunächst als Assistent bzw. Associate Professor. Seit 2012 ist er dort Full Professor.



**Immanuel Bloch** (FV Quantenoptik / Photonik) hat in Bonn Physik studiert und, nach einem Aufenthalt an der Stanford University, seine Doktorarbeit an der LMU München in der Gruppe von Theodor Hänsch angefertigt. Nach Assistentenjahren am MPI für Quantenoptik sowie der LMU nahm er (mit nur 30 Jahren) den Ruf auf eine C4-Professur an der U Mainz an. 2008 kehrte er als Direktor an das MPI für Quantenoptik zurück, seit 2009 ist er auch W3-Professor an der LMU.

Gemeinsam in München und seither unabhängig voneinander haben die beiden Autoren Pionierarbeiten zu ultrakalten bosonischen und fermionischen Gasen in optischen Gittern durchgeführt.