

■ Hüpfen für den Magnetismus

Bose-Einstein-Kondensate in optischen Gittern erlauben es, Modellsysteme für den Magnetismus in stark korrelierten Systemen zu untersuchen.

Die Tatsache, dass viele Metalle gute elektrische Leiter sind und metallisch glänzen, ist letztlich darauf zurückzuführen, dass ihre Valenzbänder teilgefüllt sind und die Wechselwirkung zwischen den Valenzelektronen nur schwach ist. Daher lassen sich z. B. optische und elektrische Eigenschaften einfacher Metalle und Halbleiter gut im effektiven Ein-Elektronen-Bild des Bändermodells verstehen. Übergangsmetalle oder seltene Erden hingegen gehören zu den Substanzen, bei denen die Valenzelektronen stark lokalisiert sind und daher die Wechselwirkung zwischen ihnen dominiert. So wäre z. B. La_2CuO_4 , eine Muttersubstanz der Hochtemperatur-Supraleiter, mit einem halbgefüllten Leitungsband im Ein-Elektronen-Bild ein guter Leiter. In der Realität blockieren sich aber die Elektronen dieses Bandes durch eine starke lokale Abstoßung und machen La_2CuO_4 zu einem Isolator. Fortschritte in der Quantenoptik erlauben es zunehmend, das Minimalmodell zur Beschreibung solcher stark korrelierter Systeme, das sog. Hubbard-Modell, mit ultrakalten Gasen zu simulieren. Kürzlich ist es nun erstmals gelungen, Tunnelprozesse zweiter Ordnung zu beobachten [1],

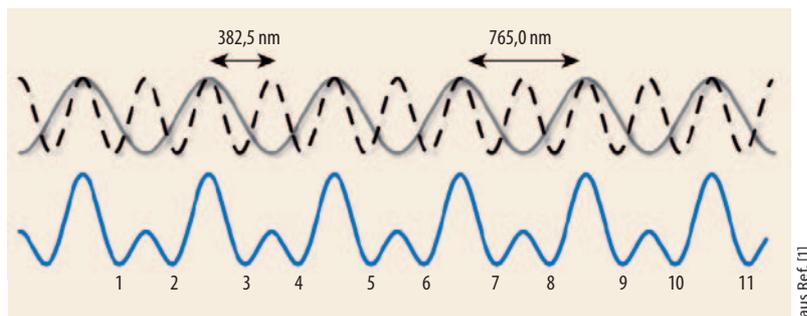


Abb. 1 Durch die Überlagerung von zwei stehenden Lichtwellen mit einem Ver-

hältnis der Wellenlänge von 1:2 entsteht ein optisches Doppelmuldenpotential.

ein entscheidender Schritt hin zum Magnetismus in solchen Systemen.

In seiner einfachsten Version mit einem Band enthält das Hubbard-Modell zwei Parameter: ein Matrixelement t für das Hüpfen eines Elektrons zwischen benachbarten Gitterplätzen und ein Matrixelement U , das die Coulomb-Wechselwirkung zweier Elektronen auf demselben Gitterplatz modelliert. Ein wichtiges bereits im Modell enthaltenes Quantenphänomen ist der kollektive Magnetismus. Betrachtet man ein halbgefülltes Band, so ist im Grenzfall einer starken Coulomb-Abstoßung U im Grundzustand genau ein Elektron pro Gitterplatz zu finden. Hüpfprozesse von Elektronen zu benachbarten Gitterplätzen werden bestraft, da sie die Energie U kosten, sodass es zum

Rückhüpfen kommt. Ein solcher Hüpfprozess zweiter Ordnung geht mit einer Energieabsenkung $-t^2/U$ einher, wenn er nicht durch das Pauli-Prinzip verboten ist. Die benachbarten Elektronen müssen dafür entgegengesetzten Spin aufweisen. Die Prozesse zweiter Ordnung erzeugen somit Antiferromagnetismus, wie er im Heisenberg-Modell beschrieben wird. Obwohl in den letzten Jahrzehnten zahlreiche Substanzen gefunden worden sind, die sich durch diese Modelle sehr gut beschreiben lassen, bleibt der Zusammenhang zwischen einer vollständigen mikroskopischen Beschreibung und den vereinfachten effektiven Parametern in den Modellen meist empirisch; zudem gibt es nur wenig Möglichkeiten, Parameter im Experiment zu verändern.

Hier hat die Quantenoptik in den letzten Jahren einen neuen Zugang eröffnet, der es erlaubt, die Parameter t und U quasi nach Belieben durchzustimmen: Die Zutaten dafür sind einerseits ein Bose-Einstein-Kondensat aus bosonischen Alkali-Atomen (z. B. Na-23, Rb-87) und andererseits optische Gitter, die durch stehende Laserwellen erzeugt werden und elegant den Zusammenhang zur Festkörperphysik herstellen [2]. Da die Alkali-Atome über den Stark-Effekt mit den Laserwellen wechselwirken, entsteht nämlich ein effektives Gitterpotential. Kinetische Terme werden exponentiell unterdrückt, da die Atome durch die Potentialberge tunneln müssen,

KURZGEFASST

■ Kalter Kaffee?

Ist Kaffee in einem schnellen ICE genauso warm wie in einer langsamen Regionalbahn? Diese Frage nach der Temperatur eines bewegten Körpers stellt sich in der Thermodynamik und Einsteinschen Relativistik. Umfangreiche Simulationen zur Molekulardynamik relativistischer Gase zeigten nun, dass die Temperatur eines Körpers offenbar nicht von seinem Bewegungszustand abhängt – bei Wahl eines geeigneten Thermometers, das sich mithilfe statistischer Daten konstruieren lässt. Die relativistische Geschwindigkeitsverteilung in einem Gas folgt demnach einer Verteilung, die Ferencz Jüttner bereits 1911 postuliert hat. *D. Cubero et al., Phys. Rev. Lett.* **99**, 170601 (2007)

■ Doppelspalt: so einfach, so klein

Erstmals ist ein schon in den 60er-Jahren vorgeschlagenes Experiment gelungen: Dabei wurde ein Wasserstoffmolekül mithilfe von zirkular polarisiertem Röntgenlicht zur Emission eines Elektrons angeregt. Dieses breitet sich von beiden H-Kernen als Quantenwelle aus und interferiert – wie man es vom Doppelspaltversuch kennt – mit sich selbst. Minimal verzögert stößt das Elektron ein weiteres aus dem Wasserstoffmolekül heraus. Dieses ist aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung mit ihm verschränkt und fungiert somit als „Beobachter“. So erlaubt die Messung am zweiten Elektron Rückschlüsse auf das erste Elektron, wobei jedoch die Interferenz verloren geht. *D. Akoury et al., Science* **318**, 949 (2007)

sodass sie effektiv stark wechselwirken. Die verstellbare Tiefe des Gitters erlaubt es, dieses Verhältnis zu variieren; die Matrixelemente lassen sich berechnen. In der Tat sind ultrakalte Atome in optischen Gittern die momentan reinste Realisierung des Hubbard-Modells. 2002 ist es in München gelungen, so den Quantenphasenübergang von einer Superflüssigkeit zu einem Mott-Isolator bei Erhöhung der Wechselwirkung nachzuweisen [3].

Trotz einer Fülle interessanter Experimente in diesem rasch expandierenden Feld [4] ist es derzeit noch nicht uneingeschränkt möglich, die Gitter kontrolliert zu füllen und verschiedene Größen lokal aufgelöst zu beobachten; leichter zugänglich sind globale Größen wie die Impulsverteilung. Auch war es bislang nicht gelungen, die für den Magnetismus wichtigen Tunnelprozesse zweiter Ordnung zu beobachten: Schon früh wurde zwar vorgeschlagen, mittels zweier atomarer Spezies, die den Zuständen „Spin up“ und „Spin down“ entspre-

chen, ein Heisenberg-Modell zu simulieren [5]. Allerdings besteht eine große experimentelle Hürde darin, dass die Energieskala t^2/U nochmals viel kleiner als die im Hubbard-Modell relevanten Energien ist.

In einem neuen Experiment ist es der Gruppe von Immanuel Bloch gelungen, in all diesen Punkten Fortschritte zu erzielen [1]. Zentrales Hilfsmittel ist dabei eine stabile optische Übergitterstruktur, die aus der Überlagerung zweier optischer Gitter mit Konstanten im Verhältnis 1:2 entsteht. Indem man die Amplituden und relativen Phasen der beiden Gitter verändert, lassen sich z. B. Doppelmuldenpotentiale erzeugen oder die relative Potentialtiefe an gerad- und ungeradzahigen Gitterplätzen durchstimmen (Abb. 1). Damit eröffnet das Übergitter neue Möglichkeiten, um Zustände zu präparieren. Zu deren ortsaufgelöster Beobachtung verändert man die relative Potentialtiefe Δ und löst damit einen Hüpfprozess aus Grundzuständen in ungeraden Gitterplätzen in angeregte Zustände

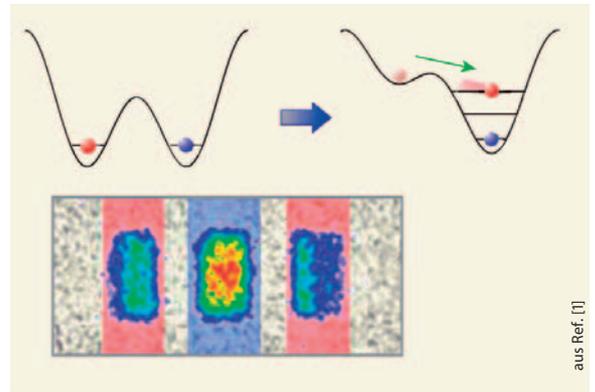


Abb. 2 Die lokalen Besetzungen der beiden Potentialmulden (oben: rot bzw. blau) lassen sich bestimmen, indem man die Potentialtiefen verstimmt (rechts) und dann ausnutzt, dass Grundzustand bzw. angeregter Zustand unterschiedlichen Impulsen entsprechen. Die Farbskala unten gibt die Besetzung an (rot: hoch, blau: niedrig).

in geraden Gitterplätzen aus. Da diese Zustände unterschiedlichen Impulsen entsprechen, lassen sich die Besetzungen der geraden und der ungeraden Gitterplätze unterscheiden (Abb. 2). Ein weiterer, komplizierter Trick erlaubt es auch, Einfach- und Doppelbesetzungen voneinander zu trennen. Damit gelang es zum ersten Mal, korreliertes Tunneln von Atompaaren, formal

Prof. Dr. Ulrich Schollwöck, Institut für Theoretische Physik C, Physikzentrum, RWTH Aachen, 52056 Aachen

Hüpfprozesse zweiter Ordnung, aus geraden in ungerade Potentialmulden und zurück zu beobachten. Die magnetischen Eigenschaften eines Systems aus zwei atomaren Spezies, z. B. zwei Hyperfein-Zuständen von Rb-Atomen, sollten sich nun durch Variieren der relativen Potentialtiefe Δ einstellen lassen [6]. Ist diese von der Ordnung U , so erhält man in einer einfachen Störungsrechnung zweiter Ordnung ein effektives Heisenberg-Modell mit den Energietermen $-t^2/(U + \Delta)$ bzw. $-t^2/(U - \Delta)$. Der zweite Term erlaubt es bei konstanter atomarer Wechselwirkung U , die magnetische Wechselwirkung

von antiferromagnetisch zu ferromagnetisch durchzustimmen – ein unmögliches Unterfangen in einem gewöhnlichen Magneten!

Es bleibt spannend zu sehen, ob es über die Beobachtung lokaler Tunnelprozesse zweiter Ordnung hinaus gelingen wird, kollektive Phänomene in ultrakalten Atomen zu beobachten, die auf Tunnelprozessen zweiter Ordnung beruhen. Dies würde eine kontrollierte Realisierung und Beobachtung von (anti)ferromagnetischen Systemen ermöglichen und den ultrakalten Atomen ein neues weites Feld eröffnen.

Ulrich Schollwöck

- [1] S. Fölling et al., Nature **448**, 1029 (2007)
- [2] D. Jaksch, C. Bruder, J. I. Cirac, C. W. Gardiner und P. Zoller, Phys. Rev. Lett. **81**, 3108 (1998)
- [3] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch und I. Bloch, Nature **415**, 39 (2002)
- [4] I. Bloch, J. Dalibard und W. Zwerger, arXiv:0704.3011
- [5] L.-M. Duan, E. Demler und M. Lukin, Phys. Rev. Lett. **91**, 090402 (2003), A. Kuklov und B. Svistunov, Phys. Rev. Lett. **90**, 100401 (2003), E. Altman, W. Hofstetter, E. Demler und M. Lukin, New J. Phys. **5**, 113 (2003)
- [6] A. M. Rey et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 140601 (2007)

■ Geblitzte Elektronen

Mittels zeitaufgelöster Spektroskopie lässt sich die Photoemission von Elektronen aus einer Wolfram-Oberfläche mit einer Genauigkeit im Attosekunden-Bereich untersuchen.

Die Möglichkeiten, die die zeitaufgelöste Spektroskopie eröffnet, sind eng mit den Entwicklungen in der Kurzpulslasertechnologie verknüpft. Enorme Fortschritte dieser Technologie in den letzten zehn Jahren haben die im Experiment erreichbare Zeitauflösung von Femtosekunden ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) inzwischen in die Domäne der Attosekunden ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$) ausgedehnt. Nachdem solche Experimente zunächst an Atomen in der Gasphase durchgeführt wurden [1, 2], ist jetzt erstmals auch ein Experiment an einem Festkörper mit Attosekundenpräzision gelungen. Ein Team vom Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching, der Universität Bielefeld und weiteren europäischen Institutionen berichtet, dass bei der Photoemission von Elektronen an der Oberfläche eines Wolframkristalls Photoelektronen aus lokalisierten 4f-Zuständen verglichen mit denen aus delokalisierten Leitungsbandzuständen zeitverzögert emittiert werden [3]. Die beobachtete Verzögerung von etwa 100 as bedeutet einen neuen Rekord in der bisher erzielten Zeitauflösung physikalischer Prozesse. Dieses *proof-of-principle* unterstreicht, dass damit die schnellsten

dynamischen Prozesse in der Festkörperphysik für Experimente in der Zeitdomäne zugänglich werden.

Die Stärke der zeitaufgelösten Spektroskopie liegt darin, dass sie eine Analyse in Echtzeit ermöglicht, die nicht durch die Grenzen der Linienbreitenanalyse (z. B. durch inhomogene Verbreiterung) beschränkt wird. Die Femtosekunden-Laserspektroskopie erlaubte es u. a., den Übergangszustand in chemischen Reaktionen detailliert zu verstehen, da sich die Atomrümpfe in Molekülen auf dieser Zeitskala bewegen [4]. In Bezug auf die Elektronendynamik war es an Oberflächen bereits möglich, die Relaxation schwach gebundener Elektronen nach optischer Anregung zu analysieren [5]. Berücksichtigt man, dass im Bohrschen Atommodell ein Elektron im Wasserstoffatom 150 as für einen Umlauf benötigt, so wird offensichtlich, dass die umfassende Untersuchung der Elektronendynamik eine entsprechende Zeitauflösung erfordert. Damit wären neben der Relaxation auch die elektronische Anregung und Propagation zugänglich.

Das Potenzial der Attosekunden-Spektroskopie demonstrieren Cavalieri et al. eindrucklich, indem

sie einen 300 as kurzen XUV-Puls mit einer Photonenenergie von 91 eV phasenkorreliert mit einem 5 fs dauernden Wellenzug im nahen Infrarot (IR, Energie 1,7 eV) auf eine Wolframoberfläche richten (Abb. 1). Um die Spektren der Photoelektronen für verschiedene as-Verzögerungen zwischen den beiden Pulsen messen zu können, ist entscheidend, dass der IR-Wellenzug eine definierte Phase besitzt und der Zeitversatz der beiden Pulse deutlich genauer als die halbe Periodendauer des IR-Pulses von 1,3 fs bestimmt ist. Der XUV-Puls erzeugt Photoelektronen aus 4f- und Leitungsbandzuständen, die sich ins Vakuum ausbreiten. Das elektrische Feld E des IR-Pulses, dessen Feldvektor senkrecht zur Oberfläche polarisiert ist, beschleunigt die Photoelektronen entsprechend der Kraft $F = e \cdot E$ (e : Ladung des Elektrons). Dieses Verfahren folgt – hier jedoch mit Attosekundenpräzision – dem Prinzip einer *streak*-Kamera, das auch im Oszilloskop zum Einsatz kommt. Die Verzögerung der Photoemission aus den verschiedenen Zuständen lässt sich mit diesem Verfahren bestimmen, da das jeweils herrschende IR-Feld die Photoelektronen unterschiedlich beschleunigt.