

Prof. Dr. Gerhard Gompper, Institut für Festkörperphysik, Forschungszentrum Jülich, g.gompper@fz-juelich.de

rhythmisch als Funktion der Zeit  $t$  ab,

$$h(t) = a - b \log(t),$$

und zwar für Zeiten von 0,1 s bis  $10^6$  s (was der gesamten Dauer des Experiments entspricht), also über sieben Größenordnungen in der Zeit! Die Frage, wie stark eine Folie durch eine angelegte äußere Kraft komprimiert wird, lässt sich also gar nicht so leicht beantworten.

Um die Massenabhängigkeit dennoch untersuchen zu können, bestimmten die Autoren die Höhe  $h$  immer zu einem festen Zeitpunkt nach der Belastung. Außerdem ergab sich das Problem, dass zwei im Prinzip identische, zunächst glatte Folien bei gleicher Belastung nach der gleichen Zeit *nicht* dieselbe Kompression aufwiesen. Eine reproduzierbare Zeitabhängigkeit ließ sich aber erreichen, wenn mit einer Masse  $M_0$  vorbelastete Folien verwendet wurden. Für alle Massen  $M < M_0$  ergab sich dann ein reproduzierbarer Kurvenverlauf  $h(M)$ . Die Daten lassen sich gut durch ein Potenzgesetz, nämlich

$$h(M) = h_0 + cM^{-\alpha}$$

mit  $\alpha = 0,53 \pm 0,04$  beschreiben.

Wie lassen sich diese Abhängigkeiten verstehen? Die Autoren bieten dafür folgende Erklärungen an: Die logarithmische Abhängigkeit von  $h(t)$  legt in Analogie zu anderen Prozessen nahe, dass es sich um einen „thermisch“ aktivierten Prozess handelt. Ein solcher Prozess, bei dem immer wieder Energiebarrieren der Größe  $\Delta E$  überwunden werden müssen, wird durch ein Arrhenius-Gesetz der Form  $\exp(-\Delta E/k_B T)$  beschrieben. Die Temperatur  $T$ , die hierbei auftritt, ist eine effektive Temperatur, die z. B. durch mechanische Vibrationen beeinflusst, d.h. erhöht werden kann. Mit abnehmender Höhe wird die geknüllte Folie steifer, d. h. die Barrierenhöhe muss zunehmen. Wenn diese Abnahme durch eine lineare Funktion  $\Delta E(h)$  approximiert wird, dann zeigt die Lösung der Bewegungsgleichung in der Tat das gewünschte logarithmische Verhalten in der Zeit.

Zur Berechnung des Exponenten  $\alpha$  des Skalengesetzes  $h(M)$  kann auf die Eigenschaften eines einzelnen „Stretching Ridge“ zurückgegriffen werden. Unter der Annahme, dass das Netzwerk der Kanten die Folie in nahezu ebene Polygonflächen mit mittlerem Durchmesser  $L$  auf-

teilt, ergibt sich bei zufälliger Orientierung eine Anzahl  $N = V/L^3$  von Polygonen, wobei  $V$  das eingeschlossene Volumen ist. Die Energie pro Polygonfläche ist proportional zur Energie der umgebenden Kanten, also proportional zu  $L^{1/3}$ , sodass die Gesamtenergie wie  $VL^{-8/3}$  skaliert. Für die Zylindergeometrie lässt sich daraus leicht die Höhenabhängigkeit berechnen, und man findet  $\alpha = 3/8 = 0,375$ . Die Übereinstimmung mit dem oben genannten theoretischen Wert ( $\alpha = 0,53$ ) ist nicht perfekt, angesichts des einfachen Modells allerdings schon recht gut.

Die Arbeit von Matan et al. [1] zeigt deutlich, dass geknüllte Folien viele interessante Phänomene aufweisen, die man einem zerknüllten Stück Papier im Papierkorb auf den ersten Blick nicht ansieht. Für ein

genauerer Verständnis sind allerdings noch viele spannende Fragen zu klären. Es ist denkbar, dass sich für zerknüllte Folien dann auch ganz neue Anwendungsgebiete erschließen werden, zum Beispiel als Verpackungsmaterial oder zur Stoßabsorption.

GERHARD GOMPPER

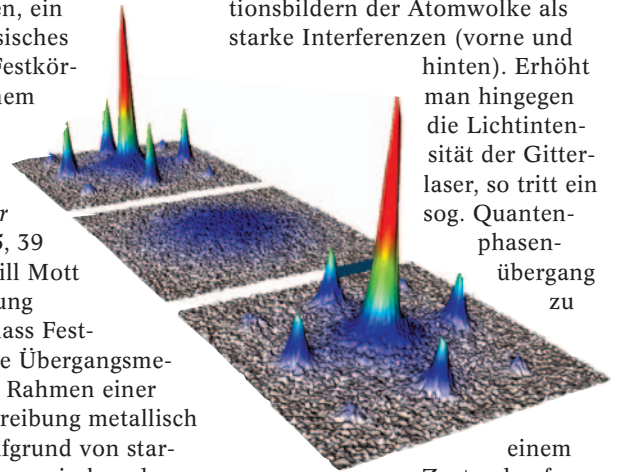
- [1] K. Matan, R. Williams, T. A. Witten und S. R. Nagel, akzeptiert zur Veröffentlichung in Phys. Rev. Lett.
- [2] Y. Kantor, M. Kardar und D. R. Nelson, Phys. Rev. A **35**, 3056 (1987).
- [3] G. Gompper und D. M. Kroll, J. Phys. Condens. Matter **9**, 8795 (1997).
- [4] A. Lobkovsky, S. Gentes, H. Li, D. Morse und T. A. Witten, Science **270**, 1482 (1995); E. M. Kramer und T. A. Witten, Phys. Rev. Lett. **78**, 1303 (1997).

## Quantengas in Einzelzellen

Was hat ein ultrakaltes Atomgas mit der Frage zu tun, ob ein Festkörper leitet oder isoliert? Sieben Jahre nach Erzeugung der ersten Bose-Einstein-Kondensate zeichnet sich immer stärker ab, dass diese Arbeiten Einsichten liefern in Gebiete der Physik, die weit über die Atomphysik und Quantenoptik hinausgehen. So ist es der Arbeitsgruppe von Theodor Hänsch am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching kürzlich gelungen, ein inzwischen klassisches Phänomen der Festkörperphysik an einem Rubidiumgas zu beobachten: den Mott-Isolator [M. Greiner et al, Nature **415**, 39 (2002)]. Sir Nevill Mott hatte die Erklärung dafür geliefert, dass Festkörper wie einige Übergangsmetalloxide, die im Rahmen einer einfachen Beschreibung metallisch sein müssten, aufgrund von starken Korrelationen zwischen den Elektronen dennoch Isolatoren sind. Die Elektronen können sich dann nicht in einem Band durch den ganzen Festkörper bewegen, sondern sind an einzelnen Gitterpunkten lokalisiert. Die Münchner Physiker haben nun mit drei gekreuzten stehenden Lichtwellen einen „optischen Kristall“ erzeugt, in dessen periodischem Licht-

potential sich ultrakalte Atome bewegen. Ist das Kristallpotential schwach, d. h. die Lichtintensität gering, so bleibt die für den makroskopischen Quantenzustand des Kondensats charakteristische feste Phasenbeziehung zwischen den Atomen bestehen; zugleich sind die Atome über den Kristall „verschmiert“, und ihre Zahl in den einzelnen Potentialmulden ist unbestimmt. Die feste Phasenbeziehung zeigt sich in Absorptionsbildern der Atomwolke als starke Interferenzen (vorne und

hinten). Erhöht man hingegen die Lichtintensität der Gitterlaser, so tritt ein sog. Quantenphasenübergang zu



einem Zustand auf, in dem die Phasenkohärenz zwischen den Atomen verloren geht und das Interferenzmuster verschwindet (Mitte). In diesem Zustand sind die Atome lokalisiert, ihre Anzahl in jeder Potentialmulde ist konstant und das System ist ein „Isolator“. (Zu Quantenphasenübergängen vgl. S. 55 ff. in diesem Heft) (SJ)