

## ■ Am Zerfließen gehindert

Durch zueinander orthogonale, linear polarisierte Felder lassen sich Wellenpakete auf Bohrsche Bahnen zwingen.

Seit der frühen Quantenmechanik versuchen Physiker, die Quantendynamik in den uns viel vertrauteren Gesetzmäßigkeiten der klassischen (Punkt-)Mechanik zu verankern [1]. Aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation scheint derlei Ansinnen zum Scheitern verurteilt: Ein quantenmechanischer Zustand benötigt Platz im Phasenraum, den Wirkungs- und Winkelkoordinate aufspannen, – mindestens ein Fleckchen der Größe  $h$ . Da klassische Trajektorien unterschiedlicher Wirkung im Laufe der Zeit unterschiedliche Phasen auf sammeln, verliert der anfangs lokalisierte Zustand recht schnell seine scharfe, quasiklassische Kontur (Abb. 1). Diese klassische Dispersion der relativen Phase liegt dem Zerfließen quantenmechanischer Wellenpakete zugrunde.

Vor wenigen Jahren war es Tom Gallagher und seiner Gruppe von der University of Virginia erstmals gelungen, ein in einem Lithium-Atom gebundenes elektronisches Wellenpaket am Zerfließen zu hindern [2, 3]. Dazu strahlten sie ein Mikrowellenfeld ein, dessen Frequenz nahe an der Kepler-Frequenz des vorher in einem Rydberg-Zustand präparierten Valenzelektrons liegt. Nach dem Korrespondenzprinzip ist diese Frequenz durch den Abstand zwischen benachbarten Energieniveaus gegeben. Durch nichtlineare Resonanz resultiert eine Kopplung der Phase der resonant getriebenen Trajektorie an jene des äußeren Feldes. Diese Resonanz sorgt dafür, dass durch die (minimale) Unschärfe des quantenmechanischen Wellenpakets anfangs bevölkerte Trajektorien „im Takt“ bleiben, das Wellenpaket also seine Form behält [4]. Eine genauere semiklassische Analyse erlaubt die Vorhersage, dass derlei „Quantenteilchen“ beliebig lang der klassischen Dynamik folgen – was a priori gar nicht selbstverständlich ist, da es durch das treibende Feld zu einer Multiphotonenkopplung

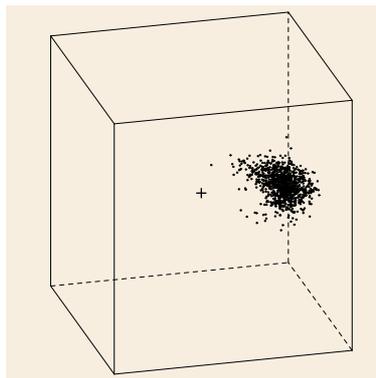
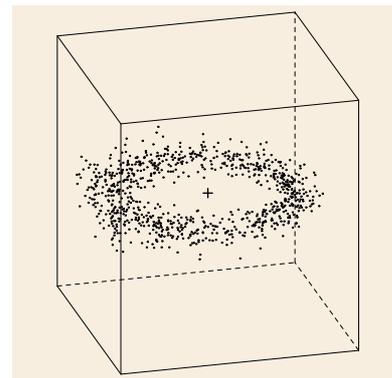


Abb. 1 Anfänglich nah benachbarte klassische Punktteilchen (links) auf kreisförmigen Kepler-Bahnen um das Coulomb-

an das Kontinuum ungebundener elektronischer Zustände kommt [5].

Die Allgegenwart nichtlinearer Resonanzen, formuliert durch das Kolmogorov-Arnold-Moser (KAM)-Theorem, zählt zu den grundlegendsten und allgemeinsten Aussagen der nichtlinearen Dynamik. Die ersten Experimente aus Virginia beschränkten sich jedoch auf nur einen Trajektorientyp, nämlich auf hochexzentrische, quasi-eindimensionale Bahnen, die sich in ihrer Geometrie optimal einem linear polarisierten Feld anpassen.

Die fundamentale Relevanz des KAM-Theorems erweist sich aber gerade darin, dass sich dank der klassischen Nichtlinearität nichtzerfließende Wellenpakete auf beliebige Bahnen bringen lassen, indem man die äußere Feldkonfiguration und/oder den Anfangszustand manipuliert [5, 6]. Dies zeigen Gallagher und seine Kollegen erstmals in einem neuen Experiment an Lithium [7]: Dazu setzen sie ein Rydberg-Elektron zwei zueinander orthogonalen, linear polarisierten Feldern aus, deren Stärke und zeitlichen Versatz sie kontrollieren können: Das erste Feld zwingt das nichtzerfließende Wellenpaket auf eine eindimensionale Kepler-Bahn mit maximaler Exzentrizität. Die zweite, orthogonal polarisierte Feldkomponente bewirkt, dass sich die Exzentrizität des Orbits beim Einschalten langsam reduziert, bis



Zentrum (Kreuz) verteilen sich nach hinreichend langer Zeit gleichmäßig über den gesamten Kreis (rechts).

beide Feldkomponenten dieselbe Amplitude haben und sich eine Kreisbahn mit verschwindender Exzentrizität geformt hat.

Die neue Veröffentlichung belegt nicht explizit, dass sich das Wellenpaket vorübergehend entlang einer elliptischen Trajektorie bewegt, während beide Feldamplituden unterschiedlich groß sind. Doch erlaubt es der hier gewählte experimentelle Zugang, für die gewünschte Kepler-Bahn beliebige Exzentrizitäten und Abmessungen zu wählen – letzteres wurde für lineare Trajektorien bereits gezeigt [3]. Undiskutiert bleiben die tatsächliche Lebensdauer der Wellenpakete und ihre exakten Lokalisierungseigenschaften: Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons entlang der Kreisbahn wurde experimentell vermessen und zeigt eine schwache Modulation von maximal etwa zehn Prozent um einen konstanten Mittelwert. Demnach ist das Wellenpaket eher schwach lokalisiert. Angesichts der im Vergleich zum bindenden Coulomb-Feld sehr schwach eingestellten Amplitude des treibenden Feldes (ca. 0,5 %) überrascht dies freilich wenig (Abb. 2). Eine andere mögliche Ursache für die noch nicht optimale Lokalisierung ist der Mehrelektronenrumpf der Lithium-Atome: Anfangs sind die Atome in einem wasserstoffähnlichen p-Orbital präpariert. Platziert man das Wel-

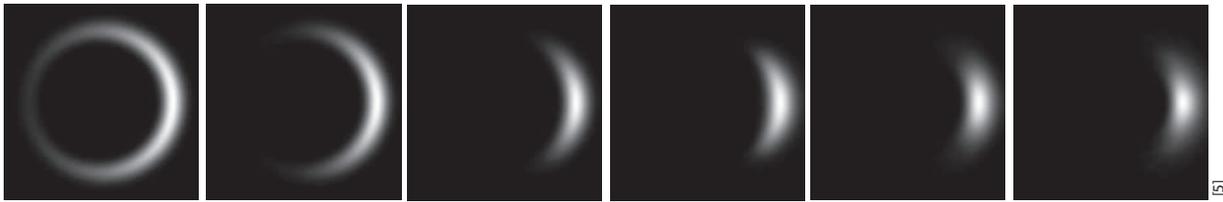


Abb. 2 Schnappschuss der elektronischen Dichte (lineare Grauskala) eines nichtzerfließenden Wellenpakets in der

Ebene, die durch das treibende, zirkular polarisierte Feld definiert ist. Von links nach rechts nehmen die Feldamplituden

von ca. 0,03 bis 5 % des bindenden Coulomb-Felds zu: Je stärker das Feld, desto stärker ist das Wellenpaket lokalisiert [5].

lenpaket jedoch auf einer zunächst hochexzentrischen Bahn, werden auch s-Orbitale besetzt. In semi-klassischer Sprechweise führt dies zur Streuung des Wellenpakets am atomaren Mehrelektronenrumpf.

Somit ist nicht alle Arbeit erledigt. Neben den genannten offenen Fragen, die jedoch die Relevanz dieses schönen Experiments keinesfalls schmälern, stellt sich aus semi-klassischer Sicht vor allem folgende spannende Frage: Prinzipiell ist die Lebensdauer der hier präparierten nichtdispargierenden Wellenpakete auf Bohrschen Kreisbahnen nur durch die endliche Wahrnehmlich-

keit für Multiphotonenionisation sowie durch die unvermeidliche Abstrahlung der auf der Kreisbahn beschleunigten elektronischen Ladung beschränkt. Erstere sinkt mit zunehmender Rydberg-Anregung exponentiell, und letztere zerstört das Wellenpaket nicht, da das treibende Feld die abgestrahlte Energie wieder zuführt [5]. Die zugehörige Resonanzfluoreszenzrate nimmt mit der Anregung algebraisch ab und sollte oberhalb einer gewissen Hauptquantenzahl dominieren. Dies wäre ein striktes Analogon zu einem klassischen geladenen Teilchen auf einer – dank der ste-

tigen Zufuhr von Energie – stabilen Kreisbahn: Bohrs Paradoxon fände damit seine Auflösung.

Andreas Buchleitner

- [1] E. Schrödinger, *Naturwissenschaften* **14**, 664 (1926)
- [2] H. Maeda und T. Gallagher, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004)
- [3] H. Maeda, D. Norum und T. Gallagher, *Science* **307**, 1757 (2005)
- [4] A. Buchleitner, *Physik Journal*, April 2005, S. 22
- [5] A. Buchleitner, D. Delande und J. Zakrzewski, *Phys. Rep.* **368**, 409 (2002)
- [6] D. Delande, K. Sacha und J. Zakrzewski, *Acta Phys. Pol. B* **33**, 2097 (2002)
- [7] H. Maeda, J. Gurian und T. Gallagher, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 103001 (2009)

## ■ Unter die Oberfläche geschaut

Die Rastertunnelmikroskopie lässt sich jetzt dazu nutzen, die elektronischen Eigenschaften von Volumenmaterialien zu bestimmen.

Immer mal wieder werden etablierte Werkzeuge auf scheinbar gut verstandene wissenschaftliche Konzepte angewendet und liefern dann überraschende Ergebnisse. Genau dies ist nun Alexander Weismann und seinen Kollegen gelungen [1]. Die Wissenschaftler nutzten die Rastertunnelmikroskopie (Scanning Tunneling Microscopy, STM), um den Elektronenfluss in einem Kupferstück zu veranschaulichen.

Die STM bietet die Möglichkeit, Bilder mit atomarer Auflösung zu erzeugen, daher feierte sie in der Oberflächenphysik überragende Erfolge. Nun liegt die Frage nahe, wie sich mit einer oberflächenempfindlichen Technik die Eigenschaften eines Volumenmaterials messen lassen. Der Trick besteht darin, die Wellennatur der Elektronen in Kupfer auszunutzen und die Interferenzmuster auf der Oberfläche, die durch Streuzentren im

Inneren des Materials entstehen, zu untersuchen. Diese Technik öffnet die Tür zum Realraum, wo sich untersuchen lässt, wie sich Elektronen in Materialien ausbreiten und an Defekten unter der Oberfläche gestreut werden.

Ein kleines Stück Kupfer enthält eine riesige Zahl von Atomen und eine noch größere Zahl von Elektronen. So scheint es fast unmöglich, das Verhalten eines solch komplexen Systems zu verstehen. Doch die Festkörperphysik ermöglicht es, die meisten messbaren Eigenschaften anhand der Fermi-Fläche, welche die besetzten von den unbesetzten Zuständen trennt, zu charakterisieren. Meistens wird sie im reziproken Raum dargestellt, wo sich ein räumlich ausgedehnter Zustand, wie z. B. eine Elektronenwelle, mit einem einzigen Parameter charakterisieren lässt, in diesem Fall mit seiner Wellenzahl.

Das einfachste Modell für einen solchen Festkörper ist das freie Elektronengas [2], das räumlich homogen ist und somit eine perfekt kugelförmige Fermi-Fläche besitzt (Abb. 1a). In Metallen wie Gold, Silber und Kupfer, die sich durch ein quasi-freies Elektronengas beschreiben lassen, weicht die Fermi-Fläche von der Kugelform ab, was zu einem Ausschluss erlaubter Zustände entlang bestimmter Kristallrichtungen führt (Abb. 1b). Diese kleine Abweichung ermöglicht es, die Form der Fermi-Fläche des Volumenmaterials zu vermessen. Dazu nutzt man meist Quantenoszillationen und winkelaufgelöste Photoemissions-Spektroskopie; die Form lässt sich schließlich mittels Dichtefunktionaltheorie berechnen. Da nur Elektronen in einem kleinen Band um die Fermi-Fläche für den Elektronentransport verantwortlich sind, spielt sie eine entscheidende