

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

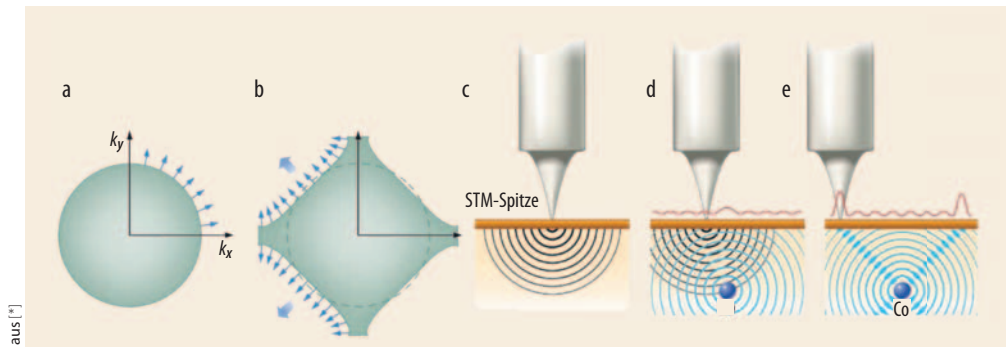


Abb. 1 a) Bei einer perfekten Fermi-Kugel breiten sich Elektronen gleichmäßig aus (blaue Pfeile). b) Die Fermi-Fläche von Kupfer weicht von der Kugelform ab, wodurch bestimmte Richtungen ausgezeichnet sind, in denen es zur Elektronenfokussierung kommt (dicke Pfeile). c) Bei der STM an Metall tunnelt ein Elektron durch die Oberfläche und breitet sich als Elektronenwelle, deren Amplitude mit

dem Abstand abnimmt, im Volumen aus. d) Befindet sich dort ein Streuzentrum, kann das Elektron reflektiert werden. Bei einer Fermi-Kugel führt dies zu einem schwachen Interferenzmuster auf der Oberfläche. e) Bei Abweichung von der Kugelform verstärkt es sich aufgrund der Elektronenfokussierung spürbar.

Rolle für die elektrische Leitfähigkeit von Festkörpern. Daher haben sich in den letzten Jahren viele Forscher darauf konzentriert, die Fermi-Fläche von Hochtemperatur-Supraleitern [3] und anderen fortschrittlichen Materialien zu messen.

Der Hauptgrund, warum sich mittels STM Volumeneigenschaften messen lassen, ist recht simpel: Bei der STM sind zwei Komponenten zu berücksichtigen, nämlich die Probe (einschließlich der Oberfläche und dem Volumen darunter) und die Spitze. Die atomare Auflösung der STM an der Oberfläche resultiert daraus, dass der Tunnelstrom extrem empfindlich reagiert, wenn sich der Überlapp zwischen der elektronischen Wellenfunktion an der Spitze und den Wellenfunktionen auf der Oberfläche ändert. Sobald ein Elektron getunnelt ist, gelangt es als „heißes Elektron“, also in einem Zustand außerhalb der Fermi-Fläche, in die Probe. Dort breitet es sich als Welle aus und wird gestreut oder gelangt zum rückwärtigen Kontakt, wo es den elektrischen Kreis schließt (Abb. 1c). Dieses wellenartige Verhalten der Elektronen in der Tiefe der Probe ist in den meisten STM-Bildern unsichtbar und wird daher üblicherweise in der Auswertung der Experimente vernachlässigt.

Die Situation ändert sich dramatisch, wenn sich unter der Oberfläche ein Punktdefekt verbirgt, an dem die Elektronenwellen, die von der STM-Spitze ausgehen, streu-

en können. Die reflektierte Welle interferiert mit der einlaufenden und bildet ein Muster aus stehenden Wellen, das an der Oberfläche zu sehen ist. Im Fall einer Fermi-Kugel klingt die Amplitude der gestreuten Elektronenwelle schnell ab, sodass nur ein sehr schwaches Interferenzmuster zu erwarten ist (Abb. 1d). Weismann et al. sehen einen großen Anstieg dieses Interferenzmusters, wenn Kobalt-Atome unter der Oberfläche verborgen liegen (Abb. 1e). Diese Beobachtung erklären die Wissenschaftler mit der Form der Fermi-Fläche: Entlang bestimmter Raumrichtungen klingt die Amplitude der gestreuten Welle nur langsam ab. Somit werden Elektronen entlang der Strahlen von Elektronenwellen gestreut – ein Phänomen, das unter dem Namen Elektronenfokussierung bekannt ist. Durchbrechen diese Strahlen die Oberfläche des Materials, lässt sich ein starkes, charakteristisches Interferenzmuster beobachten. Dieses enthält Informationen über die Ausbreitung der Elektronen innerhalb des Materials – und damit auch über die Form der Fermi-Fläche – sowie über die Stärke und Art des Streupotentials unter der Oberfläche. Diese Interferenzmuster lassen sich sehr genau berechnen, indem man eine große Anzahl von Atomen in der Probe berücksichtigt.

Die Beobachtung dieser Interferenzen auf der Oberfläche mittels STM gelang erstmals in Form der schönen Muster stehender Wel-

len von Elektronen, die in einem „Quantenpferch“ (quantum corral) auf Kupfer eingeschlossen sind [4]. Kürzlich wurde die Wellennatur von Elektronen in einem zwei-dimensionalen Elektronengas auf Oberflächen dazu genutzt, Elektronenhologramme zu erzeugen [5] und um die Ausbreitung der Elektronen in Hochtemperatur-Supraleitern zu untersuchen [6]. In letzterem Fall lässt sich eine Fülle räumlich aufgelöster Informationen über das Verhalten der Elektronen in partiell ungeordneten Systemen mit komplexen Elektron-Elektron-Wechselwirkungen ableiten.

Weismann und seine Kollegen konnten mithilfe ihres rechnerischen Ansatzes eine große Breite weiterer viel versprechender Experimente hervorheben. Sie diskutieren die Tatsache, dass Elektronen mit unterschiedlichem Spincharakter in magnetischen Materialien grundsätzlich verschiedene Fermi-Flächen haben. Dies sollte es ermöglichen, verschiedene Interferenzmuster für die Injektion von Elektronen mit Majoritäts- bzw. Minoritätsspin zu beobachten. Die Technik lässt sich möglicherweise auch nutzen, um verborgene Grenzflächen mit hoher räumlicher Auflösung zu untersuchen. Das System, das die Forscher in der aktuellen Arbeit genutzt haben, ist ein prototypisches Kondo-System – eine einzelne magnetische Unreinheit in einem See aus Elektronen –, man sollte daher in der Lage sein, tiefere Einsichten in die Elektronenstreuung ober- und unterhalb der charakteristischen magnetischen Übergangstemperatur zu erlangen. Gewissermaßen lässt sich damit ein Buch nach seinem Cover beurteilen.^{*)}

Andreas J. Heinrich

*) Dieser Text ist eine bearbeitete Übersetzung von „Looking below the surface“, Science 323, 1178 (2009)

Andreas J. Heinrich, Almaden Research Center, IBM Research Division, San Jose, CA 95120, USA

[1] A. Weismann et al., Science 323, 1190 (2009)
 [2] N. W. Ashcroft und N. D. Mermin, Solid State Physics, Harcourt, New York (1976)
 [3] Z.-X. Shen et al., Phys. Rev. Lett. 70, 1553 (1993)
 [4] M. F. Crommie, C. P. Lutz und D. M. Eigler, Science 262, 218 (1993)
 [5] C. R. Moon et al., Nat. Nanotechnol. Doi :10.1038/nnano.2008.415 (2009)
 [6] Y. Kohsaka et al., Science 315, 1380 (2007)