

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.

Nach Auswertung dieser periodischen Energieverschiebung zeigt sich eine um $\Delta\tau = 110 \pm 70$ as verzögerte Photoemission der am Ionenrumpf lokalisierten 4f-Elektronen relativ zu den Leitungsbandelektronen (Abb. 2). Der XUV- sowie der IR-Puls fallen kollinear ein und werden absorbiert bzw. reflektiert, auch wenn Abb. 1 suggeriert, dass der IR-Puls nicht wechselwirkt. Multiphotonenabsorption aus dem IR-Puls führt zu einem exponentiell abfallenden Untergrund in den Spektren, von dem die Modulation der kinetischen Energie der Photoemissionslinien zu diskriminieren ist. Dies zählt zu den Herausforderungen, die in der as-Photoemission an Festkörpern zu überwinden sind. In Gasphasenexperimenten ist dies weniger kritisch, da die zu überwindende Energiebarriere in Festkörpern, nämlich die Austrittsarbeit $E_{\text{vac}} - E_{\text{F}}$, deutlich geringer ist als die Ionisationsenergie in Atomen. In Metallen erschwert außerdem das Kontinuum unbesetzter Zustände oberhalb des

Fermi-Niveaus E_{F} , die durch Einzelphotonenabsorption des IR-Pulses bereits vor Ankunft des XUV-Puls besetzt werden, die Analyse. Diese Umstände sind für den Fehlerballen in $\Delta\tau$ verantwortlich und ließen sich durch geringere IR-Felder, als in Gasphasenexperimenten überwinden.

Die gemessene Verzögerung $\Delta\tau$ lässt sich mit der unterschiedlich schnellen Propagation der durch den XUV-Puls angeregten elektronischen Wellenpakete zur Oberfläche erklären. Wie eine berechnete elektronische Bandstruktur zeigt, ist bei Anregung aus dem Leitungsband die Gruppengeschwindigkeit im Endzustand etwa doppelt so groß wie bei Anregung der 4f-Elektronen. Außerdem begünstigt die um ca. 1 Å größere Austrittstiefe der 4f-Elektronen die Beobachtung der verzögerten Photoemission.

Die Attosekunden-Spektroskopie eröffnet der experimentellen Festkörperphysik eine neue Dimension. In Zukunft werden sich sehr wahrscheinlich Prozesse wie

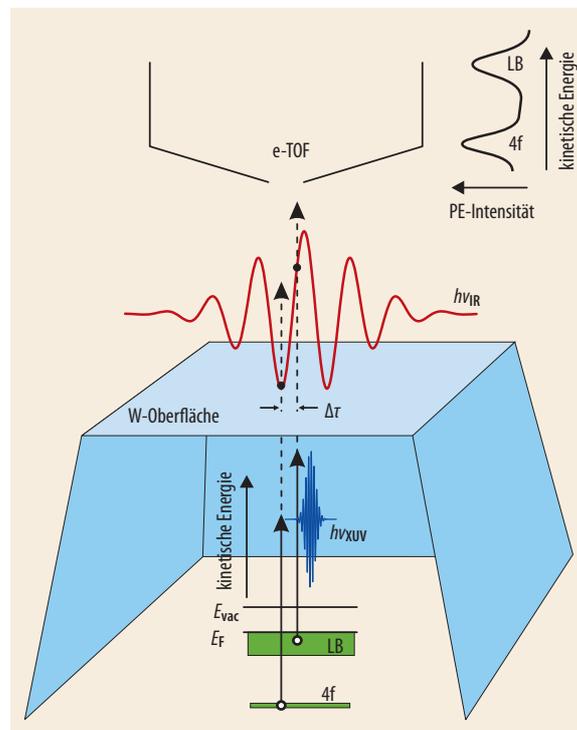


Abb. 1 Der XUV-Attosekundenpuls löst die Photoemission von Elektronen aus dem Leitungsband (LB) und den 4f-Rumpfniveaus aus. Der Zeitpunkt der Photoemission lässt sich durch Beschleunigung der Photoelektronen im Lichtfeld des IR-Pulses bestimmen. Schließlich werden im Flugzeitspektrometer (e-TOF) die Spektren für verschiedene Verzögerungszeiten der beiden Pulse analysiert.

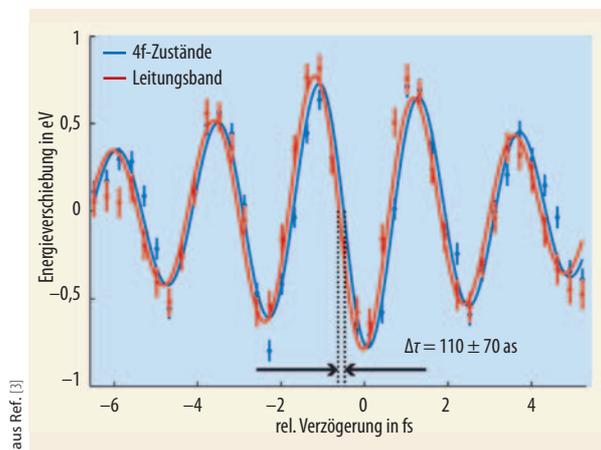


Abb. 2 Je nach Zeitverzögerung zwischen XUV- und IR-Puls werden die Photoelektronen aus 4f-Rumpfniveaus ($E_{\text{kin}} = 58$ eV, blau) und Leitungsbandzuständen ($E_{\text{kin}} = 85$ eV, rot) unterschiedlich beschleunigt. Deutlich zu erkennen ist der zeitliche Abstand von 110 as.

der Elektronentransfer an Grenzflächen, Effekte elektronischer Korrelation oder der Aufbau der Ladungsabschirmung direkt in der Zeitdomäne untersuchen lassen. Das Experiment ist bereits auf breites Interesse gestoßen, hat aber auch neue Fragen aufgeworfen. Momentan ist z. B. noch offen, ob

sich die Propagation der elektronischen Wellenpakete zum Zeitpunkt ihrer Erzeugung durch die statische Bandstruktur zutreffend beschreiben lässt. Schließlich ist die Bandstruktur eine Folge des periodischen Potentials im Festkörper, und das erzeugte Elektronen-Wellenpaket kann die Periodizität nicht instantan erkennen.

Während sich das Verständnis solch grundlegender Zusammenhänge verbessert, wird auch die Lasertechnologie Fortschritte machen. In einigen Jahren könnten intensivere XUV-Quellen mit as-Pulsen zur Verfügung stehen, die es erlauben, nichtlineare Prozesse zur Anregung und Abfrage der Dynamik einzusetzen. Der Freielektronen-Laser FLASH liefert am DESY bereits Pulse bei 40 eV mit 10^7 -mal mehr Photonen pro Puls als die Laserquelle in Garching, allerdings mit einigen 10 fs Dauer. Geplante Quellen für Röntgenpulse wie der X-FEL in Hamburg sollen Femtosekundenprozesse beleuch-

ten, indem sie z. B. Beugungsbilder komplexer Molekülstrukturen während einer chemischen Reaktion liefern. Die Großanlagen sind daher komplementär zu den Attosekunden-Lichtquellen ausgerichtet, die im kommenden Jahrzehnt eine große Verbreitung finden können, zumal sie als *table-top*-Experiment im Vergleich zu den Beschleunigern deutlich kalkulierbarere Kosten aufweisen.

Uwe Bovensiepen

Priv.-Doz. Dr. Uwe Bovensiepen, Institut für Experimentalphysik, Fachbereich Physik, Freie Universität Berlin, Arnimallee 14, 14195 Berlin

- [1] M. Drescher et al., *Nature* **419**, 803 (2002)
- [2] M. Uiberacker et al., *Nature* **446**, 627 (2007)
- [3] A. L. Cavalieri et al., *Nature* **449**, 1029 (2007)
- [4] A. H. Zewail, http://nobelprize.org/nobel_prizes/chemistry/laureates/1999/zewail-lecture.html (1999)
- [5] U. Höfer et al., *Science* **277**, 1481 (1997)