

# Nanomagnetische Domänen mit dem Rastertunnelmikroskop

*Mathias Getzlaff, Matthias Bode und Roland Wiesendanger*

Die spektroskopischen Fähigkeiten des Rastertunnelmikroskops eröffnen faszinierende Möglichkeiten, Verbindungen zwischen strukturellen, elektronischen und magnetischen Eigenschaften bis hinab zu atomaren Längenskalen zu untersuchen. Durch spin-polarisiertes Tunneln von Elektronen zwischen einer magnetisch beschichteten Tunnelspitze und einer ferromagnetischen Oberfläche können jetzt magnetische Domänen mit Abmessungen von einigen Nanometern abgebildet und analysiert werden.

Seit Beginn dieses Jahrhunderts ist die Untersuchung magnetischer Domänen in ferromagnetischen Materialien von großem Interesse. Das Forschungsgebiet war zu Anfang eher grundlagenorientiert, wurde aber im Laufe der Zeit im Zusammenhang mit der Miniaturisierung der magnetischen Datenspeicher zunehmend wichtiger für Anwendungen [1]. Entscheidend für das physikalische Verständnis des Magnetismus auf atomaren Längenskalen ist die Abbildung der Struktur magnetischer Bereiche auf submikroskopischer Skala, wobei die Anforderung an die Auflösung immer weiter zunimmt. Die fortschreitende Entwicklung der Spinelektronik und magnetischer Speichertechnologien erfordert verlässliche Analysemethoden zur Abfrage der Magnetisierungszustände einzelner Informationselemente. Letztere besitzen bereits heute Abmessungen von nur 100 nm und werden in der Zukunft noch kleiner werden. Daher ergäben sich faszinierende Möglichkeiten sowohl im Bereich der Grundlagenforschung als auch für industrielle Anwendungen, wenn es gelänge, ein spinsensitives Rastertunnelmikroskop zur magnetischen Domänenbeobachtung routinemäßig zu verwenden.

## Magnetische Abbildungstechniken

Es gibt mehrere experimentelle Möglichkeiten, magnetische Domänen abzubilden. Die so genannte *Streueldtechnik* nutzt das magnetische Streufeld einer Probe zur Erzeu-

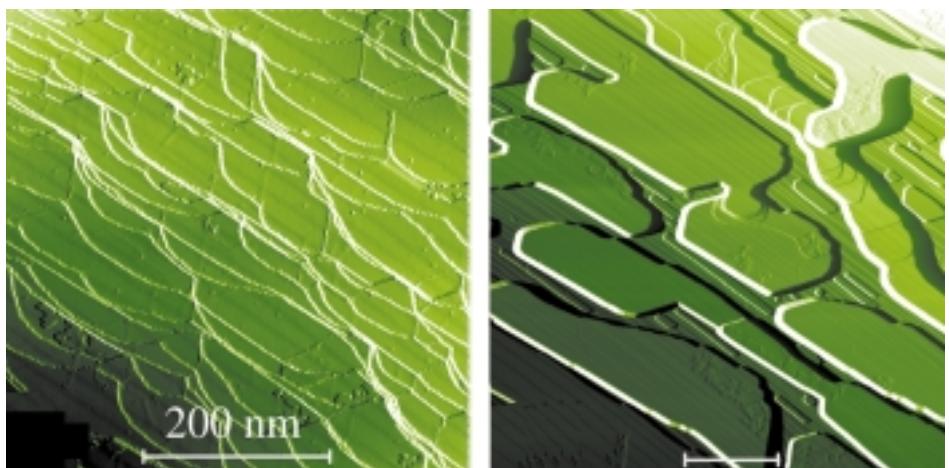


Abb. 1. Bilder der Oberflächen typischer Proben, die in dieser Untersuchung benutzt wurden. Links: Glatte Gadoliniumfilme auf Wolfram, präpariert durch Aufdampfen von etwa 45 Monolagen bei einer Substrattemperatur von 293 K und einem nachfolgenden zweiminütigen Aufheizen auf 710 K. Rechts: Gadoliniuminseln, hergestellt durch das Aufdampfen von 10 Monolagen bei einer Substrattemperatur von 530 K. Die Inseln besitzen eine Höhe zwischen 4 und etwa 20 Atomlagen.

gung magnetischen Kontrasts aus. Bei der *Bitter-Technik* werden kleine magnetische Partikel auf die Oberfläche aufgebracht, die Domänenwände sichtbar machen, weil sie sich dort bevorzugt anlagern, wo sich das Streufeld rasch ändert. Bei der *Lorentz-Mikroskopie*, die als Kontrastmechanismus die Lorentz-Kraft auf die Elektronen ausnutzt, sowie der *Elektronen holographie*, bei der die quantenmechanische Phasenverschiebung der Elektronen im Magnetfeld der Probe einen

Kontrast bewirkt, wird ein Transmissions-elektronenmikroskop zur Abbildung benutzt. In der *Magnetkraftmikroskopie* wird schließlich die magnetische Wechselwirkung zwischen Probe und ferromagnetisch beschichteter Spitze durch die Verbiegung einer Feder (Cantilever) vermessen. Magnetooptische Techniken wie die *Kerr-Mikroskopie* nutzen die Wechselwirkung zwischen polarisierter Strahlung und dem Magnetisierungszustand, um die Domänenstruktur abzubilden.

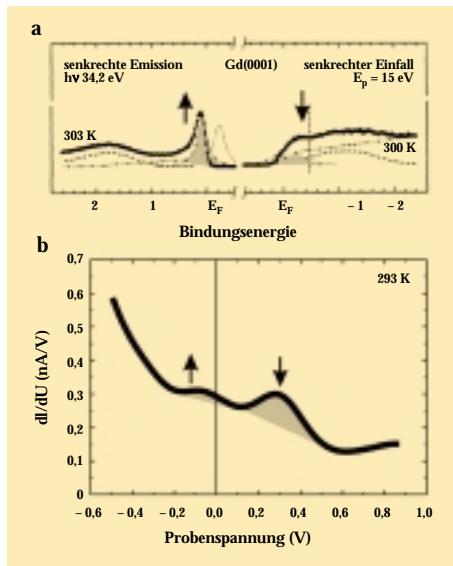
den. Schließlich gibt es spinauflösende Techniken, die direkt auf die Informationen der Elektronenspins, die den Ferromagnetismus bewirken, zurückgreifen. So wird mit der so genannten SEMPA-Methode die Spinpolarisation von Sekundärelektronen ortsaufgelöst vermessen, um die Magnetisierung verschiedener Bereiche einer Probe zu bestimmen.

Alle diese Methoden sind von der lateralen Auflösung her auf den Bereich weniger Mikrometer beschränkt. Im Gegensatz dazu ermöglicht ein Spinrastertunnelmikroskop die Verbesserung der Ortsauflösung bis hinab zu atomaren Abständen, also einigen Nanometern. Darüber hinaus lassen sich im spektroskopischen Modus direkt Korrelationen zwischen strukturellen und elektronischen Eigenschaften bestimmen. Im Wesentlichen gibt es bisher zwei Konzepte, um spinpolariertes Elektronentunneln mit hoher Ortsauflösung zu verbinden.

1. Durch den Einsatz magnetischer Spitzen im Spinrastertunnelmikroskop lässt sich der so genannte Spinfiltereffekt [2] ausnutzen. Er beruht darauf, dass die Tunnelleitfähigkeit zwischen zwei ferromagnetischen Elektroden, die durch eine isolierende Barriere voneinander getrennt sind, davon abhängt, ob die magnetischen Momente parallel oder antiparallel ausgerichtet sind [3]. Dies liegt daran, dass sich während des Tunnelprozesses die Spinpolarisation des tunnelnden Elektrons nicht ändert.

2. Mit zirkularpolarisierter Strahlung beleuchtete Galliumarsenidspitzen oder -oberflächen weisen auf Grund der Spin-Bahn-Kopplung eine Spinasymmetrie der elektronischen Zustandsdichte auf, die ebenfalls als Spinfilter dienen kann [4]. Diese Technik wurde bereits genutzt, um magnetische Domänen dünner Cobalfilme abzubilden [5].

Die Hauptschwierigkeit bei dieser Art von Experimenten besteht darin, den magnetischen Kontrast eindeutig zu bestimmen, das heißt, andere Urheber von Kontrast auszuschließen. Dies können im Fall magnetischer Spitzen Einflüsse der Struktur einer Oberfläche oder der Zustandsdichte der Elektronen sein, die nicht magnetischen Ursprungs sind. Für Halbleiter spitzen können thermisch induzierte oder durch unterschiedliche Schichtdicken hervorgerufene Effekte einen magnetischen Kontrast vortäuschen.



**Abb. 2. (a)** Spektren von Gadolinium, aufgenommen mit Photoelektronenspektroskopie (links) und Inverser Photoemission (rechts) [13]. Der besetzte Teil des Oberflächenzustandes erscheint im Photoemissionsspektrum bei etwa 100 meV, während der unbesetzte Teil bei etwa -250 meV nur schwach erkennbar ist. **(b)** Die Tunnelspektren, Spektren der differentiellen Leitfähigkeit, wurden über einer Gadoliniuminsel gemessen, wobei die Probe ähnlich der in Abbildung 1b war. Man erkennt beide Maxima des Oberflächenzustandes, markiert durch Pfeile.

Eine experimentelle Möglichkeit [6], solche Effekte auszuschließen, besteht darin, für den Tunnelprozess einen spinpolarisierten Oberflächenzustand – im vorliegenden Fall den von Gadolinium – auszunutzen. Auf Grund der quantenmechanischen Austauschwechselwirkung kann ein solcher Zustand in einen besetzten und einen unbesetzten Spinzustand aufspalten [7, 8]. Eine andere, sehr wirkungsvolle Methode besteht darin, die domänenabhängig unterschiedliche Spinpolarisation der durch die Austauschwechselwirkung aufgespaltenen Elektronenzustände auszunutzen, um die Magnetisierungsrichtung der Probe relativ zur ferromagnetischen Spalte zu bestimmen.

### Die Struktur dünner Gadoliniumfilme

Abbildung 1 zeigt Bilder zweier typischer Schichtstrukturen von Gadolinium, das auf einer Wolframoberfläche aufgedampft ist.

Das Aufdampfen von etwa fünfundvierzig Monolagen Gadolinium auf Wolfram bei Raumtemperatur mit einem anschließenden zweiminütigen Heizen der Schicht auf 710 K führt zu sehr glatten Gadoliniumfilmen (Abbildung 1a). Die Breite der atomar flachen Terrassen ist durch das Substrat bestimmt und beträgt 10 nm bis hin zu 1  $\mu\text{m}$ . Bei einer geringeren Bedeckung mit nur zehn Monolagen bilden sich bei 530 K Inseln, die mehrere Atomlagen hoch sind (Abbildung 1b). Die Inseln besitzen eine lokale Dicke von mindestens vier Monolagen und sind auf ihrer Oberfläche atomar flach. Zwischen den Inseln findet sich eine Gadoliniumschicht, die nur eine Atomlage dick ist und die die Wolframunterlage – das Substrat – vollständig bedeckt. Sie weist eine stark verzerrte, hexagonale Struktur auf.

### Der Oberflächenzustand des Gadolinium

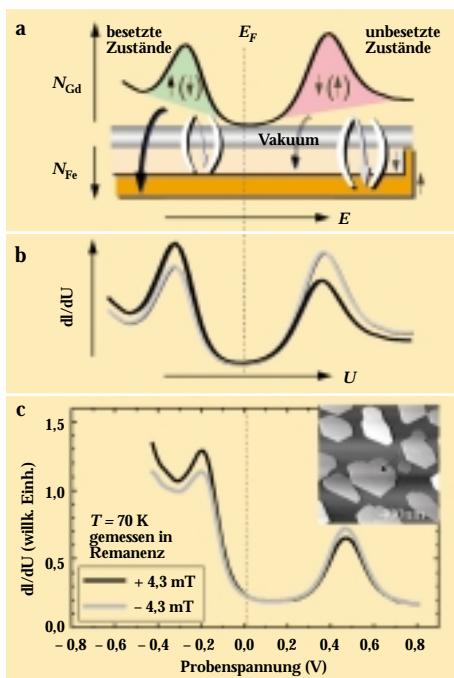
In den magnetischen Materialien Eisen, Kobalt und Nickel tragen die selben d-Elektronen, die für den Stromtransport verantwortlich sind, auch die magnetischen Momente. Im Gegensatz dazu befinden sich in den Selten-Erd-Metallen die magnetischen Momente in der atomaren 4f-Schale, während die 5d-Elektronen den Stromtransport bestimmen. Gadolinium wird oft als Prototyp für ein Selten-Erd-Metall angesehen, da es eine halb gefüllte 4f-Schale besitzt, die gemäß der Hundschen Regel das größtmögliche magnetische Moment von  $7 \mu_B$  trägt. Unterhalb der Curie-Temperatur von 293 K ist Gadolinium ferromagnetisch. Die atomaren 4f-Momente sind über die nach ihren Entdeckern benannte Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida(RKKY)-Wechselwirkung – eine spezielle Art von Austauschwechselwirkung – gekoppelt. Diese indirekte magnetische Wechselwirkung wird von den 5d-Leitungselektronen vermittelt, die einen zusätzlichen Beitrag von  $0,6 \mu_B$  zum magnetischen Gesamtmoment liefern.

Gadolinium besitzt einen Oberflächenzustand [10]. Oberflächenzustände zeichnen sich dadurch aus, dass die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen direkt an der Oberfläche hoch ist, aber sowohl in Richtung zum Vakuum als auch in das Substrat hinein sehr schnell abfällt. Darüber hinaus kann ein Oberflächenzustand nur auf einer wohlgeordneten und atomar sauberen Oberfläche eines Substrats existieren. Der Oberflächenzustand von Gadolinium ist zusätzlich an jedem Atom stark lokalisiert und in einen besetzten

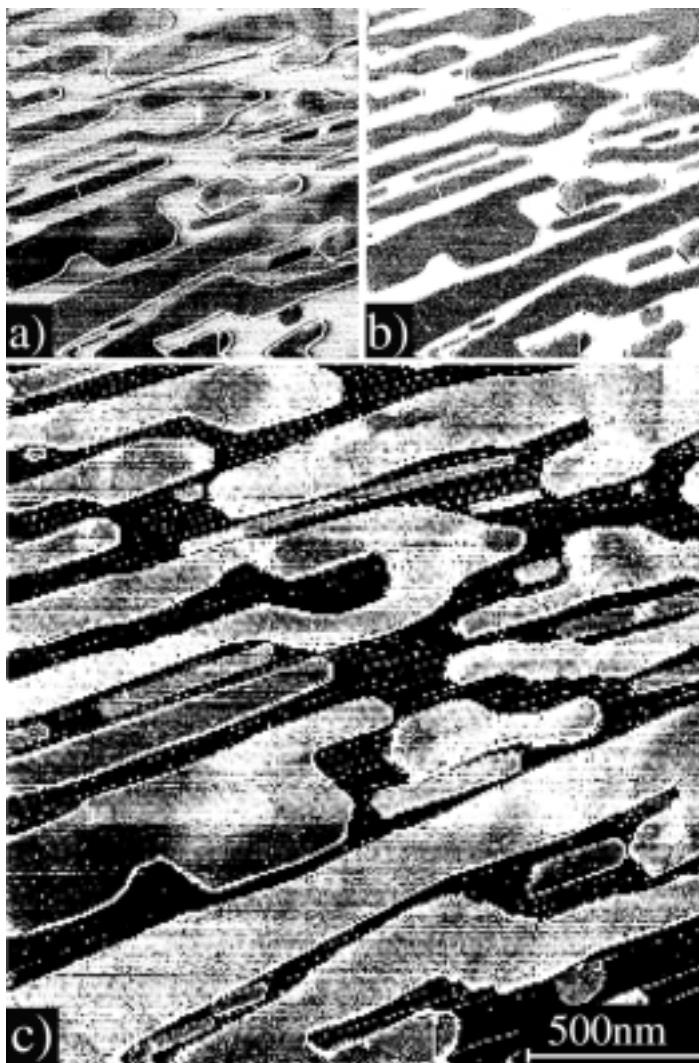
und einen unbesetzten Spinzustand aufgespalten. Der besetzte Teil wird als Majoritäts-, der unbesetzte Teil als Minoritätskomponente bezeichnet. Die Existenz des besetzten Oberflächenzustandes wurde experimentell mit der Technik der winkelauf lösenden Photoelektronenspektroskopie – dabei wird die Winkelverteilung photoemittierter Elektronen gemessen – bestätigt [11]. Später wurde auch der unbesetzte Teil mit Hilfe der Inversen Photoemission – gewissermaßen der Umkehrung der Photoemissionstechnik – gefunden [12]. Die Frage war, ob es möglich ist, diesen Oberflächenzustand mit Hilfe der Rastertunnelspektroskopie auch direkt zu beobachten. Abbildung 2a zeigt Spektren, die mit Photoemission und Inverser Photoemission an Gadolinium gewonnen wurden [13]. Während im Photoemissionsexperiment der besetzte Teil des Oberflächenzustandes bei einer Bindungsenergie von  $E_B \approx 100$  meV auftritt, ist mit Inverser Photoemission diejenige des unbesetzten Teils bei  $E_B \approx -250$  meV zu sehen. Der Vorteil der Rastertunnelspektroskopie ist es, den Verlauf der lokalen Zustandsdichte an der Oberfläche auf *beiden* Seiten der Fermi-Energie  $E_F$  in einer Messung bestimmen zu können. Die Ableitung der Tunnelstrom-Spannungs-Kennlinie  $I(U)$ , die differentielle Leitfähigkeit  $dI/dU$ , gemessen über einer Gadoliniuminsel zeigt tatsächlich zwei ausgeprägte Maxima. Sie zeigen an, dass es zwei Spinzustände gibt. Ihre energetische Lage von  $-0,1$  eV und  $0,3$  eV stimmt gut mit den Bindungsenergien des besetzten und des unbesetzten Teils des Oberflächenzustandes überein (Abbildung 2b).

### Spinpolarisiertes Vakuumtunneln

Abbildung 3 zeigt schematisch das Prinzip der spinpolarisierten Rastertunnelspektroskopie (Spinrastertunnelmikroskopie). Ideal geeignet für das Experiment ist eine Probe, die einen nur gering durch Austauschwechselwirkung aufgespaltenen Oberflächenzustand besitzt. Ist nämlich die Austauschwechselwirkung  $\Delta_{\text{ex}}$  zu groß, dann ist eine der beiden Spinkomponenten zu weit von der Fermi-Energie entfernt und somit für Messungen mit dem Rastertunnelmikroskop nicht mehr erreichbar (typisch  $\pm 2$  eV). Ein Beispiel hierfür ist Eisen, bei dem  $\Delta_{\text{ex}}$  ungefähr 2,1 eV beträgt. In den Spektren der differentiellen Leitfähigkeit ist lediglich der Minoritätsanteil als ein Maximum knapp oberhalb von  $E_F$  zu beobachten [14]. Die besetzten und unbesetzten Anteile des Oberflächenzustandes von



**Abb. 3.** (a) Prinzip des spinpolarisierten Vakuumtunnels bei Vorliegen eines austauschauftgespaltenen Oberflächenzustandes und einer ferromagnetischen Eisenspitze mit konstanter Spinpolarisation nahe der Fermi-Energie (veranschaulicht durch die unterschiedlich hohen Balken). Auf Grund des Spinfiltereffektes ist der Tunnelstrom des Teils des Oberflächenzustandes, dessen Spinkomponente parallel zu der der Spitze ist, verstärkt auf Kosten der anderen Spinkomponente, da der Tunnelprozess spinerhaltend ist. (b) Dieses führt zu einem Wechsel im  $dI/dU$ -Signal an den Stellen der Positionen der Maxima des Oberflächenzustandes bei Ummagnetisieren der Probe (Pfeile in (a) in Klammern). (c) Genau dieses Verhalten konnte in den Tunnelspektren bei Messungen beobachtet werden, in denen die Spitz über einer isolierten Gadoliniuminsel positioniert und ein äußeres Magnetfeld in entgegengesetzter Richtung angelegt wurde.



**Abb. 4.** Karten der differentiellen Leitfähigkeit bei Probenspannungen, die den energetischen Lagen des besetzten (a) ( $U = -0,2$  V) und des unbesetzten Teils (b) ( $U = +0,45$  V) des Oberflächenzustandes entsprechen. Während sich in (a) ein starker Kontrast auf den Gadoliniuminseln beobachten lässt, ist dieser in (b) schwächer und invertiert. (c) Im Asymmetriebild erscheint der Kontrast verstärkt.

Gadolinium haben im Gegensatz dazu bei 20 K eine Bindungsenergie von -220 meV bezüglichweise 500 meV [15]. Die Austauschauflösung bei dieser Temperatur, die weit unterhalb der Curie-Temperatur von 293 K liegt, beträgt somit lediglich 700 meV.

Im Folgenden betrachten wir das Vakuumtunnellen zwischen dem Gadoliniumoberflächenzustand und einer Spalte, die aus einem ferromagnetischen Material besteht, dessen Vorzeichen der Spinpolarisation in dem interessanten Energiebereich von ungefähr  $\pm 0,5$  eV um die Fermi-Energie nicht wechselt. Diese Bedingung ist für Eisen erfüllt. Zur Vereinfachung nehmen wir eine konstante Spinpolarisation an (unterschiedlich hohe Balken in Abbildung 3a (unten)). Falls sich die Magnetisierung der Spalte nicht ändert, sind zwei Möglichkeiten gegeben, wie sich die Magnetisierungsrichtungen der Spalte und der Probe relativ zueinander anordnen können, nämlich parallel oder antiparallel. Da nun beide Anteile des Oberflächenzustandes – die Majoritäts- und die Minoritätskomponente – in den Tunnelspektren auftauchen, ist immer eine Komponente parallel, die andere hingegen antiparallel zur Spalte ausgerichtet. Somit wirkt sich der Spinfiltereffekt unterschiedlich auf beide Komponenten aus. Auf Grund der starken Spinabhängigkeit der Zustandsdichte wird diejenige Komponente des Oberflächenzustandes, die parallel zu den Spins am Fermi-Niveau der Spalte ausgerichtet ist, auf Kosten der jeweils anderen, die antiparallel ausgerichtet ist, verstärkt. Daraus ergibt sich, dass im Vergleich der Tunnelspektren eine Kontrastumkehr bei den Energien des Majoritäts- und Minoritätszustandes dann zu erwarten ist, wenn die Messung über Domänen mit entgegengesetzter Magnetisierung durchgeführt wird (Abbildung 3b).

Tunnelspektren, die in einem äußeren Magnetfeld mit einer eisenbedeckten Spalte über einer einzelnen Gadoliniuminsel aufgenommen wurden, zeigen genau das zu erwartende Verhalten (Abbildung 3c). Nach Platzierung der Probe im Rastertunnelmikroskop und Herunterkühlen auf 70 K wurde sie in einem Magnetfeld von +4,3 mT parallel zur Oberfläche magnetisiert. Im Anschluss daran wurde die differentielle Leitfähigkeit gemessen, wobei die Spalte über einer Gadoliniuminsel positioniert blieb (markiert durch einen Pfeil in Abbildung 3c.) Danach wurden die Richtung des äußeren Magnetfeldes umgekehrt (-4,3 mT) und an derselben Stelle  $dI/dU$ -Kurven aufgenommen. Diese Prozedur wur-

de mehrmals wiederholt. Abbildung 3c zeigt die gemittelten Tunnelspektren, die nach Anlegen eines positiven oder negativen Magnetfeldes gemessen wurden. Der Vergleich der Spektren belegt, dass für ein positives Magnetfeld die differentielle Leitfähigkeit  $dI/dU$  bei einer positiven Probenspannung (besetzter Majoritätsanteil) höher ist als bei negativem Feld. Das entgegengesetzte Verhalten ist für den unbesetzten Anteil zu beobachten. Freistehende Gadoliniuminseln auf Wolfram sind für dieses Experiment besonders geeignet, da aus Kerr-Messungen bekannt ist [16], dass sich die Magnetisierung der Spalte nicht verändert, während die Magnetisierung der Probe durch das Anlegen des äußeren Feldes umgekehrt wird.

Weitere interessante Ergebnisse erhält man durch *lateral aufgelöste* Messungen bei 70 K mit einer Wolframspalte, die mit etwa zehn Monolagen Eisen bedeckt wurde, an zehn Monolagen Gadolinium auf Wolfram aufgedampft bei 530 K. Eine derartige Präparation führt zu teilweise zusammengewachsenen Gadoliniuminseln, wobei zwischen den Inseln eine Monolage Gadolinium die Wolframunterlage bedeckt.

Die Daten in Abbildung 4 wurden an einer unmagnetisierten Probe aufgenommen, das heißt ohne vorheriges Anlegen eines Magnetfeldes. Die Bildgröße beträgt 2  $\mu\text{m}$  mal 2  $\mu\text{m}$  bei einer Auflösung von 250 mal 250 Punkten. An jedem Punkt wurde ein  $dI/dU$ -Spektrum gemessen. In Abbildung 4 werden Karten der differentiellen Leitfähigkeit (a) bei  $U = -0,2$  V und (b) bei  $U = +0,45$  V gezeigt, das heißt bei den Probenspannungen, die den energetischen Lagen der besetzten und unbesetzten Teile des Oberflächenzustandes entsprechen. Da dieser Oberflächenzustand zwischen den Gadoliniuminseln nicht auftritt, ist die differentielle Leitfähigkeit dort sehr viel kleiner als auf den Inseln. Die Bereiche erscheinen daher dunkel. Neben Spalteninstabilitäten, die sich durch Streifen entlang der schnellen Rasterrichtung (in unserem Fall horizontal) identifizieren lassen und bei negativen Probenspannungen eher in Erscheinung treten, ist auf den Inseln ein in  $y$ -Richtung ausgedehnter Kontrast bei -0,2 V (Abbildung 4a) zu erkennen. Dieser ist schwächer und kehrt sich bei +0,45 V um (Abbildung 4b). In beiden Fällen resultiert der Kontrast aus Unterschieden in den lokalen Tunnelspektren, ähnlich dem nach Anlegen eines magnetischen Feldes in zwei entgegengesetzte Richtungen (Abbildung 4c). Aus diesen Beobach-

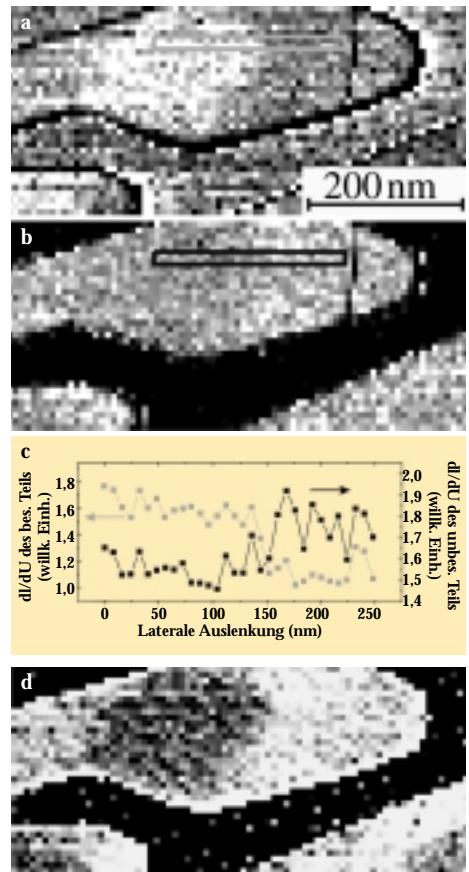


Abb. 5. Detail des Datensatzes aus Abbildung 4, das eine Bestimmung der lateralen Auflösung ermöglicht. (a) Im  $dI/dU$ -Bild, gemessen bei  $U = -0,2$  V, erscheint der linke Teil der Insel heller als der rechte, was eine parallele Ausrichtung des besetzten Teils des Oberflächenzustandes und der Spalte nahe  $E_F$  anzeigen. (b)  $dI/dU$ -Bild, das bei  $U = +0,45$  V gemessen wurde. (c) Darstellung des  $dI/dU$ -Signals entlang der Linien, die in (a) und (b) markiert sind. (d) Asymmetriebild, das aus (a) und (b) gemäß (1) berechnet wurde.

tungen kann man folgern, dass es gelungen ist, die magnetische Domänenstruktur eines Gadoliniumfilms mit Hilfe des spinpolarierten Vakuumtunnels eindeutig abzubilden.

Um den Einfluss gelegentlicher Wechsel der Spalten zu reduzieren, kann man einen Asymmetrieparameter einführen, der in ähnlicher Form auch zur Auswertung im Bereich anderer spinsensitiver Techniken benutzt wird, um experimentelle Artefakte zu unterdrücken. Sei  $I_{\text{maj(min)}}$  die Intensität des  $dI/dU$ -Signals, das bei der Position des Majo-

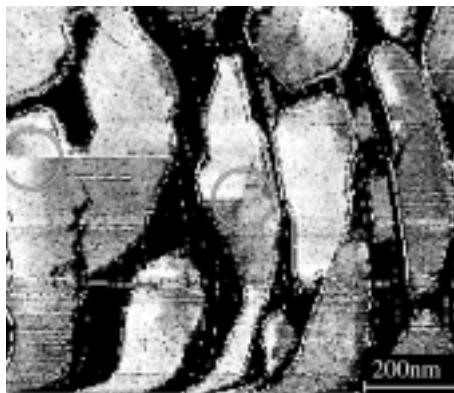
ritäts(Minoritäts-)maximums gemessen wurde. Die Asymmetrie  $A$  kann man dann als

$$A = \frac{I_{\text{maj}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{maj}} + I_{\text{min}}} \quad (1)$$

definieren. Abbildung 4c zeigt diese Größe, wobei die Eingangsdaten die beiden Bilder in Abbildung 4a und Abbildung 4b dargestellt sind. Es ist offensichtlich, dass diese Vorgehensweise den Einfluss von Spitzeninstabilitäten reduziert sowie insbesondere auch den Domänenkontrast erhöht.

Zur Bestimmung der derzeitigen Signalgröße sowie der lateralen Auflösung haben wir ein Detail vergrößert, nämlich eine der Inseln dargestellt, die bereits im oberen Teil von Abbildung 4 zu sehen ist. Wiederum ist das  $dI/dU$ -Signal für beide Spinkomponenten des Oberflächenzustandes in Abbildung 5a für den besetzten und in Abbildung 5b für den unbesetzten Teil dargestellt. Beide Bilder zeigen eine Domänenwand, die die Insel von oben nach unten durchzieht. Eine genauere Untersuchung von Höhenprofilen, die entlang der in dieser Abbildung eingezeichneten Kästen über die Domänenwand hinweg aufgenommen wurden, belegt, dass die Kontrastumkehr sowohl für den besetzten als auch für den unbesetzten Teil des Oberflächenzustandes auf einer lateralen Skala unterhalb von 20 nm stattfindet. Die Ortsauflösung unseres Verfahrens ist demnach besser als 20 nm.

Der Einfluss des Streufeldes der ferromagnetischen Spitze auf die Domänenstruktur der Probe ist ein kritischer Parameter, der natürlich betrachtet werden muss, um die Signifikanz der experimentellen Bilder zu bestimmen. Es ließ sich keinerlei Anzeichen einer spitzeninduzierten Veränderung der Gadoliniumdomänenstruktur für Beschichtungen der Spitze mit einer Dicke von weniger als zehn Monolagen Eisen entdecken. Für mehr als hundert Monolagen war es dagegen möglich, spitzeninduzierte Modifikationen des magnetischen Kontrastes zu beobachten. Abbildung 6 zeigt die Asymmetrie von Gadoliniuminseln auf Wolfram. Die Probe wurde mit einer Spalte, bei der die Dicke der Eisenbeschichtung ungefähr hundertfünfzig Monolagen betrug, von unten nach oben abgerastert. Die beiden Kreise zeigen Stellen, an denen ein Karomuster zu beobachten ist; dies ist charakteristisch für eine Magnetisierungsumkehr einzelner Gadoliniuminseln. Ein Wechsel der Spaltenmagnetisierung kann aus-



**Abb. 6. Asymmetriebild einer Gadoliniumprobe, gemessen mit einer ferromagnetischen Eisenspitze, die eine Schichtdicke von etwa 150 Monolagen besaß. Die Kreise zeigen zwei Gadoliniuminseln, deren Magnetisierung während der laufenden Messung durch die Wechselwirkung zwischen Spalte und Probe auf Grund des magnetischen Streufeldes umgekehrt wurde.**

geschlossen werden, da in *derselben* Zeile andere Inseln unverändert abgebildet werden.

Die fortschreitende Weiterentwicklung der Technik des spinpolarisierten Vakuumtunnelns wird es ermöglichen, magnetische Eigenschaften auf atomaren Abständen abzubilden, das heißt, den Magnetisierungszustand Atom für Atom darzustellen. Eine detaillierte Vermessung von Domänenwänden als auch die Darstellung von mikromagnetisch singulären Punkten rückt somit in greifbare Nähe.

## Literatur

- [1] R. Allenspach, *Physik in unserer Zeit* **27**, 118 (1996).
- [2] R. Wiesendanger, H.-J. Güntherodt, G. Güntherodt, R. J. Gambino und R. Ruf, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 247 (1990).
- [3] J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **39**, 6995 (1989).
- [4] S. F. Alvarado und P. Renaud, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1387 (1992); S. F. Alvarado, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 513 (1995).
- [5] Y. Suzuki, W. Naghan und K. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 3153 (1997).
- [6] M. Bode, M. Getzlaff und R. Wiesendanger, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4256 (1998).
- [7] D. Li, J. Pearson, S. D. Bader, D. N. McIlroy, D. Waldfried und P. A. Dowben, *Phys. Rev. B* **51**, 13895 (1995).
- [8] M. Donath, B. Gubanka und F. Passek, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5138 (1996).
- [9] P. M. Tedrow, R. Meserve und P. Fulde, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1270 (1970); P. M. Tedrow und R. Meserve, *Phys. Rev. B* **7**, 318 (1973).
- [10] R. Wu, C. Li, A. J. Freeman und C. L. Fu, *Phys. Rev. B* **44**, 9400 (1991).
- [11] D. Li, C. W. Hutchings, P. A. Dowben, C. Ilwang, R. T. Wu, M. Onellion, A. B. Andrews und J. L. Erskine, *J. Magn. Magn. Mater.* **99**, 85 (1991).
- [12] D. Li, P. A. Dowben, J. E. Ortega und F. J. Himpsel, *Phys. Rev. B* **49**, 7734 (1994).
- [13] E. Weschke, C. Schüssler-Langeheine, R. Meier, A. V. Fedorov, K. Starke, F. Hübinger und G. Kaindl, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3415 (1997).
- [14] J. A. Stroscio, D. T. Pierce, A. Davies, R. J. Celotta und M. Weinert; = *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2960 (1995).
- [15] M. Getzlaff, M. Bode, S. Heinze, R. Pascal und R. Wiesendanger, *J. Magn. Magn. Mater.* **184**, 155 (1998).
- [16] M. Farle und W.A. Lewis, *J. Appl. Phys.* **75**, 5604 (1994).

Die Autoren:



Roland Wiesendanger ist Professor für experimentelle Physik in Hamburg. Er wurde mit mehreren Preisen ausgezeichnet und ist Autor mehrerer Bücher.



Mathias Getzlaff (links) und Matthias Bode sind promovierte wissenschaftliche Mitarbeiter am Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg.



Anschrift:

Dr. Mathias Getzlaff, Institut für Angewandte Physik, Jungiusstraße 11, D-20355 Hamburg, getzlaff@physnet.uni-hamburg.de