

Untersuchung ultradünner
magnetischer Filme mittels
Magnetkraftmikroskopie
und
spinpolarisierter
Rastertunnelmikroskopie
im Ultrahochvakuum

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Michael Kleiber
aus Hamburg

Hamburg
2000

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. R. Wiesendanger

Prof. Dr. H. P. Oepen

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. R. Wiesendanger

Prof. Dr. L. Johnson

Datum der Disputation:

20.9.2000

Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. F. W. Büber

Inhaltsangabe

Die vorliegende Dissertation beschreibt die Untersuchung von ultradünnen magnetischen Filmen und Oberflächen mit den Verfahren der Magnetkraftmikroskopie und der spinpolarisierten Rastertunnelmikroskopie.

Die Magnetkraftmikroskopie hat sich bereits als Verfahren zur hochauflösenden Abbildung von Domänen etabliert. Jedoch erst die Anwendung des Verfahrens unter UHV-Bedingungen ermöglicht die Untersuchung ultradünner Filme bis in den Monolagenbereich ohne den Einsatz von Deckschichten. Die spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie hingegen befindet sich noch in der Entwicklung. Es zeigt sich jedoch bereits, daß sie hinsichtlich Auflösung und Sensitivität allen bisherigen magnetischen Abbildungsverfahren deutlich überlegen ist.

Nach einer Beschreibung der verwendeten Methoden in den ersten beiden Kapiteln befaßt sich das dritte Kapitel mit der Untersuchung ultradünner Kobaltfilme auf der (111)-Oberfläche eines Goldkristalls. Der bereits zuvor beobachtete Reorientierungsübergang von senkrechter zu in der Ebene liegender Anisotropie konnte bestätigt werden. Die magnetische Domänenstruktur von Filmen mit Schichtdicken zwischen 1,8 und 40 Monolagen konnte abgebildet werden. Weiterhin konnte der Einfluß von Kontaminationen auf die magnetische Anisotropie untersucht werden.

Im vierten Kapitel werden die Untersuchungen an der Chrom(001)-Oberfläche beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit ist es erstmals gelungen, die magnetische Struktur der Oberfläche orts aufgelöst abzubilden. Hierbei wurden die theoretisch vorhergesagten alternierend magnetisierten Terrassen beobachtet. Darüber hinaus wurden erstmals Domänenwände entdeckt, welche von einer durch Schraubenversetzungen entstehenden Spinfrustration ausgehen.

Im letzten Teil der Arbeit wurde der Einfluß der magnetischen Struktur der Chrom(001)-Oberfläche auf die Domänenstruktur darauf aufgebracht ultradünner Eisenfilme mit Magnetkraftmikroskopie untersucht. Hierbei konnte für Filme einer Dicke von bis zu 12 Monolagen eine Domänenstruktur gefunden und mit der darunterliegenden Terrassenstruktur des Chromsubstrates korreliert werden.

Abstract

The present work describes the investigation of ultrathin magnetic films and surfaces using magnetic force microscopy and spin-polarized scanning tunnelling microscopy.

Magnetic force microscopy is already established as a tool to image magnetic domains with high resolution. To allow the investigation of ultrathin films down to a few monolayers thickness without protection layers this technique has to be applied under UHV-conditions. In contrast, spin-polarized scanning tunnelling microscopy is still under development. Nevertheless its superiority concerning lateral resolution and sensitivity has already been demonstrated.

After a description of the applied techniques in the first two chapters, the third chapter deals with the investigation of ultrathin cobalt films on the (111)-surface of a gold single crystal. The previously observed reorientation transition from perpendicular to in-plane magnetic anisotropy was confirmed. MFM images of the films with thicknesses between 1.8 and 40 monolayers revealed their magnetic domain structure. Furthermore the influence of contamination on the magnetic anisotropy was studied.

The fourth chapter focuses on the investigations of the Cr(001) surface by spin-polarized scanning tunnelling microscopy. In the course of this work, the magnetic structure of the surface could be imaged for the first time with high spatial resolution. The observations show the theoretically predicted alternately magnetized terraces. The investigations also led to the discovery of domain walls originating from spin frustrations caused by screw dislocations.

The MFM study in the last chapter reveals how the domain structure of ultrathin iron films is influenced by the magnetic structure of the Cr(001) substrate. The domain structure found for films up to 12 monolayers thickness could be related to the underlying terrace structure of the Cr(001) surface.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| Einleitung | 7 |
| 1 Magnetisch abbildende Rastersonorverfahren | 9 |
| 1.1 Rasterkraftmikroskopie | 9 |
| 1.1.1 Kräfte an Oberflächen | 12 |
| 1.2 Magnetkraftmikroskopie | 13 |
| 1.2.1 Cantileverpräparation | 13 |
| 1.2.2 Abstandsregelung | 14 |
| 1.2.3 Kontrastinterpretation | 16 |
| 1.3 Rastertunnelmikroskopie | 17 |
| 1.3.1 Der Tunneleffekt | 18 |
| 1.3.2 Rastertunnelspektroskopie | 20 |
| 1.4 Spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie | 20 |
| 2 UHV-Technik | 27 |
| 2.1 Präparation | 27 |
| 2.2 Analytik | 29 |
| 3 Kobalt auf Gold(111) | 31 |
| 3.1 Einführung | 31 |
| 3.2 Die Gold(111)-Oberfläche | 32 |
| 3.3 Präparation der Kobaltfilme | 33 |
| 3.4 Magnetische Domänenstruktur der Kobaltfilme | 35 |
| 3.4.1 Schichtdickenabhängigkeit der Domänenstruktur | 35 |
| 3.4.2 Kobaltfilme mit senkrechter Anisotropie | 37 |
| 3.4.3 Kobaltfilme mit in der Ebene liegender Anisotropie | 39 |
| 3.5 Beeinflussung der magnetischen Anisotropie durch Kontaminationseffekte | 41 |
| 4 Die Chrom(001)-Oberfläche | 47 |
| 4.1 Einführung | 47 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 4.2 | Präparation | 50 |
| 4.3 | STS-Messungen | 52 |
| 4.4 | Abbildung der magnetischen Struktur | 56 |
| 5 | Eisen auf Chrom(001) | 63 |
| 5.1 | Einführung | 63 |
| 5.2 | Präparation | 65 |
| 5.3 | Untersuchung der Domänenstruktur | 67 |
| | Zusammenfassung | 73 |
| | Literaturverzeichnis | 77 |
| | Publikationen und Konferenzbeiträge | 81 |

Einleitung

Das Interesse am Magnetismus der ultradünnen Filme und Multilagensysteme und die Forschungsaktivitäten in diesem Bereich haben in den letzten Jahren stark zugenommen. Die Entdeckung einer Magnetisierung senkrecht zur Filmebene in einigen dünnen Filmen und Multilagen [1] lenkten neue Aufmerksamkeit auf das Phänomen der Grenzflächenanisotropie [2], welcher mit abnehmender Schichtdicke eine immer stärkere Bedeutung zukommt. Die Entdeckung des Riesenmagnetowiderstandseffektes [3, 4] als Folge der Zwischenschichtaustauschkopplung [5] machten die magnetischen Schichten zu einem Schwerpunkt der Festkörperforschung.

Die Fortschritte, die in den letzten Jahren erzielt wurden, sind vor allem eine Folge der verbesserten UHV-Techniken, die es ermöglichen, Filme einer Dicke von wenigen Atomlagen kontrolliert aufzuwachsen und zu charakterisieren. Im Bereich der Oberflächenanalytik hat vor allem die Erfindung des Rastertunnelmikroskops (STM) durch Binnig und Rohrer [6] die Möglichkeiten enorm erweitert, da hierdurch erstmals die Untersuchung leitender Oberflächen mit atomarer Auflösung möglich wurde. Dies konnte durch die Entwicklung des Rasterkraftmikroskops (SFM) [7] auch auf nicht leitende Oberflächen ausgedehnt werden.

Im Bereich der Abbildung von magnetischen Domänenstrukturen an Oberflächen konnte sich die Magnetkraftmikroskopie (MFM) [8] einen festen Platz neben magnetooptischen Methoden und der SEMPA-Technik erobern. Dies gilt insbesondere für Untersuchungen unter Umgebungsbedingungen, da MFM auch auf oxidierten oder mit Schutzschichten bedeckten Oberflächen funktioniert. Ein Einsatz unter UHV-Bedingungen, wie in der vorliegenden Arbeit ist jedoch bisher die Ausnahme. Dem erhöhten Aufwand, den die UHV-Magnetkraftmikroskopie erfordert, steht jedoch die Möglichkeit gegenüber, Domänenstrukturen in wohlcharakterisierten Filmen einer Dicke von wenigen Monolagen abzubilden.

Dies soll in dieser Arbeit zunächst am Beispiel von Co/Au(111) demonstriert werden. Ziel ist es, den zuvor mit SEMPA beobachteten Reorientierungsübergang zwischen 4 und 5 Monolagen Dicke [9, 10, 11] mit MFM zu

beobachten und dabei Erfahrungen mit der Abbildung senkrechter und in der Ebene magnetisierter Schichten zu erhalten.

Am System Fe/Cr(001) soll die Kombination von Magnetkraftmikroskopie mit Rastertunnelmikroskopie erprobt werden. Die eisenbeschichtete Si-Spitze des Cantilevers wird hierbei sowohl für die Magnetkraftmikroskopie als auch zum Tunneln verwendet. Dies ermöglicht es, MFM- und STM-Bilder des gleichen Bereiches aufzunehmen und diese zu korrelieren.

Da die Magnetkraftmikroskopie langreichweitige magnetische Dipolkräfte zwischen Spitze und Probe nutzt, ist ihre Auflösung auf etwa 20-40 nm begrenzt. Als Alternative bietet sich hier die spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie an, die eine Steigerung der Auflösung bis zur atomaren Skala erlaubt. Die Realisierung dieses Verfahrens hat sich zwar als schwierig erwiesen, dennoch konnten hier in letzter Zeit große Fortschritte erzielt werden [12, 13, 14]. Mit dem Verfahren soll die magnetische Struktur der Cr(001)-Oberfläche abgebildet werden. Deren topologischer Antiferromagnetismus [15] konnte zwar mit spinpolarisiertem STM nachgewiesen werden [16], eine Abbildung der magnetischen Struktur, die auch den Einfluß von Versetzungen untersuchen könnte, ist jedoch noch nicht gelungen.

Kapitel 1

Magnetisch abbildende Rastersensorverfahren

Im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen die Magnetkraftmikroskopie und die spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie. Da es sich hierbei um spezielle Varianten der Rasterkraft- bzw. Rastertunnelmikroskopie handelt, werden jeweils zuerst diese beschrieben und anschließend die Besonderheiten der daraus entstandenen magnetischen Meßmethoden erläutert.

Gemeinsam ist allen Rastersensorverfahren das zeilenweise Abtasten einer Probe mit Hilfe von piezoelektrischen Stellelementen (dem sogenannten *Scanner*). Hierbei wird an jedem Rasterpunkt eine Wechselwirkung zwischen einer Sondenspitze und der Probe aufgezeichnet. Indem der Meßwert jeweils mit einem Sollwert verglichen wird und die Differenz zur Nachführung des Scanners verwendet wird, kann die Spitze der Topographie der Probe folgen und sie dabei aufzeichnen. Neben diesem geregelten Modus ist es ebenfalls möglich, eine vorgegebene Linie nachzufahren und das Signal direkt zu messen.

Für eine umfangreichere Einführung in das Gebiet der Rastersensormethoden sei auf die Literatur verwiesen [17, 18].

1.1 Rasterkraftmikroskopie

Das Rasterkraftmikroskop (engl. *scanning force microscope*, kurz SFM) verwendet als Meßgröße die Kraft, welche zwischen einer Sondenspitze und der Probe wirkt. Die Spitze befindet sich am Ende eines einseitig eingespannten Federbalkens, des *Cantilevers*. Als Maß für die wirkende Kraft dient die Auslenkung dieses Cantilevers.

Zur Detektion einer Verbiegung des Cantilevers werden verschiedene Methoden verwendet. Das für diese Arbeit verwendete SFM der Firma Omicron

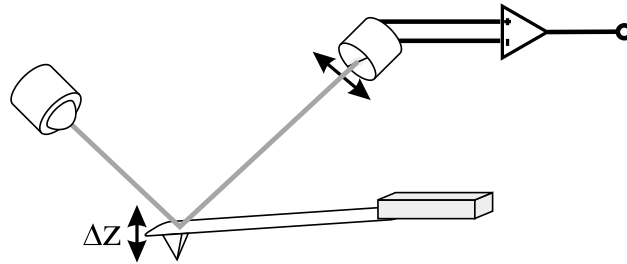


Abbildung 1.1: Darstellung des Lichtzeigerprinzips: Mit Hilfe von zwei verstellbaren Spiegeln wird ein Lichtstrahl auf die Rückseite des Cantilevers und von dort ins Zentrum eines viersegmentigen Photodetektors reflektiert. Bei Auslenkung des Cantilevers wandert der Lichtfleck auf dem Photodetektor, was durch Messung des Differenzsignals zwischen den Segmenten detektiert werden kann.

[19] bedient sich hierzu des Lichtzeigerprinzips [20]. Dabei wird der Lichtstrahl einer Photodiode auf die Rückseite des Cantilevers gerichtet und von dort auf einen viersegmentigen Photodetektor reflektiert. Wird der Cantilever ausgelenkt, so wandert die beleuchtete Fläche auf dem Detektor auf oder ab. Die Differenz zwischen den Signalen der oberen und der unteren Segmente liefert so ein Maß für die Auslenkung (siehe Abbildung 1.1).

Betriebsarten

Das Rasterkraftmikroskop wird in zwei Betriebsarten verwendet. Im **statischen Modus** wird aus der Auslenkung des Cantilevers mit dem *Hook'schen Gesetz*

$$F = k \cdot \Delta z \quad (1.1)$$

bei bekannter Federkonstante k die Kraft F zwischen Sonde und Probe bestimmt. Die Richtung von Kraft und Auslenkung ist die z -Richtung, also nach Konvention senkrecht zur Probenoberfläche. Um bei sehr geringen Kräften noch Auslenkungen messen zu können, wird die Federkonstante des Cantilevers k möglichst klein (zwischen 0,06 N/m und 1 N/m) gewählt.

Im **dynamischen Modus** wird der Cantilever durch einen Bimorph zu resonanten Schwingungen angeregt. Die Resonanzfrequenz ergibt sich bei kleinen Amplituden zu $\omega_0 = \sqrt{k/m}$, wobei k die Federkonstante des Cantilevers und m seine Masse ist. Wirkt auf den Cantilever eine Kraft, so verändert sich die Federkonstante zu $k_{eff} = k - \partial F / \partial z$. Hieraus ergibt sich für die neue Resonanzfrequenz:

$$\omega = \sqrt{\frac{k_{eff}}{m}} = \sqrt{\frac{k - \partial F/\partial z}{m}} \quad (1.2)$$

Entwickelt man die Wurzel in eine Taylorreihe, so erhält man einen einfachen Zusammenhang zwischen der relativen Frequenzverschiebung $\Delta\omega/\omega$ und dem Kraftgradienten $\partial F/\partial z$:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\sqrt{(k - \partial F/\partial z)/m} - \sqrt{k/m}}{\sqrt{k/m}} = \sqrt{1 - \frac{\partial F/\partial z}{k}} - 1 = -\frac{\partial F/\partial z}{2k} + \dots \quad (1.3)$$

Es ergibt sich also in erster Näherung ein linearer Zusammenhang zwischen dem wirkenden Kraftgradienten und der Frequenzverschiebung. Diese Näherung gilt jedoch nur, wenn sich der Kraftgradient auf dem Weg der Spitze während der Oszillation nur wenig ändert [21]. Für die Messung langreichweitiger Kräfte, wie der magnetischen Dipolkräfte, ist dieser Ansatz ausreichend.

Um diese Frequenzverschiebung zu detektieren, gibt es verschiedene Verfahren. So kann an einer festen Stelle in der Nähe der Resonanzfrequenz die Amplitude gemessen werden und aus einer Änderung ihres Wertes auf die Frequenzverschiebung geschlossen werden. Da sich unter UHV-Bedingungen jedoch aufgrund geringerer Dämpfung ein sehr schmaler Resonanzpeak ergibt (Güte im Bereich 10^4), ist diese Methode hier nicht anwendbar. Daher wird über einen Rückkopplungsmechanismus die aktuelle Resonanzfrequenz eingestellt und mit der Resonanzfrequenz des frei schwingenden Cantilevers als Referenzfrequenz verglichen [22]. Der kleinste meßbare Kraftgradient ergibt sich zu:

$$\left. \frac{\partial F}{\partial z} \right|_{min} = \sqrt{\frac{4kk_bTB}{A^2\omega_0Q}} \quad (1.4)$$

Hierbei ist A die Amplitude der Schwingung, B die Bandbreite und $k_B T$ die thermische Energie. Bei Verwendung eines Cantilevers mit $k=2$ N/m und $\omega_0 = 2\pi \cdot 66$ kHz ergibt sich bei einer Amplitude von $A=10$ nm und einer Bandbreite von 75 Hz eine untere Grenze von $2 \cdot 10^{-6}$ N/m. Hier zeigt sich, daß man durch die im Vakuum etwa zwei Größenordnungen größere Güte Q eine Größenordnung an Sensitivität gewinnen kann. Da in unserem Fall die minimal auflösbare Frequenzverschiebung niedriger ist als die Auflösung des nachgeschalteten DA-Wandlers, wird das Signal zusätzlich vorher abgegriffen, extern verstärkt und tiefpassgefiltert, wodurch die Abbildung der ultradünnen Schichten zum Teil erst möglich wurde.

1.1.1 Kräfte an Oberflächen

Um rasterkraftmikroskopische Bilder zu interpretieren und gezielt bestimmte Kräfte (z.B. magnetische) messen zu können, ist es unerlässlich, die Kräfte an Oberflächen und die Abstände, in denen sie wirken, zu kennen. Daher werden sie im folgenden vorgestellt.

Die Wechselwirkung zwischen einer Spitze und einer Probenoberfläche läßt sich unter Vernachlässigung elektrostatischer und magnetostatischer Kräfte durch ein Lennard-Jones Potential V beschreiben [23]:

$$V(r) = 4\epsilon\left[\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r}\right)^6\right] \quad (1.5)$$

Durch den $(\frac{\sigma}{r})^{12}$ -Term wird die kurzreichweitige **Pauli-Abstoßung** beschrieben, die bei der Überlappung der Elektronenorbitale als Folge des Pauli-Prinzips auftritt. Sie dominiert bei Abständen von einigen Å.

Der $(\frac{\sigma}{r})^6$ -Term beschreibt die stets anziehend wirkende **Van-der-Waals-Wechselwirkung**, welche durch induzierte Dipole hervorgerufen wird. Als Modell für die Konfiguration aus Spitze und Probe kann zum Beispiel eine Kugel mit dem Radius R im Abstand z von einer Ebene dienen [23]. Durch Integration erhält man den folgenden Ausdruck:

$$F_{vdw}(z) = -H\left[\frac{R}{6z^2}\right] \quad (1.6)$$

H bezeichnet dabei die materialabhängige Hamakerkonstante. Abhängig von der Geometrie der Spitze variiert das Potential. In jedem Fall ergibt sich jedoch eine z^{-2} -Abstandsabhängigkeit.

Oberhalb von etwa 10 nm beginnt der Bereich der langreichweitigen Kräfte. Hier seien zunächst **elektrostatische Kräfte** genannt. Die elektrostatische Kraft zwischen Spitze und Probe setzt sich aus einem Kapazitiv- und einem Coulombterm zusammen.

$$F_{el}(z) = F_{coulomb} + F_{kapazitiv} = \frac{q_s q_t}{4\pi\epsilon_0 z^2} + \frac{U^2}{2} \frac{\partial C}{\partial z} \quad (1.7)$$

Der erste Term beschreibt die Wechselwirkung zwischen der Oberflächenladung q_s und der in der Spitze induzierten Bildladung q_t . Der kapazitive Term führt zu einer attraktiven Wechselwirkung, da $\frac{\partial C}{\partial z}$ stets negativ ist. Das Auftreten von elektrostatischen Kräften läßt sich reduzieren, indem der leitende Cantilever und die Probe auf das gleiche Potential gelegt werden. Im Falle elektrisch leitender Proben ist der Effekt der Oberflächenladung gering.

Die Messung der ebenfalls langreichweitigen **magnetostatischen Kräfte** ist das Ziel der Magnetkraftmikroskopie, daher werden diese in Abschnitt 1.2.3 behandelt.

1.2 Magnetkraftmikroskopie

Die Magnetkraftmikroskopie (engl. *magnetic force microscopy*, kurz MFM) ist ein besonderer Modus der Rasterkraftmikroskopie. Sie hat sich in den letzten Jahren als leistungsfähige Möglichkeit zur Abbildung von Domänenstrukturen im Submikrometerbereich etabliert.

Detektiert wird die Wechselwirkung des magnetischen Streufeldes der Probe mit der ferromagnetischen Spitze. Da die magnetostatische Dipolwechselwirkung langreichweitig ist, wird MFM üblicherweise bei einem Spitze-Probe Abstand von einigen zehn Nanometern betrieben. Hierbei wird nicht, wie bei der topographischen Abbildung, ein Regelkreis eingestellt, um Linien konstanter Kraft zu folgen. Vielmehr wird versucht, einen konstanten Abstand zur Probe einzuhalten, um den Einfluß der Proben topographie auf die Abbildung gering zu halten. In den folgenden Abschnitten wird zunächst die Präparation von MFM-Sonden beschrieben, anschließend die Realisierung der Abstandsregelung und schließlich die Interpretation von MFM-Bildern diskutiert.

1.2.1 Cantileverpräparation

Die ersten MFM-Messungen wurden mit massiven ferromagnetischen Folien oder Drähten, deren Enden durch elektrochemisches Ätzen zu einer Spitze geformt wurden, durchgeführt. Modellrechnungen [24] und Meßergebnisse [25] zeigten jedoch, daß nichtmagnetische Spitzen, die mit einer dünnen magnetischen Schicht bedeckt sind, ein höheres Auflösungsvermögen besitzen. Hinzu kommt, daß solche Spitzen, in den Cantilever integriert, aus Halbleiternmaterialien industriell hergestellt werden können. Man erhält so Spitzen und Cantilever mit wohldefinierten Eigenschaften.

Für die Messungen in dieser Arbeit, die alle im dynamischen Modus durchgeführt worden sind, wurden Siliziumcantilever der Firma Nanosensors [26] verwendet, deren Daten in Tabelle 1.1 zusammengefaßt sind. Das Silizium ist hoch dotiert und damit gut leitend. Dies bedeutet zum einen, daß die Spitze stets gut geerdet ist, womit elektrostatische Kräfte reduziert werden. Zum anderen bietet dies die Möglichkeit, mit den Cantilevern Tunnelmikroskopie zu betreiben, was es erlaubt, am gleichen Probenort AFM-/MFM- sowie STM-Messungen durchzuführen.

Die Präparation der Cantilever erfolgt in der UHV-Anlage. Zunächst wird die Siliziumoxidschicht durch *Sputtern* (siehe Abschnitt 2.1) mit Argonionen entfernt. Anschließend wird eine magnetische Schicht von 5-10 nm Dicke mit Hilfe eines Elektronenstrahlverdampfers aufgebracht. Eine weitere Beschichtung zum Schutz gegen Oxidation ist nicht erforderlich, da die Cantilever im UHV verbleiben. Bevor die Cantilever zur MFM-Messung an den ultradünnen

| | | | |
|---|---------|---------|---------|
| Resonanzfrequenz [kHz] | 67-93 | 183-203 | 348-437 |
| Länge [μm] | 231 | 224 | 114 |
| Breite [μm] | 26-28 | 34-36 | 30-32 |
| Dicke [μm] | 2,7-3,8 | 6,8-7,5 | 3,6-4,4 |
| Spitzenhöhe [μm] | 10-15 | 10-15 | 10-15 |
| Federkonstante [N/m] | 1,8-5,2 | 40-57 | 39-77 |
| spezifischer Widerstand [Ωcm] | <0,0025 | <0,0025 | <0,0025 |

Tabelle 1.1: Technische Daten der verwendeten Cantilever laut Herstellerangaben

Filmen verwendet werden, erfolgt ein Test an einer Co/Pt-Multilagensestruktur, die eine wohlbekannt Domänenstruktur aufweist.

1.2.2 Abstandsregelung

Die Wahl des Spitze-Probe-Abstandes ist entscheidend für die Qualität und Aussagekraft von MFM-Messungen. Wählt man den Abstand zu groß, so nimmt zum einen die Signalstärke ab, zum anderen verschlechtert sich die räumliche Auflösung, bedingt durch die Geometrie des magnetischen Streufeldes der Probe. Wird der Abstand zu gering gewählt, so zeigt sich eine Beeinflussung des MFM-Bildes durch die Topographie der Probe. Ein solches Übersprechen kann vermieden werden, wenn der Abstand der Spitze zur Probe konstant gehalten wird. Die Topographie der Probe wird zunächst im normalen Topographiemodus, also durch Regelung auf eine konstante Kraft oder einen konstanten Kraftgradienten, bestimmt. Anschließend wird die Spitze auf den gewünschten Abstand gebracht und die Topographie nachgefahren. Auf diese Weise wird auch eine eventuelle Schräglage der Probe ausgeglichen. Abhängig von der Beschaffenheit der Probe haben sich zwei Verfahren etabliert, die beide im verwendeten Mikroskop realisiert wurden.

Der **Lift-Mode** wurde zuerst von Digital Instruments [27] verwendet. Der Wechsel zwischen Topographiemessung und MFM-Messung erfolgt hier zeilenweise. Zunächst wird das Profil einer Zeile bestimmt und anschließend in vorgegebener Höhe nachgefahren (Abbildung 1.2). Auf diese Weise erhält man simultan ein Topographiebild und ein MFM-Bild der gleichen Stelle. Ein genereller Nachteil des *Lift-Modes* ist die geringe Aufnahmegeschwindigkeit. Speziell für die Magnetkraftmikroskopie besteht zusätzlich die Gefahr unkontrollierter gegenseitiger Beeinflussung der magnetischen Struktur von Spitze und Probe während der Topographiemessung.

Die Möglichkeit, einen kontrollierten Abstand zwischen Probe und Spitze

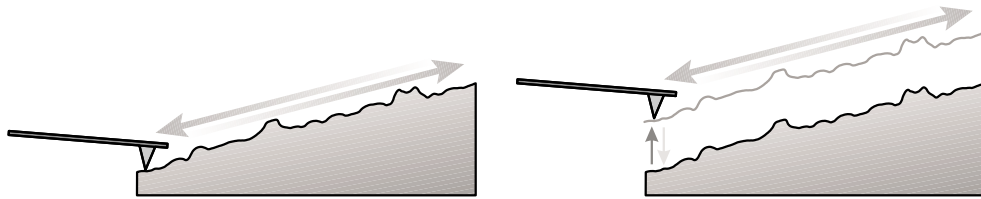


Abbildung 1.2: Der *Lift Mode*: a) zunächst wird das Profil einer Zeile bestimmt und anschließend b) in vorgegebener Höhe nachgefahren

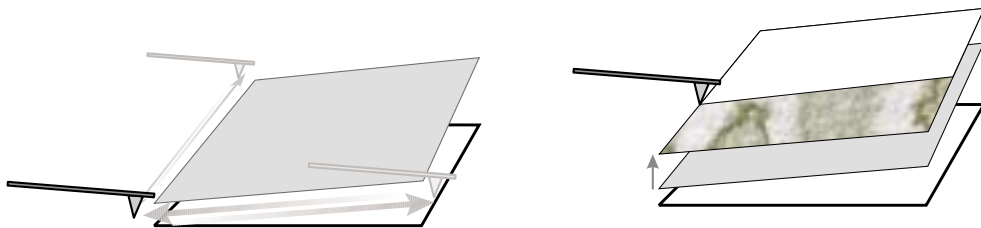


Abbildung 1.3: *Plane-Subtraction-Mode*: a) die Seiten des abzubildenden Bereiches werden ausgemessen und anschließend durch Polynome approximiert. Hieraus wird eine Fläche berechnet, die anschließend b) in vorgegebener Höhe nachgefahren wird.

während der gesamten Messung einzuhalten, bietet der sogenannte **Plane-Subtraction-Mode**; im folgenden kurz *PS-Mode* genannt. Hier wird nicht die gesamte Topographie ausgemessen, sondern nur die Ränder der zu untersuchenden Fläche. Es wird wahlweise an zwei oder auch an allen vier Seiten des Scanbereiches jeweils eine Linie aufgenommen. An diese Linien wird jeweils ein Polynom ersten bis dritten Grades angepaßt und hieraus eine Ebene ermittelt. Die anschließende Messung folgt dieser Ebene im gewählten Abstand und berücksichtigt so eine Verkippung sowie eine Krümmung der Oberfläche (Abbildung 1.3). Der Nachteil dieser Methode ist, daß topographische Effekte innerhalb des Scanbereiches - vor allem Partikel - durch das Ausmessen der Seiten nicht erfaßt werden und zu Störungen führen können. Die Methode eignet sich also eher für flache saubere Proben. Da die in dieser Arbeit untersuchten Proben im UHV hergestellt wurden und eine geringe Korugation von 2-10 nm aufweisen und andererseits die Gefahr einer Beeinflussung der magnetischen Struktur durch die Spitze bei ultradünnen Filmen mit ihren geringen Koerzitivfeldstärken besonders hoch ist, wurde fast ausschließlich der *Plane-Subtraction-Mode* verwendet.

1.2.3 Kontrastinterpretation

Die Energie eines Körpers, zum Beispiel der Spitze, mit der Magnetisierung \vec{m} im magnetischen Streufeld der Probe \vec{H} ist gegeben durch

$$E = -\mu_0 \int_{V_{\text{Spitze}}} \vec{m} \cdot \vec{H} dV \quad (1.8)$$

Die wirkende Kraft ist dann der negative Gradient dieser Energie.

$$\vec{F} = -\nabla E = \mu_0 \int_{V_{\text{Spitze}}} \nabla (\vec{m} \cdot \vec{H}) dV \quad (1.9)$$

Zur Vereinfachung wird die Spitzenmagnetisierung im folgenden durch einen Dipol mit der Magnetisierung \vec{m} ersetzt

$$\vec{F} = \mu_0 \nabla (\vec{m} \cdot \vec{H}) \quad (1.10)$$

Gemessen wird nur die z-Komponente der Kraft

$$F_z = \mu_0 \frac{\partial}{\partial z} (\vec{m} \cdot \vec{H}) = \mu_0 \frac{\partial}{\partial z} \sum_{i=1}^3 m_i H_i = \mu_0 \sum_{i=1}^3 m_i \frac{\partial H_i}{\partial z} \quad (1.11)$$

oder des Kraftgradienten

$$\frac{\partial F_z}{\partial z} = \mu_0 \sum_{i=1}^3 m_i \frac{\partial^2 H_i}{\partial z^2} \quad (1.12)$$

Ist die Spitze beispielsweise in z-Richtung magnetisiert, so trägt nur die z-Komponente des \vec{H} Feldes zur Wechselwirkung bei.

Zur Interpretation des MFM-Signals sind also Kenntnisse über die magnetischen Eigenschaften der Spitze erforderlich. Dies gilt insbesondere bei der Untersuchung von Proben mit unbekannter magnetischer Struktur. Da die Cantileverspitzen mit sehr dünnen magnetischen Filmen beschichtet werden, bewirkt deren Formanisotropie eine Ausrichtung der Magnetisierung entlang der Spitzenachse, also senkrecht zur Probenebene. Eine Möglichkeit, dies zu überprüfen, ist das Testen der Spitze auf einer Probe, die eine wohldefinierte magnetische Struktur besitzt. Wir verwendeten hierfür eine CoPt-Multilagenschicht. Die senkrecht zur Probenebene magnetisierten Domänen erzeugen einen Domänenkontrast (Abbildung 1.4 a)), da die Wechselwirkung mit der Spitze über den Domänen entweder anziehend oder abstoßend ist. Bei weichmagnetischen Spitzen ergibt sich allerdings ein Domänenwandkontrast, der daher rührt, daß die Spitzenmagnetisierung sich jeweils parallel zur Magnetisierung der unter ihr liegenden Domäne ausrichtet. Ein Kontrast entsteht dann nur während die

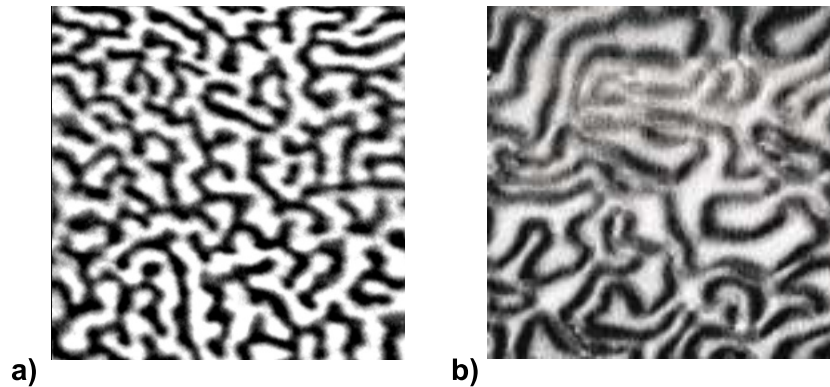


Abbildung 1.4: MFM-Bilder einer CoPt-Multilagenstruktur mit senkrecht magnetisierten Domänen. a) Domänenkontrast, erzielt mit einer hartmagnetischen Spitze. b) Domänenwandkontrast bei Messung mit einer weichmagnetischen Spitze, deren Magnetisierung durch das Streufeld der Domänen umgeschaltet wird. Der Scanbereich beträgt jeweils $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$.

Spitze eine Wand passiert und ihre Magnetisierung dreht. Für die in dieser Arbeit beschriebenen MFM-Messungen, wurden nur Spitzen gewählt, die auf der CoPt-Probe einen stabilen Domänenkontrast mit starkem Signal und eine gute Auflösung der ca. 100 nm breiten Domänen zeigten.¹

Schwieriger ist die Interpretation der MFM-Bilder von in der Ebene magnetisierten Domänen. Ein MFM-Signal zeigt sich hier nur über den Domänenwänden. Die Bestimmung der Magnetisierungsrichtungen aus den MFM-Bildern ist hier im allgemeinen nicht möglich. Hingegen ist es möglich, Aussagen über die Art und Struktur der Domänenwände zu machen, wenn die Auflösung der Methode (ca. 30-50 nm) hierzu ausreicht.

1.3 Rastertunnelmikroskopie

Die Entwicklung der Rastersonormethoden begann 1981 mit der Erfindung des Rastertunnelmikroskops (engl. *scanning tunneling microscope*, kurz STM) durch Binnig und Rohrer [6]. Als Sondenspitze dient hier eine Metallspitze, meist wird Wolfram oder Platin/Iridium verwendet, welche so nah an die Probe gebracht wird, daß bei einer angelegten Spannung das dazwischenliegende Medium (Vakuum oder auch Luft) von Elektronen durchtunnelt wird. Hierdurch entsteht zwischen Spitze und Probe ein meßbarer Strom, der sogenannte Tunnelstrom, welcher das Meßsignal bzw. Regelsignal darstellt.

¹Andernfalls wird dies ausdrücklich erwähnt.

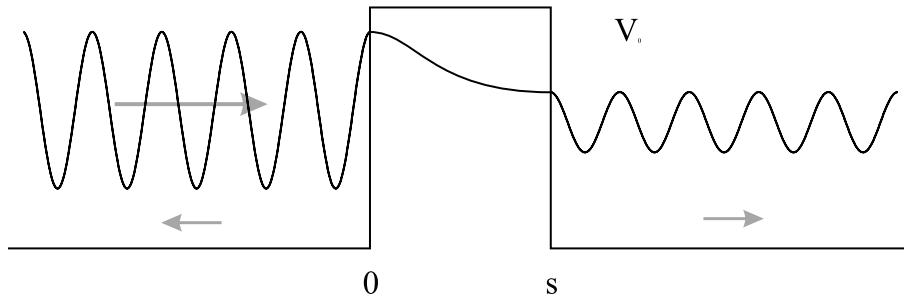


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung einer Tunnelbarriere der Höhe V_0 und Breite s . Für eine von links auftreffende ebene Welle existiert eine endliche Wahrscheinlichkeit, die Barriere zu durchdringen.

1.3.1 Der Tunneleffekt

In der Quantenmechanik wird als Tunneln das Überwinden einer Potentialbarriere durch ein Teilchen aufgrund seiner Wellennatur bezeichnet. Im Falle des Tunnelmikroskops ist diese Barriere ein Vakuumspalt zwischen Spitze und Probe. Ein Elektron, das sich der Energiebarriere von links nähert, besitzt auf der anderen Seite eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit, selbst wenn seine Energie klassisch nicht ausreicht, um die Barriere zu überwinden (siehe Abbildung 1.5). Durch Anwendung der Schrödingergleichung auf dieses Problem erhält man den Transmissionskoeffizienten T . Dieser gibt an, welcher Anteil der Elektronen eine Energiebarriere der Höhe V_0 und Breite s durchtunnelt [17].

$$T = \frac{1}{1 + (k^2 + \kappa^2)^2 / (4k^2 \kappa^2) \sinh^2(\kappa s)} \quad (1.13)$$

mit der Abklingkonstanten κ :

$$\kappa = \frac{\sqrt{(2m(V_0 - E))}}{\hbar} \quad (1.14)$$

und

$$k = \sqrt{(2mE/\hbar)} \quad (1.15)$$

Für die üblichen Tunnelspannungen und Abstände gilt $\kappa s \gg 1$, so daß Gleichung 1.13 genähert werden kann durch:

$$T \approx \frac{16k^2 \kappa^2}{(k^2 + \kappa^2)^2} \cdot e^{-2\kappa s} \quad (1.16)$$

Die exponentielle Abhängigkeit des Transmissionskoeffizienten und damit des Tunnelstromes vom Abstand s ist der Grund für die hohe laterale Auflösung des STMs. Sie sorgt dafür, daß der Tunnelstrom überwiegend vom vordersten Spitzenatom bestimmt wird. Da der Tunnelstrom bei einer Vergrößerung des Abstandes um ein Ångström um eine Größenordnung abnimmt, tragen bereits die nächsten Atome, welche sich 2 bis 3 Å weiter entfernt befinden, nur noch einen 100- bis 1000-fach kleineren Strom bei. Bei entsprechend hoher mechanischer Stabilität und Positioniergenauigkeit lassen sich Oberflächen damit atomar aufgelöst abbilden.

Eine bessere Beschreibung liefert das Modell von Tersoff und Hamann [28], die unter Verwendung eines störungstheoretischen Ansatzes von Bardeen [29] und eines s-artigen Orbitals mit Durchmesser D als Spitze, für kleine Spannungen den folgenden Ausdruck erhielten:

$$I \propto U \cdot \rho_T(E_F) \cdot e^{-2\kappa R} \cdot \sum_{\nu} |\Psi_{\nu}(\vec{r}_0)|^2 \cdot \delta(E_{\nu} - E_F) \quad (1.17)$$

Hierbei ist $\kappa = \frac{\sqrt{2m\Phi}}{\hbar}$ die Abklingrate, Φ die lokale Barrierenhöhe und $\rho_T(E_F)$ die Zustandsdichte der Spitze an der Fermikante. Der Ausdruck

$$\rho_s(E_F, \vec{r}_0) = \sum_{\nu} |\Psi_{\nu}(\vec{r}_0)|^2 \cdot \delta(E_{\nu} - E_F) \quad (1.18)$$

kann hierbei als lokale Oberflächenzustandsdichte der Probe an der Fermikante gedeutet werden.

Es ergeben sich also folgende wichtige Proportionalitäten für den Tunnelstrom I :

- $I \propto U$, Ohmsches Verhalten des Tunnelkontaktes
- $I \propto \exp(-2\kappa s)$, exponentielle Abstandsabhängigkeit
- $I \propto \rho_s$, Abbildung der lokalen Zustandsdichte der Probe

Mit diesem recht einfachen Modell waren Tersoff und Hamann in der Lage, die experimentell beobachteten Korrugationen der rekonstruierten (2×1) - und (3×1) -Au(110) Oberfläche mit realistischen Annahmen für Radius und Abstand der Spitze zu berechnen [28, 30]. Die Berechnung der Korrugationen dichtgepackter Oberflächen erfordert jedoch die Erweiterung des Modells auf Orbitale höherer Ordnung [31]. Wichtig sind insbesondere d-Zustände, da die Zustandsdichte der meist verwendeten W- oder PtIr-Spitzen an der Fermikante von d-Zuständen dominiert wird [32].

1.3.2 Rastertunnelspektroskopie

Neben der reinen Abbildung der Probenoberfläche bietet das STM auch die Möglichkeit, die elektronische Struktur der Probe spektroskopisch zu untersuchen. Ein großer Vorteil der Rastertunnelspektroskopie (engl. *scanning tunneling spectroscopy*, kurz STS) gegenüber herkömmlichen Methoden wie Photoemission oder Inverser Photoemission ist dabei die Möglichkeit der orts aufgelösten Messung bis hinunter zur atomaren Skala. Weiterhin ist es mit STS möglich, sowohl die Zustände unter- wie oberhalb des Fermi-niveaus zu vermessen, während der Photoemission und der Inversen Photoemission jeweils nur ein Teil der Zustände zugänglich sind.

Aus Gleichung 1.17 geht hervor, daß der Tunnelstrom proportional zur Zustandsdichte der Probe am Ort der Spitze ist. Welche Zustände zum Tunnelstrom beitragen, hängt von einem spannungs- und energieabhängigen Transmissionskoeffizienten T ab:

$$I \propto \int_0^{eU} \rho_t(\pm eU \mp E) \rho_s(E) T(E, eU) dE \quad (1.19)$$

mit

$$T(E, eU) = \exp \left\{ -2(d + R) \left[\frac{2m}{\hbar^2} \left(\frac{\Phi_t + \Phi_s}{2} + \frac{eU}{2} - E \right) \right]^{1/2} \right\} \quad (1.20)$$

Die Zustandsdichte der Probe erhält man durch Ableiten des Tunnelstroms nach der Tunnelspannung:

$$\frac{dI}{dU} \propto \rho_s(E) T(E, eU) dE \quad (1.21)$$

Diese differentielle Leitfähigkeit läßt sich am besten mittels Lock-In-Technik bestimmen. Auf diese Weise können orts aufgelöste Spektren der lokalen Zustandsdichte aufgenommen werden, wobei der nach beiden Seiten monoton ansteigende Transmissionskoeffizient zu berücksichtigen ist. Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß auch die Zustandsdichte an der Spitze nicht strukturlos ist. Die Energieabhängigkeit des Transmissionskoeffizienten T führt dazu, daß insbesondere unbesetzte Zustände das Spektrum dominieren. Bei unbekannt besetzten Probenzuständen kann es sich also um unbesetzte Spitzenzustände handeln. An dieser Stelle hilft häufig der Vergleich mit Photoemissionsspektren.

1.4 Spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie

Bereits kurz nach der Entwicklung des STMs kam der Gedanke auf, die Methode mit magnetischer Sensitivität auszustatten und auf diese Weise die hohe

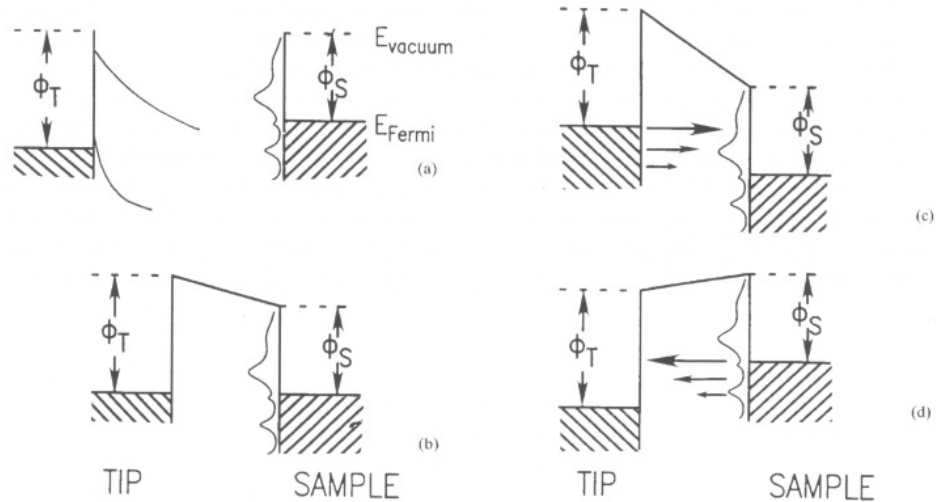


Abbildung 1.6: Energieschema für Spitze und Probe. a) Bei genügendem Abstand ist die Lage der Fermienergieebenen unterschiedlich. b) Bei Annäherung fließt ein Tunnelstrom, bis sich die Fermienergieebenen angeglichen haben. c) Bei positiver Probenspannung tunneln Elektronen von der Spitze in die Probe. d) Bei negativer Probenspannung tunneln Elektronen von der Probe in die Spitze. Die Größe der Pfeile symbolisiert die Abhängigkeit der Tunnelwahrscheinlichkeit der Elektronen von der Barrierenhöhe.

Ortsauflösung der topographischen Abbildung auch für die Abbildung magnetischer Domänen zu nutzen. Hierzu ist es erforderlich, das STM auf den Spin der tunnelnden Elektronen empfindlich zu machen. Zur Entwicklung spinpolarisierter Rastertunnelmikroskopie (SP-STM) sind zwei Konzepte verfolgt worden.

optisch gepumpte GaAs-Spitzen [33] Die durch die Bestrahlung mit zirkular polarisiertem Licht ins Leitungsband gehobenen Elektronen sind spinpolarisiert. Daher ist ihre Tunnelwahrscheinlichkeit von der Magnetisierung in der Probe abhängig. Mit diesem Verfahren wurde die Domänenstruktur dünner Kobaltfilme abgebildet [34]. Es konnte jedoch nicht erwiesen werden, daß der dabei erzielte Kontrast magnetischen Ursprungs ist.

ferromagnetische Spitzen Dieses Verfahren, das auch in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde, greift auf den zuerst an planaren Tunnelübergängen gefundenen Spin-Ventil-Effekt [35] zurück, der eine Abhängigkeit

des Tunnelstromes von der relativen Orientierung der Magnetisierung in den beiden Elektroden bewirkt. Es wird im folgenden näher erläutert.

Die Leitfähigkeit eines Ferromagnet-Isolator-Ferromagnet-Tunnelübergangs ist durch folgende von Slonczewski [36] entwickelte Formel gegeben:

$$\sigma = \sigma_{fbf}(1 + P_{fbf} \cos(\theta)), \quad |P_{fbf}| \leq 1 \quad (1.22)$$

Hierbei ist P_{fb} die effektive Polarisierung des Ferromagnet-Barriere-Überganges, σ_{fbf} die mittlere Leitfähigkeit und θ der Winkel zwischen der Magnetisierung der beiden Elektroden. Für den Fall unterschiedlicher Ferromagneten läßt sich 1.22 verallgemeinern zu:

$$\sigma = \sigma_{fbf'}(1 + P_{fb}P_{f'b} \cos(\theta)) \quad (1.23)$$

Sind die Magnetisierungen parallel bzw. antiparallel zueinander ausgerichtet, so maximiert sich der Effekt zu:

$$\begin{aligned} \sigma_{\uparrow\uparrow} &= \sigma_{fbf'}(1 + P_{fb}P_{f'b}) \\ \sigma_{\uparrow\downarrow} &= \sigma_{fbf'}(1 - P_{fb}P_{f'b}) \end{aligned} \quad (1.24)$$

Aus den beiden Leitwerten läßt sich dann die effektive Polarisierung des Tunnelübergangs bestimmen:

$$P_{fbf'} \equiv P_{fb}P_{f'b} = \frac{\sigma_{\uparrow\uparrow} - \sigma_{\uparrow\downarrow}}{\sigma_{\uparrow\uparrow} + \sigma_{\uparrow\downarrow}} \quad (1.25)$$

Die Spinabhängigkeit des Tunneleffektes, die aus Gleichung 1.23 resultiert, wurde in planaren Tunnelübergängen nachgewiesen. Der Nachweis seines Einflusses auf den Tunnelstrom gestaltete sich jedoch deutlich schwieriger. Dies hat mehrere Gründe:

1. Die Stabilität des Tunnelübergangs, die zum Nachweis des Effektes notwendig ist, erfordert beim Vakuumtunneln mit dem STM einen hohen Aufwand.
2. Die Magnetisierung in der Probe und erst recht die am äußersten Spitzenende sind schwer zu bestimmen bzw. so einzustellen, daß der Effekt sichtbar wird.
3. Ortsabhängige Variationen des Tunnelstromes können viele Ursachen haben (z.B. Kontaminationen auf der Probe oder Veränderungen der Spitze während des Rasterns).

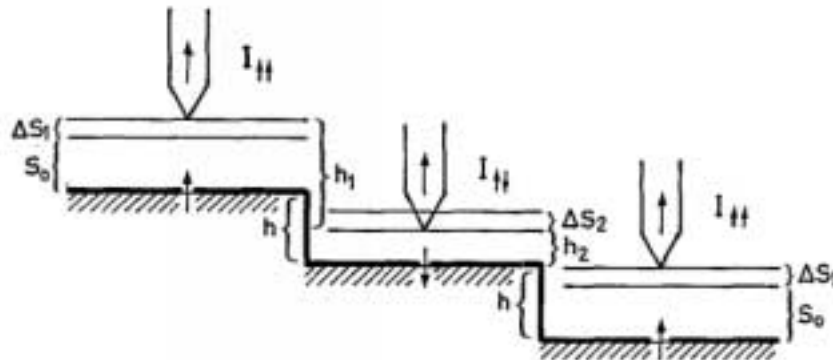


Abbildung 1.7: Nachweis des topologischen Antiferromagnetismus auf der Cr(001)-Oberfläche durch spinpolarisiertes Tunneln. Aufgrund des Spin-Ventil-Effektes ergibt sich über den einzelnen Terrassen abwechselnd hoher und niedriger Tunnelstrom. Da der Abstand der Spitze auf einen konstanten Strom hin reguliert wird, ergibt sich eine Variation der Stufenhöhe, entnommen aus [16].

Der experimentelle Nachweis gelang Wiesendanger *et al* 1990 an der Cr(001)-Oberfläche [16]. Die Cr(001)-Oberfläche besteht aus Terrassen, die durch monatomare Stufen getrennt sind und für die von Blügel *et al* [15] eine alternierende Magnetisierung postuliert wurde. Mit einer CrO_2 -Spitze, deren Spinpolarisation nahe 100% liegt, wurde eine alternierende Variation der Stufenhöhe gefunden, die sich auf spinpolarisiertes Tunneln zurückführen läßt (siehe Abbildung 1.7).

Vom prinzipiellen Nachweis des spinpolarisierten Vakuumtunnels mit dem STM bis zu den ersten magnetischen Abbildungen war es jedoch noch ein weiter Weg. Der Effekt erwies sich als nicht stark genug, um in STM-Bildern magnetische Domänenstrukturen zu finden. Um den Effekt zu verstärken, wurden mehrere Ansätze verfolgt. Als sehr erfolgreich hat sich der von Bode *et al* [12] erwiesen, mit Rastertunnelspektroskopie gezielt Zustände an der Oberfläche mit hoher Spinpolarisation zu nutzen. Da dieser Ansatz auch in der vorliegenden Arbeit Verwendung fand, wird er im folgenden näher erläutert.

Die für das Experiment verwendete Gd(0001)-Oberfläche weist einen austauschgespaltenen Oberflächenzustand auf. Das besondere ist, daß sowohl der Minoritäts- wie auch der Majoritätszustand in dem der Tunnelspektroskopie zugänglichen Energiebereich liegen. Verwendet man eine Spitze aus einem Material, welches das Vorzeichen seiner Spinpolarisation im untersuchten Energiebereich nicht wechselt (z.B. Eisen), so erwartet man bei Umkehr der Magnetisierung in der Probe an der Position des einen Zustandspeaks eine Erhöhung der differentiellen Leitfähigkeit und an der des anderen entsprechend eine Er-

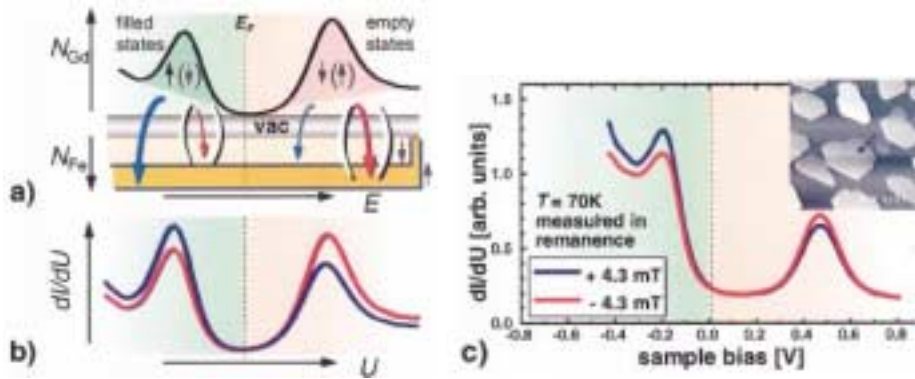


Abbildung 1.8: Funktionsprinzip der spinpolarisierten Tunnelspektroskopie: a) Schematische Darstellung der Zustandsdichte von Gd und Fe. Der Oberflächenzustand von Gd ist austauschtaufgespalten. Die Zustandsdichte von Eisen wird als konstant angenommen. Im Bereich des Majoritätszustandes ist der Strom bei paralleler Magnetisierung erhöht, im Bereich des Minoritätszustandes bei antiparalleler. b) Bei Ummagnetisierung der Probe (Klammern in a)) wird eine Kontrastumkehr in der differentiellen Leitfähigkeit an beiden Peakpositionen erwartet. c) Dieses Verhalten wurde in Spektren, die oberhalb einer Gd-Insel aufgenommen wurden (Pfeil) beobachtet, entnommen aus [12].

niedrigung, wie in Abbildung 1.8 zu sehen. Spektroskopiemessungen auf einer Gadoliniuminsel, deren Magnetisierung durch ein äußeres Feld geschaltet wurde, zeigen dann auch ein entsprechendes Verhalten (Abbildung 1.8 c)), das sich durch Einführung der Asymmetrie A mit

$$A = \frac{I_{maj} - I_{min}}{I_{maj} + I_{min}} \quad (1.26)$$

beschreiben läßt. Aus ortsaufgelösten Spektren kann dann eine Karte der Asymmetrie erstellt werden, die die Magnetisierung relativ zur Spitzenmagnetisierung zeigt.

Die Forderung, daß Majoritäts- und Minoritätszustand in der Nähe des Fermi-niveaus liegen müssen, bedeutet natürlich eine starke Einschränkung hinsichtlich des Probenmaterials. Es hat sich jedoch gezeigt, daß durch Verwendung eines speziell auf die Anforderungen für spinpolarisiertes STM hin entwickelten Mikroskops [37] und geschickter Spitzenpräparation der Effekt so verstärkt werden konnte, daß auf diese Forderung verzichtet werden kann. Unter Verwendung einer mit Gd beschichteten Spitze konnte die Magnetisierungsstruktur in dipolar gekoppelten Eisenstreifen auf W(110) abgebildet werden [13] und die Auflösung an einer Mn-Monolage ebenfalls auf W(110) bis zur

atomaren Skala getrieben werden [14]. Die spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie eröffnet so ganz neue Möglichkeiten zur Untersuchung von magnetischen Nanostrukturen. Eine Einschränkung im Bezug auf technologische Anwendungen bedeutet allerdings, daß all diese Experimente unter UHV-Bedingungen und tiefen Temperaturen (16 K) durchgeführt wurden. In dieser Hinsicht ist die Entwicklung der Methode noch längst nicht abgeschlossen.

Eine lange Zeit ungeklärte Frage war auch die der Magnetisierungsrichtung der Spitze. Bei MFM-Messungen wird davon ausgegangen, daß die Spitze in den allermeisten Fällen aufgrund der Formanisotropie entlang ihrer Achse, also senkrecht zur Probenebene, magnetisiert ist. Im Unterschied zu MFM-Messungen, bei denen ein vergleichsweise großer Teil des magnetischen Volumens zum Kontrast beiträgt, entscheidet beim spinpolarisierten Tunneln nur die Magnetisierungsrichtung eines oder weniger Atome direkt am Tunnelübergang. Betrachtet man nur das unterste Ende der Spitze, so ist sie vergleichsweise platt und es ist anzunehmen, daß die Formanisotropie hier eher zu einer Magnetisierung in der Probenebene führt. Dies wird bestätigt durch die Tatsache, daß erst eine mit einem ultradünnen Gadoliniumfilm beschichtete Wolframspitze zu einem starken Kontrast auf senkrecht magnetisierten Eisenstreifen führte [13]. Hierbei wurde ausgenutzt, daß Gadoliniumfilme dieser Dicke auf Wolfram eine senkrechte Anisotropie aufweisen. Dies ist bei den eisenbedeckten Spitzen nicht der Fall. Bei den von uns verwendeten eisenbeschichteten Spitzen gehen wir daher von einer Magnetisierung in der Probenebene aus.

Kapitel 2

UHV-Technik

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden in einer kommerziellen Ultrahochvakuumkammer der Firma Omicron [19] durchgeführt. Diese besteht aus einer Präparations- und einer Analysekkammer, welche durch ein Ventil voneinander getrennt sind. Zusätzlich befindet sich an der Präparationskammer eine Schleuse, die mit einer Turbomolekularpumpe separat gepumpt werden kann. Sie dient dem schnellen Einschleusen von Cantilevern und Proben. Die Hauptkammer wird zunächst durch eine weitere Turbomolekularpumpe, die an der Präparationskammer hängt, evakuiert. Dabei wird die Analysekkammer über das Verbindungsrohr mitgepumpt. Zum Erreichen des Ultrahochvakuums wird die Kammer für ca. 20 Stunden auf 125°C geheizt. Nach dem Abkühlen werden beide Kammern mit Titansublimations- und Ionengetterpumpen in den UHV-Bereich gebracht und erreichen einen Basisdruck von wenigen 10^{-11} mbar.

2.1 Präparation

In beiden Kammern befinden sich **Widerstandsheizungen** zum Tempern der Proben auf bis zu 900°C. Der Probenträger wird hier indirekt über einen Heizdraht erwärmt. Im Unterschied dazu fließt in der **Direktstromheizung**, welche sich nur in der Analysekkammer befindet, unter Verwendung eines speziellen Probenhalters, der Strom direkt durch die Probe. Dies führt allerdings nur bei Proben mit höherem Widerstand zu hohen Temperaturen und eignet sich zum Beispiel zum Heizen von Halbleitern.

In der Präparationskammer befindet sich eine **Ionenätzkanone**, welche in einer Brennkammer durch Elektronenbeschuß aus einem Edelgas ein Ionenplasma erzeugt. Die Ionen werden elektrostatisch beschleunigt und auf die Probe fokussiert. Dort schlagen sie Atome aus der Oberfläche heraus. Zur Bestim-

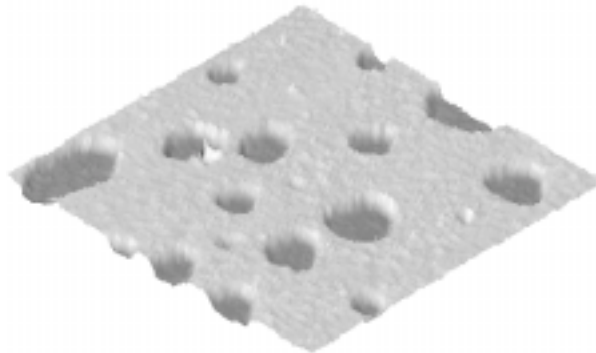


Abbildung 2.1: Bestimmung der Abtragrate: Durch Sputtern und anschließendes Tempern werden auf der Oberfläche (hier Gold(111)) Leerstelleninseln erzeugt. Diese können mit dem STM vermessen werden, woraus dann die abgetragene Materialmenge bestimmt werden kann.

Die Bestimmung der Abtragrate kann der von der Probe zur Masse hin fließende Strom gemessen werden. Die Durchführung der Eichung mit dem STM erfolgt nach kurzem Beschuß und anschließendem Tempern durch Messung der Topographie. Eine solche Messung auf der Gold(111)-Oberfläche zeigt Abbildung 2.1. Die abgetragene Fläche kann hier direkt bestimmt werden. Durch Halbierung der Sputterzeit wird sichergestellt, daß nicht mehr als eine Monolage abgetragen wurde. Im vorliegenden Fall ergab sich eine Abtragrate von 0,2 Monolagen pro Minute. Das Ionenätzen - auch *Sputtern* genannt, wurde zum Reinigen der Cantilever und Proben verwendet. Als Edelgas diente dabei Argon.

Das Aufbringen der magnetischen Filme auf Proben und Cantilever erfolgte durch **Elektronenstrahlverdampfer**. Verdampft wird Material von einem Draht oder aus einem Tiegel, beides im folgenden *Target* genannt. Von einem Filamentdraht werden Elektronen auf das auf Hochspannung liegende Target beschleunigt, welches dadurch geheizt wird. Der gesamte Verdampfer wird durch ein Kupferschild mit Wasser gekühlt. Das Material gelangt durch eine verschließbare Blende auf die Probe. Vor der Blende befindet sich ein isoliertes Röhrchen. Da die hier auftreffenden Teilchen aus dem Target durch den Elektronenbeschuß teilweise geladen sind, läßt sich durch Kontrolle des abfließenden Stromes die Aufdampftrate konstant halten. Einen weiteren Anhaltspunkt bietet der vom Filament zum Target fließende Emissionsstrom. Die Eichung der Aufdampftrate erfolgt ähnlich wie die der Abtragrate beim Sputtern durch Aufdampfen von Submonolagen und anschließender Messung mit dem STM.

2.2 Analytik

In der Analysekammer befindet sich das kombinierte **Rasterkraft-** und **Rastertunnelmikroskop**. Es besitzt einen maximalen Scanbereich von $6\mu\text{m}$ und erlaubt einen *in situ* Spitzen- und Probenwechsel. Die Software zur Ansteuerung des Mikroskops wurde um zusätzliche Meßmodi erweitert, welche es erlauben, mit dem Gerät Magnetkraftmikroskopie zu betreiben [38, 39]. Diese Modi bieten die Möglichkeit, bei einem vorgegebenen Spitze-Probe Abstand zu messen und sind in Abschnitt 1.2.2 beschrieben.

Bei der **niederenergetischen Elektronenbeugung** (engl. *low energy electron diffraction*, kurz LEED) wird die Probe mit Elektronen der Energie bis etwa 200 eV, deren De-Broglie-Wellenlänge im Bereich der Atomabstände im Festkörper liegt, beschossen. Diese werden in den obersten Lagen elastisch gestreut. Das dabei entstehende Interferenzmuster wird auf einen Leuchtschirm geworfen und kann von dort abfotografiert werden. Wenn auf der Probe eine großflächig periodische Ordnung existiert, so erscheint im Interferenzbild ein scharfes Beugungsmuster, anhand dessen die Struktur des Oberflächengitters ermittelt werden kann. Auf diese Weise können zum Beispiel adsorbatinduzierte Überstrukturen auf der Oberfläche identifiziert werden.

Zur elementspezifischen Analyse der Oberfläche dient die **Augerelektro-nenspektroskopie** (AES). Die Probe wird hierbei mit hochenergetischen Elektronen beschossen, welche wiederum Elektronen aus einer inneren Schale der Probenatome herausschlagen. Diese Elektronen werden durch Elektronen aus den äußeren Schalen ersetzt. Die hierbei frei werdende Energie kann durch Aussenden eines Photons oder eines weiteren Elektrons aus der Atomhülle abgegeben werden. Diese nennt man Augerelektronen. Ihre Energie hängt lediglich von der frei werdenden potentiellen Energie des auffüllenden Elektrons und der Austrittsarbeit des Augerelektrons ab, womit sich eine elementspezifische Energieverteilung ergibt. Da die Augerelektronen nur eine geringe Reichweite im Festkörper von wenigen Nanometern haben, erhält man eine elementspezifische Analyse der Oberfläche.

Die Elektronen werden durch eine Spannung von 3 kV auf die Probe beschleunigt, welche sich auf Nullpotential befindet. Die von dort emittierten Augerelektronen werden von den elektronischen Linsen des LEED-Systems aufgefangen. Zur Energieselektion wird eine Gegenspannung U angelegt. Es werden so nur Elektronen registriert, deren kinetische Energie größer als $e \cdot U$ ist. Die Gegenspannung wird über einen vorgegebenen Bereich variiert und Änderungen im Signal durch die aufgefangenen Augerelektronen werden registriert. Um eine bessere Sensitivität zu erhalten, wird die Ableitung des Stromes mit Lock-in-Technik detektiert. Aus der Höhe der so entstehenden Peaks und der Sensitivität S für das jeweilige Element, lassen sich die Anteile der

Elemente an der Oberfläche auch quantitativ bestimmen. Hierzu wird für jedes Element die Peakhöhe I bestimmt und anschließend aus

$$R_i = \frac{\frac{I_i}{S_i}}{\sum_n \frac{I_j}{S_j}} \quad (2.1)$$

die relativen Anteile ermittelt. Da der Augerstrom von Messung zu Messung schwanken kann, werden die Werte immer auf einen bestimmten Peak normiert, um verschiedene Messungen miteinander vergleichen zu können.

Kapitel 3

Kobalt auf Gold(111)

3.1 Einführung

Dieses Kapitel beschreibt die Untersuchungen an ultradünnen Kobaltfilmen auf der (111)-Oberfläche eines Gold-Einkristalls. Die Richtung der magnetischen Anisotropie in diesem System liegt für Schichtdicken unterhalb von etwa 4 Monolagen senkrecht zur Filmebene und dreht für höhere Schichtdicken in die Ebene. Der schichtdickenabhängige Reorientierungsübergang wurde zunächst von Allenspach [9] an Kobaltfilmen verschiedener Dicke und später von Speckmann und Oepen [10, 11] an Kobaltkeilen untersucht. Die Abbildung der senkrechten und in der Ebene magnetisierten Domänen erfolgte jeweils mit SEMPA [40, 41].

Die Richtung der magnetischen Anisotropie in ultradünnen Filmen wird im wesentlichen durch die Konkurrenz von Formanisotropie und Grenzflächenanisotropie bestimmt. Man kann dies durch den folgenden phänomenologischen Ansatz beschreiben. Für den orientierungsabhängigen Term der freien Energie gilt in erster Näherung:

$$F = K \sin^2 \theta \quad (3.1)$$

Hierbei ist θ der Winkel zwischen der Magnetisierung und der Schichtnormalen. K ist die Anisotropiekonstante und beschreibt die Richtung und Stärke der Anisotropie. Aus der Definition folgt, daß die Magnetisierung senkrecht zur Filmebene steht, wenn $K > 0$ ist.

Die Anisotropie wird nun in einen Volumenterm K_V und einen Grenzflächenterm K_S aufgeteilt. Für den Volumenterm bietet sich eine weitere Aufteilung in die Formanisotropie $K_{Sh} = -2\pi M_S^2$ (M_S ist die Sättigungsmagnetisierung) und einen formunabhängigen Term K_B an. Die Formanisotropie favorisiert für dünne Filme stets die Magnetisierung in der Ebene.

$$K = K_V + K_S/d = (K_B - 2\pi M_S^2) + (K_{S_1} + K_{S_2})/d \quad (3.2)$$

Hierbei wird berücksichtigt, daß ein Film immer zwei Grenzflächen hat, die im allgemeinen unterschiedlich sind. Mit abnehmender Schichtdicke d nimmt die Bedeutung des Grenzflächenbeitrags immer mehr zu¹. Die kritische Dicke d_0 ergibt sich bei $K = 0$. Die Grenzflächenanisotropie der Co/Au-Grenzfläche beträgt $K_{S_1} = 0,60 \text{ erg cm}^{-2}$ [42]. Sie bewirkt also eine senkrechte Anisotropie, während für die Grenzfläche Co/Vakuum $K_{S_2} = -0,12 \text{ erg cm}^{-2}$, das heißt eine Bevorzugung der parallelen Magnetisierung gefunden wurde [43]. Aus diesen Werten wurde die Reorientierungsschichtdicke für Co/Au(111) zu 4,3 ML berechnet, in guter Übereinstimmung mit dem experimentell gefundenen Wert [9]. Für Au/Co/Au-Systeme ist die senkrechte Anisotropie durch die beiden Co/Au-Grenzflächen entsprechend höher und es ergibt sich eine Reorientierungsschichtdicke von 12 ML.

Ziel der folgenden Untersuchung war es, den Reorientierungsübergang mit UHV-Magnetkraftmikroskopie zu beobachten und dabei die Abbildung von senkrechten und in der Ebene magnetisierten Domänen ultradünner Filme zu testen. Insbesondere sollte die Frage geklärt werden, ob die Sensitivität des Instruments ausreicht, um Filme von 2 ML Dicke untersuchen zu können. Dabei wurde zusätzlich ein Einfluß von Kontaminationen auf die Anisotropie der Filme beobachtet. Dieser Effekt, der sich dank der UHV-Bedingungen auf ausreichend langen Zeitskalen abspielte, unterstreicht die Empfindlichkeit der magnetischen Eigenschaften ultradünner Filme auf äußere Einflüsse.

3.2 Die Gold(111)-Oberfläche

Gold besitzt eine kubisch flächenzentrierte Kristallstruktur (Abbildung 3.1) mit einer Gitterkonstante $a = 4,08 \text{ \AA}$ [44]. Die Raumdiagonale der kubischen Einheitszelle wird von 3 (111)-Flächen geschnitten. Auf der in dieser Arbeit als Substrat verwendeten (111)-Oberfläche ergibt sich hieraus eine Stufenhöhe von $h_{Au} = \sqrt{3}/3 \cdot a = 2,36 \text{ \AA}$. An der Oberfläche sind die Atome hexagonal angeordnet, mit einem Abstand zum nächsten Nachbarn von $2,88 \text{ \AA}$. Die saubere Gold(111)-Oberfläche zeigt eine $23 \times \sqrt{3}$ -Rekonstruktion (sog. *Herringbone*-Struktur) [45], welche durch Verspannungen der Oberfläche entsteht [46].

Der Goldkristall wurde mit zwei Tantalblechen auf einem Probenhalter aus VA-Stahl befestigt. Die Präparation erfolgte im UHV durch zyklisches Ionenätzen und anschließendes Heizen auf 400°C . Abbildung 3.2 zeigt die Pro-

¹Auch ein magnetoelastischer Beitrag kann eine entsprechende Schichtdickenabhängigkeit zeigen, wenn eine Verspannung des Films mit zunehmender Schichtdicke abgebaut wird.

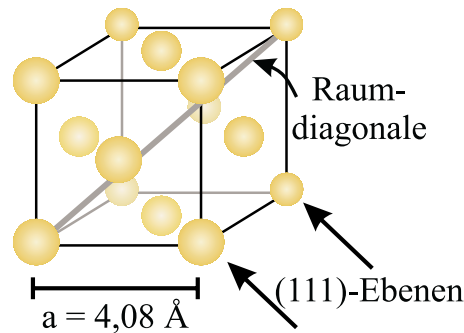


Abbildung 3.1: Die Kristallstruktur des Goldes

be nach der Präparation: a) in einer SFM-Übersichtsaufnahme und b) in einer STM-Aufnahme auf kleinerer Skala. Zu erkennen ist zunächst die Stufenstruktur des Kristalls, die nach mehreren Präparationszyklen zunehmend regelmäßiger wurde. Für die durchschnittliche Terrassenbreite ergibt sich aus dem angegebenen Fehlschnitt des Kristalls von $<2^\circ$ ein Wert von $6,75 \text{ nm}$. Man findet auf der Oberfläche Bereiche mit breiteren Terrassen im Wechsel mit Stufenbändern, in denen die Stufen sehr dicht liegen, vor. Auf den Terrassen ist eine Streifenstruktur mit Knicken von 60° zu erkennen. Dies ist die bereits erwähnte $23 \times \sqrt{3}$ -Rekonstruktion. Die Richtungen bezüglich der kristallographischen Achsen sind in Abbildung 3.2 c) angegeben. Die STM-Aufnahme zeigt weiterhin einige Restkontaminationen auf der ansonsten sauberen Oberfläche. Solche Restkontaminationen zeigen sich auch auf Oberflächen, die nach LEED und AES-Messungen sauber erscheinen. Vor dem Aufbringen der Kobaltfilme wurde daher stets die Goldoberfläche mit dem STM auf ihre Reinheit überprüft und gegebenenfalls erneut präpariert.

3.3 Präparation der Kobaltfilme

Die Kobaltfilme wurden mit Hilfe eines Elektronenstrahlverdampfers bei Raumtemperatur und Aufdampfzeiten von $0,2$ bis 1 ML/min auf das Goldsubstrat aufgebracht. Zunächst wurde der Wachstumsmodus mit dem STM untersucht. Wie bereits von Vogtländer *et al* berichtet [47], ist das Wachstum durch die Rekonstruktion und die starke Gitterfehlpassung zwischen Substrat und Film von 14% bestimmt. Abbildung 3.3 a) zeigt ein STM-Bild bei einer Bedeckung von $0,7$ Monolagen. Es zeigt sich zunächst, daß die Inseln doppellagig aufwachsen und zwar bevorzugt an den Abknickpunkten der Rekonstruktion und dort, wo diese die Stufen kreuzt. Auf diese Weise entstehen Ketten von Kobaltinseln,

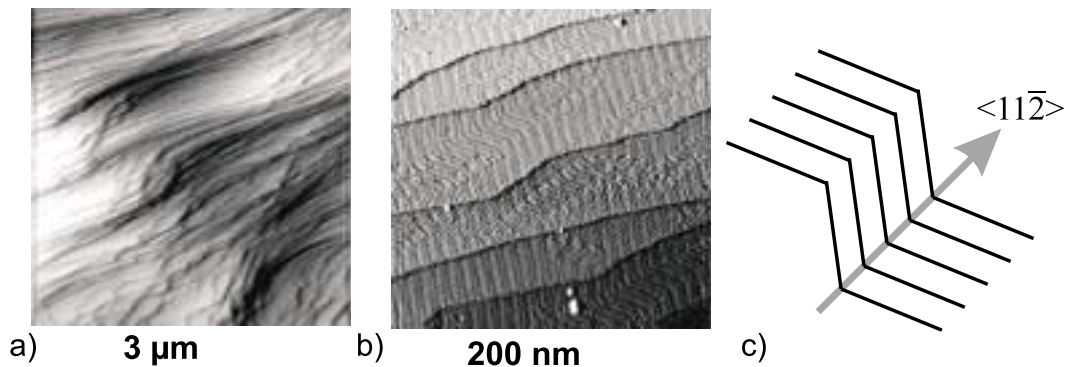


Abbildung 3.2: a) SFM- und b) STM-Bilder der Gold(111)-Oberfläche: Im Übersichtsbild a) sind Stufenbänder, getrennt von einigen breiteren Terrassen, zu erkennen. Bild b) zeigt die auf den Terrassen erkennbare *Herringbone*-Rekonstruktion der Goldoberfläche. Die Skizze c) zeigt die Orientierung der Rekonstruktion bezüglich des Kristallgitters.

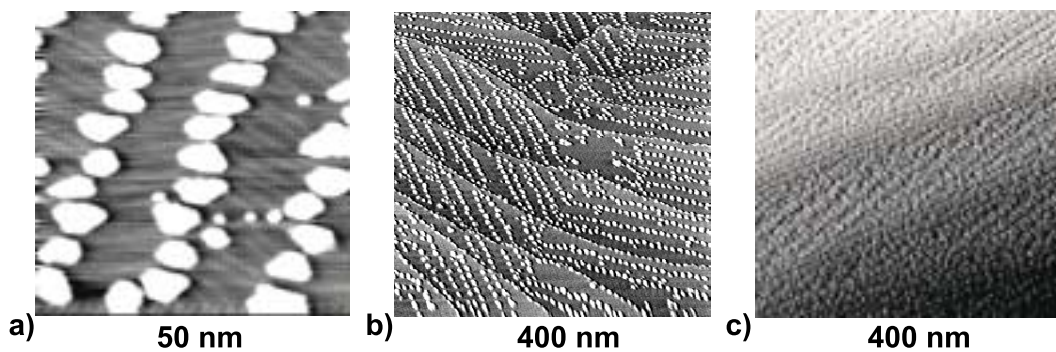


Abbildung 3.3: STM-Bilder des Wachstums von Co auf Au(111): a) Die Kobaltinseln wachsen bevorzugt an den Abknickpunkten der Rekonstruktion. b) Hierdurch ergeben sich Reihen von Kobaltinseln entlang der Abknickpunkte und an den Stufenkanten. c) Auch bei einer Schichtdicke von 4 ML zeigt der Film eine rauhe Inselstruktur

welche bei höherer Bedeckung zunächst zu Reihen zusammenwachsen und bei etwas über 2 Monolagen einen geschlossenen, aber rauhen Film bilden.

Die STM-Abbildungen der Inselstrukturen dienen auch zur Kalibrierung des Verdampfers. Die so ermittelte Aufdampfrate wird dann für die Bestimmung der Schichtdicke bei höherer Bedeckung verwendet. Es zeigt sich bei wiederholter Messung, daß die Aufdampfrate bei gleichem Fluß (siehe Abschnitt 2.1) über längere Zeit konstant bleibt. Dennoch wurde die Kalibrierung re-

gelmäßig wiederholt, insbesondere nach Wechsel des Verdampfermaterials oder Belüftung der Präparationskammer.

3.4 Magnetische Domänenstruktur der Kobaltfilme

Im folgenden werden die Ergebnisse der MFM-Messungen an den Kobaltfilmen diskutiert. In Abschnitt 3.4.1 wird anhand der für verschiedene Schichtdicken erhaltenen Ergebnisse zunächst ein Überblick über den Reorientierungsübergang von der in der Ebene liegenden zur senkrechten magnetischen Anisotropie gegeben. In den weiteren Abschnitten werden die Filme mit Anisotropie senkrecht und parallel zur Filmebene einzeln insbesondere auf eine Korrelation zwischen Domänenstruktur und Topographie hin untersucht. Den Abschluß bilden Untersuchungen zur Veränderung der Anisotropie durch Kontamination der Filme mit Kohlenstoff.

3.4.1 Schichtdickenabhängigkeit der Domänenstruktur

Für die folgenden Untersuchungen wurden Filme verschiedener Dicke auf eine jeweils zuvor frisch präparierte Goldoberfläche aufgebracht. Anschließend erfolgte die MFM-Messung mit verschiedenen Spitzen. Zusammen mit der Vorcharakterisierung der Spitzen durch Messung der CoPt-Multilage ermöglicht dies eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse für die unterschiedlichen Filmdicken. Einen Überblick über die schichtdickenabhängige Domänenstruktur gibt Abbildung 3.4. Auf den Bildern ist die jeweilige Schichtdicke in Monolagen angegeben. Bei 1,8 ML zeigt sich erstmals ein magnetischer Kontrast, obwohl bei dieser Schichtdicke noch kein geschlossener Film vorliegt. Die MFM-Bilder der Schichtdicken 1,8-3,8 ML zeigen Domänenkontrast, welcher auf eine senkrechte Anisotropie, also eine Magnetisierung der Domänen senkrecht zur Schichtebene hinweist. Es fällt auf, daß die Domänengröße bis zu 3 ML zunächst zunimmt, um dann bis 3,8 ML wieder deutlich abzunehmen.

Bei einer Schichtdicke von 4,1 ML und mehr zeigen sich auf den MFM-Bildern nur noch Streifen, der Kontrast kommt durch das Streufeld der Domänenwände zustande. Es liegen demnach in der Ebene magnetisierte Domänen vor. Die magnetische Anisotropie hat in die Filmebene gedreht. Ein weiterer Hinweis hierauf ist die magnetische Rippelstruktur [48], die bei 6 und 7 ML zu sehen ist. Weiterhin zeigen sich Strukturen innerhalb der Domänenwände, welche diese als Néelwände auszeichnen. Die Domänen sind deutlich größer als die senkrecht zur Filmebene magnetisierten. Der maximale Scanbereich des

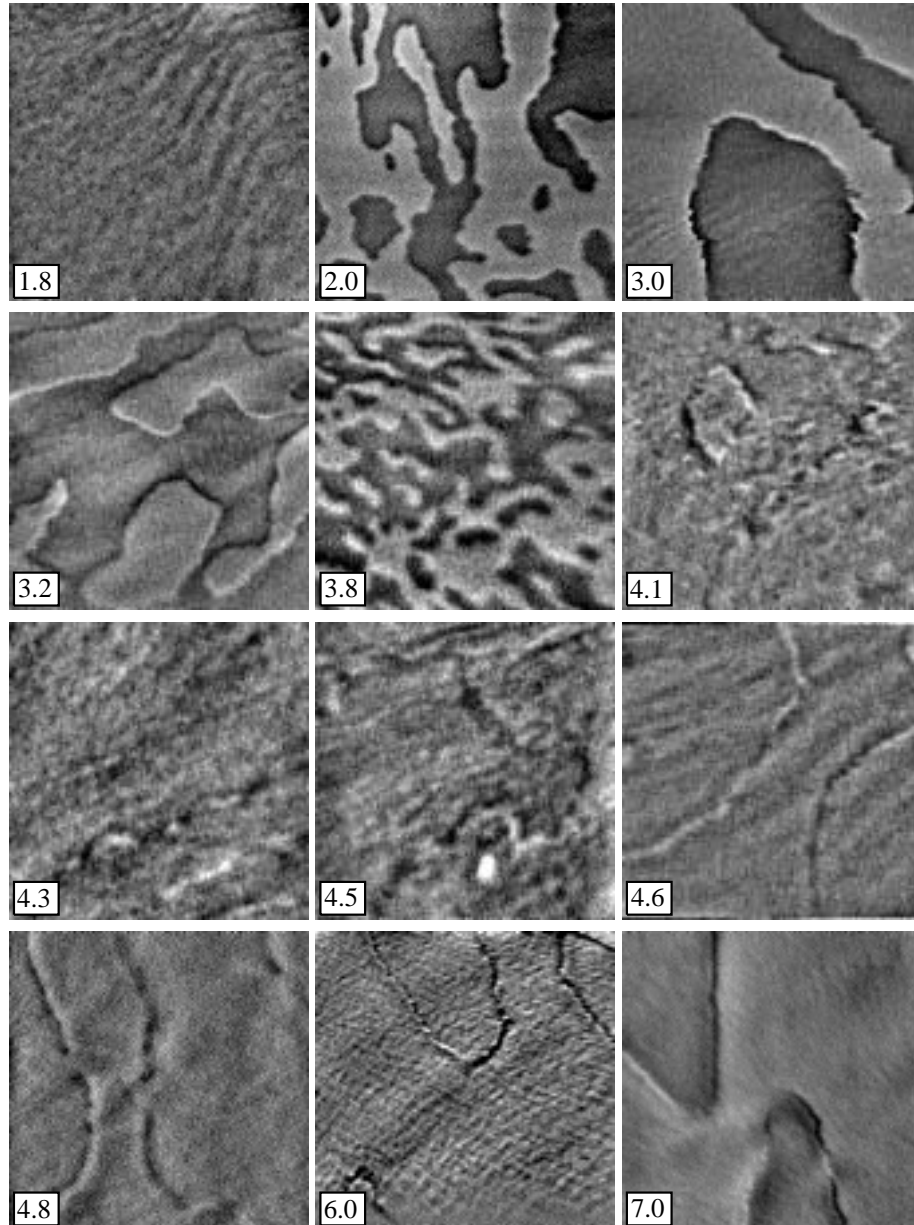


Abbildung 3.4: MFM-Aufnahmen der schichtdickenabhängigen Domänenstruktur von Co/Au(111) im Bereich von 1,8 bis 7 ML. Die Filmdicke in Monolagen ist jeweils in der unteren linken Ecke der Bilder angegeben. Der Bildausschnitt beträgt jeweils $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$.

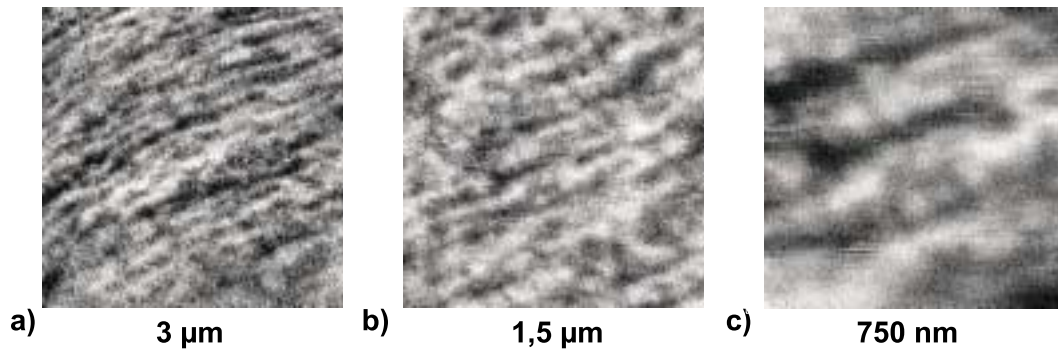


Abbildung 3.5: MFM-Aufnahmen einer 1,8 ML dicken Kobaltschicht. Zu erkennen sind streifenförmige Domänen einer Breite von etwa 100 nm, die bevorzugt parallel zu den Stufenbändern verlaufen.

Mikroskops von $6\mu\text{m} \times 6\mu\text{m}$ reicht nicht aus, um eine ganze Domäne abzubilden.

3.4.2 Kobaltfilme mit senkrechter Anisotropie

Der Kobaltfilm mit 1,8 ML Schichtdicke zeigt im Unterschied zu den dickeren eine streifige Domänenstruktur (Abbildung 3.5). Um dies zu verstehen, wurde die Topographie des Films mit dem STM abgebildet. Wie bereits in Abschnitt 3.3 beschrieben, liegt aufgrund des doppelagigen Inselwachstums bei Bedeckungen von weniger als 2 ML kein geschlossener Film vor. Die Inseln sind aufgrund ihrer geringen Größe bei Raumtemperatur superparamagnetisch. Allerdings haben sich die Inseln bereits bei 1,4 ML zu Reihen geschlossen, wie auch mit Neutronenstreuung nachgewiesen wurde [49]. Bei noch höheren Bedeckungen wachsen die Reihen zusammen und koppeln ferromagnetisch aneinander, so daß mit dem MFM ein magnetischer Kontrast gemessen werden kann. Wie Abbildung 3.6 zeigt, befinden sich zwischen den Reihen immer noch Lücken. Dies bedeutet, daß die magnetische Austauschkopplung zwischen den Reihen geringer ist als innerhalb der Reihen. Daher ist es energetisch günstig, Domänenwände zwischen den Reihen einzubauen, woraus sich dann die sichtbare Streifenstruktur ergibt.

Das Auftauchen der ferromagnetischen Ordnung zwischen 1,4 und 2 ML deckt sich mit einer makroskopischen Messung des polaren Kerreffektes bei 1,6 ML durch Padovani *et al* [50].

Die Domänenstruktur der Kobaltfilme zwischen 2 und 3,8 ML scheint ziemlich regellos, eine Vorzugsrichtung der Domänenwände läßt sich nicht erkennen. Dennoch wurden die Filme hinsichtlich einer Korrelation zwischen der To-

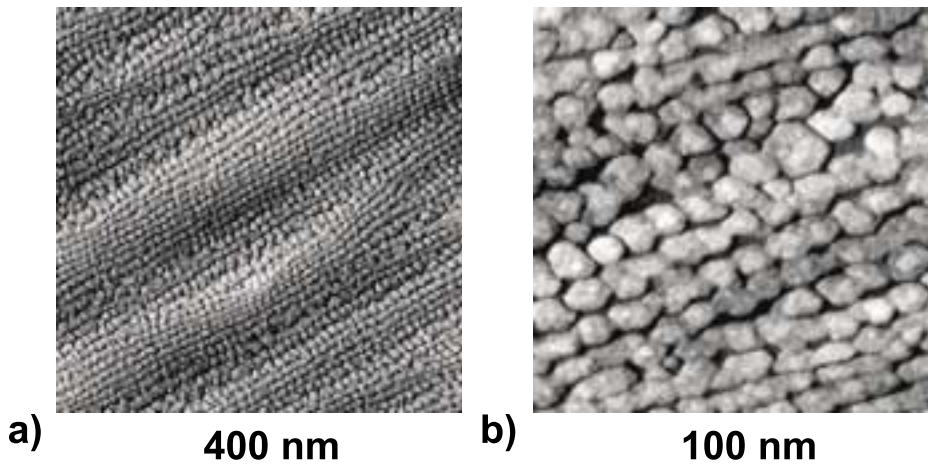


Abbildung 3.6: STM-Aufnahmen der 1,8 ML dicken Kobaltschicht. Bei dieser Bedeckung liegt noch keine geschlossene Schicht vor. Die Inseln sind jedoch bereits zu Reihen zusammengewachsen.

pographie und der Domänenstruktur untersucht. Hierzu wurden AFM-Bilder eines 3,5 ML dicken Films mit einer magnetisch beschichteten Spitze aufgenommen. Durch Regelung auf eine geringe Frequenzverschiebung befindet sich die Spitze in einem höheren Abstand zur Probe, wodurch ein gemischter Kontrast aus Topographie und magnetischem Signal erzielt wird. Für diesen Abbildungsmodus wurde eine weichmagnetische Spitze verwendet. Diese zeigt, im Unterschied zu den sonst verwendeten hartmagnetischen Spitzen, keinen reinen Domänenkontrast, sondern bildet sowohl Domänen als auch Domänenwände ab (Abbildung 3.7 a)). Dies geschieht dadurch, daß ein Teil der magnetischen Schicht an der Spitze jeweils über einer Domänenwand die Magnetisierungsrichtung ändert und sich immer parallel zu der Magnetisierung, der unter ihr liegenden Domäne einstellt. Dies hat den Vorteil, daß umgekehrt die Domänenstruktur der Probe nicht beeinflußt wird, obwohl der Meßabstand sehr gering ist.

Auf Abbildung 3.7 b) sind die Stufenbänder als breitere schwarze und weiße Streifen erkennbar, die von links unten nach rechts oben durch das Bild laufen. Die Domänenwände sind als dünne weiße Linien erkennbar und zeigen keine eindeutige Vorzugsrichtung. Eine Korrelation zwischen Stufen und Domänenwänden ist nicht erkennbar.

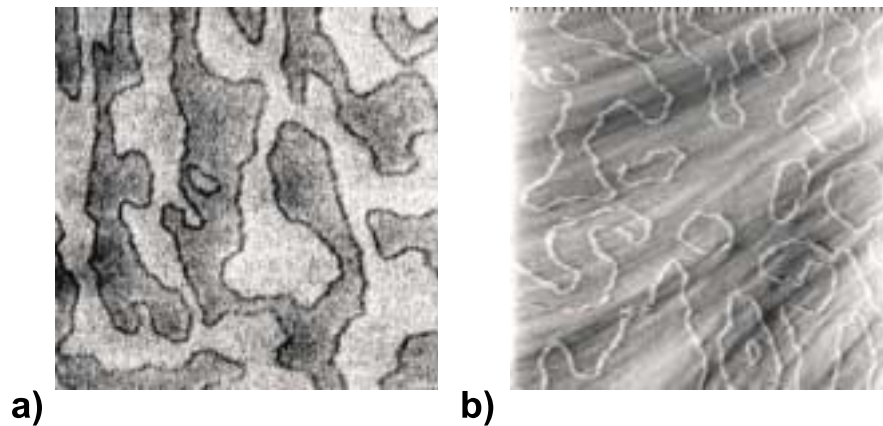


Abbildung 3.7: Simultane Abbildung der Domänenstruktur und der Stufenstruktur bei 3,5 ML dicken Filmen: Bild a) zeigt ein mit einer weichmagnetischen Spitze im *PS-Mode* aufgenommenes MFM-Bild. Bild b) wurde hingegen im geregelten SFM-Modus aufgenommen, wobei die Regelung so eingestellt wurde, daß sowohl Domänen, als auch Stufenbänder zu erkennen sind. Das Bild wurde in x-Richtung differenziert, um den Kontrast zu verbessern. Die Bildgröße beträgt jeweils $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$.

3.4.3 Kobaltfilme mit in der Ebene liegender Anisotropie

Auch die Kobaltfilme mit in der Ebene liegender Anisotropie wurden auf eine eventuelle Korrelation zwischen Stufenstruktur und Richtung der Domänenwände hin untersucht. Hierzu wurden wiederum AFM-Messungen durchgeführt, bei denen die Frequenzverschiebung so eingestellt wird, daß ein gemischter topographischer und magnetischer Kontrast entsteht. Abbildung 3.8 a) zeigt ein im *PS-Mode* aufgenommenes MFM-Bild eines Kobaltfilms von 11,5 ML Dicke. Zu erkennen sind drei Domänenwände, von denen die rechte immer den gleichen Kontrast zeigt, während sich in der mittleren Abschnitte mit unterschiedlichem Signal zeigen. Dies wird unten näher beschrieben. Bild 3.8 b) zeigt die gleiche Stelle, aufgenommen im AFM-Modus. Es zeigen sich, wie bereits im vorigen Abschnitt, die Stufenbänder als schwarze und weiße Streifen von links unten nach rechts oben durchlaufend; die Domänenwände zeigen hier eine Vorzugsrichtung senkrecht zu den Stufen. In Abbildung 3.8 c), welche von einem 8,3 ML dicken Film stammt, ist eine ganze Domäne zu sehen, deren lange Achse ebenfalls senkrecht zu den Stufen steht.

Abbildung 3.9 zeigt die mittlere Domänenwand aus Abbildung 3.8 noch einmal mit höherer Auflösung. Deutlich erkennbar sind drei verschiedene Abschnitte, wobei der mittlere einen gegenüber den anderen umgekehrten schwarz-weiß Kontrast zeigt. Eine Interpretation dieses Kontrastes zeigt 3.9 c). Die

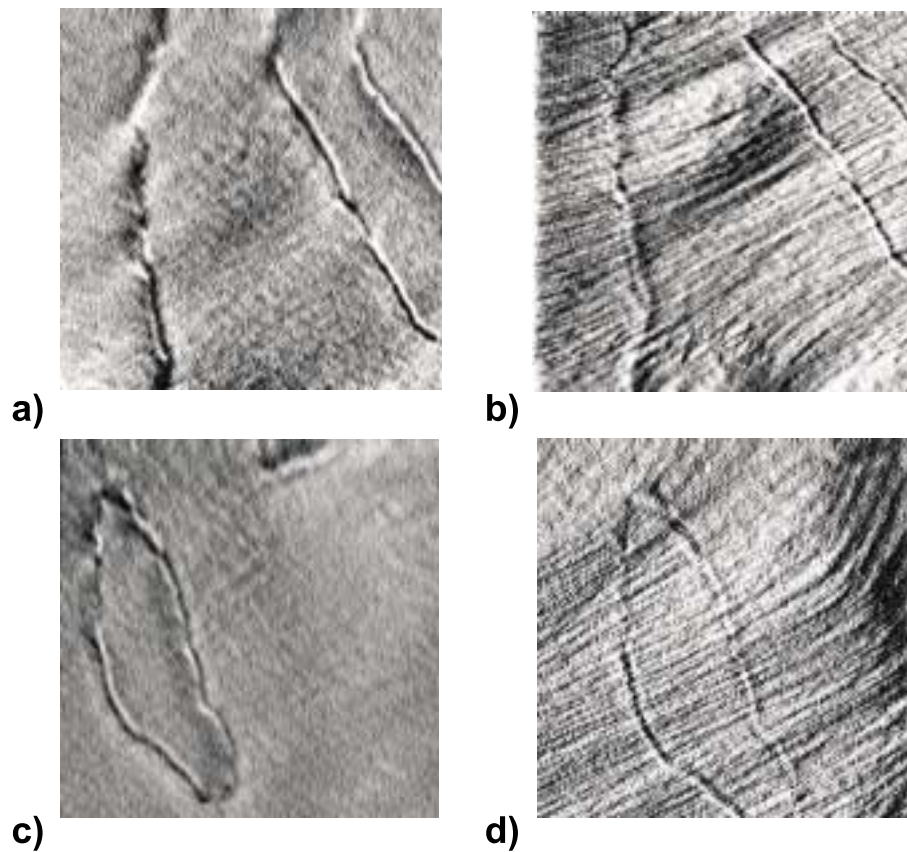


Abbildung 3.8: Simultane Abbildung von Domänenwänden und Stufenbändern bei 11,5 (a) und b)) und 8,3 ML (c) und d)) dicken Kobaltfilmen: a) und c) sind im *PS-Mode* erhaltene MFM-Aufnahmen, während b) und d) im geregelten SFM-Modus aufgenommen wurden. Sie zeigen, daß die Domänenwände bevorzugt senkrecht zu den Stufenbändern verlaufen. Der Bildbereich beträgt jeweils $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$.

Magnetisierung zu beiden Seiten der Wand wird als parallel zur Wandrichtung angenommen. Es handelt sich dann um eine 180° -Wand. Die Magnetisierungsrichtung kann innerhalb der Filmebene im oder gegen den Uhrzeigersinn drehen. Entsprechend ergeben sich dann die unterschiedlichen Kontraste in den einzelnen Abschnitten. Es handelt sich demnach um eine Néelwand, wie sie typischerweise in dünnen magnetischen Filmen auftritt [51].

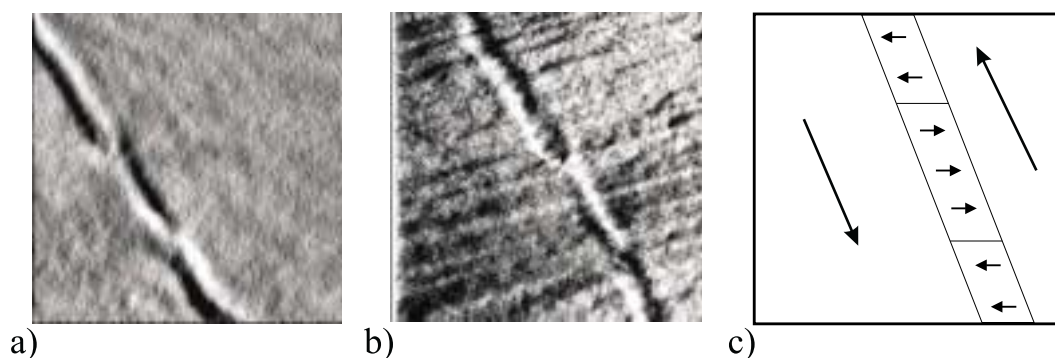


Abbildung 3.9: Abbildung einer Domänenwand aus Abbildung 3.8 mit höherer Auflösung im a) *PS-Mode* und b) im geregelten SFM-Modus. Die unterschiedlichen Kontraste in der Wand werden als Bereiche mit entgegengesetzter Drehrichtung gedeutet (Bild c)). Der Bildbereich beträgt jeweils $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$.

3.5 Beeinflussung der magnetischen Anisotropie durch Kontaminationseffekte

Nachdem die Domänenstruktur für verschiedene Schichtdicken um die Reorientierungsschichtdicke von etwa 4 ML gemessen war, wurde versucht, die Schichtdicke in kleineren Schritten zu variieren. Dazu wurden zunächst 2 ML Kobalt auf das gereinigte Goldsubstrat aufgebracht und anschließend abwechselnd eine MFM-Messung durchgeführt und 0,25 ML zusätzliches Kobalt aufgedampft. Bis zu einer Schichtdicke von 10 ML konnte hierbei keine Änderung der Domänenstruktur festgestellt werden, daher wurde im folgenden jeweils eine ganze Monolage pro Schritt aufgebracht. Abbildung 3.10 zeigt die MFM-Bilder der Schichtdicken von 13 bis 26 ML. Zu sehen ist eine mit zunehmender Schichtdicke deutlich abnehmende Größe der Domänen bis zu 18 ML. Bei noch dickeren Schichten ist keine eindeutige Domänenstruktur identifizierbar. Da die Domänen im Bereich von 16 bis 18 ML sehr klein sind, wurden hier zusätzlich Bilder mit kleinerer Scangröße aufgenommen, welche in Abbildung 3.11 zu sehen sind.

Nach Erreichen einer Schichtdicke von 36 ML wurde zur chemischen Charakterisierung des Films ein Augerspektrum aufgenommen (Abbildung 3.12 a)). Es zeigt sich neben den drei Kobaltlinien zwischen 650 und 800 eV sowie den Goldlinien unterhalb von 240 eV eine stark ausgeprägte Kohlenstofflinie bei 272 eV. Als Vergleich zeigt Abbildung 3.12 b) ein Augerspektrum eines frisch aufgedampften Kobaltfilms von 5 ML Dicke, welcher keine signifikante Kohlenstoffverunreinigung aufweist. Hieraus ergibt sich die Annahme, daß

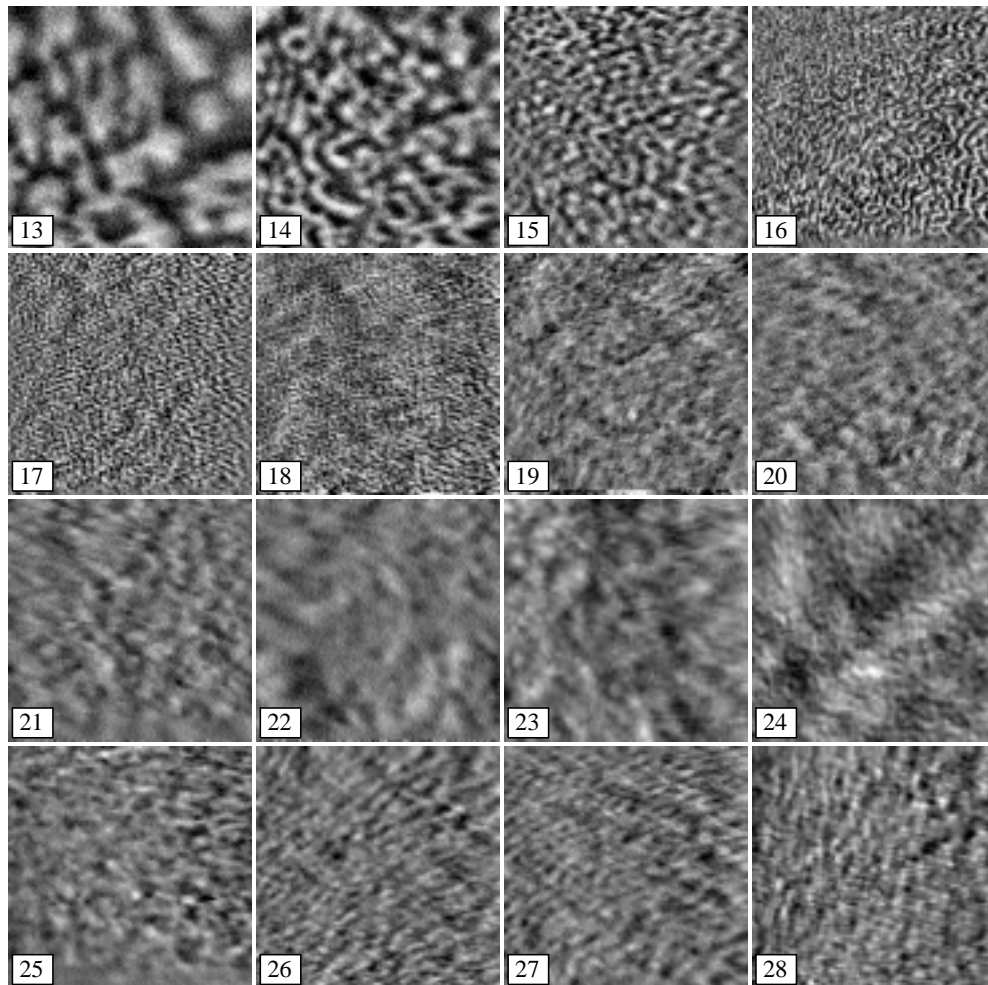


Abbildung 3.10: Der Reorientierungsübergang schiebt bei schrittweise erhöhter Schichtdicke zu höheren Schichtdicken. Die Schichtdicke des Films in Monolagen ist in der unteren linken Ecke jedes Bildes angegeben. Der Bildbereich beträgt jeweils $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$.

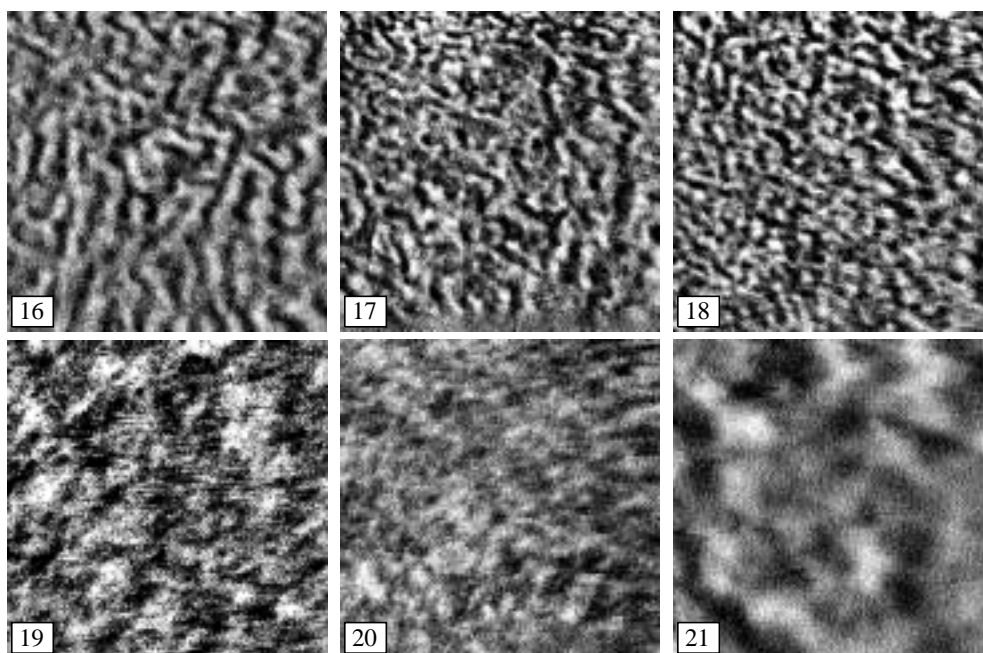


Abbildung 3.11: Reorientierungsübergang bei schrittweise erhöhter Schichtdicke. Ausschnitt aus der Serie aus Bild 3.10. Da die Domänengröße ab 16 ML Schichtdicke sehr abnahm, wurden zusätzlich kleinere Ausschnitte aufgenommen. Der Bildbereich beträgt jeweils $2,5\mu\text{m} \times 2,5\mu\text{m}$.

die Kontamination des Films mit Kohlenstoff zwischen den Aufdampfschritten durch das Restgas in der UHV-Kammer zustande kommt. Es wird vermutet, daß die Kontamination des Films die senkrechte Anisotropie des Films erhöht und somit den Reorientierungsübergang zu höheren Schichtdicken hin verschiebt.

Um diesen Effekt weiter zu untersuchen, wurde im folgenden eine Kobaltschicht von 4,3 ML, also knapp oberhalb der Reorientierungsdicke präpariert. Der Film wurde im folgenden kontinuierlich mit MFM vermessen, ohne dabei die Stelle zu wechseln. Abbildung 3.13 zeigt die so erhaltenen MFM-Bilder. Zu jedem Bild ist die Zeit angegeben, die seit der Präparation vergangen ist. Auf dem ersten Bild sind lediglich zwei Domänenwände zu erkennen, während mit zunehmendem Alter des Films immer mehr dunkle und helle Flecken auftauchen, die nach etwa 10 Stunden das Bild völlig dominieren. Es sind demnach senkrechte Domänen entstanden. Die magnetische Anisotropie hat in die Senkrechte gedreht. Nach Abschluß dieser Serie wurde wiederum ein Augerspektrum aufgenommen, welches eine geringe Belegung des Films mit Kohlenstoff zeigt.

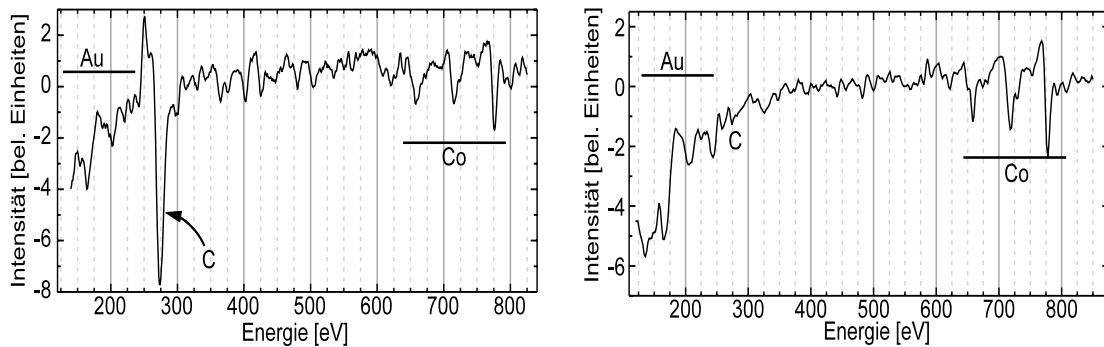


Abbildung 3.12: a) Augerspektrum des schrittweise aufgedampften Kobaltfilms nach Erreichen einer Schichtdicke von 36 ML. Zu erkennen ist neben den Co- und Au-Peaks vor allem ein ausgeprägter Kohlenstoffpeak, der auf starke Kontamination des Films hinweist. Das Spektrum eines frisch präparierten Films zeigt hingegen keinen signifikant über den Rauschlevel hinausgehenden Kohlenstoffpeak. Die frisch präparierten Filme sind also sauber.

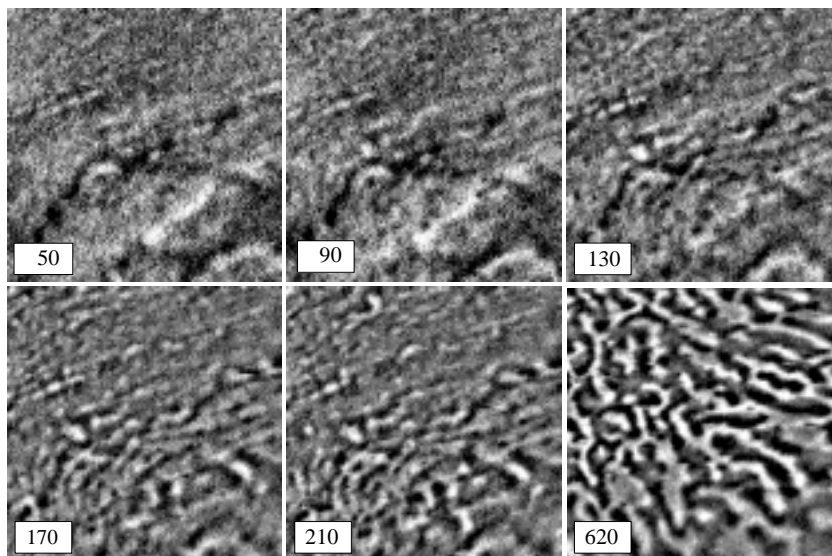


Abbildung 3.13: Mehrfache Abbildung des gleichen Bereichs eines 4,3 ML dicken Kobaltfilms mit MFM. In der linken unteren Ecke ist jeweils die Zeit seit der Präparation in Minuten angegeben. Zu erkennen ist zunächst ein Domänenwandkontrast, der sich mit der Zeit verändert und schließlich zu einem reinen Domänenkontrast wird. Dies zeigt, daß die magnetische Anisotropie des Films in die senkrechte Richtung gedreht hat. Der Bildbereich beträgt jeweils $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$.

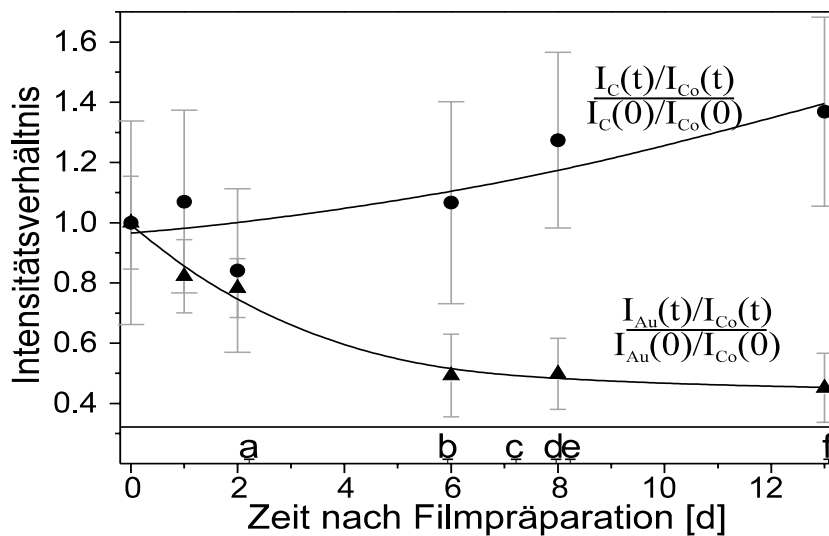


Abbildung 3.14: Untersuchung der chemischen Zusammensetzung der Co/Au(111)-Oberfläche als Funktion der Zeit. Die Meßpunkte zeigen die Intensität des C(272)- und des Au(165)-Peaks, jeweils normiert auf den Co(656)-Peak, als Funktion der Zeit. Um die Entwicklung zu verdeutlichen, wurden alle Werte durch den ersten der Reihe dividiert, so daß beide Kurven mit dem Wert 1 beginnen. Zu erkennen ist eine Zunahme des C-Signals und eine Abnahme des Au-Signals. Die durchgezogenen Linien dienen der Verdeutlichung dieser Entwicklung. Die Buchstaben an der x-Achse markieren den Zeitpunkt der Aufnahme der in Abbildung 3.15 gezeigten MFM-Bilder.

Um den Zusammenhang zwischen der Anisotropiedrehung und der chemischen Veränderung weiter zu klären, wurde im folgenden jeweils abwechselnd ein MFM-Bild und ein Augerspektrum eines 5 ML dicken Kobaltfilms aufgenommen. Da hierzu die Probe aus dem Mikroskop genommen werden muß, kann allerdings nicht wieder die gleiche Stelle abgebildet werden. Es wurden jeweils 5 Augerspektren an unterschiedlichen Stellen auf dem Kristall aufgenommen, normiert und anschließend gemittelt. Für die folgende Auswertung wurden die Au(165)-, die C(272)- und die Co(656)-herangezogen, um die zeitliche Entwicklung der relativen Anteile über 12 Tage zu studieren. Die Auswertung ist in Abbildung 3.14 zu sehen. Aufgetragen sind die Intensitäten der Gold- und der Kohlenstofflinie, jeweils normiert auf die Intensität der Kobaltlinie. Da wir an der zeitlichen Entwicklung interessiert sind, wurden die Quotienten auf ihren ersten Wert normiert, so daß beide Kurven mit dem Wert 1 beginnen. Zu erkennen ist ein langsames Ansteigen des Kohlenstoffsignals bei Verringerung des Goldsignals. Hiermit kann ein Aufschwimmen von Gold

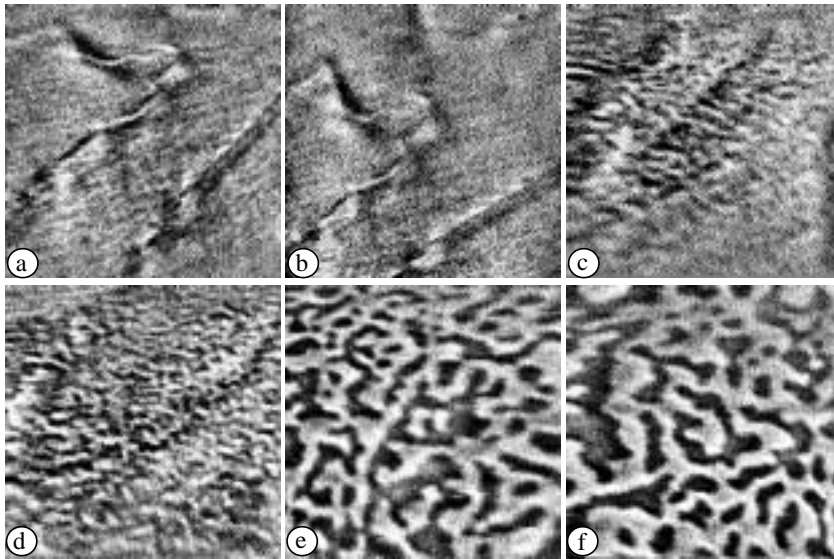


Abbildung 3.15: Parallel zur in Abbildung 3.14 gezeigten Augerreihe aufgenommene MFM-Bilder an einem 5 ML dicken Kobaltfilm. Da die Probe zur Augermessung aus dem Mikroskop genommen werden mußte, ist jedesmal ein anderer Ausschnitt zu sehen. Auch hier ist wieder die Reorientierung von in der Ebene liegender zu senkrechter Anisotropie zu sehen. Der Bildbereich beträgt jeweils $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$.

auf die Filmoberfläche ausgeschlossen werden. Das Abnehmen des Goldsignals läßt sich durch die Annahme erklären, daß sich zwischen den Kobaltinseln Kohlenstoff anlagert und somit das Augersignal des Goldsubstrates reduziert.

Aus der Literatur ist die molekulare Adsorption von CO auf der (0001)-Fläche von Kobalteinkristallen bekannt [52, 53]. Es bildet sich eine Überstruktur aus, die eine weitere Adsorption verhindert. An (1012)-Oberflächen kommt es hingegen zu einer Dissoziation des CO-Moleküles mit Abgabe des Sauerstoffs als O_2 in das Restgas. Die weitere Adsorption von CO wird hierdurch nicht behindert, was die Vermutung nahelegt, daß der Kohlenstoff in das Volumen eingebaut wird.

Die Oberseite der Kobaltinseln stellt im Fall von Kobalt auf Gold(111) (0001)-Oberflächen dar, während es sich bei den Seitenflächen um (1012)-Flächen handelt. Dies legt, zusammen mit den Ergebnissen der Augermessung, die Vermutung nahe, daß sich vor allem zwischen den Inseln atomarer Kohlenstoff anlagert. Dies genügt in der Nähe der Reorientierungsschichtdicke, um die Anisotropie des gesamten Films in die Senkrechte zu drehen.

Kapitel 4

Die Chrom(001)-Oberfläche

4.1 Einführung

Chrom weist eine kubisch-raumzentrierte Struktur mit einer Gitterkonstante von $a = 2,88\text{\AA}$ auf. Es handelt sich um ein antiferromagnetisches Übergangselement, dessen magnetische Ordnung durch die 3d-Elektronen vermittelt wird, die auch das magnetische Moment tragen. Die magnetische Struktur zeigt Abbildung 4.1. Die Eckatome der kubischen Einheitszelle sind jeweils antiparallel zu dem Atom in der Mitte magnetisiert. Die sogenannte **kommensurable Spinstruktur** besitzt eine Periode, die genau zwei Gitterperioden entspricht. Die Spindichtewelle in reinem Cr ist allerdings **inkommensurabel**, ihre Periode steht in keinem rationalen Verhältnis zur Gitterperiode. Dies führt dazu, daß die magnetischen Momente, wie in Abbildung 4.1 räumlich moduliert werden. Man kann sich dies als eine Art Schwebung vorstellen.

Die Spindichtewelle kann entlang einer der $\langle 100 \rangle$ -Achsen orientiert sein. Da es hierbei im Prinzip keine Vorzugsrichtung gibt, kommen in Cr-Kristallen auch immer Domänen mit verschiedenen Orientierungen vor. Diese Entartung kann jedoch durch Verspannungen oder äußere Magnetfelder leicht aufgehoben werden.

Die Polarisationsrichtung der Spindichtewelle ist temperaturabhängig. Unterhalb von 123 K liegt eine longitudinale Polarisationsrichtung vor. Die Spins liegen parallel zum Wellenvektor. Oberhalb dieser Temperatur ist die Spindichtewelle transversal polarisiert. Die Spins sind also, wie in Abbildung 4.1 b) dargestellt, senkrecht zum Wellenvektor orientiert. Die Néeltemperatur von Chrom liegt bei 311 K, also knapp über Raumtemperatur. Oberhalb dieser Temperatur bricht die Spindichtewelle zusammen und Chrom wird paramagnetisch. Einen ausgezeichneten Überblick über die Volumeneigenschaften des Chroms bietet der Artikel von Fawcett [54].

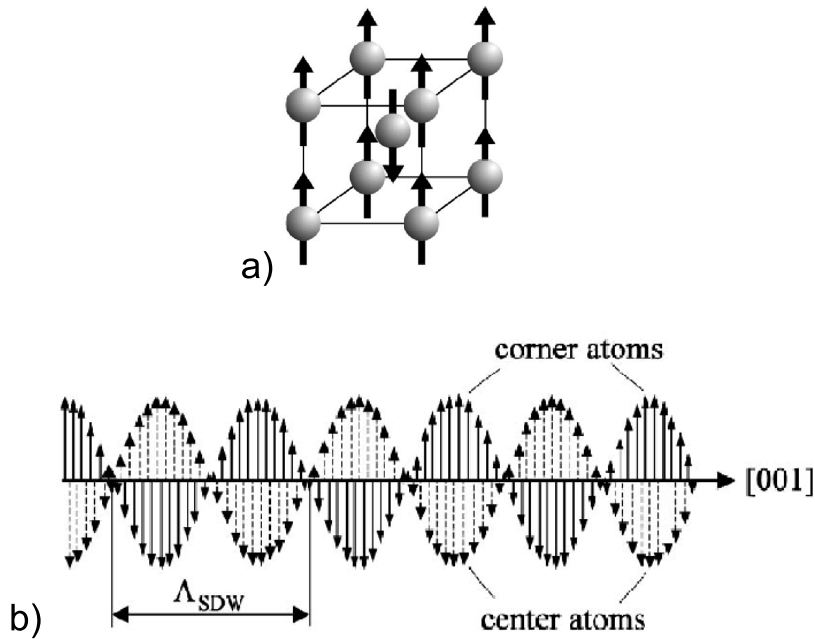


Abbildung 4.1: a) kommensurable Spinstruktur des Chroms: Das Zentralatom der Einheitszelle ist antiparallel zur Magnetisierungsrichtung der Eckatome magnetisiert. b) inkommensurable Spinstruktur des Chroms: Dargestellt ist die transversale Spindichtewelle, mit dem Wellenvektor in $\langle 001 \rangle$ -Richtung weisend. Die Spindichtewelle ist der kommensurablen Struktur überlagert, wie die abwechselnde Magnetisierungsrichtung der Zentral- (gestrichelt) und Eckatome (durchgezogen) zeigt.

Lange umstritten war die magnetische Struktur der Cr(001)-Oberfläche. Rechnungen sagten eine ferromagnetische Ordnung an der Oberfläche mit einem gegenüber dem Volumenwert um 300 % erhöhten magnetischen Moment voraus (siehe z.B. [55, 56]). Hierbei wurde eine perfekte Oberfläche angenommen. Die experimentellen Ergebnisse schienen hingegen zunächst widersprüchlich. Während Meier *et al* mit spinaufgelöster Photoemission keine Magnetisierung der Oberfläche feststellen konnten [57], detektierten Klebanoff *et al* mit winkelaufgelöster Photoemission einen spinaufgespaltenen Oberflächenzustand, was auf eine ferromagnetische Oberfläche hinweist [58, 59].

Der sich hieraus ergebende Widerspruch wurde erst 1989 durch Blügel *et al* aufgehoben [15], die in ihr Modell die Tatsache einschlossen, daß realistische Kristalloberflächen aus Terrassen bestehen, die selbst bei geringem Fehlschnitt und sorgfältiger Präparation nicht breiter als einige hundert Nanometer sind. Wenn solche Terrassen durch einatomare Stufen getrennt sind, ist die oberste

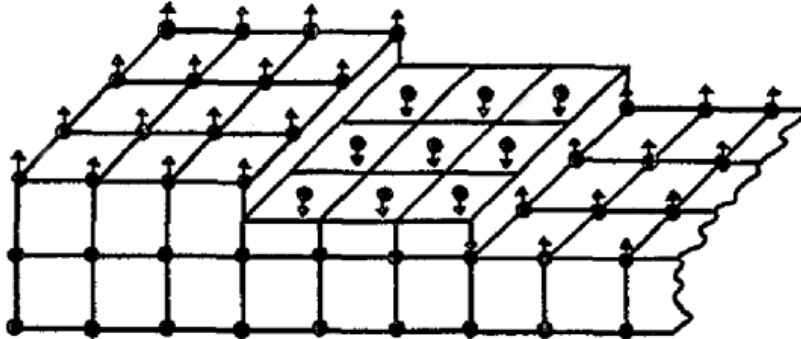


Abbildung 4.2: Magnetische Struktur der gestuften Cr(001)-Oberfläche: Jede Monolage ist ferromagnetisch, während benachbarte Lagen antiferromagnetisch koppeln. Daher weisen durch einatomare Stufen getrennte Terrassen eine alternierende Magnetisierungsrichtung auf. Diese Struktur wird als topologischer Antiferromagnetismus bezeichnet. Die Richtung der Pfeile ist willkürlich eingezeichnet. (aus Blügel *et al* [15])

Lage einer Terrasse antiferromagnetisch an die oberste Lage ihrer Nachbarterrassen gekoppelt (Abbildung 4.2). Dieses Modell des **topologischen Antiferromagnetismus** erklärt damit, daß eine über einige mm^2 integrierende Methode, wie die spinaufgelöste Photoemission, eine verschwindende Gesamtmagnetisierung liefert, obwohl die Cr(001)-Oberfläche ferromagnetisch ist.

Die experimentelle Bestätigung des Modells gestaltete sich jedoch sehr schwierig, da die Anforderungen an die Messung sehr hoch sind. Die Auflösung muß besser sein als die Breite der Terrassen des Chroms, also deutlich unter 100 nm liegen. Die Sensitivität muß hoch genug sein, um aus nur einer Monolage ein genügend hohes Signal zu bekommen. Andererseits darf die Methode nur auf die oberste Lage sensitiv sein, weil ansonsten das Signal der darunterliegenden Lage zu einer weitgehenden Auslöschung des Signals führen würde. Der prinzipielle Nachweis des Modells gelang Wiesendanger *et al* 1990 mit spinpolarisierter Tunnelmikroskopie [16]. Die Cr(001)-Oberfläche wurde dabei mit einer CrO_2 -Spitze abgebildet. Hierbei wurde eine alternierende Stufenhöhe gefunden und auf die unterschiedliche Magnetisierung der Terrassen zurückgeführt. Diese Überlagerung des Topographiesignals mit einem Anteil, der auf die unterschiedliche relative Magnetisierungsrichtung von Spitze und Probe zurückzuführen ist, erlaubte jedoch keine zweidimensionale Abbildung der magnetischen Struktur, die zum Beispiel den Einfluß von Versetzungen untersuchen könnte.

In dieser Arbeit wurde daher versucht, den Ansatz der Rastertunnelspektroskopie mit magnetischen Spitzen, mit dem in letzter Zeit Abbildungen magnetischer Strukturen bis in atomare Dimensionen gelungen sind, auf die Cr(001)-Oberfläche anzuwenden (siehe Kapitel 1.4 sowie [12, 13]).

4.2 Präparation

Die Präparation von Chrom-Einkristallen gilt als schwierig und zeitaufwendig. Der Grund hierfür sind unvermeidliche Verschmutzungen im Volumen durch Sauerstoff, Kohlenstoff, Stickstoff und Schwefel, welche beim Erhitzen des Kristalls an die Oberfläche wandern. Hinzu kommt, daß Chrom oberhalb von 900°C einen Übergang von der bcc- in die fcc-Struktur vollzieht. Beim anschließenden Abkühlen entstehen aus dem Einkristall einzelne Kristallite, womit dieser unbrauchbar wird. Die temperaturabhängige Segregation der Verunreinigungen ist von Schmid *et al* [60] mit Augerspektroskopie und STM untersucht worden (siehe Figur 4.3). Diese Ergebnisse verwendeten wir für die Präparation, indem gezielt bei Temperaturen gesputtert wurde, bei denen die einzelnen Elemente in hohem Maße an die Oberfläche gelangen.

Nach dem Einschleusen muß zunächst eine Oxidhaut durch Sputtern bei Raumtemperatur entfernt werden, bevor der Kristall geheizt werden darf. Anschließend wird die Probe bei erhöhter Temperatur gesputtert, um einerseits die Oberfläche auszuheilen und andererseits an die Oberfläche wandernde Verunreinigungen gleich wieder zu entfernen. Die chemische Zusammensetzung der Oberfläche wird zwischen den Präparationsschritten mit Augerspektroskopie und LEED kontrolliert (Abbildung 4.4). Es wurde bei 400, 600 und 800°C gesputtert.

Nach einigen Tagen Sputtern und Heizen bis etwa 600°C zeigen die Spektren keine Verunreinigung mit Stickstoff und Schwefel mehr. Sauerstoff dringt erst ab etwa 800°C in größeren Mengen an die Oberfläche. Das größte Problem stellt jedoch der Kohlenstoff dar. Als Quelle dieser Verunreinigung wurde bereits in [61] die Sputterquelle ausgemacht. Die Kohlenstoffverunreinigung konnte durch Glühen bei 870°C für 30 min beseitigt werden, allerdings auf Kosten einer Verunreinigung mit Sauerstoff.

Durch eine Reinigung der Sputterquelle, zusätzliches Ausheizen und Kühlung während des Sputterns konnte der Kohlenstoffanteil schließlich auf unter 10% gedrückt werden. Die Bestimmung des Kohlenstoffanteils durch AES wird dadurch erschwert, daß die Augermessung selbst die Oberfläche zusätzlich mit Kohlenstoff kontaminiert. Wie Mehrfachmessungen zeigen, gilt dies auch dann, wenn nach jeder Messung der Ort auf der Probe verschoben wird.¹

¹Durch den Einsatz einer Sputtergun mit Massensfilter konnte der Kohlenstoffanteil in-

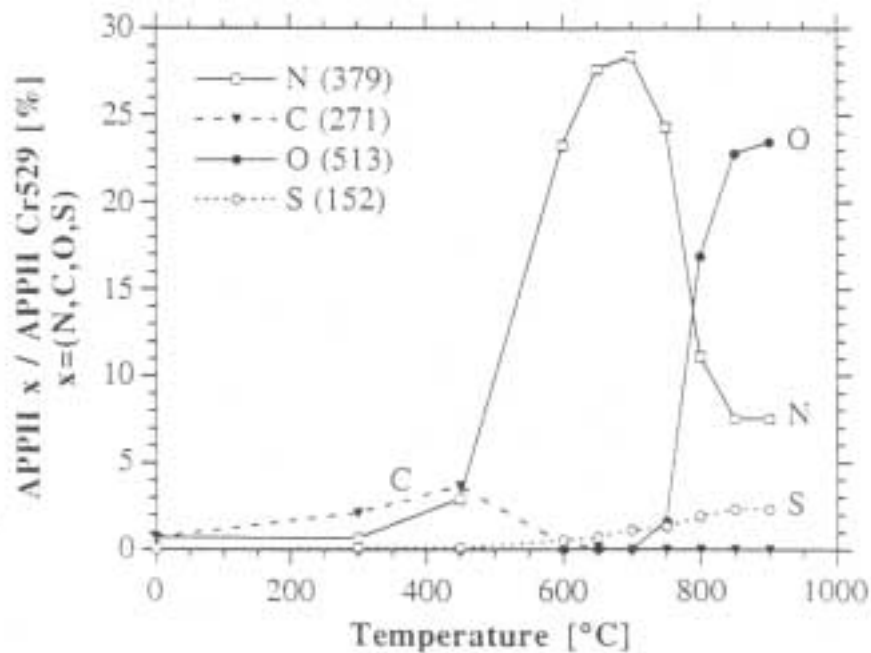


Abbildung 4.3: Wanderung von Verschmutzungen an die Oberfläche des Cr(001)-Kristalls. Dargestellt ist das Augersignal des jeweiligen Elements, normiert auf das des Chroms, nach Heizen des Kristalls auf die entsprechende Temperatur.

Abbildung 4.5 a) zeigt eine Übersichtsaufnahme der Cr(001)-Oberfläche. Zu erkennen sind sowohl breite Terrassen als auch Stufenbündel. Die Stufen verlaufen nicht gerade, sondern ändern bereits auf der Skala von $5 \mu\text{m}$ mehrmals die Richtung. Weiterhin sind vor allem im Bereich der breiteren Terrassen Schraubenversetzungen zu erkennen. Abbildung 4.5 b) zeigt einen kleineren Bereich mit Terrassen einer Breite von je etwa 100 nm , getrennt durch einatomare Stufen. Auf den Terrassen sind scheinbare Vertiefungen als dunkle Flecken zu erkennen. Hierbei handelt es sich um rekonstruierte Bereiche, die durch Kohlenstoffadsorbate zustande kommen. Über ihnen wird ein geringerer Tunnelstrom detektiert, wodurch es zu den scheinbaren Löchern kommt, deren Tiefe von der Tunnelspannung abhängig ist.

zwischen weiter gesenkt werden.

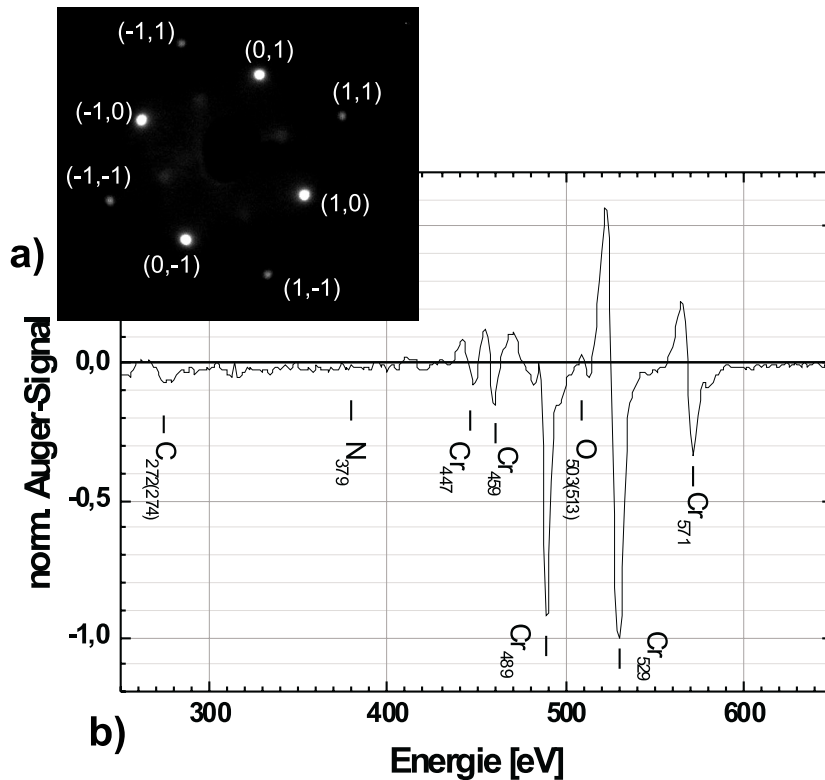


Abbildung 4.4: a) LEED- und b) Auger-Messungen an der Chrom(001)-Oberfläche: Das LEED-Bild (Elektronenenergie 84,2 eV) zeigt die Spots der vierzähligen Oberfläche und zusätzlich schwach ausgeprägte Spots, die auf lokal begrenzte Gebiete mit einer $c(2 \times 2)$ -Überstruktur hinweisen. Die Auswertung des Augerspektrums b) mit Formel 2.1 ergibt einen Anteil von ca. 7% Kohlenstoff und etwa 2% Sauerstoff. Da die Augermessung selbst zur Kontamination mit Kohlenstoff beiträgt, wurde das Spektrum erst bei 250 eV begonnen, um den Kohlenstoffanteil gleich am Anfang zu bestimmen.

4.3 STS-Messungen

Die Cr(001)-Oberfläche weist einen d_{z^2} -artigen Oberflächenzustand auf. Er wurde zuerst von Stroscio *et al* mit STS detektiert [62] und ist ein typisches Merkmal der (001)-Oberflächen von Metallen mit bcc-Struktur. Eine generelle Eigenschaft von Oberflächenzuständen ist ihre hohe Empfindlichkeit auf Kontaminationen. Der Oberflächenzustand der Cr(001)-Oberfläche wurde von Stroscio *et al* bei -50 meV gefunden. Andere Untersuchungen haben gezeigt, daß sich Position und Höhe des Peaks bei Anwesenheit von Kontaminationen der Oberfläche ändern. In [61] zeigte sich eine Verschiebung des Peaks zu +100

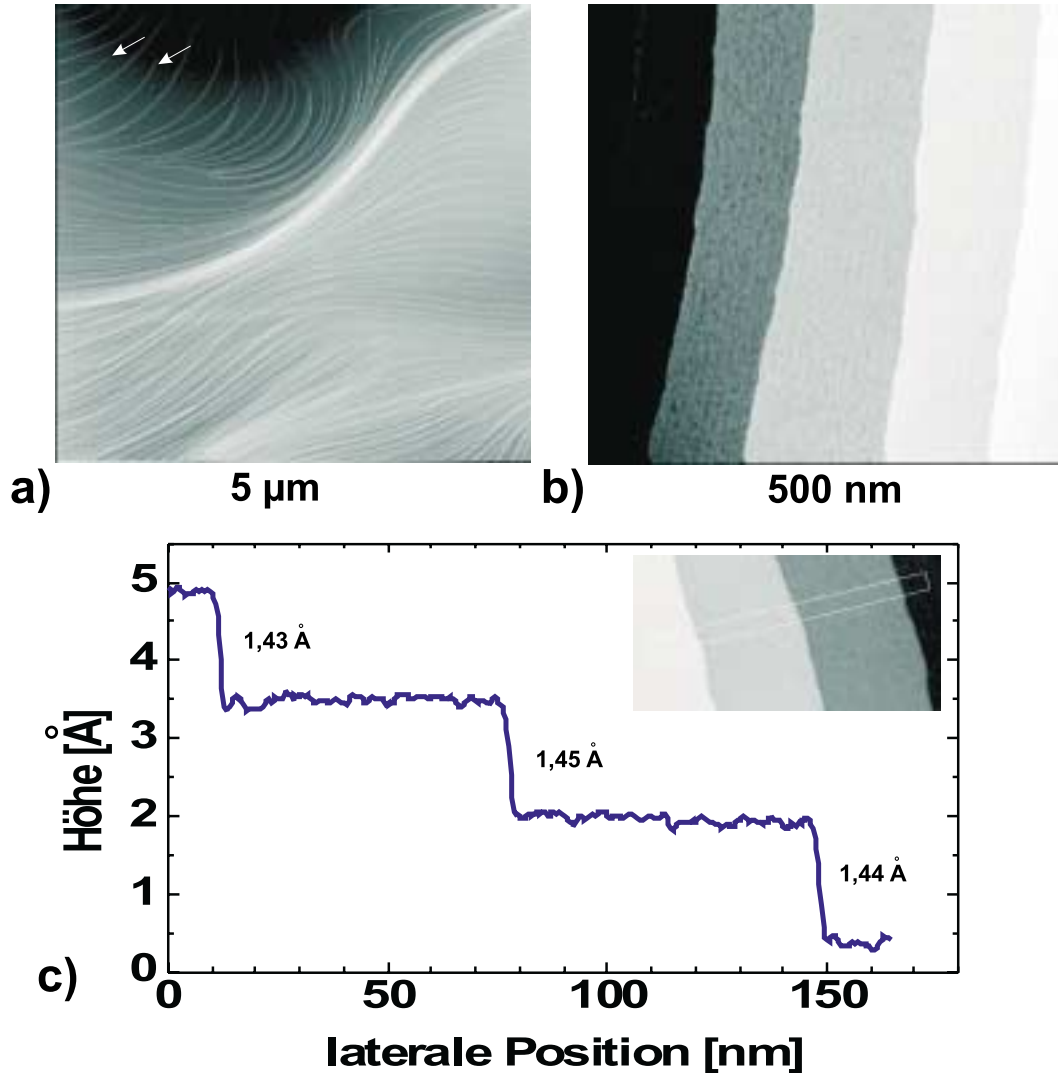


Abbildung 4.5: STM-Bilder der Chromoberfläche: Auf dem Übersichtsbild a) sind sowohl breite Terrassen als auch Stufenbündel zu erkennen. Die Stufen verlaufen nicht gerade sondern ändern bereits auf der Skala von 5 μm mehrmals die Richtung. Im Bereich der breiteren Terrassen sind weiterhin Schraubenversetzungen zu erkennen (Pfeile). b) zeigt einen Ausschnitt von 500 nm, bestehend aus atomar flachen Terrassen von etwa 100 nm Breite, die durch einatomare Stufen getrennt sind. Die Schnittlinie in c) wurde durch Mittelung über die Breite der Box in dem eingesetzten Bild erhalten. Die Höhe der Stufen beträgt $1,44 \pm 0,01 \text{ \AA}$.

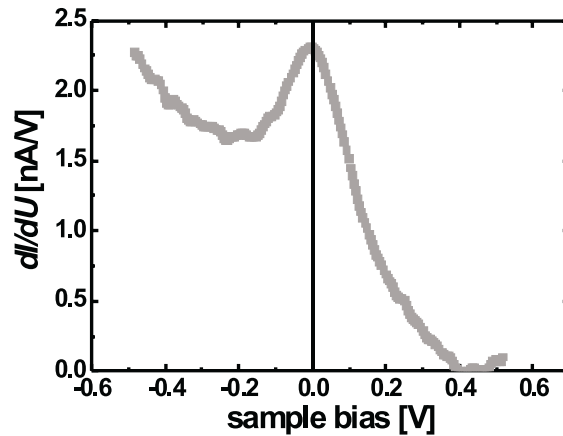


Abbildung 4.6: Tunnelspektrum der Cr(001)-Oberfläche, aufgenommen mit einer Pt/Ir-Spitze. Der d_{z^2} -artige Oberflächenzustand der Chrom(100)-Oberfläche wurde knapp unterhalb des Fermi-niveaus gefunden.

meV an kohlenstoffverunreinigten Gebieten. Auf sauerstoffbedeckten Gebieten war der Peak, allerdings deutlich schwächer, bei -220 meV zu sehen. In [60] wurde bei leichter Verunreinigung mit Stickstoff ein ausgeprägter Peak bei +150 meV gefunden, während im Bereich stärkerer Belegung mit Stickstoff kein Zustand mehr gefunden wurde. Das Auftauchen des Oberflächenzustandes im Tunnelspektrum und die Peakposition sind also ein Prüfstein für die Sauberkeit der Chromoberfläche.

Abbildung 4.6 zeigt ein mit einer PtIr-Spitze aufgenommenes gemitteltetes Tunnelspektrum der Chromoberfläche. Die Position des Peaks fanden wir knapp unterhalb des Fermi-niveaus. Die leichte Verschiebung gegenüber dem Wert aus [62] resultiert vermutlich aus der Restkontamination mit Kohlenstoff.

Aufgrund seiner hohen Spinpolarisation eignet sich dieser Oberflächenzustand für spinpolarisierte Tunnelspektroskopie. Im folgenden wurden daher ortsaufgelöste Spektren mit einer magnetisch beschichteten Spitze aufgenommen. Abbildung 4.7 a) liegt ein mit einer eisenbeschichteten Siliziumspitze aufgenommenes ortsaufgelöstes Spektrum zugrunde. Der Bereich geht über zwei durch eine atomare Stufe getrennte Bereiche. Die Kurven in Bild 4.7 a) wurden durch Mittelung über jeweils eine der beiden Terrassen erhalten.

Die Kurven unterscheiden sich deutlich in der Höhe des Peaks. Die Abbildungen 4.7 b) und c) zeigen die simultan aufgenommene Topographie und die ortsaufgelöste differentielle Leitfähigkeit an der Peakposition. Es ist ein deutlicher Unterschied zwischen beiden Terrassen zu erkennen, während die Variation auf den Terrassen gering ist. Damit läßt sich ausschließen, daß die

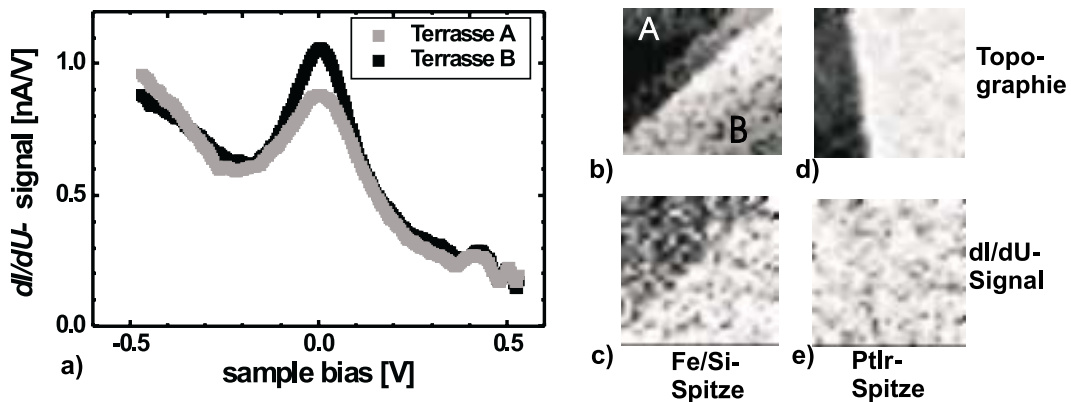


Abbildung 4.7: Tunnelspektrum der Cr(001)-Oberfläche, aufgenommen mit einer eisenbeschichteten Si-Spitze. Die Kurven wurden durch Mittelung über die Spektren jeweils einer der in b) gezeigten Terrassen erhalten. Auf Terrasse A wurde dabei eine geringere differentielle Leitfähigkeit detektiert. Bild c) zeigt das dI/dU -Signal ortsaufgelöst an der Peakposition des Oberflächenzustandes (-38mV).

Variation der Peakposition auf Kontaminationen oder Spitzenwechsel zurückzuführen ist. Vielmehr ist davon auszugehen, daß die unterschiedliche relative Orientierung der Magnetisierung von Spitze und Probe durch den Wechsel von einer Terrasse zur nächsten verändert wird und sich hieraus eine Änderung der relativen Leitfähigkeit ergibt. Wegen der hohen Spinpolarisation des Oberflächenzustandes, ist diese an der Peakposition besonders ausgeprägt. Die Abbildungen 4.7 d) und e) zeigen das gleiche Experiment mit einer unbeschichteten PtIr-Spitze. Hier sind die beiden Terrassen nur in der Topographieabbildung zu unterscheiden. In der differentiellen Leitfähigkeit an der Peakposition ist kein Unterschied zu erkennen. Tatsächlich wurde dieser Effekt niemals mit unmagnetischen Spitzen beobachtet, was ebenfalls für die Annahme spricht, daß es sich um spinpolarisiertes Tunneln handelt.

Diese detaillierten Messungen weisen nun den Weg zu einer Technik, mit der sich Bilder hoher Pixelauflösungen in vergleichsweise kurzer Zeit aufnehmen lassen. Nachdem bekannt ist, bei welchen Spannungen mit einer starken Änderung der differentiellen Leitfähigkeit zu rechnen ist, können statt ortsaufgelöster Spektren dI/dU -Karten bei einer bestimmten Spannung aufgenommen werden. Der Vorteil dieser Methode ist, daß die Messung eines Bildes selbst mit 500×500 Punkten weniger als eine Stunde dauert und selbst noch höhere Auflösung nicht den Speicherplatz des Computers überfordern.²

²Bei vollen Spektren kann es hier bereits ab 100×100 Punkten zu Problemen kommen.

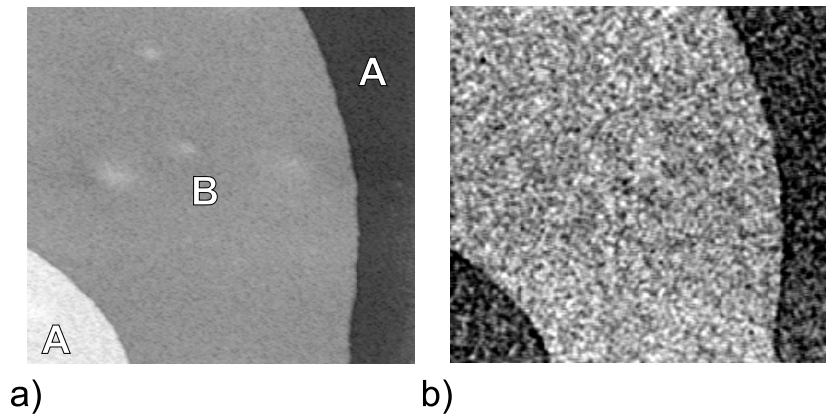


Abbildung 4.8: Abbildung des topologischen Antiferromagnetismus durch SP-STs mit einer Fe-beschichteten W-Spitze an drei Chromterrassen: a) Das Konstantstrombild zeigt drei durch monoatomare Stufen getrennte Terrassen. b) Die simultan aufgenommene orts aufgelöste differentielle Leitfähigkeit zeigt abwechselnd niedriges und hohes Signal als Folge der unterschiedlichen Magnetisierung der einzelnen Terrassen. Der Bildbereich beträgt $500 \text{ nm} \times 500 \text{ nm}$.

4.4 Abbildung der magnetischen Struktur

Der im vorigen Kapitel gefundene Effekt soll nun dazu verwendet werden, die magnetische Struktur des Chroms hochaufgelöst abzubilden. Im folgenden Experiment wurde auf die Aufnahme ganzer Spektren verzichtet und stattdessen die differentielle Leitfähigkeit bei -60 mV orts aufgelöst parallel zur Topographie abgebildet. Hierfür wurde eine mit 20 Monolagen Eisen beschichtete Wolframspitze verwendet. Abbildung 4.8 a) zeigt die Topographie des gewählten Ausschnitts. Zu erkennen sind drei Terrassen, getrennt von einatomaren Stufen. Nach dem Modell des topologischen Antiferromagnetismus würde man also ein alternierendes Signal erwarten. Genau dieses Verhalten zeigt sich im dI/dU -Bild b): Auf der mittleren Terrasse zeigt sich ein erhöhtes Signal gegenüber den beiden äußeren.

Abbildung 4.9 zeigt a) die Topographie und b) die dI/dU -Karte (gemessen bei -120 mV), eines größeren Bereichs der $\text{Cr}(001)$ -Oberfläche. Auch hier zeigt sich an jeder Stufe ein Kontrastwechsel. Die Schnittlinie, die durch Mittelung über die in b) eingezeichnete Box erhalten wurde, zeigt die hohe laterale Auflösung der Messung. Selbst bei einer großskaligen Abbildung wird eine Auflösung von ca. 4 nm erreicht.

Anschließend wurde ein weiterer Bereich mit $1 \mu\text{m}$ Kantenlänge abgebildet, der zusätzlich drei Schraubenversetzungen enthält (Abbildung 4.10 a)). Das

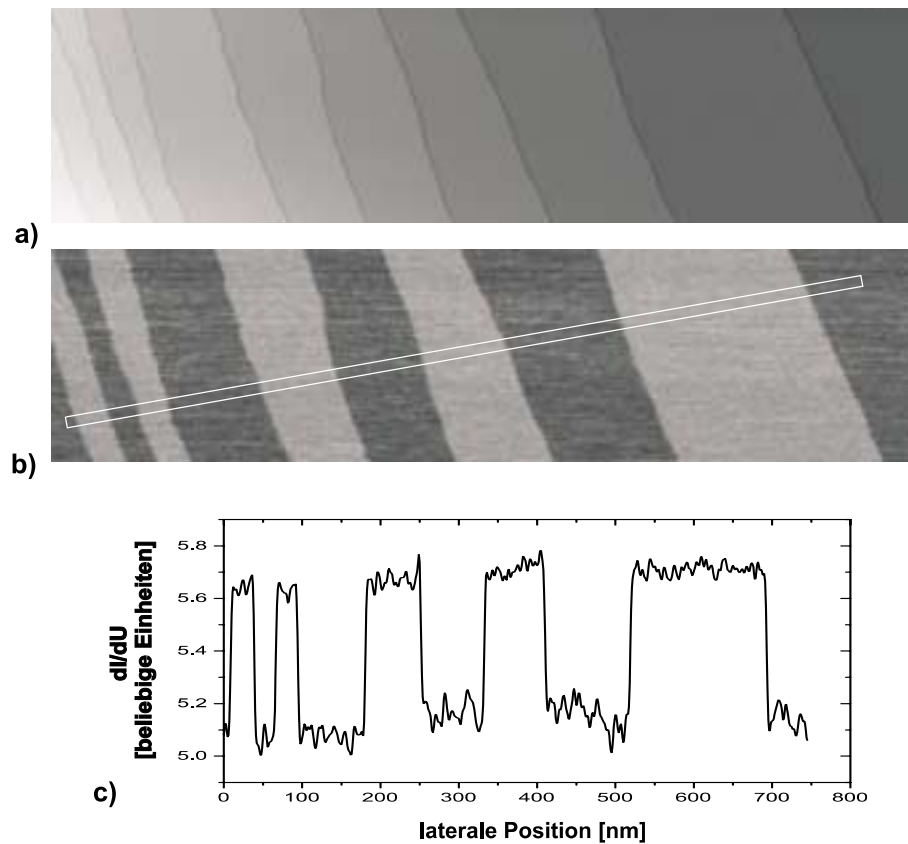


Abbildung 4.9: a) Topographie und b) dI/dU -Karte (gemessen bei -120 mV) eines größeren Bereiches. Auch hier zeigt sich an jeder Stufe ein Kontrastwechsel. Die Schnittlinie, die durch Mittelung über die in b) eingezeichnete Box erhalten wurde, zeigt die hohe laterale Auflösung der Messung. Selbst bei einer solch großskaligen Abbildung wird eine Auflösung von ca. 4 nm erreicht. Der Bildbereich beträgt 800 nm \times 200 nm.

Verhalten der Magnetisierung an solchen Schraubenversetzungen konnte bisher nicht untersucht werden. Da solche Schraubenversetzungen die lagenweise Anordnung der (001)-Ebenen stören, wird auch die lagenweise antiferromagnetische Ordnung gestört. Es entsteht eine topologisch induzierte magnetische Frustration.

Abbildung 4.10 b) zeigt wiederum über den Terrassen abwechselnd ein hohes und ein niedriges Signal. An den Schraubenversetzungen tritt ein zusätzlicher Effekt auf, da an diesen Stellen jeweils eine monoatomare Stufe beginnt, die die Terrasse aufteilt. Die antiferromagnetische Ordnung bleibt dabei erhalten; links und rechts der Stufe ist die Magnetisierung entgegengesetzt. Dies gilt

nicht nur für die geteilte Terrasse, sondern auch für die benachbarten Terrassen. Hierzu muß die Magnetisierung innerhalb dieser Terrassen auf Höhe der Schraubenversetzung gedreht werden, dies geschieht durch den Einbau einer Domänenwand. Diese Wand läuft über mehrere Terrassen und endet an der nächsten Schraubenversetzung, die den Effekt der ersten wieder aufhebt. Die durch die Schraubenversetzung entstehende magnetische Frustration wird also durch den Einbau einer Domänenwand abgebaut, das System bringt Domänenwandenergie auf, um die antiferromagnetische Ordnung zu erhalten. Die Breite der Domänenwand wurde durch einen Schnitt durch die Terrasse (Abbildung 4.10) zu 123 ± 10 nm abgeschätzt. Der Schnitt durch die Wand muß dabei innerhalb einer Terrasse verlaufen. Wenn man annimmt, daß die Richtung der Domänenwand, die der kürzesten Verbindung zwischen den beiden Schraubenversetzungen ist, so läuft der Schnitt nicht senkrecht durch diese Wand, sondern in einem Winkel von etwa 60° . Die Breite bei einem senkrechten Schnitt würde dann entsprechend $123 \cdot \sin 60^\circ = 107 \pm 9$ nm betragen.

Eine solche Domänenwand in einem Antiferromagneten ist noch nie beobachtet worden. Ihre Existenz wurde lediglich im Zusammenhang mit Fe/Cr Vielschichtsystemen postuliert (siehe Kapitel 5.1). Ein Vergleich der von uns gemessenen Domänenwandbreite mit anderen Experimenten ist also nicht möglich. Als Anhaltspunkt kann die Breite der Domänenwände auf der (001)-Oberfläche eines Eisenkristalls, welche mit SEMPA zu 210 nm bestimmt wurde [63], dienen. Dieses Ergebnis bietet sich als Vergleich an, da die entgegengesetzte Magnetisierung der (001)-Ebenen bei einer Drehung innerhalb der Ebenen keine so große Rolle spielen sollte und es sich in beiden Fällen um (001)-Oberflächen von bcc-Kristallen handelt. Wir erwarten daher, daß sich die Breite der Wände zumindest in der gleichen Größenordnung bewegt.

Theoretische Untersuchungen zu Domänenwänden in Chromkristallen basierend auf ab-initio Rechnungen sagen eine Wandbreite von 20 Atomlagen, also etwa 3 nm, voraus [64]. Diese Rechnungen gehen jedoch von einer kollinearen Spinstruktur aus (siehe Abbildung 4.11). Die Magnetisierung dreht innerhalb der Wand also gar nicht, was einer unendlichen Anisotropie, die die Spins in zwei kollineare Richtungen zwingt, entspricht. Es variiert nur der Betrag der Spins. Diese Annahme reduziert die berechnete Wandbreite auf ein Minimum. An der abwechselnden Richtung der Spins in der Wand ist zudem zu erkennen, daß die Wand senkrecht zu den ferromagnetisch geordneten Ebenen verläuft, anders als die von uns beobachtete Wand, die die Drehung innerhalb dieser Ebenen vollzieht. Die ermittelte Wandbreite taugt daher nicht als Vergleich zu unseren Messungen.

Wie bereits in Abschnitt 1.4 beschrieben, kommt die Kontrastbildung beim spinpolarisierten STM durch die unterschiedliche relative Orientierung der Magnetisierung von Spitze und Probe zustande. In Abbildung 4.2, die aus der

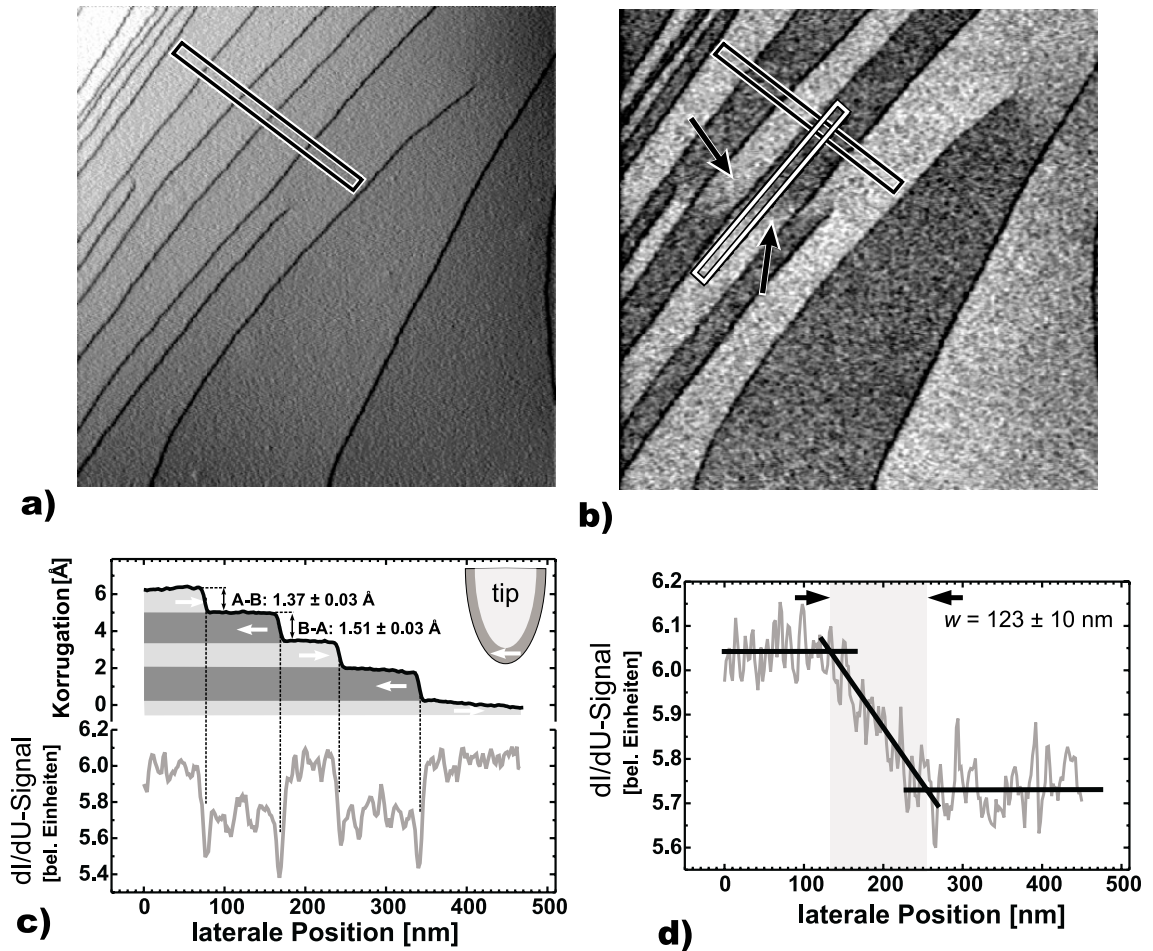


Abbildung 4.10: Abbildung eines größeren Bereiches ($1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$) der Cr(001)-Oberfläche mit SP-STs, aufgenommen mit einer Fe-beschichteten W-Spitze: a) Konstantstrombild, zu sehen sind mehrere Terrassen, welche durch einatomare Stufen getrennt sind. Zusätzlich sind einige Schraubenversetzungen sichtbar. b) dI/dU -Bild simultan mit a) aufgenommen. Wiederum ist die alternierende Magnetisierung benachbarter Terrassen erkennbar. Zusätzlich ist in der Umgebung der Schraubenversetzungen ein Kontrastwechsel innerhalb der Terrassen sichtbar. Dieser wird erzeugt durch Domänenwände, die eingebaut werden, um den topologischen Antiferromagnetismus trotz der Schraubenversetzungen aufrechtzuerhalten. c) Der obere Teil zeigt einen Schnitt über fünf Terrassen, erhalten durch Mittelung über die Breite der Box aus Bild a), die Stufenhöhe variiert periodisch. Im unteren Teil ist ein Schnitt erhalten, der durch Mittelung über die gleiche Box in Bild b) erhalten wurde. d) Linienprofil über eine Domänenwand auf einer einzelnen Terrasse, gemittelt über die Breite der weißen Box in Bild b). Die Breite der Wand beträgt etwa 120 nm.

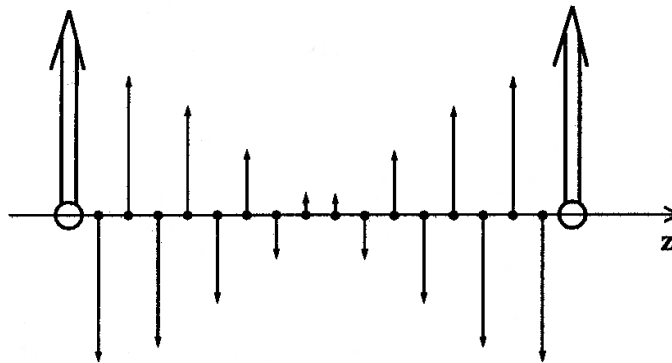


Abbildung 4.11: Schema der kollinearen Domänenwand im Chrom aus [64].

Publikation von Blügel *et al* [15] stammt, sind die magnetischen Momente senkrecht zur Oberfläche eingezeichnet. Das Modell sagt jedoch die Richtung der Spins gar nicht voraus und diese ist bislang auch noch nicht geklärt worden.

Nach den in Kapitel 1.4 beschriebenen Überlegungen gehen wir davon aus, daß die Magnetisierungsrichtung der von uns verwendeten eisenbeschichteten Spitzen in der Probenebene liegt. Bei senkrecht magnetisierten Terrassen auf der Cr(001)-Oberfläche betrüge der Winkel zwischen Spitzen- und Probenmagnetisierung $\theta = 90^\circ$ und der Effekt wäre wegen $\cos \theta = 0$ in Formel 1.23 nicht sichtbar. Liegt die Magnetisierung der Chromoberfläche hingegen in der Ebene, so sind prinzipiell alle Winkel θ zwischen 0° und 90° möglich. Aufgrund des deutlichen Signals, gehen wir davon aus, daß die Magnetisierung des Chroms in der Ebene liegt und im konkreten Fall θ klein und der Effekt groß ist.

Da wir durch einen Minoritätszustand des Chroms tunneln, nahmen wir zunächst an, daß die differentielle Leitfähigkeit wie auch der Tunnelstrom, bei tendenziell paralleler Magnetisierungsrichtung von Spitze und Probe erniedrigt sein sollte. (Bei einem Majoritätszustand wäre es umgekehrt.) Ein Blick auf die Stufenhöhen in der gleichzeitig aufgenommenen topographischen Abbildung zeigt jedoch, daß die Kontrastbildung komplizierter ist.

Die Höhe der Stufen in Abbildung 4.10 c) zeigt ein alternierendes Verhalten. Dieser Effekt war bereits in der ersten Arbeit zum spinpolarisierten STM auf Chrom von Wiesendanger *et al* beobachtet worden [16]. Der Wechsel in der Stufenhöhe kann dadurch erklärt werden, daß diese Messung bei Regelung auf einen konstanten Strom stattfindet. Wenn sich der Strom durch den Spinventileffekt erhöht, wird der Abstand vergrößert und umgekehrt (siehe Abbildung 1.7). Demzufolge müßte die Stufe erhöht sein, wenn die Spitze von einer Terrasse, auf der ein höherer Strom gemessen wird, auf eine tiefer liegende, auf

der ein geringerer gemessen wird, gelangt und umgekehrt. Ein Vergleich mit der simultan gemessenen differentiellen Leitfähigkeit zeigt jedoch, daß diese geringer ist, wenn aufgrund der Stufenvariation ein höherer Strom erwartet wird.

Den Grund hierfür läßt ein Blick auf die Spektren in Abbildung 4.7 erkennen. Die Topographie wurde bei der gleichen Spannung aufgenommen wie das dI/dU -Bild, nämlich bei -60 mV. Zum Tunnelstrom tragen also nach Formel 1.19 alle Zustände zwischen 0 und -60 meV bei. In diesem Bereich ist ein deutlicher Unterschied für die beiden Spinrichtungen zu erkennen. Somit ist klar, daß bei Regelung auf konstanten Tunnelstrom dieser Effekt zumindest teilweise kompensiert wird. Wie der Vergleich von Stufenhöhen und differentieller Leitfähigkeit zeigt, wird er aber sogar überkompensiert. Der Kontrast im dI/dU -Bild wäre also bei abgeschalteter Regelung invertiert und vermutlich noch stärker. Die Tatsache, daß der Peak sehr nahe am Fermi-niveau liegt, bedeutet hier also eine Verringerung des Effektes. Dies könnte vermieden werden, wenn man die Spitze bei einer höheren Spannung stabilisieren würde. Um dann dennoch dI/dU an der Peakposition zu messen, müßte man an jedem Punkt die Spannung umschalten, was die Meßzeit erheblich verlängern würde.

Die Variation der Stufenhöhe erlaubt auch eine Bestimmung der effektiven Polarisation des Tunnelüberganges (siehe Abschnitt 1.4). Sie kann mit der Formel:

$$P = \frac{\exp(A\sqrt{\phi}\Delta s) - 1}{\exp(A\sqrt{\phi}\Delta s) + 1} \quad (4.1)$$

aus [16] bestimmt werden. Hierbei ist ϕ die lokale Barrierenhöhe, hier mit 4 eV angesetzt, Δs der Unterschied in der Stufenhöhe und $A \approx 1\text{eV}^{-1/2}\text{\AA}^{-1}$. In unserem Fall ergibt sich ein Wert von ca. 9%. In [16] wurde ein Wert von ca. 20% ermittelt. Dies läßt sich verstehen, wenn man bedenkt, daß dort eine Spitze aus CrO_2 verwendet wurde, dessen Spinpolarisation nahezu 100% beträgt, während die der Eisenspitze aus anderen Experimenten [12] zu 40% abgeschätzt wurde. Somit ergibt sich für den Chrom-Vakuum-Übergang in unserem Fall ein Wert von ca. 22% und in [16] ca. 20%. Die Rechnungen gehen jeweils vom kollinearen Fall, also dem maximalen Spinventileffekt, aus. Damit liefern sie umgekehrt nur eine untere Grenze für die Spinpolarisation des Tunnelüberganges.

Kapitel 5

Eisen auf Chrom(001)

5.1 Einführung

Grenzflächen zwischen Ferro- und Antiferromagneten sind von entscheidender Bedeutung für das Verhalten von magnetischen Dünnschichten und Multilagenschichten. Das System Fe/Cr(001) hat insbesondere als Vielschichtsystem eine hohe Bedeutung erlangt. An diesem System wurde beispielsweise die Zwischenschichtaustauschkopplung [5] und der Riesenmagnetowiderstandseffekt (GMR) [3, 4] entdeckt, welcher in den Schreib-/Leseköpfen moderner Festplatten bereits eine wichtige Anwendung gefunden hat.

Eisen ist ein itineranter Ferromagnet und kristallisiert bei Raumtemperatur und niedrigen Drücken (α -Phase) in der bcc-Struktur mit einer Gitterkonstanten $a = 2,87\text{\AA}$. Chrom ($a = 2,88\text{\AA}$) und Eisen haben somit fast die gleiche Kristallstruktur und wachsen epitaktisch mit vernachlässigbar geringen Spannungen aufeinander auf. Die Austauschwechselwirkung zwischen Eisen und Chrom ist antiferromagnetisch. Für eine ideal glatte Grenzfläche ist die Magnetisierung im Eisen daher antiparallel zu der in der obersten Chromlage. Dieser Idealfall ist in Abbildung 5.1 a) dargestellt. Die reale Cr(001)-Oberfläche weist jedoch durch einatomare Stufen getrennte Terrassen auf, die zu dem in Kapitel 4.1 beschriebenen topologischen Antiferromagnetismus führen. Der einfachste Fall - zwei durch eine einatomare Stufe getrennte Terrassen - führt bei Beibehaltung der durchgehenden Magnetisierung in der Eisenschicht zu magnetischer Frustration an der Grenzfläche, da das Eisen nur an eine Chromterrasse antiferromagnetisch koppeln kann (Abbildung 5.1 b)). Diese Frustration an der Grenzfläche kann aufgehoben werden, indem entweder im Eisen (Abbildung 5.1 c)) oder im Chrom (Abbildung 5.1 d)) eine Domänenwand eingebaut wird. Dies kostet jedoch wiederum Austauschenergie, da die Spins innerhalb der Domänenwand nicht parallel stehen. Ob es energetisch günstig

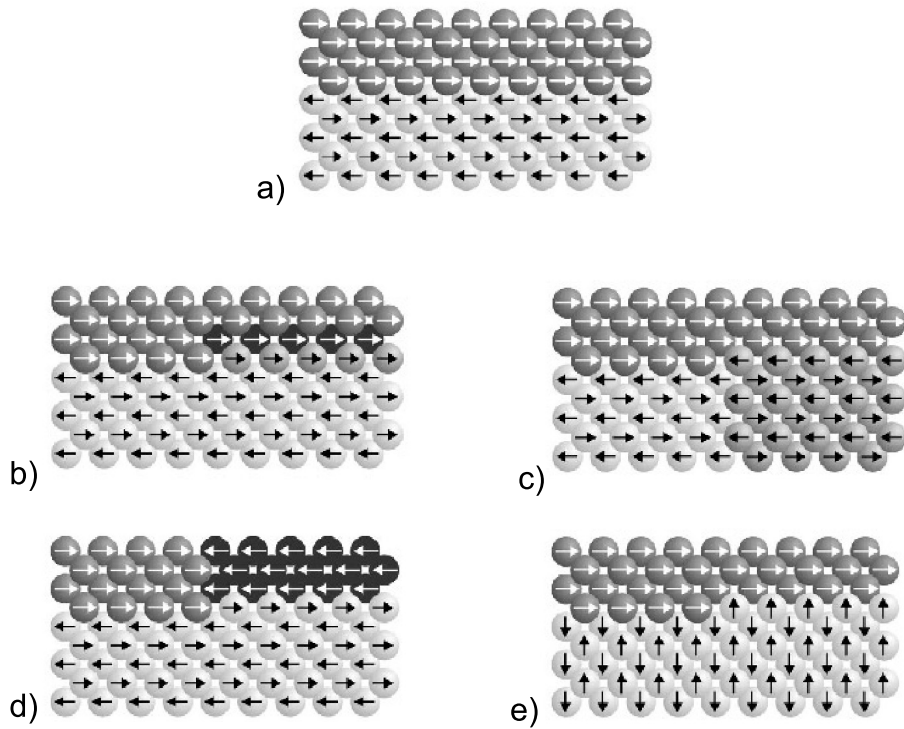


Abbildung 5.1: Schemadarstellung möglicher Magnetisierungsstrukturen an einer Chromstufe: a) ideale Spinstruktur bei glatter Grenzfläche b) Frustration an der Grenzfläche c) Domänenbildung im Eisen d) Domänenbildung im Chrom e) 90°-Koppelung, hier durch Reorientierung der Spins im Chrom, entnommen aus [65].

ist, Domänen auszubilden, hängt zum einen von der Breite der Terrassen und zum anderen von der Dicke der beteiligten Schichten ab. Bei sehr dünnen Filmen ist auch das Volumen der Domänenwand und damit die aufzuwendende Wandenergie geringer. Ist die Breite der Terrassen sehr groß, müssen nur wenige Domänenwände eingebaut werden, um an jeder Terrasse eine energetisch günstige Koppelung zu ermöglichen.

Ein Beispiel für die Entstehung von Domänen durch sehr breite alternierend magnetisierte Terrassen ist das Experiment von Unguris *et al* [66]. Hier wurde auf einen Eisenwhisker, dessen Oberfläche über große Bereiche atomar glatt ist, ein Chromkeil aufgedampft. In der darüberliegenden 2 nm dicken Eisenschicht konnten mit SEMPA-Technik Streifendomänen einer Breite von 10 μm abgebildet werden.

Die typische Terrassenbreite auf der Oberfläche des Chromeinkristalls beträgt selbst bei sehr geringem Fehlschnitt nicht mehr als 100 nm. Daher ist nur bei ultradünnen Filmen eine Domänenstruktur zu erwarten. Messungen

des magnetooptischen Kerreffektes an dünnen Eisenfilmen auf Cr(001) zeigen unterhalb von 2 nm (15 ML) eine reduzierte Remanenzmagnetisierung, was auf das Vorhandensein durch Austauschkopplung stabilisierter Domänen hinweist [67]. SEMPA-Messungen an einem 2 nm dicken Eisenfilm zeigen bei Raumtemperatur einen Eindomänenzustand und erst nach Abkühlung auf 100 K eine Domänenstruktur, die allerdings auch bei Wiedererwärmung auf Raumtemperatur erhalten bleibt [68]. Ziel der im folgenden beschriebenen Experimente war es, herauszufinden, ob bei geringeren Filmdicken eine Domänenstruktur auftaucht und inwieweit diese mit der Terrassenstruktur der Cr(001)-Oberfläche korreliert ist.

5.2 Präparation

Auf die (001)-Oberfläche des Chromkristalls, deren Präparation in Abschnitt 4.2 beschrieben wird, wurden die Eisenfilme mit dem Elektronenstrahlverdampfer aufgebracht. Aufdampfen bei Raumtemperatur führt, wie Abbildung 5.2 a) zeigt, zu unregelmäßigen Strukturen mit einem Durchmesser von typischerweise 6 nm, während sich bei einer Aufdampftemperatur von etwa 200°C Inseln einer Größe von etwa 20 nm zeigen, deren Kanten den $\langle 100 \rangle$ -Richtungen des Chroms folgen. Diese Anordnung zeigt bereits eine gewisse Diffusion der Eisenatome nach dem Auftreffen auf die Oberfläche und Anordnung in einen energetisch günstigen Zustand. Bei noch höherer Substrattemperatur würde man eine quadratische Struktur der Inseln erwarten.

Die STM-Bilder der Submonolagen dienen vor allem dazu, die Aufdampfrate für die Präparation der Filme zu bestimmen. Die verwendeten Aufdampfraten liegen zwischen 1 und 2 ML pro Minute. Bei der Präparation der Filme muß ein Kompromiß gefunden werden, da einerseits eine erhöhte Temperatur benötigt wird, andererseits für eine Aufdampftemperatur von 300°C bei Chrom auf Eisen(001) Legierungsbildung an der Grenzfläche festgestellt wurde [69]. Die Filme wurden zunächst wie in [67, 70] bei 210°C aufgedampft. Wie Abbildung 5.3 a) zeigt, führt dies jedoch nicht zu glatten Filmen. Es zeigt sich vielmehr eine rauhe pyramidenartige Struktur. Die weiteren Filme wurden daher bei Raumtemperatur aufgebracht und anschließend für 4 min bei etwa 280°C getempert. Unter diesen Bedingungen präparierte Filme sind glatt oder zeigen rechteckige Inseln, welche eine Monolage hoch sind. Die rechteckige Struktur der Inseln spiegelt die kubische Symmetrie der Fe(001)-Oberfläche wieder. Die Abbildung 5.3 b) und c) zeigen derart präparierte Filme verschiedener Schichtdicke.

STS-Messungen an den Eisenfilmen zeigten, wie in Abbildung 5.4 zu sehen, bis zu 12 ML Dicke ein strukturloses Spektrum. Der stark ausgeprägte Ober-

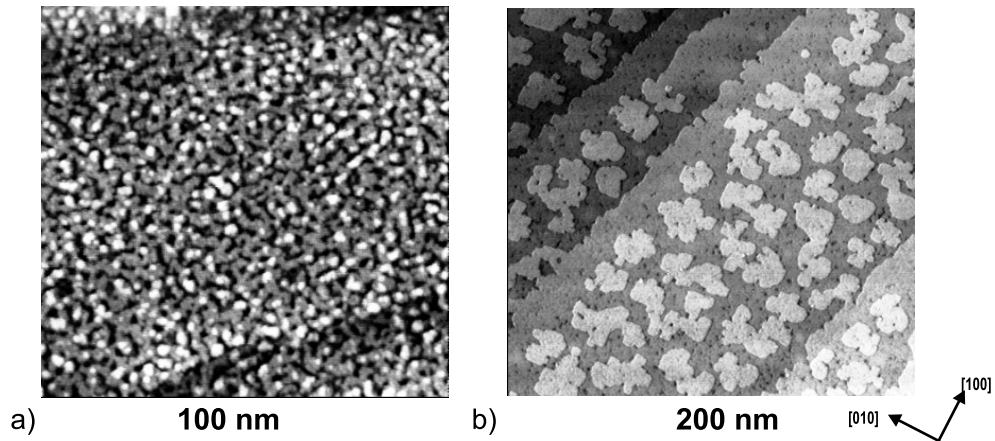


Abbildung 5.2: a) Aufdampfen der Fe-Filme bei Raumtemperatur führt zu unregelmäßigen Strukturen mit einem Durchmesser von typischerweise 6 nm. b) Bei einer Aufdampftemperatur von etwa 200°C entstehen Inseln einer Größe von etwa 20 nm, deren Kanten den $\langle 001 \rangle$ -Richtungen des Chroms folgen.

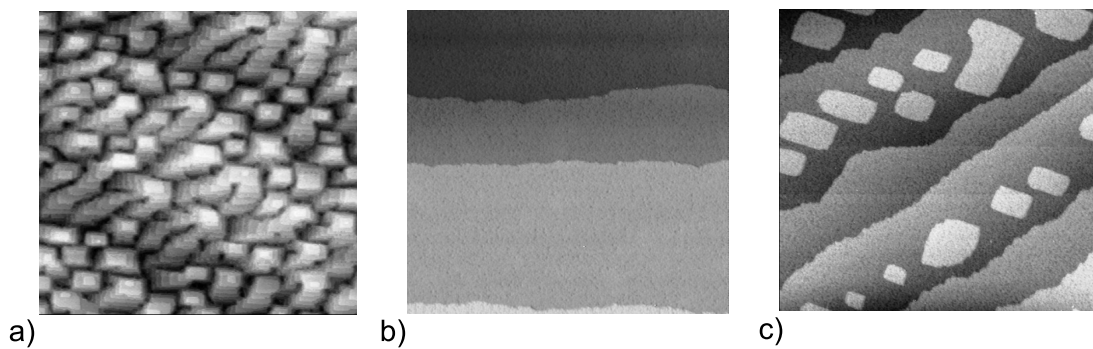


Abbildung 5.3: STM-Bilder der Eisenfilme a) 15 ML aufgedampft bei 210°C. Es zeigen sich pyramidenartige Strukturen. Ihre Kanten liegen parallel zu den $\langle 100 \rangle$ -Richtungen, die bei diesem Bild parallel zu den Seiten des Scanbereiches liegen. b)-c) 16 und 12 ML dicke Filme, die bei Raumtemperatur aufgebracht und anschließend für 4 min bei etwa 280°C getempert wurden. Es zeigen sich glatte Filme bzw. Inseln von einer Monolage Höhe, wenn die Schichtdicke nicht genau getroffen wurde. Bildbereich jeweils 200 nm \times 200 nm.

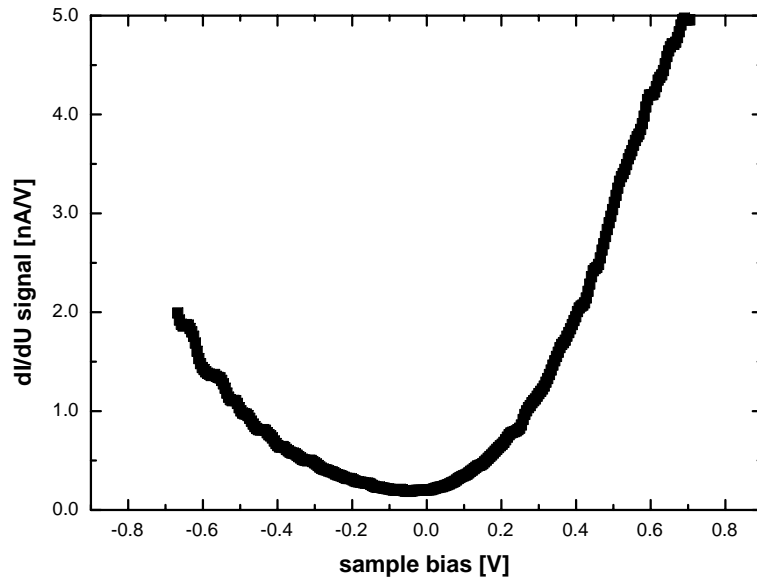


Abbildung 5.4: STS an einem 12 ML dicken Fe-Film. Es ist kein Peak zu erkennen. Insbesondere taucht der bei +150 meV erwartete Oberflächenzustand [62] nicht auf. Als Grund hierfür wird eine Kontamination des Eisenfilms mit Kohlenstoff vermutet.

flächenzustand der Fe(001)-Oberfläche, der von Stroscio *et al* [62] bei +150 meV gefunden wurde, tauchte nicht auf. Als Grund hierfür wird die Kontamination des Eisenfilms mit Kohlenstoff, der beim Tempern aus dem Chrom an die Oberfläche gelangt, vermutet. Die Untersuchung der Domänenstruktur der Eisenfilme erfolgte mit Magnetkraftmikroskopie.

5.3 Untersuchung der Domänenstruktur

Die Untersuchung der präparierten Eisenfilme mit STM hat gezeigt, daß je nach gewählten Aufdampfparametern glatte oder rauhe Filme entstehen. Es ist anzunehmen, daß dies einen Einfluß auf ihre Domänenstruktur hat. Abbildung 5.5 zeigt zwei MFM-Bilder von Filmen einer nominellen Dicke von 15 bzw. 16 ML. Der erste wurde bei 210°C aufgedampft und zeigt die bereits erwähnte rauhe Pyramidenstruktur. Im MFM-Bild dieses Films (Abbildung 5.5 a)) ist ein deutlicher Kontrast zu erkennen. Der Inset (nicht maßstabgerecht)

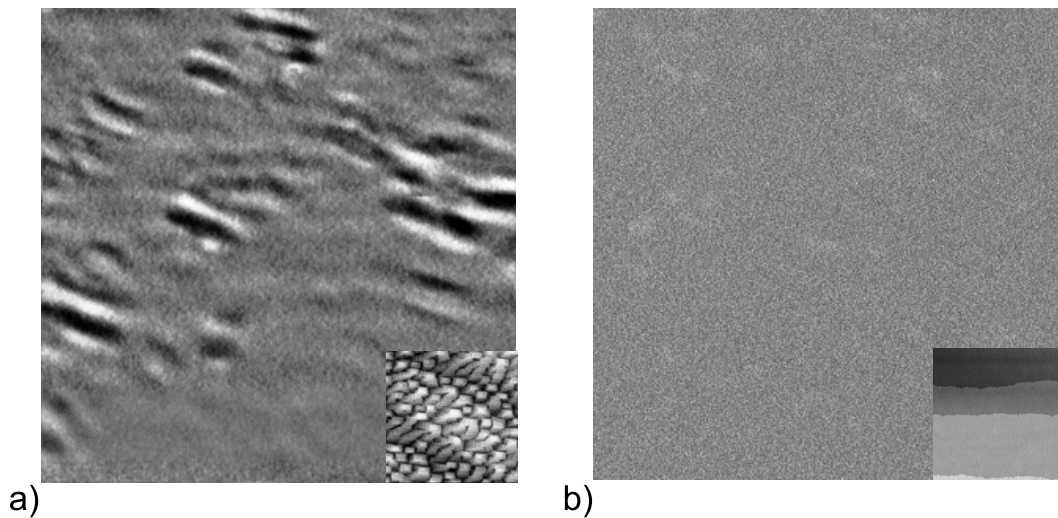


Abbildung 5.5: Vergleich zwischen rauhen und glatten Filmen: MFM-Bilder von Filmen einer nominellen Dicke von a) 15 und b) 16 ML. Der erste wurde bei 210°C aufgedampft und zeigt eine raue Pyramidenstruktur (siehe Inset). Im MFM-Bild dieses Films ist ein deutlicher Kontrast zu erkennen. Auf dem MFM-Bild des auf 280°C temperierten Films ist hingegen kein Kontrast zu erkennen. Dies bedeutet, daß der glatte Film, zu erkennen am STM-Bild (Inset) entweder eindomänig ist oder sehr große Domänen aufweist. Bildbereich der MFM-Bilder: $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$, Bildbereich der Insets: $200\text{ nm} \times 200\text{ nm}$.

zeigt noch einmal die Struktur des Films im STM-Bild. Auf dem MFM-Bild des zunächst bei Raumtemperatur aufgedampften und anschließend auf 280°C temperierten Films (Abbildung 5.5 b)) ist hingegen kein Kontrast zu erkennen. Dies bedeutet, daß der glatte Film, zu erkennen am STM-Bild (Inset), entweder eindomänig ist oder sehr große Domänen aufweist. Der Unterschied läßt sich verstehen, wenn man bedenkt, daß der rauhe Film zwischen den Pyramiden eine geringere Dicke hat als ein glatter Film gleicher nomineller Dicke. An diesen Stellen läßt sich energiegünstig eine Domänenwand einbauen. Im folgenden wurden nur noch glatte Filme untersucht.

Abbildung 5.6 zeigt MFM-Bilder der Filme von 12, 8 und 4 ML Dicke. In diesem Dickenbereich zeigen auch die glatten Filme eine Domänenstruktur. Zu erkennen sind im wesentlichen dünne Linien, die als Domänenwände identifiziert werden. Dies und die vergleichsweise geringe Stärke des Kontrastes deuten auf eine in der Ebene liegende Magnetisierung hin (siehe Abschnitt 1.2.3). Die Domänen zeigen eine komplexe streifenartige Struktur. Der helle Fleck in Abbildung 5.6 c) ist auf Topographieeinfluß durch ein Stufenbündel an dieser Stelle zurückzuführen. In dem in Abbildung 5.6 d) gezeigten Ausschnitt

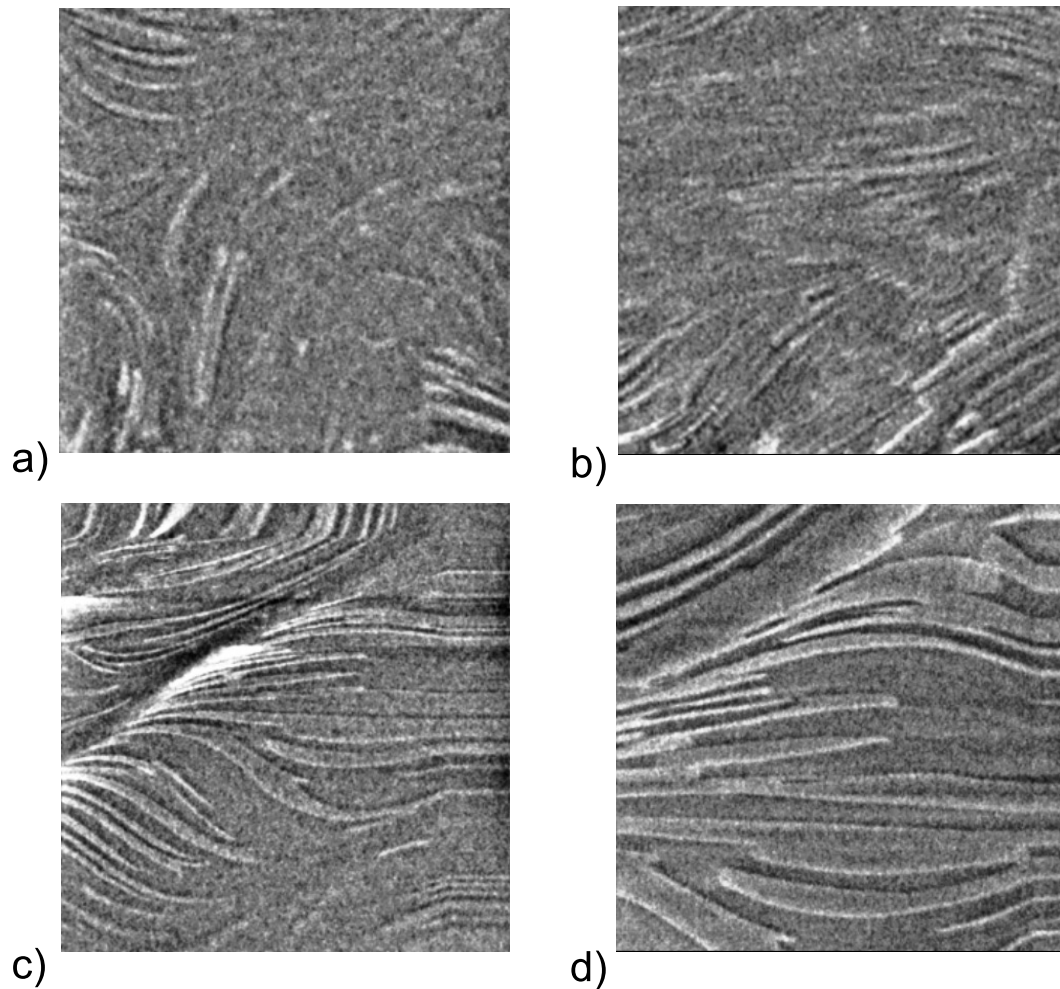


Abbildung 5.6: MFM-Bilder der Filme von a) 12, b) 8 und c) 4 ML Dicke. In diesem Dickenbereich zeigen auch die glatten Filme eine Domänenstruktur. Zu erkennen sind im wesentlichen dünne Linien, die als Domänenwände identifiziert werden. Die Domänen zeigen eine komplexe streifenartige Struktur. Der helle Fleck in Bild c) ist auf Topographieeinfluß durch ein Stufenbündel an dieser Stelle zurückzuführen. Bild d) zeigt einen Ausschnitt aus c). Im Bereich des Stufenbandes ist hier kein Kontrast zu erkennen. Bildbereich: Bilder a)-c) jeweils $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$, Bild d) $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$.

ist in dem Bereich kein Kontrast zu erkennen. Im Bereich dieses Stufenbandes liegen also keine Domänenwände.

Um eine Korrelation der magnetischen Domänenstruktur mit der Terrassenstruktur des darunterliegenden Chromsubstrats zu untersuchen, wurden die mit MFM untersuchten Bereiche anschließend im STM-Modus abgebildet. Um

dabei nicht die Position auf der Probe zu verlieren, wird durch die eisenbeschichtete Siliziumspitze des Cantilevers getunnelt. MFM- und STM-Bild werden direkt nacheinander aufgenommen. Die Spitze wird zum Umschalten der Regelung etwa $1\ \mu\text{m}$ zurückgezogen. Um auf den großskaligen STM-Aufnahmen die einzelnen Terrassen ausmachen zu können, wurden die Bilder differenziert.

Beim Vergleich der MFM- und STM-Bilder der 8 und 12 ML dicken Filme fällt auf, daß an den Stellen, an denen sich besonders breite Terrassen im STM-Bild befinden, im MFM-Bild Streifendomänen vergleichbarer Form und Größe auftauchen. Bei dem 12 ML dicken Film (Abbildung 5.7 a) und b)) fällt besonders auf, daß im unteren Bereich, wo das STM-Bild besonders viele Stufen und entsprechend schmale Terrassen zeigt, im MFM-Bild des gleichen Bereiches keine Domänenwände zu erkennen sind. Oben links in Abbildung 5.7 b) sind Schraubenversetzungen zu erkennen (Pfeile). Im MFM-Bild des gleichen Bereiches sieht man an diesen Stellen Domänenwände, die quer zur darunterliegenden Terrasse verlaufen. Aus Kapitel 4.4 wissen wir, daß solche Schraubenversetzungen Domänenwände im Chrom erzeugen, die sich hier auch in der Domänenstruktur des Eisenfilms bemerkbar machen. Für den 8 ML dicken Film zeigt sich eine noch stärkere Korrelation von Topographie und MFM-Bild. Hier sind auch an den Stellen schmalerer Terrassen auf dem MFM-Bild Domänenwände zu erkennen.

Die Korrelation der Domänenstruktur mit der Terrassenstruktur zeigt, daß die Domänen in den dünnen Eisenfilmen durch Koppelung an die unterschiedlich magnetisierten Terrassen des Chromsubstrates erzeugt werden. Wie bereits in Abschnitt 5.1 erwähnt, hängt es zum einen von der Dicke des Eisenfilms und zum anderen von der Breite einer Chromterrasse ab, ob es energetisch günstig ist, eine Domänenwand in den Eisenfilm einzubauen. Somit wird es verständlich, daß sich die Form der breiten Terrassen in den Domänenmustern wiederfindet und zwar umso stärker, je dünner der Eisenfilm ist. Für Fe-Filme von 12 ML Schichtdicke und weniger liegt also bei breiteren Terrassen der in Abbildung 5.1 d) dargestellte Fall der Domänenbildung im Eisen vor. Bei schmalen Terrassen oder dickeren Filmen zeigt der Eisenfilm keine Domänenwände. Hier kann allerdings nicht entschieden werden, ob der Fall der magnetischen Frustration an der Grenzfläche (Abbildung 5.1 b)), der der Domänenbildung im Chrom (Abbildung 5.1 c)) oder der der 90° -Koppelung vorliegt (Abbildung 5.1 e)). Dies liegt vor allem daran, daß die Magnetisierungsstruktur des unter dem Eisen liegenden Chromsubstrats nicht mitabgebildet werden kann.

Da MFM-Bilder nicht die Magnetisierungsrichtung der Domänen abbilden, kann über diese nur spekuliert werden. Möglich sind die vier $\langle 100 \rangle$ -Richtungen, die leichten Achsen der vierzähligen Oberfläche. So kann auch nicht entschieden werden, ob im Bereich der Stufenbänder eine 90° -Koppelung oder an jeder zweiten Terrasse die magnetische Frustration vorliegt (Abbildung 5.8). Im Fall

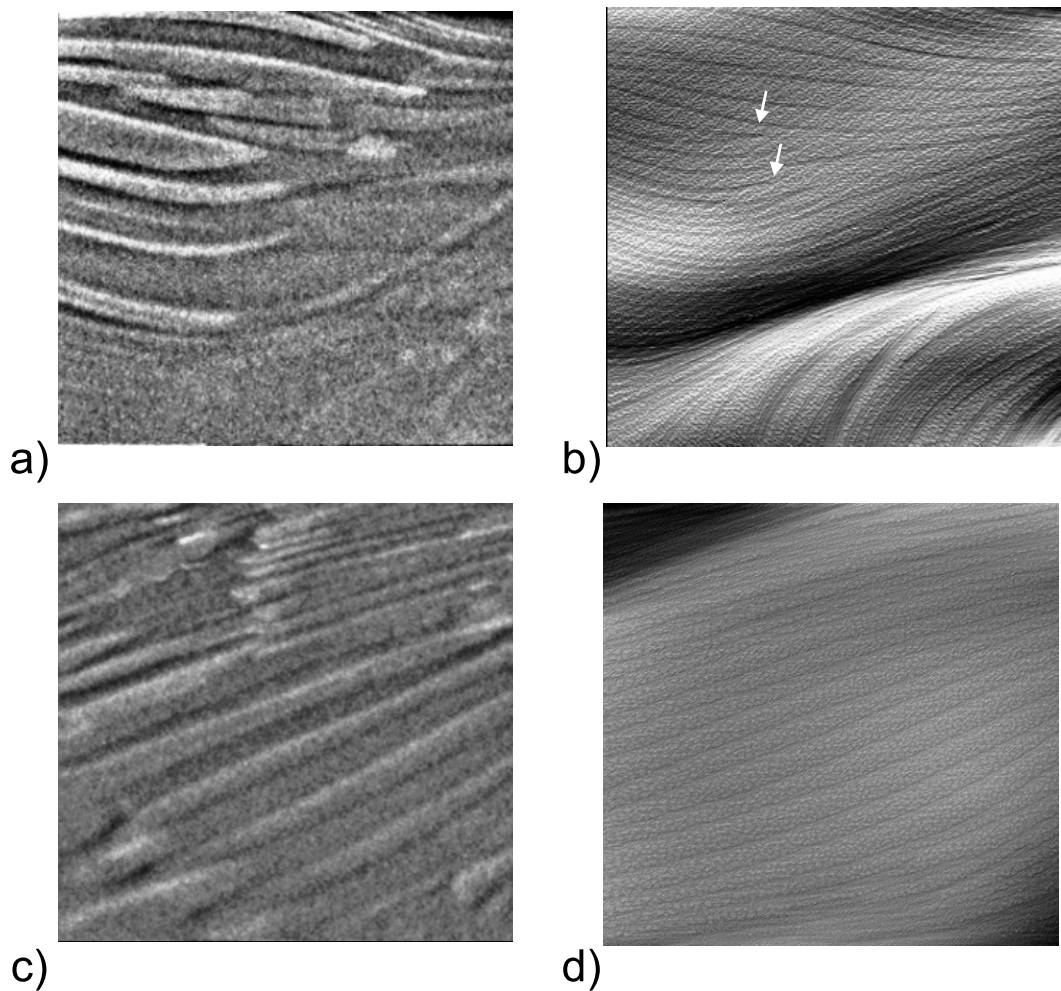


Abbildung 5.7: MFM und STM-Bilder der jeweils gleichen Stelle einer Schichtdicke von 12 ML (Bild a) und b)) und 8 ML (Bild c) und d)). Bei dem 12 ML dicken Film fällt besonders auf, daß im unteren Bereich, wo das STM-Bild besonders viele Stufen und entsprechend schmale Terrassen zeigt, im MFM-Bild des gleichen Bereiches keine Domänenwände, zu erkennen sind. Oben links in Abbildung b) sind Schraubenversetzungen zu erkennen (Pfeile). Im MFM-Bild des gleichen Bereiches sieht man an diesen Stellen Domänenwände, die quer zur darunterliegenden Terrasse verlaufen. Für den 8 ML dicken Film zeigt sich eine noch stärkere Korrelation von Topographie und MFM-Bild. Hier sind auch an den Stellen schmalere Terrassen auf dem MFM-Bild Domänenwände zu erkennen.

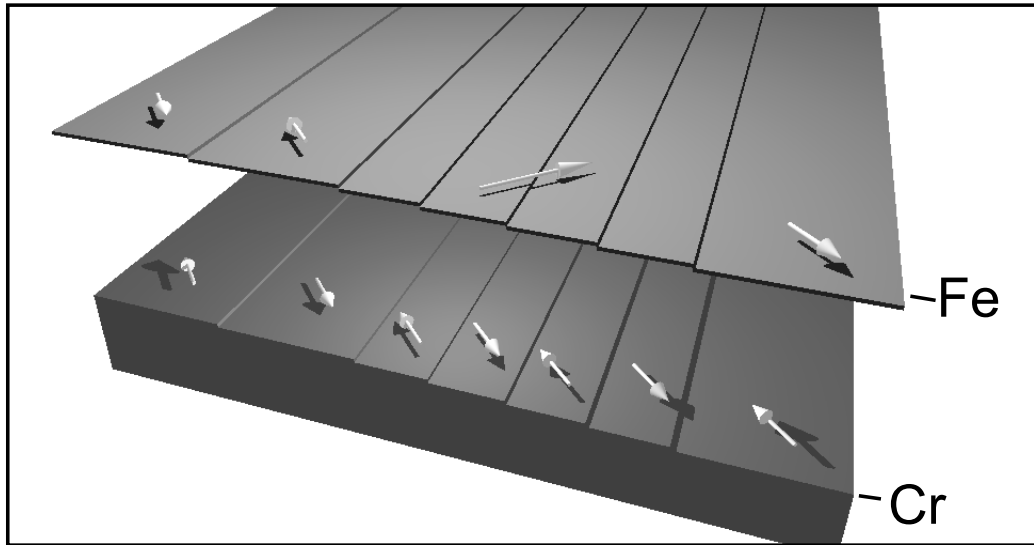


Abbildung 5.8: Annahmen über die Magnetisierungsstruktur im Eisen: Die magnetische Struktur der Cr(001)-Oberfläche ist aus Kapitel 4.4 bekannt. Die Magnetisierung dreht von einer Terrasse zur nächsten um 180° . Die Richtungen der Pfeile sind willkürlich aber bewußt nicht parallel oder senkrecht zu den Stufen, da diese nicht parallel zu einer der leichten Richtungen liegen. Die Magnetisierung im Eisenfilm liegt auf breiten Terrassen bedingt durch die antiferromagnetische Koppelung antiparallel zu der auf der Cr(001)-Oberfläche. Bei den schmaleren Terrassen koppelt nicht jede einzelne antiferromagnetisch an das Chrom. Hier könnte es beispielsweise eine 90° -Koppelung an das Chrom geben, bei der die Magnetisierung im Eisen über mehrere Terrassen konstant bleibt, wie im Bild angedeutet. Dies kann jedoch aus den MFM-Bildern nicht erkannt werden.

der 90° -Koppelung müßte die Magnetisierung über den Stufenbändern im rechten Winkel zu der über den breiten Terrassen stehen.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die Methoden der Magnetkraftmikroskopie (MFM) und der spinpolarisierten Rastertunnelspektroskopie (SP-STM) verwendet, um die magnetische Struktur dünner Kobalt- und Eisenfilme sowie der Cr(001)-Oberfläche abzubilden.

Die Untersuchungen am System Co/Au(111) zeigten, daß es möglich ist, die Domänenstruktur von Filmen bis hinab zu 1,8 ML Schichtdicke mit UHV-MFM abzubilden. Die schichtdickenabhängigen Messungen zeigten einen Reorientierungsübergang von senkrechter zu in der Ebene liegender Magnetisierung bei etwa 4,1 ML in guter Übereinstimmung mit früheren Messungen mit SEMPA-Technik [9, 10, 11]. Zusätzlich wurde eine Drehung der Magnetisierungsrichtung im Kobaltfilm innerhalb einiger Stunden nach der Präparation gefunden. Diese konnte auf die langsame Kontamination des Filmes mit Kohlenstoff aus dem Restgas der UHV-Kammer zurückgeführt werden. Die Messungen unterstreichen somit die Empfindlichkeit der magnetischen Eigenschaften dünner Filme auf Veränderungen an ihren Grenzflächen und die Notwendigkeit, solche Experimente unter UHV-Bedingungen durchzuführen. Hier erfolgt die Kontamination der Filme langsam genug, so daß ihr Einfluß bei den Messungen erkannt und berücksichtigt oder auch vermieden werden kann.

Besonders erfolgreich waren die Messungen an der Cr(001)-Oberfläche. Hier konnte mit spinpolarisierter Rastertunnelspektroskopie die lagenweise antiferromagnetische Struktur abgebildet werden und dabei das Modell des topologischen Antiferromagnetismus [15], nachdem benachbarte, durch monatomare Stufen getrennte, Terrassen eine antiparallele Magnetisierung aufweisen, bestätigt werden. Erstmals abgebildet werden konnte in dieser Arbeit der Einfluß von Schraubenversetzungen auf die magnetische Struktur der Cr(001)-Oberfläche. Es zeigte sich, daß trotz der durch die Schraubenversetzung gestörten Struktur die abwechselnde Magnetisierung der Terrassen überall erhalten bleibt. Um dies zu ermöglichen, baut das System Domänenwände in die ferromagnetisch geordneten Lagen ein. Diese Wände konnten mit der verwendeten Technik hochaufgelöst abgebildet werden. Dies ist die erste direkte Beobachtung von Domänenwänden in einem Antiferromagneten. Die Messung

der Breite einer solchen Wand ergab einen Wert von etwa 120 nm. Es existieren zur Zeit keine adäquaten Vergleichsmöglichkeiten für diesen Wert, da auch noch kein passendes theoretisches Modell für diese Art von Domänenwand existiert.

Die Ergebnisse sind auch in instrumenteller Hinsicht von Bedeutung. Das Verfahren der Rastertunnelspektroskopie mit ferromagnetisch beschichteten Spitzen, bei dem zunächst volle Spektren aufgenommen werden und anschließend bei den Spannungen, an denen sich durch den Spinventileffekt eine besonders starke Variation in diesen Spektren zeigt, Karten der differentiellen Leitfähigkeit aufgenommen werden, konnte in letzter Zeit große Erfolge vorweisen [13]. Diese Arbeiten fanden allerdings bei tiefen Temperaturen (16 K) und mit einem eigens dafür gebauten Instrument von hoher Stabilität statt, während die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen bei Raumtemperatur und mit einem kommerziell erhältlichen Allroundgerät erhalten wurden. Dies weist den Weg zu einer breiteren Anwendung des Verfahrens auch über die Grundlagenforschung hinaus, etwa zur Analyse von zukünftigen magnetischen Speichermedien hoher Dichte, für die noch nach hochauflösenden Abbildungsverfahren gesucht wird.

Im letzten Kapitel wurde das System Fe/Cr(001) untersucht. Eisen koppelt bevorzugt antiferromagnetisch an Chrom. Bei einer terrasierten Unterlage würde dies jedoch bedeuten, daß an jeder Stufenkante die Magnetisierung im Eisenfilm mit der der Chromoberfläche die Richtung wechseln müßte. Da die Koppelung im Eisen jedoch ferromagnetisch ist, kostet jeder Wechsel in der Magnetisierungsrichtung Austauschenergie. Es muß eine Domänenwand eingebaut werden. Da diese Energie mit der Schichtdicke des Eisenfilms abnimmt, wurde eine solche Domänenstruktur erst bei ultradünnen Filmen erwartet.

Eisenfilme von 16 ML Dicke zeigten bei Messungen mit Magnetkraftmikroskopie keine solche Domänenstruktur, was auch in Untersuchungen mit SEM-PA gefunden wurde [68]. Auf Eisenfilmen von 12, 8 und 4 ML Schichtdicke konnten hingegen erstmals Domänenstrukturen abgebildet werden. Durch Kombination der MFM-Messungen mit STM, wobei die eisenbeschichtete Siliziumspitze des Cantilevers als Tunnelspitze verwendet wurde, konnte eine Korrelation der magnetischen Domänenstruktur mit der Terrassenstruktur des Chromsubstrats gefunden werden. Es zeigte sich, daß breitere Terrassen des Substrats durch die Koppelung an die Eisenschicht Domänen in dieser erzeugen. Über den Stufenbändern zeigten sich keine Domänenwände. Hier sind die Terrassen so schmal, daß für eine antiferromagnetische Koppelung über jeder Terrasse sehr viele Domänenwände auf engem Raum eingebaut werden müßten, was energetisch sehr ungünstig ist.

Die Untersuchungen zeigten jedoch auch die Grenzen der Magnetkraftmikroskopie auf. Die Abbildung von komplexen Domänenstrukturen mit in der

Ebene liegender Anisotropie und Domänenbreiten bis hinunter zu 100 nm ist zwar möglich, die Bilder lassen sich aber nur schwer interpretieren, da sie keinen Aufschluß über die Richtung der Magnetisierung in den Domänen erlauben. Außerdem stößt die Auflösung des MFMs hier an ihre Grenzen. Es ist daher geplant, auch die Eisenfilme mit SP-STTS zu untersuchen. Bei den Untersuchungen an der Cr(001)-Oberfläche hat sich gezeigt, daß dies auch mit eisenbeschichteten Siliziumspitzen möglich ist. Auf diese Weise sollte es möglich sein, spinpolarisierte Rastertunnelspektroskopie und Magnetkraftmikroskopie zu kombinieren.

Literaturverzeichnis

- [1] P. F. Carcia, A. D. Meinhardt, and A. Suna. *Appl. Phys. Lett.*, **47**:178, 1985.
- [2] L. Néel. *J. de Phys. et le Rad.*, **15**:225, 1954.
- [3] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, and F. Petroff. *Phys. Rev. Lett.*, **61**:2472, 1988.
- [4] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. *Phys. Rev. B.*, **39**:4828, 1989.
- [5] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, and H. Sowers. *Phys. Rev. Lett.*, **57**:2442, 1986.
- [6] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, and E. Weibel. *Phys. Rev. Lett.*, **40**:178, 1982.
- [7] G. Binnig, C.F. Quate, and E. Weibel. *Phys. Rev. Lett.*, **56**:930, 1986.
- [8] Y. Martin, C.C. Williams, and H.K. Wickramasinghe. *J. Appl. Phys.*, **61**:4723, 1987.
- [9] R. Allenspach, M. Stampanoni, and A. Bischof. *Phys. Rev. Lett.*, **65**:3344, 1990.
- [10] M. Speckmann, H.P. Oepen, and H. Ibach. *Phys. Rev. Lett.*, **75**:2035, 1995.
- [11] H.P. Oepen, Y. T. Millev, and J. Kirschner. *J. Appl. Phys.*, **81**:5044, 1997.
- [12] M. Bode, M. Getzlaff, and R. Wiesendanger. *Phys. Rev. Lett.*, **81**:4256, 1998.
- [13] O. Pietzsch, A. Kubetzka, M. Bode, and R. Wiesendanger. *Phys. Rev. Lett.*, **84**:5212, 2000.

-
- [14] S. Heinze, M. Bode, A. Kubetzka, O. Pietzsch, X. Nie, S. Blügel, and R. Wiesendanger. *Science*, **288**:1805, 2000.
- [15] S. Blügel, D. Pescia, and P. H.Dederichs. *Phys. Rev. B.*, **39**:1392, 1989.
- [16] R. Wiesendanger, H. J. Güntherodt, G. Güntherodt, R. J. Gambino, and R. Ruf. *Phys. Rev. Lett.*, **65**:247, 1990.
- [17] R. Wiesendanger. *Scanning probe microscopy and spectroscopy*. Cambridge University Press, 1994.
- [18] S.N. Magonov and M.H. Whangbo. *Surface Analysis with STM and AFM*. VCH, Weinheim, 1996.
- [19] *Omicron Vakuumphysik, D-6204 Taunusstein*.
- [20] G. Meyer and N.M. Amer. *Appl. Phys. Lett.*, **53**:2400, 1988.
- [21] H. Hölscher, U. D. Schwarz, and R. Wiesendanger. *Appl. Surf. Sci.*, **140**:344, 1999.
- [22] T. R. Albrecht, P. Grütter, D. Horne, and D. Rugar. *J. Appl. Phys.*, **69**:668, 1991.
- [23] J. Israelachvili. *Intermolecular and Surface Forces*. Academic Press, 1991.
- [24] A. Wadas and H.J. Güntherodt. *Phys. Lett. A*, **146**:277, 1990.
- [25] A.J. den Boef. *Appl. Phys. Lett.*, **56**:2045, 1990.
- [26] *NanoSensors GmbH, Aidlingen, Deutschland*.
- [27] *Digital Instruments, Santa Barbara, California*.
- [28] J. Tersoff and D. R. Hamann. *Phys. Rev. Lett.*, **50**:1998, 1983.
- [29] J. Bardeen. *Phys. Rev. Lett.*, **6**:57, 1961.
- [30] J. Tersoff and D. R. Hamann. *Phys. Rev. B.*, **31**:805, 1985.
- [31] C. J. Chen. *Phys. Rev. Lett.*, **65**:448, 1990.
- [32] C. J. Chen. *Phys. Rev. B.*, **42**:8841, 1990.
- [33] D.T. Pierce, J. Unguris, R.J. Celotta, and M.D. Stiles. *J. Magn. Magn. Mat.*, **200**:290, 1999.

- [34] Y. Suzuki, W. Nabhan, and K. Tanaka. *Appl. Phys. Lett.*, **71**:3153, 1997.
- [35] P. M. Tedrow and R. Meservey. *Phys. Rev. Lett.*, **26**:192, 1971.
- [36] J. C. Slonczewski. *Phys. Rev. B.*, **39**:6995, 1989.
- [37] O. Pietzsch, A. Kubetzka, D. Haude, M. Bode, and R. Wiesendanger. *Rev. Sci. Instrum.*, **71**:424, 2000.
- [38] A. Wadas, M. Dreyer, M. Löhndorf, and R. Wiesendanger. *Appl. Phys. A.*, **64**:353, 1998.
- [39] M. Dreyer, Dissertation, Universität Hamburg, 1999.
- [40] K. Koike, H. Matsuyama, and K. Hayakama. *Scanning Microsc. Suppl.*, **1**:241, 1987.
- [41] M. R. Scheinfein, J. Unguris, M. H. Kelly, D.T. Pierce, and R. J. Celotta. *Rev. Sci. Instrum.*, **61**:2501, 1990.
- [42] V. Grolier, J. Ferré, A. Maziewski, E. Stefanowicz, and D. Renard. *J. Appl. Phys.*, **73**:5939, 1993.
- [43] P. Beauvillain, A. Bounouh, C. Chappert, R. Mégy, J. P. Renard S. Ould-Mahfoud, and P. Veillet. *J. Appl. Phys.*, **76**:6078, 1994.
- [44] A. Maeland and T. B. Flanagan. *Can. J. Phys.*, **42**:2364, 1964.
- [45] J. V. Barth, H. Brune, G. Ertel, and R. J. Behm. *Phys. Rev. B.*, **42**:9307, 1990.
- [46] S. Narasimhan. *Phys. Rev. Lett.*, **69**:1564, 1992.
- [47] B. Voigtländer, G. Meyer, and N.M.Amer. *Phys. Rev. Lett.*, **56**:930, 1986.
- [48] H. Hoffmann. *J. Appl. Phys.*, **6**:1790, 1964.
- [49] C. Tölkes, P. Zeppenfeld, M. A. Krzyzowski, R. David, and G. Coma. *Phys. Rev. B.*, **55**:13932, 1997.
- [50] S. Padovani, F. Scheurer, and J.P. Bucher. *Europhys. Lett.*, **45**:327, 1999.
- [51] H. D. Dietze and H. Thomas. *Z. Physik*, **163**:523, 1961.
- [52] K. H. Prior, K. Schwaha, and R. M. Lambert. *Surf. Sci.*, **77**:193, 1978.
- [53] M. E. Bridge, C. M. Comrie, and R. M. Lambert. *Surf. Sci.*, **67**:393, 1977.

- [54] E. Fawcett. *Rev. Mod. Phys.*, **60**:209, 1988.
- [55] C. L. Fu and A. J. Freeman. *Phys. Rev. B.*, **33**:1755, 1986.
- [56] R. H. Victoria and L. M. Valicov. *Phys. Rev. B.*, **31**:7335, 1984.
- [57] F. Meier, D. Pescia, and T. Schrieber. *Phys. Rev. Lett.*, **48**:645, 1982.
- [58] L. E. Klebanoff, S. W. Robey, G. Liu, and D. A. Shirley. *Phys. Rev. B.*, **30**:1048, 1984.
- [59] L. E. Klebanoff, R. H. Victoria, L. M. Falicov, and D. A. Shirley. *Phys. Rev. B.*, **32**:1997, 1985.
- [60] M. Schmid, M. Pinczolics, W. Hebenstreit, and P. Varga. *Surf. Sci.*, **377-379**:1027, 1997.
- [61] U. Mick. Untersuchungen zur Homoepitaxie auf der Cr(001)-Oberfläche. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1997.
- [62] J. A. Stroschio, D.T. Pierce, A. Davies, R. J. Celotta, and M. Weinert. *Phys. Rev. Lett.*, **75**:2960, 1995.
- [63] H. P. Oepen and J. Kirschner. *Phys. Rev. Lett.*, **62**:2819, 1989.
- [64] D. Stoeffler and F. Gautier. in R. F. C. Farrow *et al.*, (Hrsg.), *Magnetism and structure of systems of reduced dimensions*, page 411. Plenum Press, New York, 1993.
- [65] P. Bödeker, A. Hucht, A. Schreyer, J. Borchers, F. Güthoff, and H. Zabel. *Phys. Rev. Lett.*, **81**:914, 1998.
- [66] J. Unguris, R. J. Celotta, and D. T. Pierce. *Phys. Rev. Lett.*, **69**:1125, 1992.
- [67] A. Berger and H. Hopster. *Phys. Rev. Lett.*, **73**:193, 1994.
- [68] H. Hopster. *Phys. Rev. Lett.*, **83**:1227, 1999.
- [69] A. Davies, J. A. Stroschio, D.T. Pierce, and R. J. Celotta. *Phys. Rev. Lett.*, **76**:4175, 1996.
- [70] E. J. Escorcía-Aparicio, H. J. Choi, W. L. Ling, R. K. Kawakami, and Z. Q. Qiu. *Phys. Rev. Lett.*, **81**:2144, 1998.

Publikationen und Konferenzbeiträge

Publikationen

1. M. Winzer, M. Kleiber, N. Dix und R. Wiesendanger, Appl. Phys. A. **63** 617 (1996): *Fabrication of nano-dot and nano-ring-arrays by nanosphere lithography.*
2. R. Wiesendanger, M. Bode, M. Kleiber, M. Löhdorf, R. Pascal, A. Wadas und D. Weiss, J. Vac. Sci. Technol. **B15**(4) 1330, (1997): *Magnetic nanostructures studied by scanning probe microscopy and spectroscopy.*
3. A. Wadas, M. Dreyer, M. Kleiber und R. Wiesendanger, Appl. Phys. A. **66** 465-467 (1998): *Thickness-dependent magnetic domain structures of ultrathin Co/Au(111) films studied by means of magnetic force microscopy in ultrahigh vacuum.*
4. G. Meier, M. Kleiber, D. Grundler, D. Heitmann und R. Wiesendanger, Appl. Phys. Lett. **75** 2168 (1998): *Vertical polarization of quantum magnets in high density arrays of nickel dots with small height-to-diameter ratio.*
5. M. Kleiber, F. Kümmerlen, M. Löhdorf, A. Wadas, D. Weiss und R. Wiesendanger, Phys. Rev. B **58** 5563 (1998): *Magnetization switching of submicrometer Co dots induced by a magnetic force microscope tip.*
6. A.A. Bukharaev, D.V. Ovchinnikov, N.I. Nurgazizov, E.F. Kukovitskij, M. Kleiber und R. Wiesendanger, Phys. Solid State **40**(7) 1163-1168 (1998): *Investigation of micromagnetism and magnetic reversal of Ni nanoparticles using magnetic force microscope.*
7. A.A. Bukharaev, D.V. Ovchinnikov, N.I. Nurgazizov, E.F. Kukovitskij, M. Kleiber und R. Wiesendanger, Scanning **20**(3) 244,(1998):*Magnetic Force Microscopy of Ni nanoparticles formed by coalescence method.*

8. M. Dreyer, M. Kleiber, A. Wadas und R. Wiesendanger, Phys. Rev. B. **59**(6) 4273 (1999): *Composition driven change of the magnetic anisotropy of ultrathin Co/Au(111) films studied by means of magnetic force microscopy in ultrahigh vacuum.*
9. M. Dreyer, M. Kleiber und R. Wiesendanger, Appl. Phys. A. **69** 359-361,(1999): *Simultaneous observation of atomic step and domain wall structure of ultrathin Co films by magnetic force microscopy in ultrahigh vacuum.*
10. M. Bode, M. Dreyer, M. Getzlaff, M. Kleiber, A. Wadas und R. Wiesendanger, J. Phys.: Condens. Matter **11** 9387-9402 (1999): *Recent progress in high-resolution magnetic imaging using scanning probe techniques*
11. M. Kleiber, M. Bode, R. Ravlic und R. Wiesendanger: *Topology-induced spin frustrations at the Cr(001) surface studied by Spin-Polarized Scanning Tunneling Spectroscopy* (eingereicht bei Phys. Rev. Lett.)

Konferenzbeiträge

Vorträge

1. M.Kleiber: *Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von Kobalt-nanopartikeln mit Magnetkraftmikroskopie*, DI User Workshop, Münster 1997
2. M. Kleiber, M. Winzer, N. Dix und R. Wiesendanger, *Herstellung von Nano-Dot-Arrays mittels Nanokugellithographie und Charakterisierung mittels Rasterelektronenmethoden*, DPG-Frühjahrstagung, Münster 1997
3. M. Kleiber, M. Löhndorf, A. Wadas, D. Weiss und R. Wiesendanger *Magnetization switching of submicrometer Co dots induced by a magnetic force microscope tip*, MMM '98, Miami, USA 1998
4. M. Kleiber, M. Dreyer A. Wadas und R. Wiesendanger: *Thickness dependent magnetic domain structures of ultrathin Co/Au(111) films studied by means of magnetic force microscopy in ultrahigh vacuum*, MMM '98, Miami, USA 1998
5. M. Kleiber, M. Dreyer und R. Wiesendanger: *Untersuchung des Einflusses von Kohlenstoff auf die Anisotropie dünner Kobaltfilme auf Gold (111) mittels Magnetkraftmikroskopie im Ultrahochvakuum*, DPG-Frühjahrstagung, Münster 1999

6. M. Kleiber, M. Dreyer und R. Wiesendanger: *Thickness and composition driven change of the magnetic anisotropy of ultrathin Co/Au(111) films studied by means of magnetic force microscopy in ultrahigh vacuum.*, STM '99, Seoul, Süd-Korea 1999
7. M. Kleiber, R. Ravlic, M. Bode, und R. Wiesendanger: *Untersuchung ultradünner Eisenfilme auf Cr(001) mit MFM und STM im UHV*, DPG-Frühjahrstagung, Regensburg 2000

Poster

1. M. Kleiber, M. Bode, R. Ravlic, und R. Wiesendanger: *Ultrathin Fe-films on Cr(001) investigated by MFM under UHV conditions*, NC-AFM 2000, Hamburg 2000
2. M. Kleiber, R. Ravlic, M. Bode und R. Wiesendanger: *A SP-STs study of the Cr(001) surface*, SPS 2000, Hamburg 2000

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt zunächst Prof. R. Wiesendanger, der mir die Anfertigung dieser Arbeit in seiner Gruppe unter ausgezeichneten Bedingungen ermöglichte.

Ein herzliches Dankeschön an Matthias Bode, der im letzten Jahr die Betreuung meiner Aktivitäten übernommen hat und mit vielen Anregungen zu deren Gelingen beigetragen hat.

Dank auch an Andrzej Wadas und Michael Dreyer für ihre Pionierarbeiten bei der Inbetriebnahme des UHV-MFMs und die gute Zusammenarbeit während der ersten Hälfte meiner Doktorarbeit. Zuletzt wurde ich von Robert Ravlić und Nobuki Tezuka tatkräftig unterstützt.

Weiterhin danke ich allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Rasterelektromethoden, von denen ich Unterstützung erhielt.

Ein herzliches Dankeschön an Klaudija, für ihre liebevolle Unterstützung und Ablenkung.

Schließlich danke ich meinen Eltern für die großzügige Finanzierung meines Studiums.