Aufbau einer 300mK-Ultrahochvakuum-Rastertunnelmikroskopie-Anlage mit 14 Tesla Magnet und spinpolarisierte Rastertunnelspektroskopie an ferromagnetischen Fe-Inseln

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Andre Wachowiak
aus Ruit auf den Fildern

Hamburg
2003

Gutachter der Dissertation:
Prof. Dr. R. Wiesendanger
Prof. Dr. D. Heitmann

Gutachter der Disputation:
Prof. Dr. R. Wiesendanger
Prof. Dr. H. P. Oepen

Datum der Disputation:
2. Juni 2003

Vorsitzender des Prüfungsausschusses:
Priv.-Doz. Dr. D. Grundler

Vorsitzender des Promotionsausschusses:
Prof. Dr. R. Wiesendanger

Dekan des Fachbereichs Physik:
Prof. Dr. G. Huber

Inhaltsangabe

Der erste Hauptteil der vorliegenden Arbeit beinhaltet die Entwicklung, den Aufbau sowie den Test einer 300 mK-Ultrahochvakuum (UHV)-Rastertunnelmikroskopie (RTM)-Anlage mit 14 Tesla-Magnet. In dieser Anlage sollen zukünftig verschiedene Elektronensysteme mit hoher Orts- und Energieauflösung mittels Rastertunnelspektroskopie (RTS) untersucht werden. Der hierzu verfügbare Temperaturbereich umfasst 0.3 K bis 100 K, wobei das Magnetfeld in senkrechter Richtung zur Probenoberfläche angelegt werden kann. Das Tieftemperatur-RTM ist mit einem insitu Proben- und Spitzenwechsel-Mechanismus ausgestattet. Verschiedene Methoden zur Charakterisierung und zur Präparation von RTM-Proben befinden sich in einem umfangreichen Raumtemperatur-UHV-System, das dem inneren UHV-Bereich des ^{3}He-Verdampfungskryostaten angegliedert ist. Zudem erlaubt die Anlage aufgrund implementierter Präparationstechniken zur Beschichtung der RTM-Spitze mit magnetischem Material, spinpolarisierte RTS-Messungen (SP-RTS) durchzuführen. Somit können strukturelle, elektronische und magnetische Probeneigenschaften miteinander korreliert werden.
Nach einer Übersicht über bereits bestehende Subkelvin-RTM-Anlagen sowie der Darstellung des Gesamtkonzepts der neu aufgebauten Apparatur werden die einzelnen Komponenten genau beschrieben. Abschließend werden eine separate Charakterisierung des RTM bei Raumtemperatur sowie erste Testmessungen bei Basistemperatur und im Magnetfeld vorgestellt, die bei Basistemperatur sowohl ohne als auch mit Magnetfeld ein z-Rauschniveau von nur 3 $\mathrm{pm_{pp}}$ zeigen.

Den zweiten Schwerpunkt der Arbeit bilden SP-RTS-Untersuchungen an dünnen ferromagnetischen Eisen-Inseln im Sub-Mikrometerbereich. Durch ein selbstorganisiertes Wachstum von Fe auf Wolfram(110) werden 3D-Inseln mit unterschiedlichen magnetischen Domänenkonfigurationen hergestellt. Eindomänige, nahezu zweidomänige sowie Vortexkonfigurationen mit einem oder zwei Ringschlüssen der Magnetisierung wurden beobachtet. An diesen Inseln konnte insbesondere die innere Spinstruktur des sogenannten Vortexkerns, einer wirbelartigen Magnetisierungsverteilung auf der nm-Skala, studiert werden. Durch Einsatz von Chrom-beschichteten Wolfram-Spitzen mit unterschiedlicher Schichtdicke wurde sowohl die Magnetisierungskomponente in der Ebene der Oberfläche als auch die hierzu senkrechte Komponente hochauflösend vermessen. Theoretische Vorhersagen der Spinorientierung im Bereich des Vortexkerns wurden hierdurch erstmals experimentell bestätigt. Mit einem externen Magnetfeld und einer Feldrichtung senkrecht zur Probenoberfläche wurde die magnetische Konfiguration des Vortexkerns in ihrer lateralen Ausdehnung verändert. Auch diesbezüglich erfolgt ein genauer Vergleich der experimentellen Daten mit theoretischen Vorhersagen im Rahmen des Mikromagnetismus sowie mit mikromagnetischen Simulationen mittels finiter-Elemente-Methoden.

Abstract

The first part of this thesis describes the development, construction, and test of a 300 mK ultra high vacuum (UHV) scanning tunneling microscope (STM). The system will be used to investigate the structure of electronic systems with high spatial and energy resolution. Magnetic fields up to 14 Tesla can be applied in both directions perpendicular to the sample surface. The temperature range for STM measurements extends from 300 mK to 100 K. The STM contains a sample and a tip exchange mechanism. The bakeable inner part of the the ^{3}He-evaporation cryostat is connected to a three-chamber UHV system operating at room temperature in which several methods for sample preparation and characterization are implemented. Due to the possibility to coat the STM tip insitu with magnetic material, the system is suited for spin-polarized spectroscopic measurements as well.
After a brief description of the concept and a comparison with existing sub-Kelvin STM facilities, the components of the system are described in detail. Finally, test measurements at base temperature and in magnetic field are presented, which show a z-noise level of only 3 $\mathrm{pm_{pp}}$ at base temperature with and without magnetic field.

The second part describes spin-polarized scanning tunneling spectroscopy (SP-STS) measurements on ferromagnetic thin film elements. A self organized growth of iron on tungsten(110) is used to prepare thin 3D-islands with lateral dimensions in the submicron range and a height of several nanometers. Different domain configurations, well known from other magnetically sensitive imaging techniques, are observed on the islands depending on the length and width to height ratio. In particular, single-domain and two-domain islands as well as particles with one or two flux-closure configurations are observed.
Especially the core region of the vortex configuration is studied in detail with high spatial resolution. Measurements of the in-plane magnetization of the swirl and of the out-of-plane magnetization inside the vortex core are obtained by using tips coated with a different amount of antiferromagnetic chromium. A very good agreement with a nearly 40-year old theoretical prediction is found. The lateral core width changes significantly in an applied magnetic field perpendicular to the island surface. These experimental data are also compared successfully with theoretical predictions and micromagnetic simulations. As a result of this analysis the size, shape, and the magnetic-field dependence of the vortex core is consistently described within the framework of micromagnetism. It turns out that only two material parameters, the exchange stiffness A and the saturation magnetization M_{sat}, determine the magnetic structure of the vortex core.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Seit der Erfindung des Rastertunnelmikroskops (RTM) durch Binnig und Rohrer (1981) [1,2] gibt es einen Zugang zu den lokalen Eigenschaften eines Elektronensystems an der Oberfläche eines Festkörpers. Insbesondere kann im sogenannten Rastertunnelspektroskopie-Modus die lokale Zustandsdichte ($LDOS$), die dem Quadrat der Wellenfunktionen bei einer bestimmten Energie entspricht, mit hoher Orts- und Energieauflösung abgebildet werden [3].

Da die Methode oberflächensensitiv ist, wird sie in der Regel unter Ultrahochvakuum (UHV)-Bedingungen durchgeführt. Die präparativen Methoden im UHV sind mittlerweile weit entwickelt, so dass eine Vielzahl von Modellsystemen gezielt hergestellt werden kann. Zum Beispiel können einzelne Adsorbate auf Metalloberflächen mittels RTM-Manipulation präzise zu Strukturen zusammengesetzt werden [4]. Auch halbleitende Strukturen wie ein oberflächennahes 2-dimensionales Elektronengas [5,6] oder verspannungsinduziert gewachsene Quantenpunkte können im UHV hergestellt werden [7].

Die Abbildung der $LDOS$ solcher Systeme erlaubte es 1993 erstmalig den Wellencharakter von Festkörperelektronen im Realraum abzubilden [8,9]. Inzwischen wurden auch komplexere Phänomene wie die schwache Lokalisierung [5], der Kondo-Effekt [10–12], Ladungsdichtewellen [13] und die sukzessive Ausbildung einer Bandstruktur beim Zusammensetzen der Atome [14] mittels RTS untersucht.

Gerade die Experimente zu den komplexeren Wechselwirkungseffekten verlangen dabei zumeist tiefe Temperaturen. Der Grund ist, dass die Wechselwirkungen mit vergleichsweise kleinen Energien verknüpft sind. Infolgedessen hat sich die Tieftemperatur-Rastertunnelspektroskopie, insbesondere bei $T \approx 4\,\mathrm{K}$, als wesentliche Methode etabliert. Je schwächer jedoch die Wechselwirkung oder je kleiner die charakteristische Energieskala, desto tiefer müssen die experimentellen Temperaturen sein. Beispiele für aktuell intensiv untersuchte Wechselwirkungseffekte bei Temperaturen unterhalb von 2 K sind der fraktionale Quanten-Hall-Effekt (FQHE) [15], Supraleitung in Schweren-Fermionen-Systemen [16,17] oder p-Wellen Supraleitung in Sr_2RuO_4 [18]. Mit Ausnahme der Supraleitung im Schweren-Fermionen-System $CeRu_2$ [19] wurde bisher kein einziges der genannten Systeme mit RTS untersucht. Wie fruchtbar jedoch lokale Untersuchungen zum Verständnis eines komplizierten Elektronensystems beitragen, zeichnet sich im Fall der Hochtemperatur-Supraleitung deutlich ab [20–24].

Eine hohe Energieauflösung ist eine zweite Bedingung, um subtile Phänomene eines Elektronensystems untersuchen zu können. Diese ist wiederum direkt an die Messtemperatur gekoppelt. Möchte man Strukturen der $LDOS$ mit einer Energieauflösung von 0.1 meV lokal untersuchen, so ist eine Subkelvin-RTM-Anlage unabdingbar [25]. Eine Energieauf-

lösung in dieser Größenordnung erlaubte z. B. die magnetfeldinduzierte Spinaufspaltung in Supraleitern von nur wenigen Zehntel meV aufzulösen [26, 27]. Auch die Spin-Bahn-Wechselwirkungen, wie sie beispielsweise beim Rashba Effekt auftauchen oder Energielücken im FQHE-Bereich sind typischerweise nur wenige Zehntel meV groß. Um die entsprechenden Phänomene zu untersuchen, bietet es sich also an, auf einen Subkelvin-Kühlprozess, wie er durch die Verdampfungskühlung von ^{3}He gegeben ist, zurückzugreifen. Mit einem solchen Prozess lassen sich Temperaturen von etwa 300 mK entsprechend einer Energieauflösung von 75 μeV erzeugen.
Neben den tiefen Temperaturen verlangt die Untersuchung von Wechselwirkungseffekten häufig auch ein Magnetfeld. So ist es in halbleitenden zweidimensionalen Systemen z. B. möglich, die kinetische Energie durch ein Magnetfeld komplett zu unterdrücken, was zum fraktionalen Quanten-Hall-Effekt führt [28]. Auch in magnetischen oder supraleitenden Systemen ist das Magnetfeld bekanntlich ein entscheidender Parameter. Es ist also sinnvoll in einer ^{3}He-RTM-Anlage auch ein Magnetfeld zu implementieren. Eine solche RTM-Anlage, die UHV-Bedingungen mit der Verdampfungskühlung von ^{3}He und einem B-Feld von 14 T kombiniert, ist im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut worden. Die Anlage soll wesentlich zur Untersuchung von Wechselwirkungseffekten in homogenen Systemen eingesetzt werden.
Interessante Wechselwirkungen sind aber auch bei Materialübergängen an Grenzflächen heterogener Systeme zu erwarten. Ein derzeit stark untersuchtes heterogenes System ist der Ferromagnet/Halbleiter-Übergang [29–34]. Es existieren Vorschläge für ein Transistor-Bauelement aus zwei solcher Übergänge [35, 36]. Der erste dient zur Spininjektion und der zweite als Spin-Detektor. Zwischen den Übergängen wird die Präzession eines Elektronenspins durch ein elektrisches Feld ausgenutzt, um den Kollektor-Strom zu modifizieren. Als wesentliches Problem bei der Realisierung eines solchen Bauelementes hat sich die Spininjektion herausgestellt [37–40]. Es wäre deswegen interessant, den entsprechenden Übergang bezüglich seiner Spinverteilung zu untersuchen. Als Methode bietet sich die aus der spinpolarisierten Rastertunnelmikroskopie [41] hervorgegangene spinpolarisierte Rastertunnelspektroskopie (SP-RTS) an [42]. Diese ist nicht nur auf den Ladungsfreiheitsgrad der Wellenfunktionen ($LDOS$), sondern auch auf ihren Spinfreiheitsgrad sensitiv. Obwohl die Methode bisher nur auf homogene Ferromagnete/Antiferromagnete angewandt wurde [43–45], lässt sie sich prinzipiell auch auf die genannten Grenzflächen übertragen.
Im Hinblick auf die geplanten Grenzflächen-Untersuchungen wurden im Rahmen dieser Arbeit dünne Eisen-Inseln bezüglich ihrer Domänenkonfiguration mittels SP-RTS studiert. Dabei wurden viele der bekannten Domänenstrukturen auf der Nanometerskala reproduziert. Insbesondere konnte erstmals die innere Struktur im Kern einer sogenannten Vortexkonfiguration vermessen werden [46]. Damit wurde eine fast vierzig Jahre alte theoretische Voraussage [47] eindrucksvoll bestätigt.

Im Folgenden wird zunächst die Funktionsweise der Rastertunnelspektroskopie sowie der spinpolarisierten Rastertunnelspektroskopie erläutert (Kapitel 2). Danach wird in Kapitel 3 detailliert das Konzept und der Aufbau der 300 mK-Anlage dargestellt. Testmessungen bei Raumtemperatur und bei 315 mK werden präsentiert. Schließlich werden in Kapitel 4, nach einer Diskussion der relevanten Größen einer mikromagnetischen Beschreibung, die gefundenen Domänenkonfigurationen beschrieben und mit mikromagnetischen Simulationen verglichen. Schwerpunktsmäßig wird hierbei die völlig neue Untersuchung der Spinstruktur in einem Vortexkern dargestellt.

2 Rastertunnelmikroskopie

In diesem Kapitel soll zunächst eine Funktionsbeschreibung und eine Einführung in die Begriffe der Rastertunnelmikroskopie (RTM) gegeben werden. Anschließend erfolgt eine Erläuterung der wichtigsten theoretischen Ansätze für die Rastertunnelmikroskopie und seiner Erweiterung der Rastertunnelspektroskopie (RTS). Das spinpolarisierte Tunneln von Elektronen, sowie die Übertragung dieses Effekts auf die Rastertunnelmikroskopie wird im letzten Abschnitt beschrieben.

2.1 Funktionsweise eines Rastertunnelmikroskops

Im Rastertunnelmikroskop (RTM) wird eine feine Metallspitze als lokale Oberflächensonde verwendet. Der vordere Spitzenabschnitt kann mit Hilfe eines piezoelektrischen Stellelements in alle drei Raumrichtungen mit einer Genauigkeit im Sub-Ångström-Bereich positioniert werden. Gegenüber der Spitze befindet sich eine elektrisch leitende Probe, deren Oberfläche das Untersuchungsobjekt ist. Eine sogenannte Tunnelspannung U_t im Bereich von einigen mV bis V wird zwischen Spitze und Probe angelegt. Reduziert man nun den Abstand der vordersten Spitzenatome zur Oberfläche auf wenige Å, so dass die quantenmechanischen Wellenfunktionen einen merklichen Überlapp besitzen, dann können Elektronen aus besetzten Zuständen der einen Elektrode in unbesetzte Zustände der anderen tunneln. Es tritt ein schwacher aber dennoch messbarer Tunnelstrom I_t von einigen Picoampere bis Nanoampere auf. Dieser zeigt eine starke Abhängigkeit von der Breite s der verbleibenden Vakuumbarriere (s. Abschnitt 2.3):

$$I_t \propto \exp(-A\sqrt{\bar{\phi}}\, s) \tag{2.1}$$

Dabei ist $A \approx 1\text{Å}^{-1}(\text{eV})^{-1/2}$ und $\bar{\phi}$ die mittlere lokale Barrierenhöhe zwischen den Elektroden, die von den jeweiligen Austrittsarbeiten abhängt. Für Metalle beträgt $\bar{\phi}$ typischerweise ein paar Elektronenvolt. Anhand (2.1) lassen sich zwei wichtige Eigenschaften des RTMs ableiten. Eine Vergrößerung der Barrierenbreite um 1 Å führt zu einer Reduzierung des Tunnelstroms um etwa eine Größenordnung. Deshalb besitzt das RTM eine extrem hohe Sensitivität für vertikale Abstandsänderungen zwischen Spitze und Probe. Es können Variationen bis auf einige Picometer registriert werden. Desweiteren ist der Tunnelstrom lateral sehr stark lokalisiert. Im Idealfall fließt der Hauptteil über ein einzelnes Atom am Spitzenende. Die Tunnelwahrscheinlichkeit für Elektronen

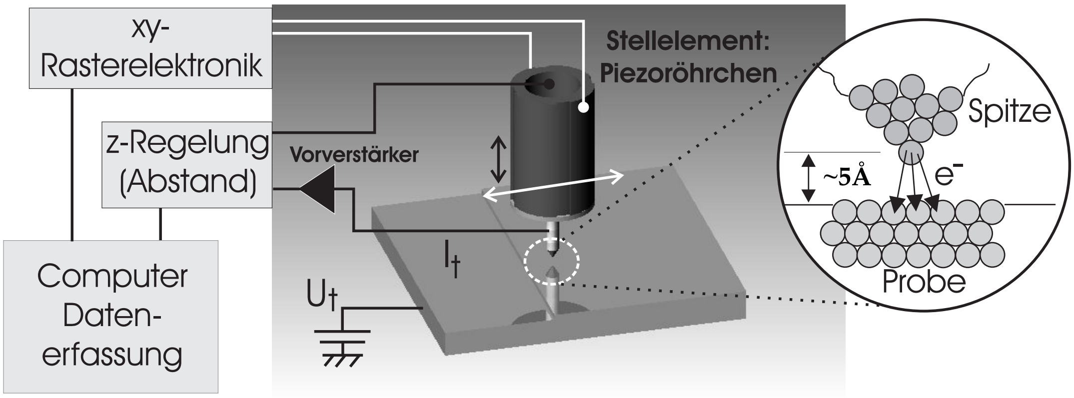

Abb. 2.1: Schematische Zeichnung des Funktionsprinzips eines RTMs. Ein feiner Metalldraht ist am Ende eines piezoelektrischen Stellelements befestigt. Die vordersten Atome der Spitze sind nur wenige Å von der Oberfläche einer elektrisch leitenden Probe entfernt. Bei einer angelegten Spannung fließt ein schwacher aber stark abstandsabhängiger Tunnelstrom. Mit Hilfe des Stellelements wird die Spitze zeilenweise über einen vorgegebenen Probenbereich bewegt, dabei dient der Tunnelstrom selbst als Regelsignal für die vertikale Positionierung der Spitze. In erster Näherung folgt die Spitze somit dem Höhenprofil der Oberfläche in einem gewissen Abstand.

in (oder aus) Atome(n), die nur 1 Å weiter von der Oberfläche entfernt sind, ist deutlich reduziert. Demnach ist das RTM sensitiv auf die Tunnelleitfähigkeit der Probe im Bereich des vordersten Spitzenatoms. In Abb. 2.1 ist eine sehr vereinfachte Prinzipskizze eines Rastertunnelmikroskops mit einem sogenannten Röhrenscanner als piezoelektrischem Stellelement dargestellt [1].

Der bekannteste Betriebsmodus des RTMs ist der Konstant-Strom-Modus. Zur Bildaufnahme wird ein gewünschter Bereich der Oberfläche in ein laterales Raster (x,y) unterteilt und zeilenweise von der Spitze abgefahren. Gleichzeitig wird die vertikale z-Auslenkung der Spitze über das Stellelement durch einen Regelkreis gesteuert. Der gemessene Tunnelstrom wird jederzeit mit einem vom Experimentator vorgegebenen Sollwert verglichen; bei einer Abweichung wird der Spitze-Probe-Abstand so nachreguliert, dass der gemessene und der voreingestellte Wert übereinstimmen. Die Spitze bewegt sich somit auf einer Fläche konstanten Tunnelstroms. Die von der z-Regelung gelieferten Steuerspannungen an das Stellelement werden im Computer für jeden Rasterpunkt aufgezeichnet. Anhand der bekannten Charakteristika des Piezoelements können die Steuersignale in eine Längeneinheit umgerechnet werden, wodurch sich ein dreidimensionales Abbild $z(x,y)$ der von der Spitze abgefahrenen Fläche ergibt.

[1] Heutzutage werden ausschließlich sog. Röhrenscanner eingesetzt. Sie zeichnen sich durch eine größere Stabilität gegenüber den anfänglich verwendeten Dreibeinen mit getrennten Piezoelementen für jede Raumrichtung aus.

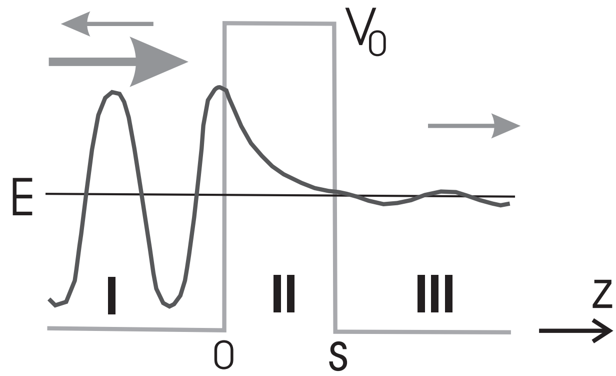

Abb. 2.2: Eindimensionaler Tunneleffekt an einer rechteckigen Potentialbarriere der Breite s und Höhe V_0: Schematische Zeichnung der quantenmechanischen Wellenfunktion ψ eines von links einfallenden Teilchens der Energie E. Obwohl $E < V_0$ besitzt das Teilchen eine endliche Wahrscheinlichkeit die Barriere zu durchdringen.

Die Fläche $z(x,y)$ kann in erster Näherung als eine Kopie der Oberflächentopographie betrachtet werden. Dies gilt insbesondere, wenn der untersuchte Bereich atomare Stufenkanten, hohe Inseln oder andere markante Objekte enthält. Deshalb wird der Konstant-Strom-Modus häufig auch als topographischer Modus bezeichnet.

Bei Höhendifferenzen im Bereich von 1 Å lassen sich Konturlinien in RTM-Aufnahmen jedoch nicht mehr uneingeschränkt als Höhenprofil der Oberflächen-Topographie interpretieren. Vielmehr bildet $z(x,y)$ stets eine Fläche konstanter elektronischer Probenzustandsdichte im Bereich der Fermienergie ab [48]. Dieser Zusammenhang wird in den folgenden Abschnitten erläutert.

2.2 Eindimensionaler Tunneleffekt

Die physikalische Grundlage des RTMs bildet der quantenmechanische Tunneleffekt. Wie in vielen Beispielen der Quantenmechanik lassen sich wichtige Eigenschaften schon an einem eindimensionalen Modell veranschaulichen. Es wird hierzu der einfache Fall eines rechteckigen Potentialwalls der Breite s und Höhe V_0 betrachtet (siehe Abb. 2.2). Nach der klassischen Mechanik kann ein einfallendes Teilchen, dessen Energie E kleiner ist als der Potentialwall V_0, diesen nicht überwinden. In der Quantenmechanik ergibt sich jedoch auch in diesem Fall eine endliche Wahrscheinlichkeit, das Teilchen hinter der Barriere zu detektieren. Zur quantenmechanischen Behandlung des Problems kann die zeitunabhängige Schrödingergleichung

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dz^2} + V(z)\right)\psi(z) = E\psi(z) \tag{2.2}$$

verwendet werden. Es werden zunächst die drei Bereiche vor [$z < 0$, $V(z) = 0$], hinter [$z > s$, $V(z) = 0$] und in der Barriere [$0 < z < s$, $V(z) = V_0$] gesondert betrachtet. Unter der Annahme eines von links einfallenden Teilchens mit Masse m und Energie $E < V_0$ hat die Lösung folgende Form:

$$\begin{aligned} \psi_1 &= e^{ikz} + Ae^{-ikz} \\ \psi_2 &= Be^{-\kappa z} + Ce^{\kappa z} \\ \psi_3 &= De^{ikz} \end{aligned} \tag{2.3}$$

mit $k^2 = 2mE/\hbar^2$ und $\kappa^2 = 2m(V_0 - E)/\hbar^2$. Sie besitzt außerhalb der Barriere ein oszillatorisches Verhalten entsprechend einem einfallenden, reflektierten und transmittierten Wellenanteil. Innerhalb der Barriere zeigt die Wellenfunktion ein exponentielles Verhalten. Die Forderung nach einer über den ganzen Bereich stetigen und gleichzeitig stetig differenzierbaren Gesamtwellenfunktion $\psi(z)$ führt zu Anschlußbedingungen an den Stellen mit einem endlichen Potentialsprung ($z = 0$, $z = s$). Diese liefern den noch nicht bestimmten Zusammenhang zwischen den Konstanten A,B,C und D. Als Transmissionskoeffizient T wird nun das Verhältnis von transmittierter Stromdichte j_t zu einfallender Stromdichte j_e bezeichnet. Berechnet man die Stromdichte für den einfallenden Wellenanteil $\psi_1' = e^{ikz}$ und den transmittierten $\psi_3 = De^{ikz}$, so ergibt sich T zu:

$$T = \frac{j_t}{j_e} = |D|^2 = \frac{1}{1 + (k^2 + \kappa^2)^2/(4k^2\kappa^2)\sinh^2(\kappa s)} \qquad [3]\ . \tag{2.4}$$

Für übliche Parameter in der Rastertunnelmikroskopie kann der Grenzfall einer breiten und hohen Barriere ($\kappa s \gg 1$) betrachtet werden. Die exakte Lösung (2.4) vereinfacht sich zu:

$$T \approx \frac{16k^2\kappa^2}{(k^2 + \kappa^2)^2} \cdot e^{-2\kappa s} \qquad . \tag{2.5}$$

In dieser Näherung zeigt sich die exponentielle Abhängigkeit des Transmissionskoeffizienten (und damit des Tunnelstroms) von der Barrierenbreite s, sowie von der Wurzel einer effektiven Barrierenhöhe, die in diesem Modell durch $\sqrt{\phi_{eff}} = \sqrt{V_0 - E}$ gegeben ist. Mit realistischen Werten für die Rastertunnelmikroskopie von $\phi_{eff} \approx 4$ eV und $s \approx 6$ Å ergibt sich eine Änderung von T um etwa eine Größenordnung bei einer Variation $\Delta s = 1$ Å. Schon diese einfache Betrachtungsweise erklärt die hohe Empfindlichkeit des Rastertunnelmikroskops auf vertikale Abstandsänderungen am Tunnelkontakt.

Bisher wurden die Elektroden als planar und strukturlos beschrieben, d.h. die atomare Struktur der Elektroden wurde nicht mit einbezogen. Eine Berücksichtigung der atomaren Konfiguration von Probe und Spitze führt, aufgrund der asymmetrischen Geometrie am Tunnelkontakt, unweigerlich zu einem dreidimensionalen Modell. Hierbei erweist sich eine Ausweitung des zeitunabhängigen Ansatzes mit der Anpassung von Wellenfunktionen über Stetigkeitsbedingungen als unpraktikabel [3]. Im nächsten Abschnitt wird deshalb ein komplementärer Ansatz basierend auf der zeitabhängigen Störungstheorie vorgestellt.

2.3 Störungstheoretischer Ansatz für die Rastertunnelmikroskopie

Eine störungstheoretische Berechnung des Tunnelstroms zwischen zwei planaren Elektroden wurde von Bardeen [49] entwickelt. Der Ansatz ist allgemein gehalten und kann auf die dreidimensionale Geometrie des Tunnelkontakts im RTM mit Spitze und Probe angewandt werden. Dabei ist zu beachten, unter welchen Voraussetzungen das Problem mithilfe der Störungstheorie behandelt werden darf, und welche Annahmen in das theoretische Modell eingehen. Anstatt den Hamiltonoperator des gesamten Systems aus Spitzenelektrode, Vakuumbarriere und Probenelektrode zu lösen, betrachtet Bardeen die Elektroden als entkoppelte Systeme, deren Vielteilchenzustände durch Besetzungszahlen von Quasiteilchen definiert sind. Untersucht wird der Übergang zwischen zwei Zuständen des Gesamtsystems, die sich nur durch den Transfer von einem Elektron über die Barriere unterscheiden. Das Tunneln der Elektronen wird somit als ein Einteilchen-Prozess behandelt.

Es wird zunächst angenommen, dass jedes Subsystem mit dem Hamiltonoperator, der das Potential einer isolierten Elektrode (hier Probepotential V^p oder Spitzepotential V^s) enthält, gelöst sei. Die Wellenfunktionen der ungestörten Probenzustände ψ^p_μ und Spitzenzustände χ^s_ν, sowie deren Energieeigenwerte E^p_μ (E^s_ν) werden als bekannt vorausgesetzt. Die zeitliche Entwicklung eines Einteilchenzustandes Ψ des Systems ist durch die zeitabhängige Schrödingergleichung mit dem gesamten Potential gegeben:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V^p + V^s\right)\Psi(t) = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} \qquad . \tag{2.6}$$

Zur Zeit $t < 0$ befinde sich der Einteilchenzustand in einem Eigenzustand der Probe $\Psi(t<0) = \psi^p_\mu$. Im Zeitpunkt $t = 0$ wird das Störpotential der Spitze V^s adiabatisch eingeschaltet und die zeitliche Entwicklung von $\Psi(t)$ für $t \geq 0$ mit einer Zerlegung nach Eigenzuständen der Spitze beschrieben:

$$\Psi(t) = \psi^p_\mu\, e^{-\frac{i}{\hbar}E^p_\mu t} + \sum_\nu c_\nu(t)\, \chi^s_\nu\, e^{-\frac{i}{\hbar}E^s_\nu t} \qquad . \tag{2.7}$$

Der Anfangszustand ist ψ^p_μ, weshalb die Koeffizienten $c_\nu(t)$ für $t \leq 0$ identisch Null ergeben müssen. Für $t > 0$ gibt $|c_\nu(t)|^2$ die Wahrscheinlichkeit an, dass das Elektron zum Zeitpunkt t im Spitzenzustand χ^s_ν angetroffen wird. In Bezug auf den Tunnelstrom sind die Übergangswahrscheinlichkeiten pro Zeiteinheit, d. h. die Übergangsraten, von besonderem Interesse. Setzt man den Ansatz (2.7) in die Schrödingergleichung (2.6) ein, ergibt sich die Übergangsrate vom Probenzustand ψ^p_μ in den Spitzenzustand χ^s_ν in erster Ordnung Störungstheorie gemäß Fermis „Goldener Regel“ zu:

$$\begin{aligned} \omega^{(1)}_{\mu\nu} &= \frac{2\pi}{\hbar}\delta(E^s_\nu - E^p_\mu)|M_{\mu\nu}|^2 \qquad \text{mit} \\ M_{\mu\nu} &= \int_{\Omega_S} (\chi^s_\nu)^*\, V^s\, \psi^p_\mu\, dV \qquad . \end{aligned} \tag{2.8}$$

Die Deltafunktion in (2.8) entspricht der Energieerhaltung, demzufolge werden nur elastische Tunnelprozesse berücksichtigt. Die Volumenintegration im Übergangsmatrixelement $M_{\mu\nu}$ beschränkt sich auf den Bereich der Spitzenelektrode, da außerhalb dieses Bereichs V^s laut Definition verschwindet. Nach BARDEEN kann $M_{\mu\nu}$ in ein Oberflächenintegral umgewandelt werden [49]:

$$M_{\mu\nu} = \frac{-\hbar^2}{2m} \int_\Sigma (\chi_\nu^s)^* \nabla \psi_\mu^p - \psi_\mu^p \nabla (\chi_\nu^s)^* \, d\vec{S} \qquad . \tag{2.9}$$

Die Integration wird hierbei über eine beliebige Querschnittsfläche Σ in der Vakuumbarriere zwischen den Elektroden ausgeführt.

Wird eine Spannung U zwischen Spitze und Probe angelegt, verschieben sich die jeweiligen Ferminiveaus gegeneinander und es fließt ein Netto-Tunnelstrom I. Dieser setzt sich aus den Übergangsraten (2.8) zwischen allen möglichen Anfangs- und Endzuständen zusammen:

$$\begin{aligned} I = \frac{2\pi e}{\hbar} \sum_{\mu,\nu} \big(f(E_\nu^s)[1 - f(E_\mu^p + eU)] - f(E_\mu^p + eU)[1 - f(E_\nu^s)] \big) \\ \cdot |M_{\mu\nu}|^2 \cdot \delta(E_\nu^s - E_\mu^p) \quad , \end{aligned} \tag{2.10}$$

wobei $f(E)$ die Fermifunktion darstellt. Die Übergangsraten werden mit dem Produkt der Wahrscheinlichkeiten für einen besetzten Anfangszustand und einen freien Endzustand gewichtet, z. B. berücksichtigt das erste Produkt in (2.10) Elektronen, die von der Spitze zur Probe tunneln. Durch die Deltafunktion wird erneut die Energieerhaltung beim Tunnelprozess ausgedrückt. Prinzipiell gibt (2.10) eine Anleitung zur quantitativen Berechnung des Tunnelstroms im Rahmen der zeitabhängigen Störungstheorie erster Ordnung. In den Tunnelmatrixelementen $M_{\mu\nu}$ stehen aber explizite Darstellungen der Spitzenwellenfunktionen χ_ν^s. Im Experiment ist die tatsächliche Atomkonfiguration am Spitzenende und damit auch die elektronische Struktur meist unbekannt, weshalb in theoretischen Betrachtungen die Spitzenzustände durch ein bestimmtes Modell festgelegt werden.

Basierend auf dem störungstheoretischen Ansatz von BARDEEN entwickelten TERSOFF und HAMANN [48, 50] eine Theorie für das RTM mit der einfachen Annahme sphärischer Spitzenzustände (siehe Abb. 2.3). Im Fall kleiner Temperaturen, d. h. wenn die Aufweitung der Fermiverteilung vernachlässigt werden kann[2], und für kleine Tunnelspannungen vereinfacht sich der Ausdruck (2.10) zu:

$$I = \frac{2\pi e^2}{\hbar} U \sum_{\mu,\nu} |M_{\mu\nu}|^2 \delta(E_\mu^p - E_F) \delta(E_\nu^s - E_F) \qquad . \tag{2.11}$$

Betrachtet man zunächst eine punktförmige Sonde, dann ist der Tunnelstrom direkt proportional zur lokalen Probenzustandsdichte $\rho^p(\vec{r_0}, E_F)$ am Ferminiveau und am Ort $\vec{r_0}$

[2]Die Fermiverteilung wird durch eine Θ-Stufenfunktion entsprechend dem Limes $T \to 0$ K ersetzt.

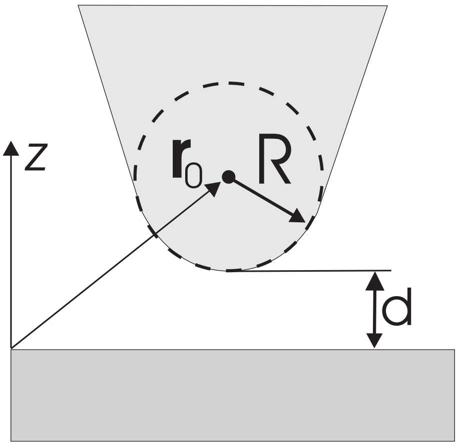

Abb. 2.3: Schematische Zeichnung des Spitzenmodells nach [50]: Der vordere Abschnitt der Sonde wird mit einem sphärischen Modell angenähert. R ist der Krümmungsradius vom Zentrum $\vec{r_0}$ und der Abstand vom Spitzenende zur flachen Oberfläche beträgt d.

der Spitze:

$$I \propto U \sum_{\mu} |\psi_{\mu}^{p}(\vec{r_0})|^2 \delta(E_{\mu} - E_F) = U \cdot \rho^p(\vec{r_0}, E_F) \qquad . \tag{2.12}$$

In einem realistischen Modell (sog. Tersoff-Hamann (TH)-Modell) wird das Spitzenende als sphärischer Potentialtopf mit effektivem Radius R angenähert und als Spitzenzustand eine s-artige Wellenfunktion (Drehimpulsquantenzahl: l=0) angenommen. Der Tunnelstrom ergibt sich nach einer Berechnung der Tunnelmatrixelemente zu [48, 50]:

$$I \propto U\rho^s(E_F)e^{2\kappa R} \sum_{\mu} |\psi_{\mu}^{p}(\vec{r_0})|^2 \delta(E_{\mu}^{p} - E_F) = U\rho^s(E_F)e^{2\kappa R} \cdot \rho^p(\vec{r_0}, E_F) \qquad , \tag{2.13}$$

dabei ist $\rho^s(E_F)$ die Spitzenzustandsdichte an der Fermienergie und $\kappa = \sqrt{2m\Phi}/\hbar$ die minimale inverse Abklinglänge für eine lokale effektive Barrierenhöhe, die den identisch angenommenen Austrittsarbeiten Φ der Elektroden entspricht. Der Tunnelstrom ist nach (2.13) auch im Fall einer Spitzenfunktion mit endlicher Ausdehnung und s-Wellencharakter direkt proportional zur lokalen Probenzustandsdichte bei E_F am Mittelpunkt der Spitze. Da die einzelnen Wellenfunktionen ins Vakuum exponentiell abfallen

$$\psi_{\mu}^{p}(\vec{r}) \propto \exp(-\kappa z) \rightarrow |\psi_{\mu}^{p}(\vec{r_0})|^2 \propto \exp(-2\kappa(d+R)) \tag{2.14}$$

ist der Tunnelstrom aus (2.13) ebenfalls exponentiell abhängig vom „Abstand“ zwischen Spitze und Probe (vgl. Gl. (2.5)):

$$I \propto \exp(-2\kappa d) \qquad . \tag{2.15}$$

Ausgangspunkt für die dargestellte dreidimensionale Behandlung des Tunnelkontakts war die Frage nach der Interpretation von RTM-Aufnahmen auf der atomaren Skala. Die Spitze eines RTMs bewegt sich im Konstant-Strom-Modus auf einer Fläche konstanten Tunnelstroms $z(x,y)|_{I=const}$. Diese ist im Rahmen des Modells von TERSOFF und HAMANN (unter den Annahmen von Einteilchen-Zustandsdichten für Probe und Spitze, eines s-artigen Spitzenzustandes, kleiner Temperaturen, kleiner Tunnelspannungen U und vernachlässigbarer Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe) eine Fläche konstanter lokaler Probenzustandsdichte am Ferminiveau und gemessen am Mittelpunkt $\vec{r_0}$ des s-artigen Spitzenzustands (vgl. (2.13))

$$I = \text{const} \Leftrightarrow \sum_{\mu} |\psi_{\mu}^{p}(\vec{r_0})|^2 \delta(E_{\mu}^{p} - E_F) = \rho^p(\vec{r_0}, E_F) = \text{const} \Rightarrow \; z(x,y)|_{I=\text{const}} \,. \tag{2.16}$$

In RTM-Aufnahmen von kristallinen Oberflächen mit atomarer Auflösung besitzen die einzelnen Konturlinien, z. B. $z(x = \text{const},y)$, folglich eine Periodizität im Abstand der Atome (Blochwellen). Als Korrugation Δz wird die Differenz zwischen maximalen und minimalen z-Wert definiert: $\Delta z = z_{max} - z_{min}$. Im TH-Modell lassen sich diese Korrugationen berechnen. Tatsächlich werden mit dem TH-Modell experimentelle Resultate auf der rekonstruierten Au(110)-Oberfläche mit plausiblen Parametern für die Spitze erklärt [50]. Dabei gilt für Δz:

$$\Delta z \approx \frac{2}{\kappa} \exp\left[-2\left(\sqrt{\kappa^2 + \frac{\pi^2}{a^2}} - \kappa\right) z\right], \qquad z = d + R, \tag{2.17}$$

mit a der zugrunde liegenden Periode im Realraum. Aus (2.17) wird ersichtlich, dass die Korrugation mit kleinerem Abstand zur Probe, d. h. mit größerem Tunnelstrom steigen sollte und mit kleinerem Abstand benachbarter Atome fallen sollte. Dies wird in der Tat häufig experimentell beobachtet. Qualitativ tritt jedoch ein Widerspuch zu gemessenen Korrugationen von $\Delta z|_{\text{exp}} \approx 0.1 - 0.4$ Å auf dichtgepackten Metalloberflächen (z. B. Al(111) [51], Au(111) [52]) auf.
Dies kann teilweise durch eine Erweiterung des TH-Modells erklärt werden. In RTM-Experimenten werden meistens Spitzen aus Wolfram, Platin oder Iridium eingesetzt. Die Zustandsdichte dieser Materialien ist von d-artigen Zuständen am Ferminiveau dominiert. Desweiteren ist bekannt, dass die gezielte Aufname eines einzelnen Moleküls [53] oder Atoms auf die Spitze zu einer drastischen Veränderung der Korrugation führen kann. Folglich ist der aktive Spitzenzustand von besonderer Bedeutung für die beobachtbare Korrugation.

Ausgehend vom BARDEEN'schen Ansatz betrachtete CHEN [54–56] infolgedessen Spitzenzustände mit verschiedenen Winkelabhängigkeiten bzw. Drehimpulsquantenzahlen l und magnetischen Quantenzahlen m. Für Spitzenzustände, deren Aufenthaltswahrscheinlichkeit stark zur Oberfläche hin orientiert ist (p_z, d_{z^2}), konnte CHEN auf der Basis einer sogenannten *Ableitungsregel* [55] zeigen, dass die abgefahrene Konturlinie dieser RTM-Spitze eine höhere Korrugation aufweist als nach dem TH-Modell. Die Tunnelmatrixelemente sind hierbei durch räumliche Ableitungen der Probenzustandsfunktionen gegeben,

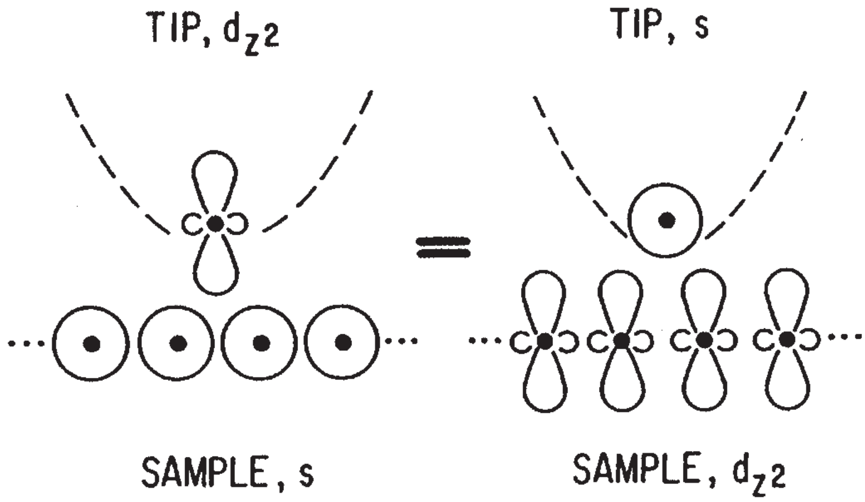

Abb. 2.4: Modell einer d_{z^2}-Spitze über einer Oberfläche aus s-Zuständen und die umgekehrte Situation. Nach dem Reziprozitätsprinzip (reciprocity principle) sollte die Spitze in beiden Fällen dieselbe topographische Kontur nachfahren (Abb. aus [54]).

z. B. für einen p_z-Spitzenzustand: $M_{\mu,p_z} \propto \frac{\partial \psi_\mu^p(\vec{r_0})}{\partial z}$. In einem anschaulichen Beispiel (siehe Abb. 2.4) entspricht die Abbildung einer Oberfläche mit s-artigen Zuständen durch eine Spitze mit einem d_{z^2}-Zustand dem gleichen Bild im TH-Modell mit einer fiktiven Probe, die weit ins Vakuum hineinreichende d_{z^2}-Zustände besitzt.

Andere Modelle, die nicht auf der Störungstheorie basieren, versuchen die Überhöhung der gemessenen Korrugation durch eine elastische Deformation [57] oder eine modifizierte Probenzustandsdichte durch die Spitze sowie lokalisierte Zustände zwischen Spitze und Probe [58] zu erklären. Tatsächlich erscheinen Atome in RTM-Aufnahmen bei sehr kleinen Tunnelwiderständen zum Teil unsymmetrisch oder „verzerrt“, woraus eine deutliche Beeinträchtigung der Probe durch den Messvorgang direkt erkennbar ist. Es ist daher festzuhalten, dass atomar aufgelöste RTM-Aufnahmen oftmals nicht direkt mit der lokalen Probenzustandsdichte zu identifizieren sind, sondern lediglich die Periodizität der atomaren Anordnung wiedergeben.

Bisher wurde der Grenzfall sehr kleiner Tunnelspannungen betrachtet. Für endlich große Potentialdifferenzen zwischen den Elektroden muss die gegenseitige Verschiebung der beiden Ferminiveaus mit einbezogen werden[3]. Verwendet man erneut (2.10), ergibt sich für den Tunnelstrom I bei $T = 0$ K in einer Erweiterung des TH-Modells und nach

[3]Ein Einfluss der Spannung auf die Zustandsfunktionen ψ_μ^p, χ_ν^s selbst und deren Energieeigenwerte E_μ^p, E_ν^s wird vernachlässigt.

einer Umwandlung der Summe in ein Integral über quasi-kontinuierliche Zustände:

$$I \propto \int_0^{eU} \rho^p(\vec{r_0}, E_F^p + \epsilon) \cdot \rho^s(E_F^s - eU + \epsilon)\, d\epsilon \qquad . \tag{2.18}$$

U bezeichnet die Spannung der Probenelektrode relativ zur Spitzenelektrode. Der Tunnelstrom ist folglich proportional zur Faltung der beiden Zustandsdichten von Probe $\rho^p(\vec{r_0})$ und Spitze ρ^s über den Energiebereich $[0,\ eU]$ zwischen den Ferminiveaus der beiden Elektroden. Konkret geht die Zustandsdichte der Probe am Ort der Spitze $\vec{r_0}$ ein. Demnach bewegt sich die Spitze im Konstant-Strom-Modus auf der Kontur einer konstanten energie-integrierten Probenzustandsdichte.
Bei $T \neq 0$ K müssen zusätzlich die Fermiverteilungen entsprechend (2.10) berücksichtigt werden.

2.4 Rastertunnelspektroskopie (RTS)

Neben der Abbildung von (energie-integrierten) Zustandsdichte-Konturen im topographischen Modus bietet das Rastertunnelmikroskop die Möglichkeit lokal spektroskopische Messungen an der Oberfläche durchzuführen. Vorteile gegenüber flächenmittelnden Methoden, wie der Photoelektronenspektroskopie (Ultraviolet Photoelectron Spectroscopy, UPS) und der Inversen Photoemission (Inverse Photoemission, IPE), sind die hohe Ortsauflösung bis in den Å-Bereich sowie die direkte Korrelation von elektronischer Struktur mit der topographischen Information. Insbesondere ist die Rastertunnelspektroskopie (RTS) prädestiniert für die Untersuchung elektronischer Eigenschaften von Adsorbatatomen, Defektstrukturen, speziell angeordneten Atomkonfigurationen oder auch Grenzflächen. Darüber hinaus können natürlich auch nichtlokale Verteilungen der Zustandsdichte von im Wesentlichen homogenen Systemen, wie sie beispielsweise in Halbleitersystemen auftreten, untersucht werden.

Die differentielle Leitfähigkeit $dI/dU(U)$ des Tunnelkontakts steht im Zusammenhang mit der lokalen Probenzustandsdichte. Diese Größe ist mittels Lock-In-Technik einer direkten Messung zugänglich. Zur Aufnahme einer ganzen Spektroskopie-Kurve wird die Spitze an einem ausgewählten Probenort bei einem vorgegebenen Spannungswert U_0 und Tunnelstrom I_0 stabilisiert und die z-Regelung ausgeschaltet. Die Spitze hat somit einen festen Abstand zur Probe. Es wird nun eine Spannungsrampe von $U \in [U_a, U_e]$ durchfahren, während die geringe Modulationsspannung (im mV-Bereich) des Lock-In-Verstärkers zu U addiert wird. Das Signal $dI/dU(U)$ wird dann am Ausgang des Lock-In-Verstärkers gemessen und aufgezeichnet. Simultan wird ebenfalls die Stromspannungs-Kennlinie $I(U)$ des Tunnelkontakts aufgenommen.

Der Tunnelstrom im erweiterten TH-Modell ist Ausgangspunkt der theoretischen Behandlung. In Formel (2.18) tritt die Probenzustandsdichte am Ort der Spitze auf. Sie ist jedoch keine intrinsische Eigenschaft der Probe, da der exponentielle Abfall der Wellenfunktionen ins Vakuum von der effektiven Tunnelbarriere und somit von der Tunnelspannung sowie der Austrittsarbeit der Spitze Φ_S abhängt. Formal lässt sich $\rho^p(E,\vec{r_0})$

in die Zustandsdichte der Oberfläche $\rho^p(E) = \rho^p(E,x,y,z = 0)$ und einen Transmissionskoeffizienten $T(\epsilon,U,s)$ mit $\epsilon = E - E_F$ zerlegen [59]. Für den Tunnelstrom gilt dann[4]:

$$I \propto \int_0^{eU} \rho^s(E_F - eU + \epsilon) \cdot \rho^p(E_F + \epsilon) \cdot T(\epsilon,U,s)\; d\epsilon \qquad . \tag{2.19}$$

Die Schwierigkeit besteht in der Annahme eines geeigneten Transmissionskoeffizienten. Eine Näherung im Rahmen der semi-klassischen WKB-Theorie [5] liefert für $T(\epsilon,U,s)$ den Ausdruck:

$$T \approx \exp\left(-2\kappa(\epsilon,U)s\right)\ , \quad \kappa(\epsilon,U) = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}\left(\bar{\Phi} + \frac{eU}{2} - (\epsilon - \frac{\hbar^2 k_{||}^2}{2m})\right)}\ , \tag{2.20}$$

mit dem effektiven Tunnelabstand $s = d + R$ und der mittleren Austrittsarbeit $\bar{\Phi} = (\Phi^s + \Phi^p)/2$. Die inverse Abklinglänge $\kappa(\epsilon,U,k_{||})$ ist bei einer bestimmten Energie ϵ bzw. E am kleinsten für einen Zustand mit verschwindendem Wellenvektor parallel zur Oberfläche ($k_{||} = 0$). Durch T werden somit Zustände am $\bar{\Gamma}$-Punkt der Oberflächen-Brioullinzone stark gewichtet, weshalb in der Rastertunnelspektroskopie die Zustände bei $\bar{\Gamma}$ bevorzugt detektiert werden. Diese Eigenschaft des Transmissionskoeffizienten wird meistens nicht explizit mit einbezogen, sondern es wird lediglich der Einfluss von U und E unter der Einschränkung ($k_{||} = 0$) betrachtet. Abb. 2.5 veranschaulicht diese Abhängigkeit des Transmissionskoeffizienten für den eindimensionalen Fall. Durch Anlegen einer Tunnelspannung verschiebt sich die relative Lage der Ferminiveaus. In Abb. 2.5 a) tunneln Elektronen aus besetzten Zuständen der Spitze in unbesetzte Zustände der Probe, in Abb. 2.5 b) tunneln Elektronen von der Probe zur Spitze. Die effektive Barrierenhöhe ist für Elektronen nahe der Fermikante niedriger, weshalb diese Elektronen eine höhere Tunnelwahrscheinlichkeit haben und den Hauptbeitrag zum Tunnelstrom liefern.

Die Beziehung zwischen der Zustandsdichte der Oberfläche und der differentiellen Leitfähigkeit ergibt sich nach einer partiellen Integration und anschließender Differentiation von (2.19) zu:

$$\begin{aligned} \left.\frac{dI}{dU}\right|_U \;\propto\;& \rho^s(E_F) \cdot \rho^p(E_F + eU) \cdot T(eU, U, s) \\ &+ \int_0^{eU} \rho^s(E_F + \epsilon - eU) \cdot \rho^p(E_F + \epsilon) \cdot \frac{d}{dU} T(\epsilon, U, s)\, d\epsilon \\ &+ \int_0^{eU} \frac{d}{dU}\rho^s(E_F + \epsilon - eU) \cdot \rho^p(E_F + \epsilon) \cdot T(\epsilon, U, s)\, d\epsilon\ . \end{aligned} \tag{2.21}$$

Der erste Term enthält die gewünschte Probenzustandsdichte $\rho^p(E_F + eU)$. Für eine konstante oder nur schwach variierende Zustandsdichte der Spitze entfällt der dritte Term

[4]Diese Formel setzt vereinfachend voraus, dass alle Pobenzustände bei gegebener Energie E den gleichen Transmissionskoeffizienten $T(\epsilon,U,s)$ haben.

[5]Wentzel-Kramers-Brioullin.

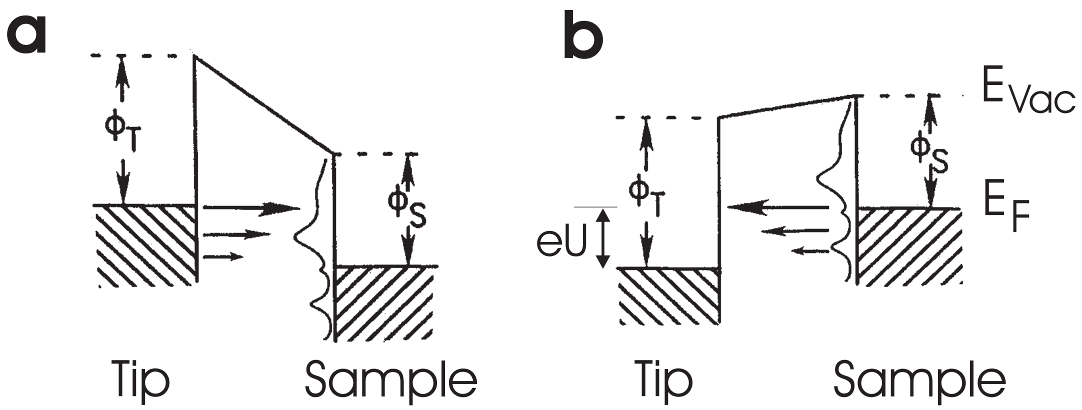

Abb. 2.5: Energieschema für Spitze und Probe im Tunnelkontakt. (a) bei positiver Probenspannung tunneln die Elektronen von der Spitze in die Probe. (b) Bei negativer Probenspannung tunneln die Elektronen von der Probe in die Spitze. Die Größe der Pfeile symbolisieren die Abhängigkeit der Tunnelwahrscheinlichkeit der Elektronen von der effektiven Barrierenhöhe (nach [60]).

in (2.21). Der zweite Term wird hauptsächlich für große Tunnelspannungen durch den Anstieg von T bedeutend.
Allgemein gilt, dass auch für eine strukturlose Zustandsdichte der Spitze die intrinsische Größe $\rho^p(E) = \rho^p(E_F + eU)$ nicht direkt gemessen werden kann, sondern durch den Beitrag des ansteigenden Transmissionskoeffizienten $T(eU{,}eU{,}s)$ verschleiert ist. Zu dieser Problematik werden in der Literatur verschiedene Ansätze für eine Normierung der Spektren diskutiert. Feenstra et al. [61] verwendeten eine Normierung der Tunnelspektren durch die totale Leitfähigkeit: $\frac{dI(U)}{dU}/\frac{I(U)}{U}$. Nach dieser Methode wird der Einfluss des Transmissionskoeffizienten vom Spitze-Probe-Abstand s sowie von U weitgehend minimiert [62] und die relative Lage von Maxima in $\rho^p(E_F + eU)$ in den korrigierten Spektroskopie-Kurven richtig wiedergegeben. Allerdings werden die relativen Intensitäten von Maxima nicht immer reproduziert [60]. Ein Nachteil dieser Normierung ist der Verlust von spektroskopischer Information im Bereich der Fermienergie, da dort $dI/dU \approx I/U$ gilt. Ein neuere Methode wurde von Ukraintsev [63] vorgeschlagen. Hierbei wird eine Funktion $F(U{,}\alpha_i)$ verwendet, die einen Ansatz für den Transmissionskoeffizienten mit freien Fitparametern α_i darstellt. Die Funktion $F(U)$ wird an die experimentellen $dI(U)/dU$-Daten einer bekannten Zustandsdichte angepasst und anschließend werden die Spektren durch F normiert: $\frac{dI(U)}{dU}/F(U)$. In einer Simulation konnte der Autor zeigen, dass die relativen Intensitäten von Maxima in einer a priori angenommenen Zustandsdichte der Oberfläche besser in normierten Spektren mit $F(U)$ als nach einer Normierung mit der totalen Leitfähigkeit $I(U)/U$ wiedergegeben werden. Die Methode verlangt jedoch eine explizite Kenntnis von $F(U)$, die in der Regel nur schwer zu ermitteln ist.

Ein weiterer, wichtiger Aspekt ist durch den Einfluss der Spitzenzustandsdichte ρ^s auf die differentielle Leitfähigkeit gegeben. Dieser Zusammenhang ist in (2.21) mit einer Schreibweise, welche die Probenzustandsdichte ρ^p betont, nicht direkt ersichtlich. Der Tunnelstrom nach (2.19) ist vollkommen symmetrisch bezüglich ρ^p und ρ^s und es kann ebenfalls ein symmetrischer Ausdruck für die differentielle Leitfähigkeit abgeleitet werden [63]. Entscheidend ist, dass für positive Probenspannungen das dI/dU-Signal im Wesentlichen der unbesetzten Probenzustandsdichte folgt, wohingegen für negative Probenspannungen die differentielle Leitfähigkeit durch die unbesetzte Zustandsdichte der Spitze dominiert wird (vgl. Abb. 2.5). Dies erschwert zusätzlich eine Messung der besetzten Probenzustandsdichte über größere Energiebereiche. Eine Charakterisierung der Spitzenzustandsdichte sollte durch eine Vergleichsmessung auf einer Testprobe mit bekannt strukturloser Zustandsdichte, z. B. einem Metall mit domininierenden s-Bändern am Ferminiveau (Au), durchgeführt werden, um gegebenenfalls eine Spitze mit markant konturierter Zustandsdichteverteilung auszusondern. Die Vorgehensweise mit einer Referenzprobe, wie sie auch von Ukraintsev vorgeschlagen wird, um die besetzte Probenzustandsdichte von der Spitzenzustandsdichte zu entfalten, stellt sich jedoch in vielen Experimenten als unpraktikabel heraus und wurde folglich nicht verwendet.

Es lässt sich zusammenfassen, dass eine quantitative Auswertung von einzelnen Tunnelspektren bzgl. $\rho^p(E)$ sehr komplex sein kann. Eine sorgfältige Analyse muss die Vielzahl von möglichen Einflüssen berücksichtigen. Hierfür steht aber kein allgemein gültiges Verfahren zur Verfügung. Vielmehr ist es daher notwendig, eine Methode zu entwickeln, die eng mit dem individuellen Experiment zusammenhängt. Besonders hilfreich sind Vergleiche mit theoretischen Berechnungen der jeweiligen Zustandsdichte sowie Vergleiche mit Resultaten anderer Spektroskopie-Verfahren.

Spektroskopie-Felder

Die Stärke der Rastertunnelspektroskopie liegt in der hohen Ortsauflösung. Diese wird weitgehend in sogenannten Spektroskopie-Feldern erzielt. Ein zu untersuchender Probenbereich wird in ein Raster zerlegt und eine komplette Spektroskopie-Kurve $dI(U)/dU$ an jedem Punkt (x,y) aufgenommen. Die Spitzenzustandsdichte geht jeweils in gleichem Maße in die einzelnen Messkurven ein, wodurch Veränderungen in Spektren mit dem Ort auf eine Variation der Probenzustandsdichte zurückzuführen sind. Betrachtet man einen Schnitt durch das Spektroskopie-Feld $dI(U,x,y)/dU$ bei einer festen Spannung U ergibt sich die differentielle Leitfähigkeit nach (2.21) unter Vernachlässigung des 2. und 3. Terms zu [6]:

$$\frac{dI}{dU}(U,x,y) \propto \rho^p(E_F + eU,x,y) \cdot T(eU,U,s(x,y)) \quad . \tag{2.22}$$

Das ortsaufgelöste dI/dU-Signal liefert ein direktes Abbild der lokalen Probenzustandsdichte $\rho^p(E,x,y)$ bei der entsprechenden Energie $E = E_F + eU$, sofern der effektive

[6] An dieser Stelle wird eine energetisch homogene Zustandsdichteverteilung der Spitze angenommen und der Bereich kleiner Spannungen betrachtet. Der 2. Term in (2.21) liefert nur einen Beitrag von ca. 20-25% zum Gesamtsignal bei $|U| = 500$ mV (für $\bar{\Phi} = 4$ eV und $s = 5$ Å).

Spitze-Probe-Abstand $s(x,y)$ bei den einzelnen Messungen identisch ist und die lokale Austrittsarbeit der Probe Φ^p lateral nicht variiert. Die letzten Bedingungen führen bei der Aufnahme von Spektroskopie-Kurven an verschiedenen Punkten (x,y) auf einen gleichen Transmissionskoeffizienten $T(eU,U,s)$ (vgl. (2.20)). Im Fall einer einheitlichen Austrittsarbeit der Probe muss dennoch berücksichtigt werden, dass der effektive Spitze-Probe-Abstand durch die Stabilisierung bei I_0 und U_0 festgelegt wird. Über einem atomar flachen Bereich der Oberfläche lassen sich Veränderungen von $s(x,y)$ in der zugehörigen „Topographie"-Aufnahme der Stabilisierungspunkte $z(x,y)|_{I_0,\ U_0}$ direkt wieder erkennen und der Einfluss des Transmissionskoeffizienten kann durch eine Normierung kompensiert werden. Für die Korrektur nähert man T mit einem Ansatz $T \approx \exp(-2\kappa z(x,y))$ an, wobei die inverse Abklinglänge κ aus einer Messung des Tunnelstroms als Funktion des Abstandes bestimmt wird: $I(z)|_U \propto \exp(-2\kappa z)$. Der normierte Schnitt liefert die laterale Verteilung der Zustandsdichte der Oberfläche [64]:

$$\left.\frac{dI}{dU}(U,x,y)\right|_{norm} = \frac{\frac{dI}{dU}(U,x,y)}{\exp(2\kappa z(x,y))} \propto \rho^p(E_F + eU,x,y) \qquad . \tag{2.23}$$

Eine Abschätzung ergibt, dass für laterale Variationen im dI/dU-Signal $> 10\%$ und Veränderungen des Spitze-Probe-Abstandes $\Delta s < 0.1\,\text{Å}$ der Einfluss durch $T(eU,U,s(x,y))$ zu vernachlässigen ist und die Zustandsdichte der Oberfläche unmittelbar in dem unnormierten Schnitt durch das Spektroskopie-Feld wiedergegeben wird.

Karten der differentiellen Leitfähigkeit: dI/dU-Karten

Die Aufnahme eines kompletten Spektroskopie-Feldes ist jedoch sehr zeitintensiv und stellt hohe Anforderungen an die Stabilität des verwendeten Rastertunnelmikroskops. In der Regel wird die Anzahl an Rasterpunkten pro Linie niedriger als im topographischen Modus eingestellt, was auf Kosten der lateralen Auflösung geht.

Eine bessere Möglichkeit zur Bestimmung der lokalen Probenzustandsdichte $\rho^p(E,x,y)$ bei einer ganz bestimmten Energie $E = E_F + eU$ bietet die Aufnahme einer sogenannten dI/dU-Karte bei einer festen Spannung U. Der Vorteil gegenüber kompletten Spektroskopie-Feldern liegt in der erzielbar höheren Ortsauflösung. Der Probenbereich wird hierzu im Konstant-Strom-Modus mit der ausgewählten Tunnelspannung U zeilenweise abgefahren und die differentielle Leitfähigkeit mittels Lock-In Technik simultan aufgezeichnet. Die addierte Modulationsspannung besitzt eine Frequenz im kHz-Bereich und beeinträchtigt den Regelkreis der Abstandsregulierung, der eine geringere Bandbreite aufweist, nicht. Anhand der zugehörigen Topographie-Aufnahme kann überprüft werden, ob eine Normierung zur Korrektur von Änderungen des Spitze-Probe-Abstandes notwendig ist. Es gilt für eine dI/dU-Karte bei kleinen Spannungen in Analogie zum Schnitt durch ein Spektroskopie-Feld:

$$\frac{dI}{dU}(U,x,y) \propto \rho^p(E_F + eU,\vec{r_0}) \;\Rightarrow\; \left.\frac{dI}{dU}(U,x,y)\right|_{norm} \propto \rho^p(E_F + eU,x,y,z=0)\ . \tag{2.24}$$

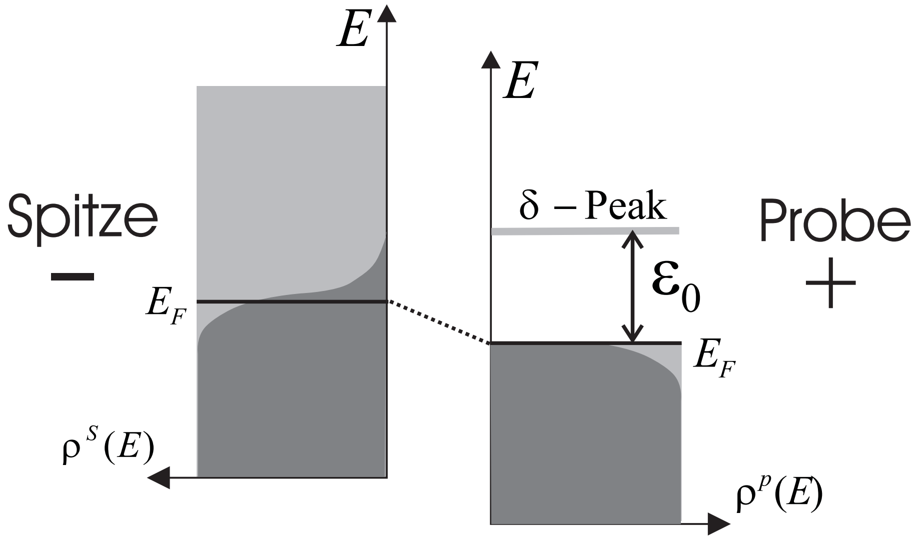

Abb. 2.6: Energieschema eines Tunnelkontakts bei endlicher Temperatur. Die Probe besitzt einen δ-Peak in der Zustandsdichte oberhalb der Fermienergie. Die Spitze hat in dem dargestellten Energiebereich eine strukturlose Zustandsdichte. Die besetzten Zustände sind dunkelgrau eingezeichnet.

Die Rastertunnelspektroskopie liefert somit die einzigartige Möglichkeit die lokale Probenzustandsdichte energie-selektiv bis hinab in den Å-Bereich zu untersuchen.

2.5 Limitierung der Energieauflösung durch endliche Temperatur

In dem vorherigen Abschnitt wurde die hohe Ortsauflösung der Rastertunnelspektroskopie herausgestellt. Dabei wurde jedoch noch nicht auf die erreichbare Energieauflösung eingegangen. Durch die Verbreiterung der Fermifunktion $f(E)$ wird ihr bei endlicher Temperatur eine natürliche Grenze gesetzt[7]. Ein einfaches Beispiel kann hierzu eine Abschätzung liefern.

Ausgangspunkt sei eine hypothetische Probenzustandsdiche $\rho^p(E)$ mit einem unbesetzten δ-Peak knapp oberhalb der Fermienergie E_F. Die Spitze soll eine konstante Zustandsdichte $\rho^s(E) = \rho^s$ besitzen, wobei die Besetzung der einzelnen Zustände durch die Fermiverteilung gegeben ist. In Abb. 2.6 ist ein Energiediagramm des Tunnelkontakts skizziert. Der Netto-Tunnelstrom ergibt sich aus dem Bardeenschen Formalismus

[7] In (2.19) und (2.21) wurden die Fermifunktionen durch Θ-Stufenfunktionen angenähert.

nach (2.10):

$$I = \frac{2\pi e}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} [f(\varepsilon + eU) - f(\varepsilon)] \, |M|^2 \rho^s(\varepsilon + eU)\rho^p(\varepsilon) d\varepsilon \qquad , \tag{2.25}$$

dabei bezeichnet U die Potentialdifferenz der Spitze zur Probe, $\varepsilon = E - E_F$ die relative Energie zur Fermienergie der jeweiligen Elektrode und $f(\varepsilon) = [\exp(\varepsilon/k_BT) + 1]^{-1}$ die Fermiverteilung. Die Tunnelmatrixelemente $M_{\mu\nu}$ können als konstant angenommen werden, da hier nur ein schmales Energiefenster betrachtet wird. Durch Ableiten des Tunnelstroms nach der angelegten Tunnelspannung erhält man die für die Spektroskopie wichtige differentielle Leitfähigkeit:

$$\frac{dI}{dU}(U) \propto |M|^2 \; \rho^s \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{(1/k_BT)\exp[(\varepsilon + eU)/k_BT]}{(\exp[(\varepsilon + eU)/k_BT] + 1)^2} \right] \rho^p(\varepsilon) d\varepsilon \qquad . \tag{2.26}$$

Von Interesse ist das dI/dU-Signal um den δ-Peak in der Probenzustandsdichte. Setzt man $\rho^p(\varepsilon) = A\delta(\varepsilon - \varepsilon_0)$ in (2.26) ein [8], entfällt die Integration und der Ausdruck vereinfacht sich zu:

$$\frac{dI}{dU}(U) \propto \frac{1}{k_BT} \cdot \frac{1}{\cosh^2\left(\frac{\varepsilon_0 + eU}{2k_BT}\right)} \qquad . \tag{2.27}$$

Die differentielle Leitfähigkeit zeigt ein ausgeprägtes Maximum bei $-eU = \varepsilon_0$ und der Signalverlauf $dI/dU(U)$ kann durch eine Gaußfunktion mit einer Halbwertsbreite von $2\sigma = 3k_BT/e$ sehr gut approximiert werden. Demnach würden zwei benachbarte δ-Peaks der Probenzustandsdichte mit energetischem Abstand ΔE_0 in einer $dI/dU(U)$-Kurve als zwei getrennte Maxima erscheinen, wenn gilt: $\Delta E_0 > 3k_BT_0$, mit T_0 der Temperatur der Spitze. Die erreichbare Energieauflösung bei einer endlichen Temperatur lässt sich somit definieren als:

$$\Delta E = 3k_BT \tag{2.28}$$

Eine hohe Energieauflösung kann nur bei tiefen Temperaturen erreicht werden. Eine Abschätzung mit (2.28) führt zu einer Auflösung von $\Delta E \approx 1$ meV bei $T = 4$ K.

Der Einfluss einer endlichen Temperatur zeigt sich beispielsweise in Messungen der differentiellen Leitfähigkeit an einem Tunnelübergang zwischen einem Normalleiter und einem Supraleiter. Entsprechende Tunnelübergänge mit planaren Elektroden und einer isolierenden Oxidschicht wurden z.B. von Giaever untersucht [65,66]. Für den Tunnelprozess im Einteilchenbild ist die Quasiteilchen-Zustandsdichte ρ_{SL} des Supraleiters von Bedeutung. Diese ist nach der Theorie von Bardeen, Cooper und Schrieffer (BCS-Theorie) für einen Supraleiter mit schwacher Elektron-Phonon Kopplung bei $T = 0$ K gegeben durch [67]:

$$\begin{aligned} \rho_{SL}(\varepsilon) &= \rho_N \frac{|\varepsilon|}{\sqrt{(\varepsilon^2 - \Delta^2)}} && \text{für } |\varepsilon| \geq \Delta \\ \rho_{SL}(\varepsilon) &= 0 && \text{für } |\varepsilon| < \Delta \;, \end{aligned} \tag{2.29}$$

[8] Der Signalbeitrag von der Probenzustandsdichte unterhalb der Fermienergie ist vernachlässigbar für $\varepsilon_0 \gg k_BT$.

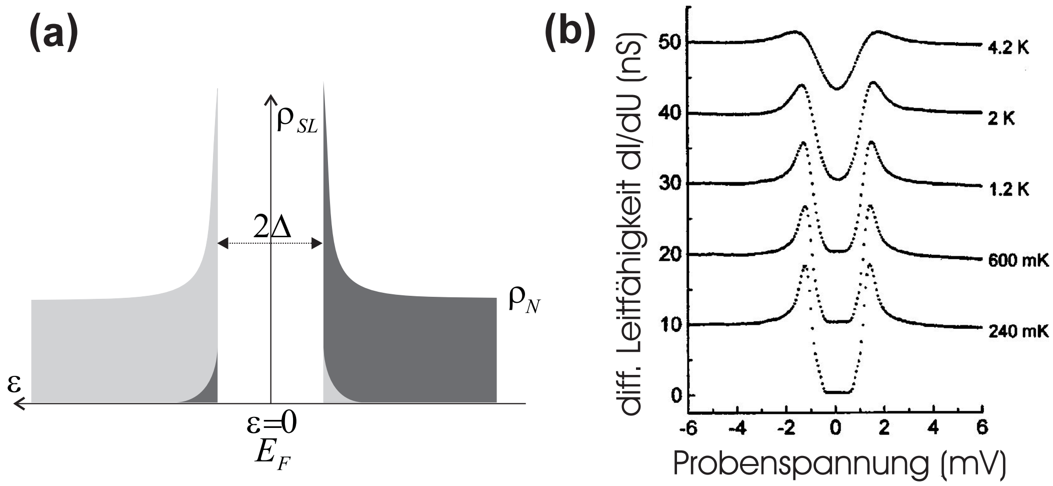

Abb. 2.7: (a) Skizziertes Energiediagramm des Quasiteilchen-Spektrums eines Supraleiters nach der BCS-Theorie. Dunkel unterlegt sind besetzte Zustände für eine endliche Temperatur. (b) Spektroskopie-Kurven ($dI/dU(U)$) einer $\mathrm{NbSe_2}$-Oberfläche bei verschiedenen Temperaturen gemessen mit einer normalleitenden Spitze (aus [25]).

mit $\rho_N(0)$ der Zustandsdichte am Ferminiveau im normalleitenden Zustand, ε der relativen Energie zu E_F und Δ der halben Energielücke um die Fermienergie. Ein Energiediagramm des Quasiteilchen-Spektrums mit den scharfen Peaks am Rand der Energielücke ist in Abb. 2.7 a) dargestellt. Abb. 2.7 b) zeigt dazugehörige Messungen mittels Rastertunnelspektroskopie bei unterschiedlichen Temperaturen. In diesem Experiment [25] wurde eine metallische, normalleitende Spitze eingesetzt und als supraleitende Probe ein $\mathrm{NbSe_2}$-Kristall verwendet. Die Messungen erfolgten jeweils unterhalb der Sprungtemperatur von $\mathrm{NbSe_2}$ $T_c = 7.2$ K [68]. Mit steigender Temperatur werden die peak-förmigen Strukturen der $dI/dU(U)$-Kurven in der Nähe der Fermienergie (0 mV) deutlich breiter und kleiner.

Dieser eigentlich unerwünschte Effekt kann auch positiv ausgenutzt werden. Im Allgemeinen ist für Rastertunnelmikroskope, die unterhalb 4 K betrieben werden, die absolute Temperatur von Spitze und Probe nicht einfach zu bestimmen. Hierzu können nun Spektroskopie-Kurven mit einer supraleitenden Elektrode (Spitze [69] oder Probe) als Eichkurven verwendet werden. Bei bekannter Quasiteilchen-Zustandsdichte des Supraleiters als Funktion der Temperatur lässt sich eine Fitfunktion für die experimentellen $dI/dU(U)$-Daten numerisch berechnen, welche ebenfalls eine Aufweitung der Fermifunktionen explizit berücksichtigt (vergleichbar mit (2.26) für $\rho^p = \rho_{SL}$). Die Temperatur als freien Parameter ermittelt man durch Anpassen der theoretischen Kurve an die experimentelle Spektroskopie-Kurve.

2.6 Spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie (SP-RTM)

In der spinpolarisierten Rastertunnelmikroskopie (SP-RTM) bzw. -spektroskopie (SP-RTS) wird eine Sonde verwendet, die spinpolarisierte Zustände aufweist, wodurch SP-RTM nicht nur auf die spingemittelte Probenzustandsdichte, sondern zusätzlich auf die lokale Spindichte sensitiv ist. Als besonders erfolgreich erweist sich der Einsatz von zunächst nichtmagnetischen Spitzen, die in vacuo mit einem dünnen Film eines ferromagnetischen oder antiferromagnetischen Materials beschichtet werden. Die laterale Auflösung in SP-RTM Aufnahmen gleicht der herkömmlicher topographischer RTM-Aufnahmen, d. h. sie ist atomar. Erst kürzlich gelang es in beeindruckender Weise die magnetische Überstruktur eines zweidimensionalen Antiferromagneten (1 Monolage Mangan auf W(110)) auf der atomaren Skala abzubilden [45].

2.6.1 Spinpolarisiertes Tunneln und Konstant-Strom-Modus

Zum Verständnis des grundlegenden Prinzips der Methode wird ein Tunnelübergang zwischen zwei ferromagnetischen Elektroden betrachtet (s. Abb. 2.8). Im Stoner-Modell des Bandferromagnetismus sind die einzelnen Subbänder mit entgegengesetzter Spinorientierung aufgrund der Austausch-Wechselwirkung gegeneinander verschoben. Die energetisch abgesenkten Majoritätsbänder sowie die angehobenen Minoritätsbänder sind mit einer ungleichen Anzahl an Elektronen bis zur Fermienergie gefüllt, wodurch eine Nettomagnetisierung in Richtung der Majoritätsspins zustande kommt. Darüber hinaus ist es nützlich, eine energieabhängige Spinpolarisation $P(E)$ zu definieren, um Tunnelwahrscheinlichkeiten zwischen ferromagnetischen Elektroden zu beschreiben:

$$P(E) \equiv \frac{\rho_\uparrow(E) - \rho_\downarrow(E)}{\rho_\uparrow(E) + \rho_\downarrow(E)} \quad . \tag{2.30}$$

Abb. 2.8 skizziert die relevanten Tunnelprozesse an der Fermienergie E_F. Hierbei sind Spin-Flip Prozesse vernachlässigt, d. h. es gilt Spinerhaltung [9]. Bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierungen tunneln Majoritätselektronen der 1. Elektrode ausschließlich in unbesetzte Majoritätszustände der 2. Elektrode und Minoritätselektronen nur in Minoritätszustände (Abb. 2.8 a)). Dahingegen treten im Fall einer antiparallelen Orientierung Kombinationen von besetzten oder unbesetzten Majoritäts- und Minoritätszuständen auf (Abb. 2.8 b)). In realen Systemen sind die Vorzugsrichtungen jedoch nicht immer parallel sondern allgemein unter einem Winkel orientiert. SLONCZEWSKI [70] betrachtet diesen Fall theoretisch. Es ergibt sich die Tunnelleitfähigkeit σ für kleine Spannungen

[9] Im SP-RTM tunneln Elektronen durch eine Vakuumbarriere mit definierten Grenzflächen, weshalb Spin-Flip Prozesse aufgrund einer Defektstreuung an der Grenzfläche nicht auftreten. Dieser Effekt wird teilweise diskutiert, um eine Reduktion der effektiven Polarisation gegenüber dem Produkt der Spinpolarisationen $P_1 \cdot P_2$ an planaren Tunnelübergängen mit Oxidbarriere zu erklären.

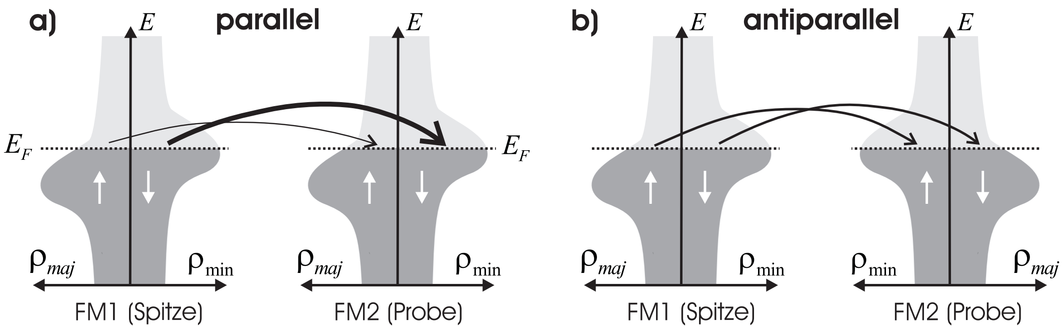

Abb. 2.8: Prinzip des spinpolarisierten Tunnelns zwischen zwei ferromagnetischen Elektroden bei einer parallelen Orientierung der Magnetisierungen a) und einer antiparallelen Ausrichtung b). Im Fall elastischer und Spin erhaltender Tunnelprozesse ist der Tunnelstrom in a) größer als in b).

und einen beliebigen Winkel θ zwischen den Magnetisierungen zu [10]:

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 + \cos\theta P_1(E_F) P_2(E_F)\right] \qquad , \tag{2.31}$$

dabei bezeichnet σ_0 die Leitfähigkeit bei einer senkrechten Orientierung der Magnetisierungen. Aus (2.31) erkennt man, dass der Tunnelstrom bzw. die Leitfähigkeit im parallelen Fall ($\cos\theta = 1$) gegenüber dem antiparallelen ($\cos\theta = -1$) erhöht ist, wenn die Spinpolarisationen P_i das gleiche Vorzeichen besitzen. Für einen großen Effekt wird ein hohes Produkt $|P_1 \cdot P_2|$ benötigt. Experimentell wurde die Kosinus-Abhängigkeit des Tunnelstroms von Miyazaki und Tezuka [71] an planaren $Fe/Al_20_3/Fe$ Tunnelübergängen nachgewiesen und ist in Abb. 2.9 dargestellt.

Das beschriebene Bild lässt sich auf die spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie übertragen, wobei der lokale Tunnelübergang zwischen Spitze und Probe betrachtet wird und somit ortsabhängige Größen auftreten. Eine theoretische Basis zur Beschreibung der Ortsabhängigkeit bildet die Erweiterung des Tersoff-Hamann-Modells nach Heinze et al. [72,73]. In dem erweiterten Modell besitzt die Spitze eine energetisch konstante Zustandsdichte bezüglich einer Spinorientierung $\rho^s_\uparrow$, $\rho^s_\downarrow$. Die Absolutwerte sind jedoch verschieden, wodurch eine nicht verschwindende Spinpolarisation $P^s(E) = P^s = \frac{\rho^s_\uparrow - \rho^s_\downarrow}{\rho^s_\uparrow + \rho^s_\downarrow}$ gegeben ist. Weiterhin wird ein gleiches Abklingverhalten der s-artigen Spitzenzustände ins Vakuum ($\kappa_\uparrow = \kappa_\downarrow$) angenommen. Der Tunnelstrom I für kleine Tunnelspannungen und bei Vernachlässigung von Spin-Flip Prozessen ergibt sich zu [72, 73]:

$$\begin{aligned} I &= I_0 + I_p \\ I(\vec{r_0}, U, \theta(\vec{r_0})) &\propto \rho^s \cdot \tilde{\rho}^p(\vec{r_0}, U) + m^s \cdot \tilde{m}^p(\vec{r_0}, U) \cdot \cos\theta(\vec{r_0}) \quad , \end{aligned} \tag{2.32}$$

[10] Nach [70] gehen in die Tunnelleitfähigkeit effektive Spinpolarisationen $\tilde{P}_i = A_i \cdot P_i$ ein. Der zusätzliche Grenzflächenfaktor A_i erhält den Wert eins, wenn für Zustände derselben Energie aber verschiedener Spinorientierung ein gleiches Abklingverhalten in die Barriere angenommen wird.

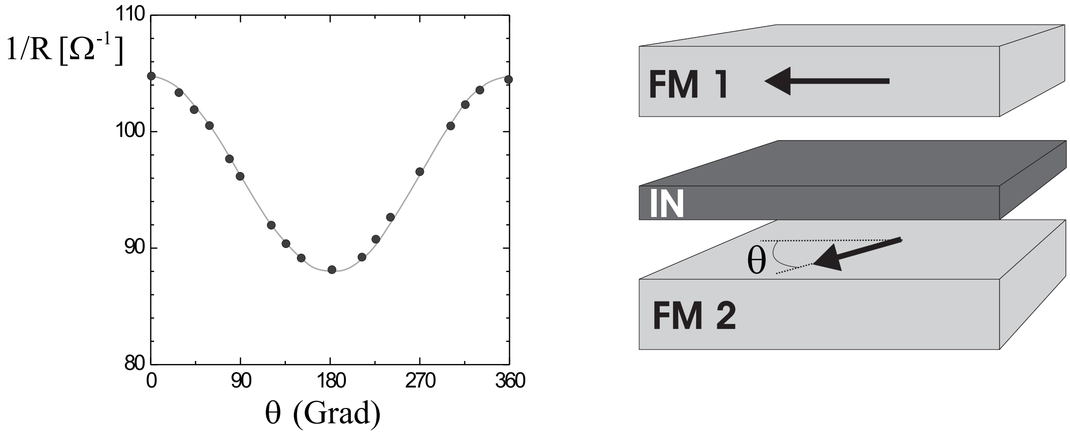

Abb. 2.9: Tunnelleitfähigkeit eines $Fe/Al_2O_3/Fe$-Übergangs als Funktion des Winkels $\theta(\vec{M}_1,\vec{M}_2)$ zwischen den Magnetisierungen der ferromagnetischen Elektroden (aus [71] mit $\sigma_0 = 96.2\ \Omega^{-1}$, $P_1P_2 = 9$ %, bei $T = RT$). Die experimentellen Daten verifizieren die Kosinus-Abhängigkeit.

dabei bezeichnet $\rho^s = \rho^s_\uparrow + \rho^s_\downarrow$ die gesamte Spitzenzustandsdichte, $\tilde{\rho^p}(\vec{r_0},U) = \int_0^{eU} \rho^p_\uparrow(E_F + \varepsilon,\vec{r_0}) + \rho^p_\downarrow(\cdots)d\varepsilon$ die energie-integrierte Zustandsdichte der Probe am Ort der Spitze $\vec{r_0}$, $m^s = \rho^s_\uparrow - \rho^s_\downarrow$ die Spindichte der Spitze, $\tilde{m^p}(\vec{r_0},U) = \int_0^{eU} \rho^p_\uparrow(E_F + \varepsilon,\vec{r_0}) - \rho^p_\downarrow(\cdots)d\varepsilon$ die energie-integrierte Spindichte der Probe und $\theta(\vec{r_0}) = \theta(\vec{M}^s,\vec{M}^p(\vec{r_0}))$ den Winkel zwischen der lokalen Probenmagnetisierung $\vec{M}^p(x,y,z = 0)$ und der festen Spitzenmagnetisierung $\vec{M}^s$. Der erste Summand in (2.32) beschreibt den unpolarisierten Anteil I_0 zum Tunnelstrom (vergleichbar (2.18)) und der zweite Summand den polarisierten Beitrag I_p. Die Analogie zu (2.31) ist offensichtlich und ergibt sich auch formal, wenn $\tilde{P^p}(\vec{r_0},U) \equiv \tilde{m^p}(\vec{r_0},U)/\tilde{\rho^p}(\vec{r_0},U)$ die ortsaufgelöste energie-integrierte Polarisation der Probe bezeichnet

$$I(\vec{r_0},U,\theta(\vec{r_0})) \propto \rho^s \cdot \tilde{\rho^p}(\vec{r_0},U)\left(1 + P^s\tilde{P^p}(\vec{r_0},U)\cos\theta(x_0,y_0)\right) \quad . \tag{2.33}$$

Nach (2.33) ändert sich der Tunnelstrom bei einer Variation von $\cos\theta$ (sofern $P^s\tilde{P^p} \neq 0$), und die magnetische Struktur einer Oberfläche kann im Konstant-Strom-Modus abgebildet werden. Der magnetische Kontrast zeigt sich hier als eine Höhenvariation. In Abb. 2.10 ist dies schematisch dargestellt. Der maximale Unterschied im Spitze-Probe-Abstand $\Delta z|_{max} = z_{\uparrow\uparrow} - z_{\uparrow\downarrow}$ zwischen einem Bereich mit paralleler ($\cos\theta = 1$) und antiparalleler ($\cos\theta = -1$) Probenmagnetisierung zur Spitzenmagnetisierung kann abgeschätzt werden. Bei einem gleichen Abklingverhalten der Probenzustände ins Vakuum

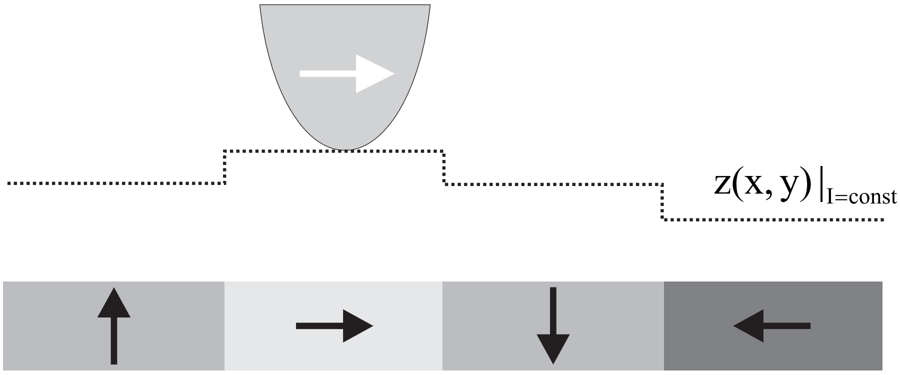

Abb. 2.10: Prinzipskizze zum Konstant-Strom-Modus der spinpolarisierten Rastertunnelmikroskopie dargestellt für eine positive effektive Spinpolarisation. Der Spitze-Probe-Abstand ist bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierung von Spitze und Probe erhöht und verringert sich bei antiparalleler Orientierung. Unterschiede der Probenmagnetisierung in der senkrechten Komponente bezüglich der Spitzenmagnetisierung werden nicht registriert.

(unabhängig vom Spinzustand) gilt dann:

$$\Delta z|_{max} = \frac{1}{2\kappa} \ln \left(\frac{1 + P^s \cdot \tilde{P}^p(U)}{1 - P^s \cdot \tilde{P}^p(U)} \right) \quad \text{mit} \qquad \kappa = \frac{\sqrt{2m\bar{\Phi}}}{\hbar} \ . \tag{2.34}$$

Mit realistischen Werten für die effektive Barrierenhöhe $\bar{\Phi} = 4$ eV und die effektive Polarisation des Tunnelübergangs $\tilde{P}^{sp} = P^s \cdot \tilde{P}^p \approx 0.2$ ergibt diese Abschätzung: $\Delta z|_{max} \approx 0.2$ Å. Solche Höhendifferenzen sind mit einem Rastertunnelmikroskop gut nachweisbar. Trotzdem wird der topographische Modus kaum genutzt, da er einen entscheidenden Nachteil besitzt. Die durch (2.34) bedingten Höhenvariationen sind nur schwer von der Topographie der Probe zu trennen. Dies gelingt nur dann, wenn ein atomar flacher Probenbereich vorliegt oder die magnetischen und strukturellen Eigenschaften der Probe genau bekannt sind [41, 74].

2.6.2 Spinpolarisierte Rastertunnelspektroskopie (SP-RTS)

Der spektroskopische Betriebsmodus ermöglicht die magnetische Information von der topographischen zu trennen [42]. Um die magnetische Struktur einer Probe abzubilden, wird die differentielle Leitfähigkeit ortsaufgelöst mittels einer dI/dU-Karte oder eines kompletten Spektroskopie-Feldes aufgenommen (s. Abschnitt 2.4). In dem betrachteten Modell ergibt sich die differentielle Leitfähigkeit zu:

$$\frac{dI}{dU}_{sp}(\vec{r_0}, U, \theta(\vec{r_0})) \quad \propto \quad \rho^s \rho^p(\vec{r_0}, E_F + eU) + m^s m^p(\vec{r_0}, E_F + eU) \cos\theta(\vec{r_0}) \quad \text{bzw.}$$

$$\frac{dI}{dU}_{sp}(\vec{r_0},U,\theta(\vec{r_0})) \quad \propto \quad \frac{dI}{dU}_{sg}(\vec{r_0},U) \cdot (1 + P^s P^p(\vec{r_0},E_F + eU) \cos\theta(x_0,y_0)) \quad . \tag{2.35}$$

Die differentielle Leitfähigkeit in einer spinpolarisierten Messung dI/dU_{sp} setzt sich also ebenfalls aus einem unpolarisierten (spingemittelten) Anteil dI/dU_{sg} und einem polarisierten Anteil zusammen. Der spektroskopische Modus hat aber gegenüber dem Konstant-Strom-Modus eine wesentlich höhere Empfindlichkeit, weil der magnetische Kontrast nicht mehr über die logarithmische Abhängigkeit des Spitze-Probe-Abstands vom Tunnelstrom erzielt wird, sondern unmittelbar durch die Variation des polarisierten Anteils der differentiellen Leitfähigkeit erreicht wird. Zusätzlich gehen in (2.35) keine energie-integrierten Größen ein, so dass gezielt eine Spannung U ausgewählt werden kann, bei der ein hohes Produkt $P^s P^p(\vec{r_0},E_F + eU)$ vorliegt [11].

Insbesondere ist auf einer elektronisch homogenen Oberfläche der spingemittelte Anteil dI/dU_{sg} sowie $P^p(\vec{r_0},E_F+eU)$ lateral konstant. Daher kann bei einer festen Spannung und konstantem Spitze-Probe-Abstand jegliche Signalvariation in dI/dU_{sp} direkt mit einer Änderung der lokalen Probenmagnetisierung $\vec{M}^p(\vec{r})$ über $\cos\theta(\vec{M}^s,\vec{M}^p)$ verbunden werden:

$$\frac{dI}{dU}_{sp}(U,x,y) = C(1 + P^{sp}\cos\theta(x,y)) \qquad \text{mit} \quad P^{sp} = P^s \cdot P^p(E_F + eU) \; . \tag{2.36}$$

Anhand der zugehörigen Topographie-Aufnahme zu einer dI/dU-Karte kann überprüft werden, ob der Spitze-Probe-Abstand lateral konstant ist oder z-Variationen vorliegen. Diese würden gegebenenfalls eine nachträgliche Normierung (vgl. Abschnitt 2.4) erfordern. Durch eine geeignete Wahl der Tunnelspannung U kann jedoch erreicht werden, dass die energie-integrierte Polarisation $\tilde{P}^{sp} = P^s \cdot \tilde{P}^p(U)$ sehr klein ist und dadurch Änderungen des Tunnelstroms, aufgrund $\tilde{P}^{sp}\cos\theta$ (vgl.(2.33)), zu vernachlässigbar kleinen Variationen des Spitze-Probe-Abstandes ($<$10 pm) führen [12].

Einen Vergleich zwischen dem topographischen und dem spektroskopischen Betriebsmodus zeigt Abb. 2.11. Die Messung erfolgte bei $T = 14$ K auf einem gestuften W(110)-Kristall, der in dem untersuchten Bereich mit einer Monolage Eisen (Fe) bedeckt ist. Es wurde eine Fe-beschichtete Spitze mit einer Magnetisierung $\vec{M}^s$ parallel zur Oberfläche (in-plane) verwendet. Die quasi 1D-Streifen der Fe-Monolage sind ferromagnetisch mit einer magnetisch leichten Achse entlang der $[1\bar{1}0]$-Richtung [75]. Ein Konstant-Strom-Bild (Topographie) ist in Abb. 2.11 a) dargestellt. Auf den atomar flachen Terrassen sind Adsorbate zu erkennen, jedoch keinerlei magnetischer Kontrast. Auch in Abb. 2.11 b), in welcher der Terrassenkontrast eliminiert wurde, ist ein magnetischer Kontrast nur schwach erkennbar (Höhenunterschied $\Delta z = 5$ pm, die gepunkteten Pfeile

[11] Analog zur Diskussion der unpolarisierten Rastertunnelspektroskopie sei angemerkt, dass die Spitzenzustandsdichte und Spinpolarisation generell Funktionen der Energie sind und speziell bei negativen Probenspannungen als spannungsabhängige Größen $\rho^s(E_F + e|U|)$, $P^s(E_F + e|U|)$ in das Signal eingehen. In diesem Fall sind natürlich auch die Integrale von (2.21) analog zu berücksichtigen.

[12] Dieselbe Argumentation gilt für einen Schnitt durch ein Spektroskopie-Feld. Der Spitze-Probe-Abstand wird durch die Stabilisierung bei I_0 und U_0 festgelegt, wodurch die energie-integrierte Polarisation $\tilde{P}^p(U_0)$ entscheidend ist.

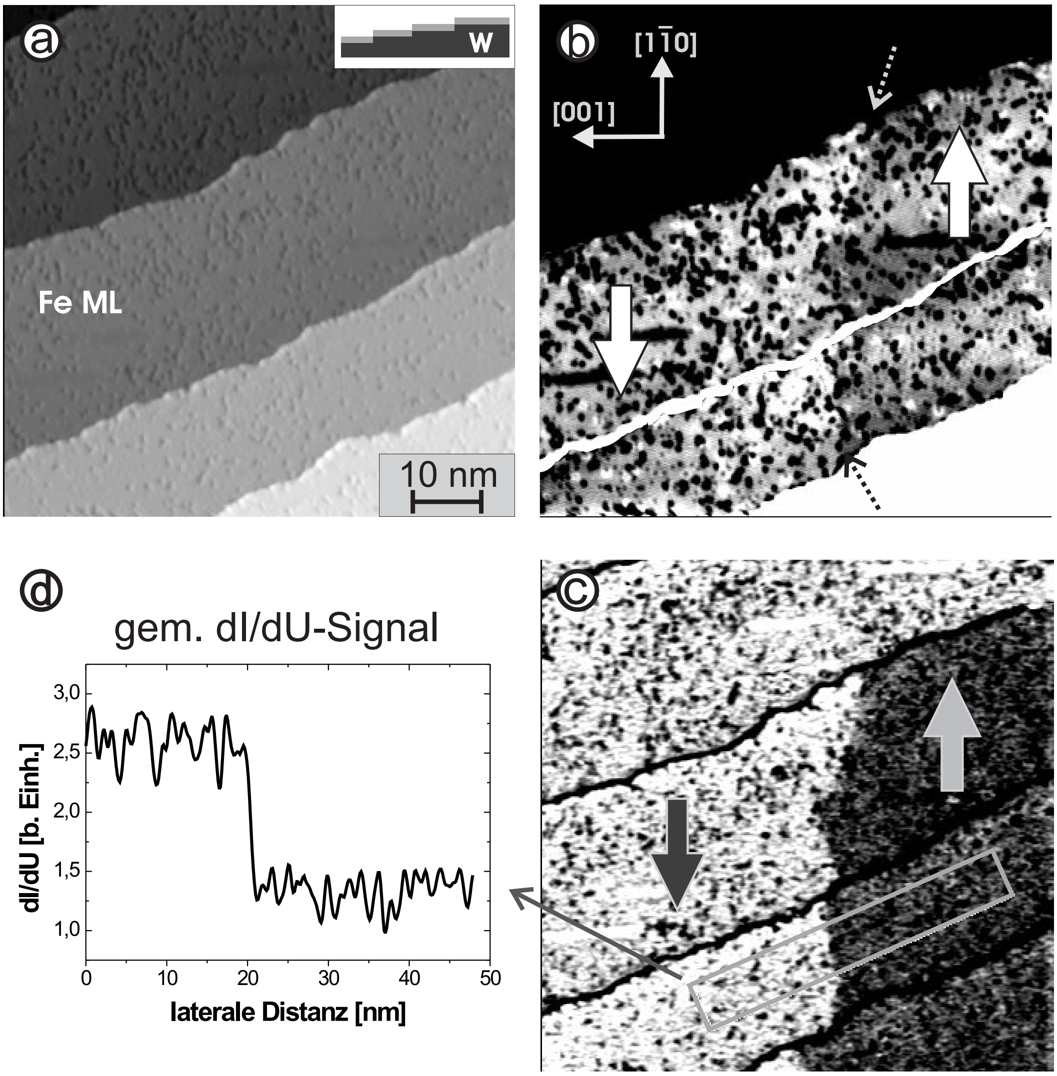

Abb. 2.11: Bereich: 1 ML Fe/W(110): (Die gesamte Bedeckung des strukturierten Fe-Films beträgt $\Theta = 6$ ML (vgl. Abb. 4.22).) $T = 14$ K, $I = 1$ nA, $U = -450$ mV, Fe-beschichtete Spitze mit in-plane Kontrast.
a) Konstant-Strom-Aufnahme (leicht differenziert dargestellt gemäß $z(x,y) + \alpha\nabla z(x,y)$). Inset: Skizze der gestuften W-Oberfläche bedeckt mit 1 ML Fe;
b) Konstant-Strom-Bild, in dem der Kontrast auf jeder Terrasse einzeln normiert wurde, so dass ein schwacher magnetischer Konstrast erkennbar ist. Dicke Pfeile symbolisieren die relative Ausrichtung der lokalen Probenmagnetisierung. Dünne Pfeile markieren eine Domänenwand.
c) mit b) simultan aufgenommene dI/dU-Karte.
d) Schnittlinie durch c) entlang des grauen Kastens.

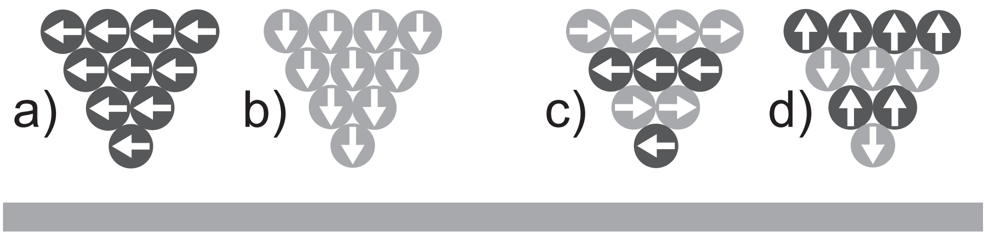

Abb. 2.12: Symbolische Spitzenmodelle: Ferromagnetische Spitzen mit a) in-plane und b) out-of-plane Spitzenmagnetisierung $\vec{M}^s$. Antiferromagnetische Spitzen mit c) in-plane Sensitivität und d) out-of-plane Sensitivität. Eine antiferromagnetische Spitze besitzt keine Nettomagnetisierung, jedoch eine lokale Spinpolarisation. Die Sensitivität der Spitze wird durch das lokale magnetische Moment $\vec{m}^s$ am letzten Spitzenatom bestimmt.

markieren eine Domänenwand). Demgegenüber wird der magnetische Kontrast in der dI/dU-Karte von Abb. 2.11 c) deutlich sichtbar. Aus dem Intensitätsunterschied von ca. 60% zwischen den unterschiedlichen Domänenbereichen lässt sich unmittelbar eine effektive Spinpolarisation $P^{sp}(-450\text{ mV})$ um 30% ableiten (s. Abb. 2.11 d)) [13]. Dieser Wert hängt natürlich sensitiv von der gewählten Tunnelspannung U ab und kann sogar sein Vorzeichen wechseln, wie in Abschnitt 4.5 gezeigt.

Die bisherigen Gleichungen und Beschreibungen der spinpolarisierten Rastertunnelmikroskopie bzw. -spektroskopie gingen von einer kollinearen Anordnung der Spins von Probe und Spitze aus. Experimentell und auch theoretisch ist diese Einschränkung nicht immer gegeben. Das betrachtete Modell gilt mit entsprechend erweiterten Ausdrücken dann auch für Oberflächen mit einer nicht-kollinearen Spinstruktur [72, 73]. Experimentell wurden einerseits antiferromagnetische Proben mit SP-RTM untersucht [45, 76] und andererseits antiferromagnetische Spitzen mit out-of-plane Sensitivität erfolgreich eingesetzt [43]. In dieser Arbeit wurden vornehmlich antiferromagnetische Spitzen verwendet. Diese haben den Vorteil, die Probe nicht durch ein Streufeld zu beeinflussen, da sich die einzelnen magnetischen Momente in der Summe aufheben, wodurch die Nettomagnetisierung verschwindet. Trotzdem ist eine Spinpolarisation am „letzten“ Atom der Spitze vorhanden, und diese ist entscheidend für den Tunnelprozess in SP-RTM/RTS (s. Abschnitt 2.1 bzw. 2.2). Das behandelte Modell und die angeführten Gleichungen sind somit auch gültig für antiferromagnetische Spitzen, wenn die Spitzenmagnetisierung $\vec{M}^s$ als lokales magnetisches Moment $\vec{m}^s$ des „vordersten“ Spitzenatoms interpretiert wird. Im Folgenden wird weiterhin der Begriff Spitzenmagnetisierung $\vec{M}^s$ verwendet, der im Fall antiferromagnetischer Spitzen durch $\vec{m}^s$ zu ersetzen ist. Ergänzend skizziert Abb. 2.12 stark vereinfachend die verschiedenen magnetischen Konfigurationen am Spitzenende.

[13] Da die Spitzenmagnetisierung nicht unbedingt kollinear zur Probenmagnetisierung in den Domänen liegen muss, ist 30% eine untere Grenze der effektiven Spinpolarisation $P^{sp}(-450\text{ mV})$; $(\cos\theta|_{max} \leq 1)$.

3 Aufbau einer UHV-RTM-Anlage für 300 mK und 14 T

3.1 Einführung

Dieser Teil der Arbeit beschreibt die neue Rastertunnelmikroskopie(RTM)-Anlage für zukünftige spektroskopische Messungen an niedrig-dimensionalen Halbleiter-Elektronensystemen sowie hybriden Metall/Halbleiter Strukturen. Die Anlage ist für einen Betrieb im Ultrahochvakuum bis hinab zu Temperaturen von 300 mK ausgelegt und enthält zusätzlich einen supraleitenden 14 T-Magnet. Der UHV-Bereich der Anlage umfasst drei Kammern *und* den ausheizbaren Innenbereich des ^{3}He-Verdampfungskryostaten. Prinzipiell ist damit ein Temperaturbereich von insgesamt vier Größenordnungen (0.3-300 K) für RTM-Messungen auf der selben Probe unter UHV-Bedingungen zugänglich. Der Aufbau dieser RTM-Anlage erfolgte in Zusammenarbeit mit J. Wiebe [77].

Als Motivation für die neue Apparatur diente einerseits eine mögliche Steigerung der Energieauflösung um den Faktor 10 gegenüber RTM-Anlagen, die bei 4 K arbeiten. Andererseits beinhaltet die Anlage die Option elektronische Systeme *lokal* untersuchen zu können, deren Wechselwirkungen erst bei sehr tiefen Temperaturen (<2 K) und gegebenenfalls hohen Magnetfeldern ($B > 10$ T) die Eigenschaften des Systems bestimmen. Für den zweiten Bereich sind Beispiele wie ein zweidimensionales Elektronensystem im Bereich des fraktionalen Quanten-Hall-Effekts [15], Schwere-Fermionen-Systeme [16] oder der p-Wellen Supraleiter Sr_2RuO_4 [18] zu nennen. Schließlich ist es häufig hilfreich möglichst wenige, im Idealfall einzelne, Elektronenzustände lokal und ortsaufgelöst zu spektroskopieren. Dies gilt im Besonderen für kritische Zustände von Quantenphasenübergängen, wie sie beispielsweise im Quanten-Hall-Bereich [6, 78, 79] oder bei Perkulationsübergängen [77, 80] auftreten. Es tragen jedoch stets alle elektronischen Zustände im Energieintervall der Energieauflösung zum spektroskopischen Signal bei. Daher wird eine hohe Energieauflösung, die nur bei sehr tiefen Messtemperaturen erreicht wird, benötigt (s. Abschnitt 2.5).

Die tatsächliche Energieauflösung im spektroskopischen Betriebsmodus wird nicht nur durch die Temperaturverbreiterung der Fermiverteilung limitiert, sondern auch durch die Stabilität der Messapparatur. Um dies zu sehen, muss der Einfluss von der für die Messung der differentiellen Leitfähigkeit mittels Lock-In-Technik notwendigen Modulationsspannung U_{mod}^{eff}, die der angelegten Tunnelspannung überlagert wird, abgeschätzt werden. Es ergibt sich [81]:

$$\Delta E = \sqrt{\Delta E_{therm}^2 + \Delta E_{syst}^2} = \sqrt{(3k_bT)^2 + (2.5eU_{mod}^{eff})^2} \quad . \tag{3.1}$$

Der thermische Beitrag in (3.1) wurde bereits in Abschnitt 2.5 hergeleitet. Er reduziert sich von $\Delta E_{therm} \approx 1$ meV bei einer Messtemperatur von 4 K auf einen Wert $\Delta E_{therm} \approx 75$ μeV bei $T = 300$ mK [1]. Um dieser idealen Energieauflösung möglichst nahe zu kommen, müssen nach (3.1) sehr kleine Modulationsspannungen verwendet werden. Das eigentliche Messsignal verliert dadurch gegenüber dem generellen Rauschniveau an Intensität. Damit die Zeitkonstanten in der Mittelung der Lock-In-Technik für ein akzeptables Signal-zu-Rausch-Verhältnis nicht zu stark ansteigen, müssen einstrahlende elektrische und magnetische Störsignale sowie das elektronische Rauschniveau der Vorverstärkerschaltung stark minimiert werden. Dies ist ebenfalls notwendig, um die Tunnelspannung U am Tunnelübergang hinreichend genau festzulegen. Desweiteren wird eine sehr hohe mechanische Stabilität am Tunnelübergang benötigt, da Variationen im Spitze-Probe-Abstand ebenfalls zu einem Tunnelstrom-Rauschen führen. Außerdem muss die Einkopplung hochfrequenter Störsignale in den Zuleitungen zum Tunnelübergang minimiert werden, um die Elektronentemperatur von Probe und Spitze tatsächlich auf die Kristalltemperatur abzusenken. Zusammengefasst bedeutet dies: eine hohe Engergieauflösung wird erst durch eine hervorragende elektronische Rauschunterdrückung und eine besonders effektive Vibrationsisolation des Tunnelübergangs ermöglicht.

Die folgenden Abschnitte beschreiben den eingeschlagenen Weg, um diese optimalen Bedingungen für die neue Anlage zu realisieren, wobei insbesondere die Kombination von tiefen Temperaturen, Ultrahochvakuum, hohen Magnetfeldern und Rastersondenmikroskopie (RSM) einige Schwierigkeiten mit sich bringt. Es wird zunächst ein Vergleich mit bestehenden Subkelvin-RSM-Anlagen [2] skizziert und das Gesamtkonzept der Anlage vorgestellt. Daran anschließende Unterkapitel beschreiben einzelne Systemkomponenten im Detail und der letzte Abschnitt beinhaltet Testmessungen der Anlage bei einer Basistemperatur von 315 mK.

3.2 Vergleich mit bestehenden Subkelvin-RTM-Anlagen

Gegenwärtig sind einige UHV-RTM-Anlagen mit Magnetfeld und einer Basistemperatur im Bereich von 4-12 K bekannt, die eine genügend hohe Stabilität besitzen, um die Grenzen der Energieauflösung zu erreichen (siehe. z. B. [82]). In diesen RTM- oder allgemeiner RSM-Anlagen besteht zwischen dem Mikroskop als Messkopf und dem ^{4}He-Bad im Dewar eines Badkryostaten eine thermische Verbindung, meistens über Metallkontakte. Dagegen findet man in der Literatur, immerhin schon 20 Jahre nach Entwicklung

[1] Der thermische Beitrag zur Energieauflösung ist dabei abhängig von der Temperatur der RTM-Probe und der Temperatur der RTM-Spitze.

[2] Die meisten dieser Rastersondenmikroskopie-Anlagen sind Rastertunnelmikroskopie-Anlagen.

des Rastertunnelmikroskops durch BINNIG und ROHRER (1981), nur vereinzelt Angaben über stabil laufende Subkelvin-RSM-Anlagen [83–93]. Für diese Anlagen besteht das Hauptproblem in der geschickten Kombination von Rastersondenmikroskopie als extrem vibrationsanfälliger Messmethode mit den gegenüber 4 K-Anlagen aufwendigeren Kühlverfahren. Meistens sind diese nämlich auf externe mechanische Pumpen angewiesen. In den aus der Literatur bekannten Subkelvin-RSM-Anlagen wird zum Abkühlen entweder ein ^{3}He-Verdampfungskryostat oder ein ^{3}He/^{4}He-Verdünnungskryostat eingesetzt.

Die Kühlung wird im erstgenannten Verfahren durch Pumpen an der Oberfläche eines ^{3}He-Kondensats erzielt. Mit erträglichem Aufwand lassen sich Basistemperaturen von 240-260 mK erreichen, wobei die Kühlleistung in der Praxis immerhin noch ungefähr 0.1 mW bei $T \approx 0.3$ K beträgt [94]. Die tatsächliche Endtemperatur am Experiment wird durch das Gleichgewicht zwischen Kühlleistung und Wärmeeintrag von „außen“ bestimmt. Dieses sogenannte „Wärmeleck“ setzt sich aus Strahlungswärme, Wärmeleitung über Verbindungskomponenten sowie in elektrischen Zuleitungen und der Wärmemenge, die durch das Experiment selbst verursacht wird, zusammen.
Im ^{3}He/^{4}He-Verdünnungskryostat basiert die Kühlung auf der Diffusion von ^{3}He-Atomen aus einer konzentrierten, fast ausschließlich aus ^{3}He bestehenden, Phase (^{3}He $\approx$100 %) in eine schwerere, sehr verdünnte ^{3}He/^{4}He-Phase (^{3}He 6.5 %, ^{4}He 93.5 %) [3]. Da die ^{3}He-Atome in der ^{3}He-reichen Phase eine geringere Entropie haben als die Atome des ^{3}He-„Gases“ in ^{4}He, wird das Gemisch ähnlich einem „Verdampfungs“-Prozess abgekühlt. Der Kühlprozess wird durch einen komplizierten, kontinuierlichen Kreislauf von ^{3}He ständig aufrecht erhalten [94]. Standardmäßig lassen sich mit diesem Verfahren Temperaturen von 20 mK erreichen [94].

Möchte man auf atomarer Skala quantitative hochauflösende Untersuchungen im spektroskopischen Betriebsmodus durchführen, so müssen hierfür die Oberflächen atomar sauber, also frei von Adsorbaten sein. Dies ist nur möglich, wenn sich das Mikroskop in einer von der Kryoflüssigkeit separaten Vakuumkammer mit einem Druck $p < 10^{-10}$ mbar befindet. Subkelvin-RSM-Anlagen, in denen das Mikroskop direkt im Behälter des ^{3}He-Kondensats (^{3}He-Topf) [86–88] oder in der Mischkammer des ^{3}He/^{4}He-Verdünnungskryostaten [89–91] untergebracht ist, erfüllen diese Voraussetzung nicht. Andererseits haben sie den Vorteil, dass auf einfache Weise eine gute thermische Ankopplung des Mikroskops an das Kryomittel realisiert wird. Beispielsweise wird in Ref. [89] eine sehr niedrige Basistemperatur für ein Rasterkraftmikroskop von 20 mK angegeben. Es entsteht dabei ebenfalls ein gutes thermisches Gleichgewicht zwischen den Komponenten des Mikroskops und insbesondere zwischen Sonde und Probe. Dieses thermische Gleichgewicht ist wiederum für eine hohe Energieauflösung und eine möglichst geringe thermische Drift [4] erstrebenswert.

[3]Die ^{3}He-Atome unterliegen der Fermistatistik, weshalb ihre kinetische Energie mit ihrer Anzahldichte zunimmt und dadurch die effektive Bindungsenergie an die schwereren ^{4}He-Atome abgesenkt wird. Bei einem ^{3}He-Anteil von 6.5 % ist die Bindungsenergie für $T \to 0$ so gering, dass keine weiteren ^{3}He-Atome in ^{4}He gelöst werden und die Ausbildung von zwei getrennten Phasen energetisch günstiger ist. Die maximale Löslichkeit von ^{3}He in ^{4}He sinkt mit fallender Temperatur, wodurch beim Abkühlen des ^{3}He/^{4}He-Systems eine Entmischung auftritt.

[4]Durch thermische Ausdehnung mechanischer Komponenten verursachte Drift zwischen Spitze und

In der Mehrheit der anderen Subkelvin-RSM-Anlagen [84, 85, 92, 93] ist ein RTM in einer Vakuumkammer montiert. Diese Kammer wird zuerst auf einen Vordruck von $p \approx 10^{-6} - 10^{-7}$ mbar abgepumpt und anschließend mit einem ^{4}He-Bad vorgekühlt. Das ^{4}He-Bad übernimmt später die Funktion eines effektiven Wärmestrahlungsschildes. Beim Abkühlen auf ca. 4 K entsteht in der Vakuumkammer durch den Kryopumpeffekt ein hervorragendes Vakuum von $p < 10^{-12}$ mbar, weil alle Restgase an den kalten Innenflächen adsorbieren. Obwohl nun ein sehr gutes Vakuum herrscht, bleibt das Problem bestehen, dass Bestandteile des Restgases sich auch auf der Probenoberfläche niederschlagen, wenn diese zuvor in das Mikroskop eingebaut wurde. Diese Problematik lässt sich auch dann nicht (vollständig) beseitigen, wenn Proben nachträglich durch Transferverbindungen in das Mikroskop eingebracht werden, da das kryogene Vakuum nicht im oberen, wärmeren Bereich des Kryostaten existiert [5] und deshalb Oberflächen auf dem Weg ins kryogene Vakuum kontaminiert werden oder schon vorher von einem dünnen Wasserfilm oder einer Adsorbatschicht bedeckt sind.

Eine Kontamination der Probe kann umgangen werden, wenn die zu untersuchende Oberfläche erst im kryogenen Vakuum präpariert wird, beispielsweise durch Spalten eines Volumen-Einkristalls. Diese Methode wird sehr erfolgreich in einer von S.H. Pan et al. aufgebauten und hoch optimierten 300 mK-Anlage mit 7 T-Magnet (Energieauflösung $\Delta E < 100\mu eV$) [84] zur Untersuchung von Hochtemperatur-Supraleitern angewandt [6]. Allerdings kann man eben nur solche Oberflächen untersuchen, die sich durch eine Präparation im kryogenen Vakuum erzeugen lassen. Ein weiterer grundsätzlicher Nachteil dieser Anlagen, der sich gerade auch bei der Untersuchung von Hochtemperatur-Supraleitern bemerkbar macht, besteht in einer Limitierung der Messtemperatur auf ungefähr 20 K [7]. Bei höheren Temperaturen lösen sich zunehmend die schwach gebundenen Adsorbate (H_2, N_2, Argon usw.) von den Komponenten innerhalb der Vakuumkammer und speziell in der Umgebung eines Heizers. Diese adsorbieren teilweise wieder auf der Probenoberfläche, wodurch die extrem sauberen Verhältnisse zerstört werden. Für etliche Phänomene ist jedoch die Temperatur ein wichtiger Parameter zur eindeutigen Identifikation (Kondo-Effekt, [95]) und zum Verständnis der zugrunde liegenden Wechselwirkungen, weshalb ein weiter Parameterbereich diesbezüglich wünschenswert ist. Ferner ist generell ein insitu Spitzenwechsel in einer Tieftemperatur-RTM-Anlage von großem Nutzen, um gegegebenfalls zeitaufwendige Aufwärm- und Einkühlphasen

Probe. Sie ist generell in Tieftemperatur-RTM-Anlagen wesentlich geringer als in Raumtemperatur-RTM-Anlagen.

[5] In den Standardkryostaten bestehen Verbindungen zwischen der Vakuumkammer im ^{4}He-Bad und einem oberen Deckelflansch des Kryostaten mit Anschlüssen für Pumpleitungen, evtl. Transfermechanismen für Proben und elektrischen Durchführungen aus Edelstahlrohren. Aufgrund der geringen Wärmeleitung von Edelstahl wird der Wärmeeintrag nach unten minimiert, aber es liegt ebenso ein hoher Temperaturunterschied zwischen Vakuumkammer und den oberen Rohrabschnitten vor.

[6] Die RTM-Spitzen werden in dieser Anlage insitu durch eine langwierige Feldemission auf der Oberfläche eines leicht kontaminierten Goldfilms präpariert.

[7] Einige Hochtemperatur-Supraleiter zeigen interessante räumliche Inhomogenitäten der für die Supraleitung charakteristischen Bandlücke der Quasiteilchen-Zustandsdichte [23] und auch einen Temperaturbereich mit einem sogenannten Pseudo-Gap oberhalb der Sprungtemperatur, deren Ursache noch nicht vollständig geklärt ist [24].

einzusparen (mehrere Tage). Damit der fragile Röhrenscanner nicht beschädigt wird, ist hierfür ein zuverlässiger und kräftefreier Mechanismus notwendig. In solchen Anlagen kommt erschwerend hinzu, dass ein Austausch der RTM-Spitze ohne Sichtkontakt zum Mikroskop in der Vakuumkammer erfolgen müsste. Meines Wissens ist ein RTM-Spitzenwechselmechanismus in keiner der oben genannten Anlagen implementiert.

Viele physikalisch interessante Effekte zeigen sich an heterogenen Systemen, die mit der lokalen Methode der (spinpolarisierten) Rastertunnelspektroskopie gezielt an einzelnen Strukturen sowie deren Grenzflächen oder an einzelnen Atomen und Molekülen untersucht werden können. Diese Probensysteme verlangen jedoch eine aufwendige Präparation mittels Ionensputtern, Tempern, Molekularstrahlepitaxie (MBE) oder Gaseinlass über Feindosierventile. Diese werden in ausheizbaren großräumigen UHV-Kammern durchgeführt. Damit nun die Probe nicht auf dem Weg zur Messposition im Tieftemperatur-RTM kontaminiert, muss ein geschlossener UHV-Bereich, der die Messposition im Kryostaten *und* die Präparationsstellen umfasst, existieren. Die einzige Subkelvin-RTM-Anlage, die bisher mit diesem Konzept funktioniert, steht in Genf und wurde von M. Kugler et. al. aufgebaut [83] [8]. Dabei entspricht der in Genf verwendete ^{3}He-Verdampfungskryostat mit 14 T-Magnet einem Vorläufer-Modell des Kryostaten der hier beschriebenen Anlage. Das dortige RTM hängt an einer dünnen Spiralfeder am ^{3}He-Topf, der sich im Tieftemperatur-UHV-Bereich des Kryostaten befindet, und die thermische Ankopplung des RTM erfolgt über die elektrischen Zuleitungen (Basistemperatur $\approx$ 300 mK). Das RTM kann zum Spitzen- und Probenwechsel ohne Verlassen des UHV aus dem Tieftemperatur-Bereich der Anlage nach unten in eine Raumtemperatur-UHV-Kammer verfahren werden.

Allgemein bereitet die Auslegung des Tieftemperatur-Bereichs eines Subkelvin-Kryostaten für „wahre" UHV-Bedingungen in der Neuentwicklung von Kryostatsystemen die größten Schwierigkeiten. Die routinemäßigen Kühlverfahren müssen dabei mit den neuen Anforderungen bezüglich der Materialauswahl und dem meistens höheren Wärmeeintrag verheiratet werden. Hierfür hat sich bisher noch kein Standard-Design durchgesetzt. In Ref. [96] wird bereits ein Konzept für eine UHV-Subkelvin-RTM-Anlage mit 6 T-Magnet in einem ^{3}He/^{4}He-Verdünnungskryostat beschrieben, wobei die angestrebte Endtemperatur um 20 mK liegt.

3.3 Gesamtkonzept der Anlage

Der von Oxford Instruments [97] ausgelieferte ^{3}He-Verdampfungskryostat mit 14 T-Magnet stellt die zentrale Komponente des neu aufgebauten Gesamtsystems dar. Der Unterschied zum Vorläufer-Modell der Genfer Anlage [83] besteht in einem ausheizbaren

[8] Der Aufbau einer weiteren Subkelvin-UHV-RTM-Anlage wurde erst kürzlich im IBM Forschungslabor Almaden (USA, San Jose) fertiggestellt. In dieser Anlage wird ein Kühlprozess mit einem kontinuierlichen Kreislauf von ^{3}He, das mithilfe des Joule-Thompson-Effekts verflüssigt wird, eingesetzt. Am Mikroskop wird eine Basistemperatur von ungefähr 0.5 K erreicht (A. Heinrich, Vortrag Universität Hamburg, 2002). In der Literatur ist noch kein Bericht über die Anlage veröffentlicht.

Innenbereich (bis 150 °C) des Kryostaten, in dem sich das gesamte ^{3}He-Kühlsystem und das RTM befindet. Auf diese Erweiterung wurde besonderen Wert gelegt, da befürchtet wurde, dass beim Absenken des RTMs aus dem Tieftemperatur(TT)-Bereich in den Raumtemperatur(RT)-UHV-Bereich festgefrorene Bestandteile des Restgases desorbieren und auf der präparierten Probenoberfläche adsorbieren. Typischerweise beobachtet man einen Druckanstieg von 1-2 Größenordnungen, wenn sich komplizierte Teile im UHV bewegen. Dieser ist erhöht, falls die beweglichen Komponenten mit niedergeschlagenen Adsobaten bedeckt sind. Durch das Ausheizen soll die Zahl der Adsorbate minimiert werden, wie in einer 4 K-UHV-RTM-Anlage [82] bereits erprobt. Mit der angesprochenen Erweiterung werden RTM-Messungen auch im oberen Temperaturbereich (bis 300 K) unter UHV-Bedingungen möglich. Folglich mussten alle Teile des ^{3}He-Kryostateinsatzes und des RTM aus Materialen mit einem niedrigen Dampfdruck aufgebaut werden. Desweiteren mussten folgende Materialeinschränkungen und Anforderungen an den ^{3}He-Kryostateinsatz sowie das RTM berücksichtigt werden.

Die Magnetbohrung des 14 T-Magneten hat nur einen Durchmesser von 80 mm, wodurch der verfügbare Platz im UHV-Bereich für den ^{3}He-Kryostateinsatz mit RTM stark limitiert wird. Natürlich müssen aufgrund der hohen Felder alle Bestandteile des ^{3}He-Systems und des RTMs aus unmagnetischen Materialen aufgebaut sein. Um eine möglichst geringe Basistemperatur am Mikroskop speziell an der RTM-Spitze und Probe zu erreichen, kommen für die thermische Verbindung zum ^{3}He-Topf nur Materialen mit einer hohen thermischen Leitfähigkeit in Frage. Bei Materialkombinationen speziell im RTM muss darauf geachtet werden, dass die einzelnen Komponenten in ihren Ausdehnungskoeffizienten nicht zu stark differieren, weil sonst über den weiten Temperaturbereich (inklusive Ausheizen 0.3-430 K) hohe mechanische Spannungen auftreten und diese zu Brüchen und sogar Lecks im He-System führen können. Zusätzlich müssen die verbleibenden Materialen noch einigermaßen maschinell zu bearbeiten sein, damit auch filigrane Teile hergestellt werden können. Schließlich darf nicht außer Acht gelassen werden, dass nicht nur die einzelnen Bauteile die Anforderungen erfüllen, sondern dass der gesamte ^{3}He-Kryostateinsatz mit Kabelbaum und RTM als Einheit ausheizbar sein muss. Das bedeutet wiederum, dass sämtliche Zusammenführungen von Bauteilen im Kühlsystem, Befestigungsmethoden, Kabelummantelungen, Heizer, Temperatursensoren und Klebverbindungen den Bedingungen genügen müssen.

Diese Auflistung verdeutlicht, dass die eigentliche Herausforderung im Aufbau einer UHV-Subkelvin-RTM-Anlage mit hohem Magnetfeld erst durch die Kombination der verschiedenen Einschränkungen zustande kommt und diese unter Berücksichtigung der hohen Vibrationsanfälligkeit des RTMs erfüllt werden müssen. Darüberhinaus wird die Vibrationsanfälligkeit durch die hohe Güte von mechanischen Resonatoren bei tiefen Temperaturen und im UHV drastisch verstärkt. Typische den RTM-Betrieb störende mechanische Vibrationen liegen vorwiegend im Bereich von 0.1-1000 Hz. Ihre Ursachen sind Gebäudeschwingungen, mechanische Pumpen, Motoren, Trittschall und akustische Anregungen. Oftmals betragen dabei die Amplituden der Vibrationen des Fußbodens etwa 1 μm [98].

Betrachtet man in einem einfachen Modell das System von Rastereinheit mit RTM-

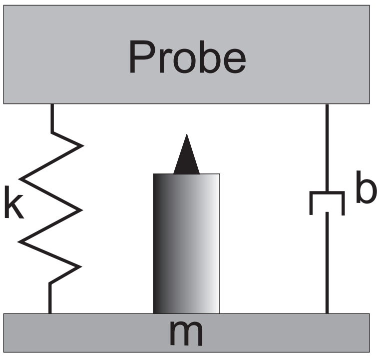

Abb. 3.1: Einfaches Modell des Rastertunnelmikroskops als harmonischer Oszillator mit der schwingenden Masse m sowie Federkonstante k und Dämpfungskonstante b.

Spitze gegenüber der RTM-Probe im Mikroskopkörper als harmonischen Oszillator, wie in Abb. 3.1 dargestellt, dann müssen mechanische Schwingungsamplituden geringer als die angestrebte z-Auflösung (< 5 ppm) sein. Mit Annahme eines kleinen Dämpfungskoeffizienten ($\gamma_{RTM} = b/m$) [9] und einer im Vergleich zur Störfrequenz w hohen Resonanzfrequenz w_{RTM} des Mikroskops gilt für die Transmission, d. h. für das Verhältnis von resultierender Relativbewegung von Spitze und Probe A_{RTM} als Antwort auf die einkoppelnde Schwingung mit Amplitude A_{ein} [99]:

$$T_1(w) = \frac{A_{RTM}}{A_{ein}} \approx \frac{w^2}{w_{RTM}^2} \qquad \text{für} \qquad w \ll w_{RTM} \qquad . \tag{3.2}$$

Anhand (3.2) erkennt man, dass störende Schwingungen schlechter einkoppeln, wenn das RTM möglichst hohe Resonanzfrequenzen besitzt. Es ergibt sich beispielsweise eine Reduzierung um zwei Größenordnungen für eine mechanische Störfrequenz von 100 Hz und einer Resonanzfrequenz des RTMs von 1 kHz. Dies reicht jedoch bei weitem nicht aus, um die externen Störungen auf die für hochauflösende Spektroskopie erforderliche Stabilität am Tunnelübergang zu minimieren. Deshalb werden verschiedene Dämpfungsstufen hintereinander benötigt, um die Amplituden der einkoppelnden Schwingungen schon vorher zu reduzieren. Die gesamte Transferfunktion ergibt sich als Produkt der einzelnen Stufen $T_{ges} = T_1 T_2 \cdots$. Es gilt dabei für die Transmission einer einzelnen Dämpfungseinheit mit einer sehr geringen Resonanzfrequenz w_D gegenüber der Störfrequenz w und für einen niedrigen Dämpfungskoeffizienten γ_D [99]:

$$T_D = T_i = \frac{A_{aus}}{A_{Labor}} \approx \frac{w_D^2}{w^2} \qquad \text{für} \qquad w \gg w_D \qquad . \tag{3.3}$$

[9] Die Annahme eines kleinen Dämpfungskoeffizienten ist gut gerechtfertigt, da üblicheweise möglichst harte, wenig dämpfende Materialien beim Mikroskopaufbau verwendet werden. Dabei nimmt die Steifigkeit der meisten Materialien mit abnehmender Temperatur zu.

A_{aus} bezeichnet die Schwingungsamplitude nach der Dämpfungseinheit. Eine immer größere Dämpfung γ_D führt in diesem Zusammenhang nicht unbedingt zu einem besseren Verhalten des Tunnelübergangs, da insbesondere hohe Frequenzen, auf die das RTM selbst sensibler ist, nicht so effektiv unterdrückt werden [10]. Daher wird eine niedrige Resonanzfrequenz des externen Dämpfungssystems bei moderater Dämpfung für eine besonders wirksame Dämpfung in Kombination mit einem kompakten RTM angestrebt. Zum Beispiel ergibt sich somit für *eine* Dämpfungsstufe mit einer Resonanzfrequenz von 1-10 Hz und typischen Resonanzfrequenzen eines kompakten RTMs zwischen 1-10 kHz eine Amplitudenreduzierung der niederfrequenten Störungen von: $T_1T_2 = A_{RTM}/A_{Labor} = w_D^2/w_{RTM}^2 \approx 10^{-4}$ bis 10^{-6}. Die eleganteste Methode besteht generell in der Vermeidung von Vibrationssquellen, sofern dies möglich ist.
Die in dieser Arbeit beschriebene Anlage enthält folgende Hauptansätze zur Minimierung von Vibrationen:

- Die Anlage steht im Kellergeschoss des Gebäudes auf einem 1.5 m Beton-Fundament.

- Das ^{3}He-Kühlsystem verwendet eine vibrationslose ^{3}He-Adsorptionspumpe und kann zusätzlich ohne externes Pumpen am 1 K-^{4}He-Topf bei $\approx$ 300 mK betrieben werden. Dadurch sind intrinsische Vibrationen des ^{3}He-Verdampfungskryostaten auf ein Minimum reduziert.

- Das RTM ist sehr kompakt und rigide aufgebaut, damit möglichst hohe Resonanzfrequenzen in der RTM-Einheit erzielt werden und einkoppelnde Schwingungen stark unterdrückt werden. Somit ist das RTM selbst schwer anregbar, und es kann auf eine interne Dämpfungsstufe verzichtet werden (wie z. B. in Ref. [84, 91]). Hieraus entsteht der Vorteil, dass eine gute thermische Ankopplung über eine massive Verbindung zum ^{3}He-Topf erreicht werden kann.

- Mechanische Schwingungen, die von außen in den Kryostaten einkoppeln, werden durch ein ausgefeiltes externes Dämpfungssystem stark reduziert und sämtliche für den Kryostatbetrieb (z. B. bei 14 T) erforderlichen mechanischen Pumpen sind in einem benachbarten Raum untergebracht. Die Pumpzuleitungen zum Kryostaten werden in der Wand mechanisch abgefangen.

Abb. 3.2 zeigt das Gesamtdesign der neu aufgebauten Anlage in einer maßstabsgetreuen 3D-CAD-Zeichnung. Die Anlage ist um den ^{3}He-Verdampfungskryostaten mit 14 T Magnet konzipiert. Dieser ruht in einer mit Quarzsand gefüllten Aluminiumtonne, die wiederum auf luftgefüllten Dämpfungsfüßen steht. Die Messposition des Tieftemperatur-Rastertunnelmikroskops (TT-RTM) befindet sich im ausheizbaren Innenbereich des Kryostaten. Zum Spitzen- und Probenwechsel kann das TT-RTM in die am Bodenflansch des Kryostaten angeflanschte UHV-Kammer (sog. Transferkammer) transferiert werden.

[10] Die Transferfunktion ist bei großer Dämpfung und $w_D < w$ nicht mehr quadratisch in w_D/w sondern nur noch linear [99].

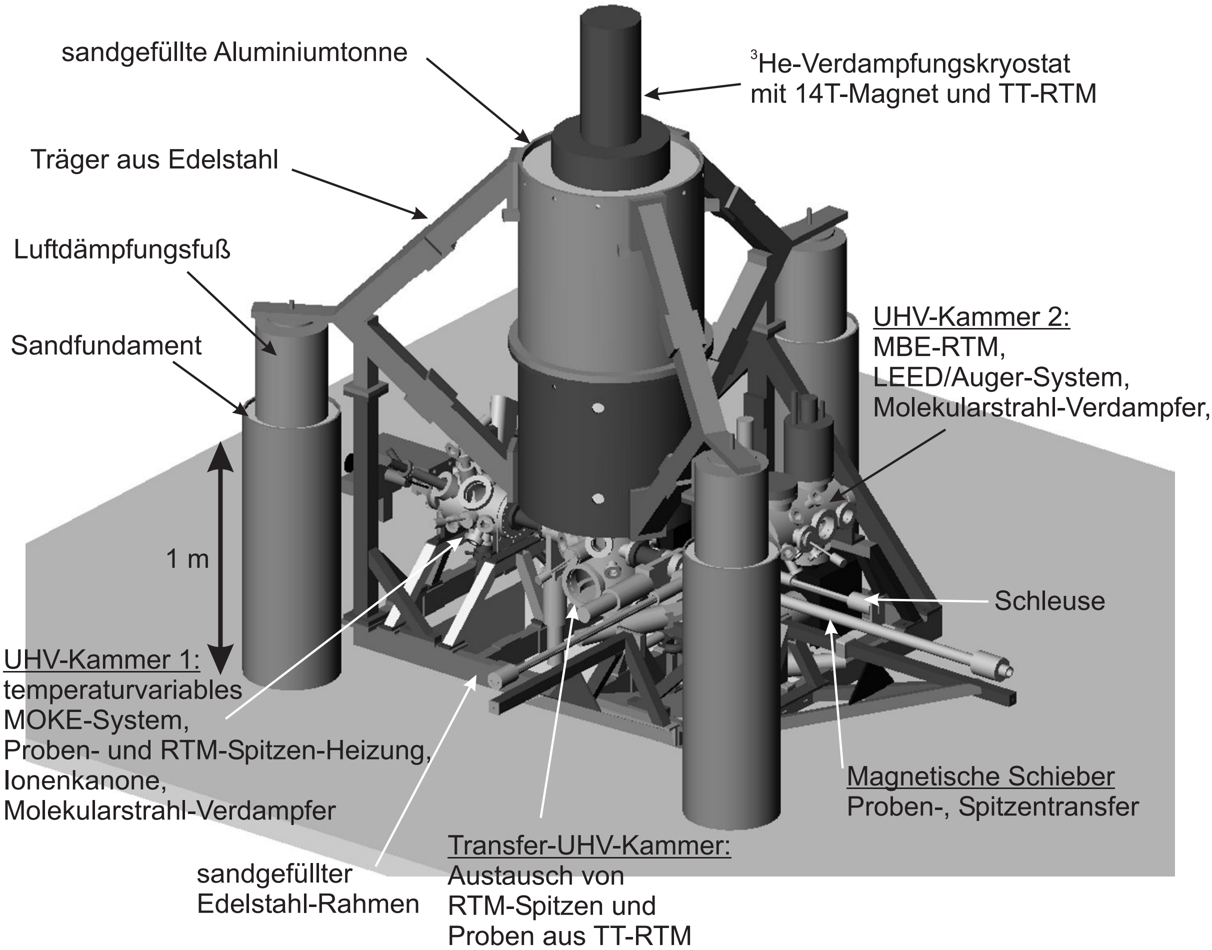

Abb. 3.2: Übersicht der gesamten 300mK-UHV-RTM Anlage in einer maßstabsgetreuen 3D-CAD-Zeichnung. Der ^{3}He-Verdampfungskryostat mit 14T-Magnet ist in der Aluminiumtonne von einer Quarzsand-Füllung umgeben. Innerhalb des Kryostaten befindet sich das Tieftemperatur-Rastertunnelmikroskop, das zum Austausch von RTM-Spitzen und Proben in die am Bodenflansch des Kryostaten angekoppelte Transferkammer abgesenkt werden kann. Die Transferkammer ist wiederum Teil eines insgesamt 3-Kammer UHV-Systems mit zahlreichen Komponenten zur insitu Präparation und Charakterisierung von Proben und Spitzen.

Die RTM-Proben und -Spitzen können dann zwischen den drei Kammern des RT-UHV-Systems übergeben werden. Die beiden Seitenkammern sind mit zahlreichen Komponenten und Methoden bestückt, um den Vorteil einer insitu Präparation und Charakterisierung auszunutzen. Abb. 3.3 zeigt den vorläufigen Aufbau für erste Testmessungen des TT-RTMs bei Basistemperatur. Das 3-Kammer UHV-System wurde schon vor Auslieferung des Kryostaten im endgültigen Gestellaufbau aufeinander abgestimmt und für RT-Messungen verwendet, so dass die beiden Seitenkammern problemlos in Zukunft wieder an die Transferkammer angedockt werden können.

Der anschließende Abschnitt 3.4 erklärt Designkriterien und das externe Dämpfungssystem der Anlage. In Abschnitt 3.5 wird der Kryostat sowie die Verbindung zwischen ^{3}He-Topf und TT-RTM detailliert beschrieben und in 3.6 der Aufbau des TT-RTMs wiedergegeben. Abschnitt 3.7 gibt einen Überblick über das RT-UHV-System der Anlage. Schließlich werden in 3.8 Messungen zur Charakterisierung des RTMs bei Raumtemperatur und bei Basistemperatur vorgestellt.

3.4 Externe Vibrationsisolierung

Die zuvor dargelegten Erläuterungen haben die Notwendigkeit einer aufwendigen externen Vibrationsisolierung deutlich gemacht. Der Standort der Anlage befindet sich im Kellergeschoss des Gebäudes, das grundsätzlich aufgrund der günstigsten Schwingungseigenschaften für den Aufbau einer RTM-Anlage prädestiniert ist. Unter dem Fußboden des Raumes befindet sich ein 1.5 m dickes Beton-Fundament. Das Design der gesamten Anlage richtete sich nach der Hauptkomponente des ^{3}He-Verdampfungskryostaten, dessen Ausmaße zu Beginn der Planung feststanden. Die drei Kammern des RT-UHV-Bereichs müssen unter dem Bodenflansch des Kryostaten aufgebaut werden, da dieser im Betrieb ein „Bottom-loading“-System mit dem nach unten absenkbaren RTM darstellt. Aufgrund der guten Erfahrung mit einer Sandlagerung des Bad-Kryostaten in einer UHV-4 K-RTM-Anlage der Arbeitsgruppe [82] [11], sollte diese Entkopplungsstufe ebenfalls in der neuen Anlage implementiert werden. Das gesamte System ruht auf drei pneumatischen Dämpfungsfüßen in ca. 1.7 m Höhe. Durch die 3-Punkt-Lagerung anstatt einer 4 Punkt-Lagerung erhält die gesamte Anlage eine bessere Standstabilität. Die hohen Auflagepunkte werden benötigt, damit der Drehpunkt oberhalb des Schwerpunkts der Anlage liegt, wodurch ein stabiles Gleichgewicht des passiv geregelten Dämpfungssystems erreicht wird [12]. Insgesamt sollte die Anlage inklusive RT-UHV-System einen möglichst kompakten und symmetrischen Aufbau erhalten. Die von der Aluminiumtonne ausgehenden Träger haben zueinander einen Winkel von jeweils 120 ° und sind gleich lang, so dass die Lagerpunkte auf den Luftdämpfungsfüßen ein gleichseitiges Dreieck bilden, in dessen Mitte die senkrechte Achse des Kryostaten verläuft. Die drei Kammern des RT-UHV-System sind in einer „L-Form“ angeordnet (siehe Abb. 3.15), was die Anlage

[11] Die guten Dämpfungseigenschaften von Sand wurden durch ein Gespräch mit M. Imlau (Universität Köln) über den Aufbau einer optischen Holographie-Anlage in einem Sandbett bestätigt.

[12] Der Schwerpunkt der Anlage liegt ungefähr am Boden der Aluminiumtonne.

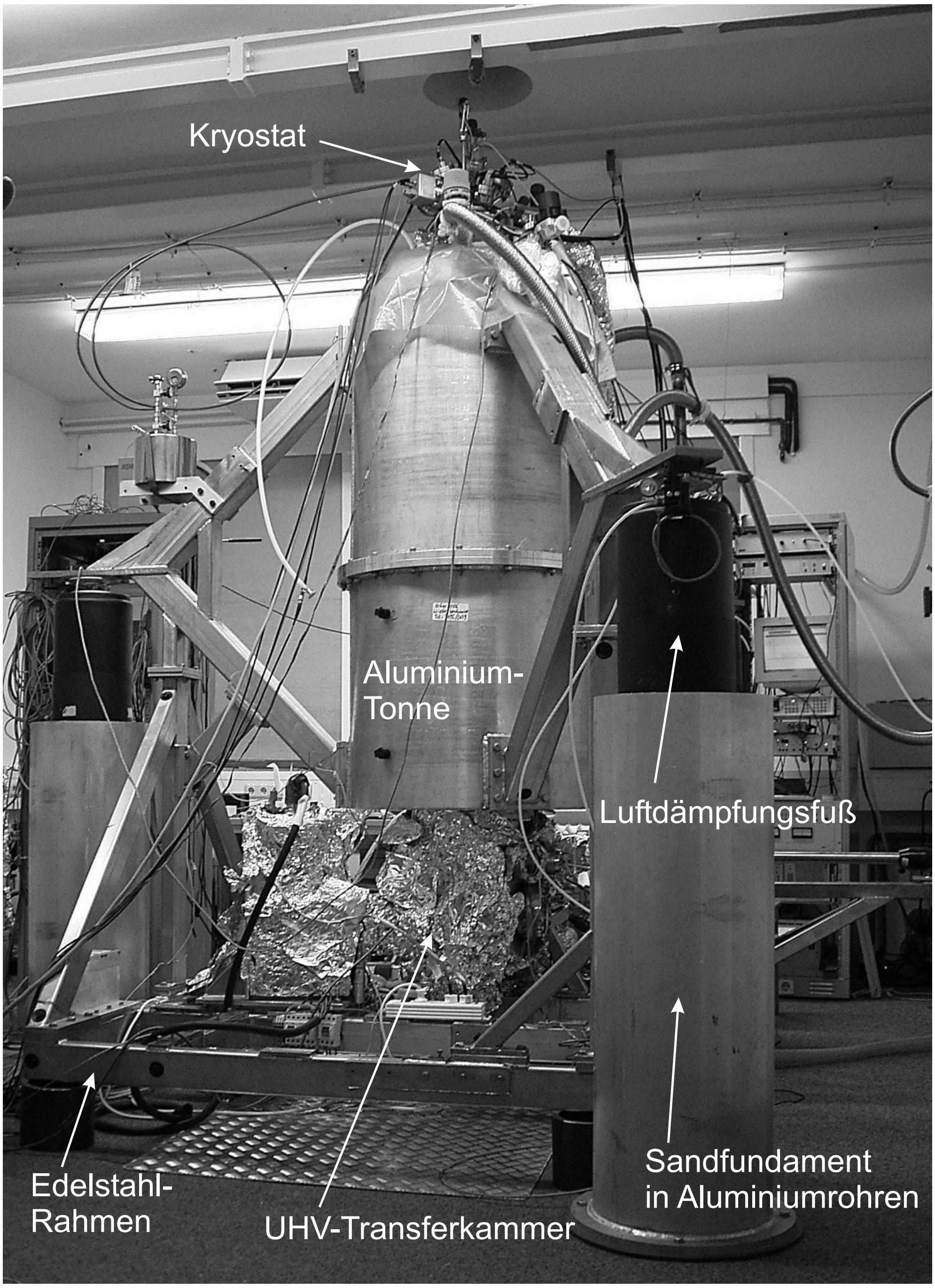

Abb. 3.3: Foto der aufgebauten Anlage für vorläufige Testmessungen bei Basistemperatur. Die beiden Seitenkammern sind zu diesem Zweck noch nicht wie in einem vorherigen Stadium mit der Transferkammer verbunden (s. Abb. 3.16). Die Transferkammer befindet sich unter der Aluminiumtonne und ist an den UHV-Bereich des Kryostaten angekoppelt. Der obere Teil des Kryostaten mit elektrischen Durchführungen, Pumpzuleitungen und Durchlassrohren für Kühlflüssigkeiten ist über der Aluminiumtonne zu erkennen. (Der Markierungspfeil endet am Vorverstärker für den Tunnelstrom des RTM.) Die gesamte Anlage ruht auf drei Luftdämpfungsfüßen, die auf einem Sandfundament in Aluminiumrohren stehen, und hat keine direkte Verbindung zum Fußboden.

im Vergleich zu einer linearen Anordnung kompakter macht. Somit fällt insbesondere der rechte Magnetschieber in Abb. 3.2 und dessen Halterung erheblich kürzer aus, wodurch wiederum Schwingungen schlechter in den horizontalen Stab einkoppeln können. Zudem ist durch diesen Aufbau das Gewicht des RT-UHV-Systems mit Ionenzerstäuberpumpen stärker unter dem Kryostaten konzentriert.

Das dreistufige Dämpfungssystem, das den Kryostaten vom Fußboden entkoppelt, hat folgenden Aufbau. Als innerste Stufe ist der Kryostat in der Aluminiumtonne in Sand gelagert (s. Abb. 3.2, Abb. 3.6), wodurch ebenfalls eine effektive akustische Abschirmung entsteht. Die zweite Stufe bilden die drei Luftdämpfungsfüße [100] mit einer Resonanzfrequenz von 1 Hz. Auf sie wird das Gesamtgewicht der Anlage von 2.5 t mit den von der Aluminiumtonne ausgehenden Edelstahl-Trägern übertragen. Dadurch, dass dieses Gesamtgewicht der maximalen Belastbarkeit (max. 2.7 t) der Füße relativ nahe kommt, werden Vibrationen des Fußbodens oberhalb einiger Herz besonders wirksam reduziert (vertikale Transmission $T(10\ \text{Hz}) = 0.01$). Ferner ist die gesamte Anlage durch ihre hohe Masse schwer anregbar. Als dritter Stufe stehen die drei Luftdämpfungsfüße ihrerseits auf Aluminiumplatten (ø 370 mm) getragen von einer 1 m hohen Sandsäule in Aluminiumrohren (s. Abb. 3.3). Die Anlage besitzt daher ein separates Sand-Fundament. Dies belegen nahezu identische Ergebnisse von Schwingungsmessungen, die im Vergleich an dieser Anlage und der Anlage in Ref. [82] mit einem separaten, vom Kellergeschoss abgekoppelten Beton-Fundament, durchgeführt wurden.
Zuvor haben ausführliche Tests zur Langzeitstabilität eines Sand-Fundaments ergeben, dass an den 1 m hohen Sandsäulen in den Aluminiumrohren vor der Belastung unbedingt stark gerüttelt und geklopft werden muss, wodurch sich der Quarzsand um bis zu 100 mm setzt. Danach konnte bei einer statischen Belastung der drei Säulen mit ca. 1.5-1.9 t für einen Zeitraum von 1.5 Jahren kein „Absacken“ der Anlage festgestellt werden (< 2 mm) und wird auch bei maximaler Belastung mit 2.5 t nicht erwartet [13].

3.4.1 Das Gestell der Anlage

Das beschriebene Dämpfungssystem führt zu einer guten Vibrationsisolierung, falls das Gestell selbst, als Teil nach der Dämpfungsstufe der Luftdämpfungsfüße, nur schwer zu Schwingungen anregbar ist und propagierender Schall in den Komponenten des Gestells nicht auf den Kryostaten übertragen wird. Das konkrete Design des gesamten Gestells wurde in Kooperation mit E. Gross (T.U. Harburg [14]) nach den Anforderungen eines stabilen, rigiden Rahmens unter Gewährleistung des Platzbedarfs für die RT-UHV-Anlage optimiert. Hierzu wurden insbesondere finite-Elemente-Rechnungen zu auftretenden Spannungen im Material und Schwingungsanalysen der Aluminiumtonne durchgeführt. Wegen des relativ hohen Streufeldes ($\approx$ 50 mT) des 14 T-Magneten im unteren Bereich der Sandtonne, musste diese aus einer unmagnetischen Aluminium-Mangan-Legierung mit hoher Materialstabilität hergestellt werden. Auf dem Boden der Tonne lastet ein Gewicht von ca. 1 t, das sich aus dem Gewicht des Kryostaten ($\approx$ 500 kg)

[13] Die Druckbelastung des Sandbetts unter dem Kryostaten ist wesentlich geringer.
[14] Lehrstuhl: Mechanik I, spezialisiert auf mechanische Schwingungsanalysen und Schalldämpfung.

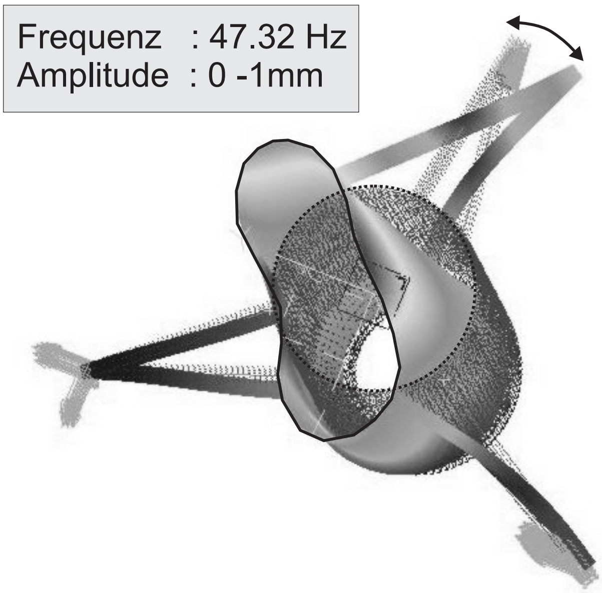

Abb. 3.4: Niedrigste Eigenschwingung ($f \approx 47$ Hz) der Aluminiumtonne bei massiver Anregung am äußeren Ende eines Edelstahl-Trägers (Pfeil) nach finite-Elemente-Rechnung (E. Gross, T.U. Harburg). Der Boden der Aluminiumtonne ist in der Rechnung entsprechend der Masse von Kryostat (≈ 500 kg) und Quarzsand-Bett mit insgesamt 1 t belastet. Die Verformung ist nicht maßstabsgetreu dargestellt. Maximale Amplitude: 1 mm.

und der Quarzsand-Füllung (≈ 500 kg) zusammensetzt. Es zeigte sich in den Berechnungen, dass die Aluminiumtonne mit den drei seitlichen Edelstahl-Trägern ein weitgehend sich selbst stabilisierendes System darstellt, welches nur schwer anregbar ist. In Abb. 3.4 ist die niedrigste Eigenmode dieses Gestellabschnitts in einer Ansicht von schräg oben dargestellt. Die Belastung des Bodens der Aluminiumtonne mit 1 t wurde in der Rechnung berücksichtigt. Die relativ große Amplitude der Verformung (bis zu 1 mm), die in Abb. 3.4 übertrieben dargestellt ist, wird durch die sehr stark gewählte Anregung am Ende eines der Edelstahl-Träger bewirkt. Dennoch wurde aufgrund dieser Resultate die Wandstärke der Tonne von 10 mm auf endgültig 15 mm erhöht, ein weiterer Stabilisierungsring mit einer Breite von 40 mm für den oberen Tonnenrand angefertigt und weitere Querverstrebungen in die einzelnen Edelstahl-Träger eingezogen, um die Resonanzfrequenz zu erhöhen und diesen Abschnitt insgesamt noch unanfälliger gegenüber Schwingungen zu machen. Bis auf die Aluminiumtonne sind alle anderen Komponenten des Gestellrahmens aus stabilen Edelstahl-Hohlprofilen (Wandstärke 5 mm) zusammengeschweißt. Sämtliche Hohlräume des Gestells sind zur Dämpfung gegen Körperschall

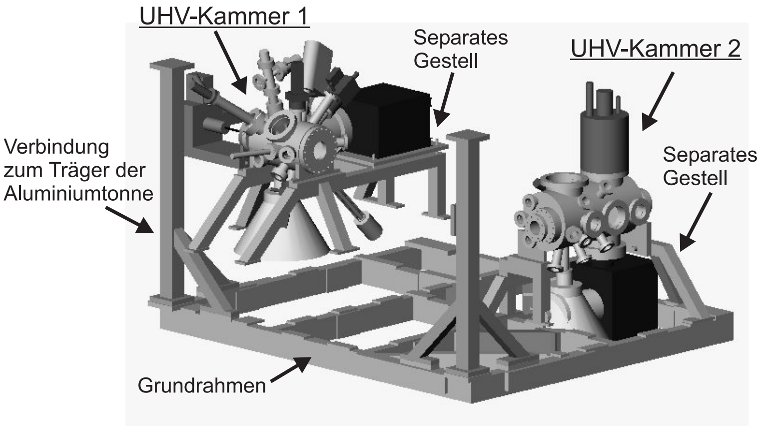

Abb. 3.5: Die beiden Seitenkammern des UHV-RT-Bereichs sind über abnehmbare Gestellteile an den Grundrahmen angeschraubt. Der Grundrahmen hängt über senkrechte Verbindungen an den drei Edelstahl-Trägern, die von der Aluminiumtonne ausgehen und auf den Luftdämpfungsfüßen enden (s. Abb. 3.3). Außer der Transferkammer sind auf dem Grundrahmen alle Komponenten des UHV-RT-Bereichs montiert. Durch eine Vielzahl von Anschweißplatten ist eine hohe Flexibilität im Anbau oder der Umordnung von Komponenten gegeben. Die UHV-Kammer 1 und 2 können als separate Einheiten betrieben werden. Alle Gestellteile sind aus Edelstahl-Hohlprofilen angefertigt und mit Quarzsand gefüllt.

mit Quarzsand gefüllt [15].
Der Boden der Aluminiumtonne hat eine kreisförmige Aussparung um die Transferkammer direkt an den Bodenflansch des Kryostaten anschrauben zu können. Hierdurch ist die Sandlagerung des Kryostaten nicht einfach zu realisieren, wenn der Boden des Kryostaten ebenfalls auf einem Sandbett ruhen soll. In der Schnittansicht von Abb. 3.6 sieht man die technische Lösung dieser Problematik. Der Aluminiumboden der Tonne enthält um die kreisförmige Aussparung einen kleinen Aufsatz, an dessen Ende ein Gummiring in eine kleine Nut eingesetzt ist. Dieser ist so flexibel, dass er durch das Gewicht des Kryostaten die Funktion einer Dichtung übernimmt, wohingegen das Gewicht des Kryostaten auf dem Sandbett lagert. Das untere Sandbett wird vor dem Absenken das Kryostaten in die Tonne bis zur Oberkante des Gummirings eingefüllt. Der weitere Quarzsand wird nachträglich um den Kryostaten herum eingefüllt.
Alle anderen Komponenten des RT-UHV-Bereichs und deren kleinere Gestellteile (Sand gefüllte Edelstahl-Hohlprofile mit Wandstärke 3 mm) sind auf einem stabilen rechteckigen Edelstahlrahmen, der in Abb. 3.5 dargestellt ist, aufgebaut. Dieser Rahmen hängt wiederum über senkrechte Verbindungsträger an den drei Edelstahl-Trägern der Alu-

[15] Die großen Gestellteile inklusive der Aluminiumtonne wurden exzellent unter Leitung von H. Rütten, H. Wendt und H. Erbslöh von der Firma Kark [101] angefertigt.

miniumtonne, so dass keine Verbindung zum Fußboden besteht. An mehreren Stellen sind kurze Diagonalstreben vorhanden, die Scherschwingungen des Gestells verhindern (s. Abb. 3.3, Abb. 3.5). Um die Einkopplung von Körperschall vom RT-UHV-System über die Transferkammer in den Kryostaten zu minimieren (s. Abb. 3.6), bestehen alle Verbindungen der Transferkammer zum RT-UHV-System aus flexiblen Membran-Faltenbälgen (s. Abb. 3.15). Die Einheit Kryostat und Transferkammer liegt also separat über die Sandlagerung und die Faltenbälge hinter der dritten Dämpfungsstufe.
Die beiden Seitenkammern (UHV-Kammer 1,2) sind über abnehmbare Gestellteile auf dem Rahmen montiert (s. Abb. 3.5). Sie können daher mit geringen Modifikationen als separate Einheiten betrieben werden, falls der Kryostat mit RTM und Transferkammer eine längere Testphase durchläuft. Allgemein ist der gesamte UHV-RT-Bereich und der Gestellrahmen nach einem Bausatz-Prinzip mit einer hohen Flexibilität (vielen Anschweißplatten und Freiraum) konzipiert. Berücksichtigt man die Kosten der Anlage und die erwartete Betriebszeit, so ergibt sich hieraus der Vorteil, dass in späteren Jahren auch andere Seitenkammern angebaut werden könnten. Es ist anzumerken, dass die kompakte Zusammenstellung des RT-UHV-Bereichs mit der Vielzahl an Präparations- und Charakterisierungsmöglichkeiten sowie die Abstimmung auf das Gestell nur durch die Verwendung einer 3D-CAD-Software [16] möglich war. Besonders hilfreich konnten in den graphischen Modellen Sichtverhältnisse durch Kammerfenster auch für mechanische Bewegungen im UHV-Bereich und der Ausbau von UHV-Komponenten überprüft werden.

Erste Testmessungen am Kryostaten mit eingebautem RTM haben gezeigt, dass ein Betrieb allein mit der ^{3}He-Sorptionspumpe bei einer Basistemperatur von 315 ± 5 mK stabil über 30 h möglich ist (s. Kap 3.5.3), d. h. es werden für kontinuierliche Messungen über diese Zeitspanne und in Feldern < 12 T keine externen mechanischen Pumpen benötigt. Möchte man jedoch durchgehende spektroskopische Messungen bei Basistemperatur mit einer Standzeit von bis zu 130 h und/oder bei einem maximalen Feld von 14 T durchführen, dann kann auf die Drehschieberpumpe für die 1 K-Stufe und/oder für die Lambda-Stufe nicht verzichtet werden. Um akustische Anregungen zu vermeiden sind diese Pumpen in einem benachbarten Raum untergebracht und die Zuleitungen zum oberen Bereich des Kryostaten sind zur Dämpfung von progarierendem Schall in der Trennwand der Räume einbetoniert und in einem Sandkanal gelagert.
Schließlich lässt der kompakte Aufbau des gesamten Systems noch genügend Platz, um zukünftig eine akustische Abschirmkammer um die gesamte Anlage aufzubauen.

3.5 Der ^{3}He-Verdampfungskryostat

Der ^{3}He-Verdampfungskryostat von Oxford Instruments [97] basiert auf der Verdampfungskühlung von flüssigem ^{3}He durch Pumpen mit einer Kohlenstoffpartikel gefüllten Sorptionspumpe. Zum Einkondensieren von ^{3}He wird eine mit ^{4}He gefüllte 1K-Stufe, der sogenannte 1K-Topf benötigt. Die genaue Funktionsweise des geschlossenen ^{3}He-Systems

[16] Version Solidworks98, Firma Solid Line

wird im nächsten Unterkapitel beschrieben.
Die Schnittansicht des gesamten Kryostaten zeigt Abb. 3.6. Man erkennt im äußeren Bereich den flüssig Stickstoff-Behälter (LN_2-Dewar, 56 l) umgeben von einem Isolationsvakuumbereich (weiss). Der LN_2-Dewar nimmt in diesem System die Funktion eines Wärmestrahlungsschildes für die inneren Bereiche ein und ist zu diesem Zweck zusätzlich mit mehreren Lagen superisolierender Folie umwickelt. Weiter nach innen gehend umgibt das ^{4}He-Bad im LHe-Dewar (LHe, 77 l) den supraleitenden 12T/14T-Magnet und im zentralen UHV-Bereich (hellgrau) befindet sich der ^{3}He-Kryostateinsatz mit geschlossenem ^{3}He-System und RTM. Das RTM ist über eine Cu-Stange (thermische Ankopplung) fest mit dem ^{3}He-Topf verbunden. Der gesamte ^{3}He-Kryostateinsatz mit RTM befindet sich im ausheizbaren UHV-Einsatz des Kryostaten, dessen inneres UHV-Rohr im unteren Bereich zwischen zwei Wellbälgen, die eine Verbindung zum Bodenflansch herstellen, endet. Am Bodenflansch des Kryostaten ist die UHV-Kammer (Transferkammer) angeschraubt.
Das RTM kann von der Messposition im Zentrum des Magneten (s. Abb. 3.7) um 500 mm in die Transferkammer abgesenkt werden (s. Abb. 3.6). Dabei drückt das untere Ende eines Wärmestrahlungsschildes, das am 1 K-Topf thermisch angekoppelt ist und das RTM sowie den ^{3}He-Topf umgibt, die am Boden des UHV-Einsatzes befindlichen Klappen auf. Diese Klappen sind bei geschlossenem Zustand ebenfalls Wärmestrahlungsschilde mit einer Temperatur von 77 K und halten die RT-Strahlung der Transferkammer vom Innenbereich des Kryostaten ab. In der ausgefahrenen Transferposition kann ein Fenster im 1 K-Topf-Wärmeschild, welches das RTM umgibt, mit einer Drehschieberdurchführung von unten geöffnet werden. RTM-Spitze und Probe können dann mithilfe eines UHV-Greifers (Wobble-Stick) seitlich von vorne ausgetauscht werden. Das geschlossene ^{3}He-System befindet sich in der Transferposition etwas unterhalb des Magneten aber noch im Bereich des Kryostaten (s. Abb. 3.6), wodurch wenig Strahlungswärme einkoppeln kann und eine starke Erwärmung während des Spitzen- und Probenwechsels verhindert wird.
Der zum insitu Wechsel von RTM-Spitze und Probe benötigte Verfahrmechanismus beruht auf einer speziellen Konstruktion des ^{3}He-Kryostateinsatzes. Das geschlossene ^{3}He-System mit RTM hängt an einem Reiter auf einer Gewindestange, der sich bei Drehung der Stange mithilfe eines externen Motors auf- bzw. abbewegt. Desweiteren sind die zum Betrieb des ^{3}He-Systems notwendigen Edelstahl-Kapillarzuleitungen zu flexiblen Spiralen geformt. Wenn der ^{3}He-Kryostateinsatz für einen Transfer ausgefahren ist (Transferposition Abb. 3.6), dann sind die ^{3}He-Kapillare zum Vorratsbehälter und die ^{4}He-Pumpkapillare für den 1 K-Topf gestreckt, während die ^{4}He-Speisungskapillare des 1 K-Topfs gestaucht ist. In der Messposition liegen die umgekehrten Verhältnisse vor, wie in Abb. 3.7 zu erkennen ist. Damit der gesamte Kabelbaum des Systems flexibel ist und sich beim Verfahren mitbewegen kann, werden die diagnostischen Kabel für das Kryostat-„Handling“ und die elektrischen Zuleitungen zum RTM am Deckelflansch des Kryosten durch UHV-Durchführungen von oben eingezogen und sind anschließend entlang der ganzen Länge der 1 K-Topf-Kapillare geführt. Zur Fixierung an der Kapillare sind sie mit einem Teflonband umwickelt.
Die supraleitende Solenoid-Spule des Magneten kann bei einer Temperatur von 4.2 K

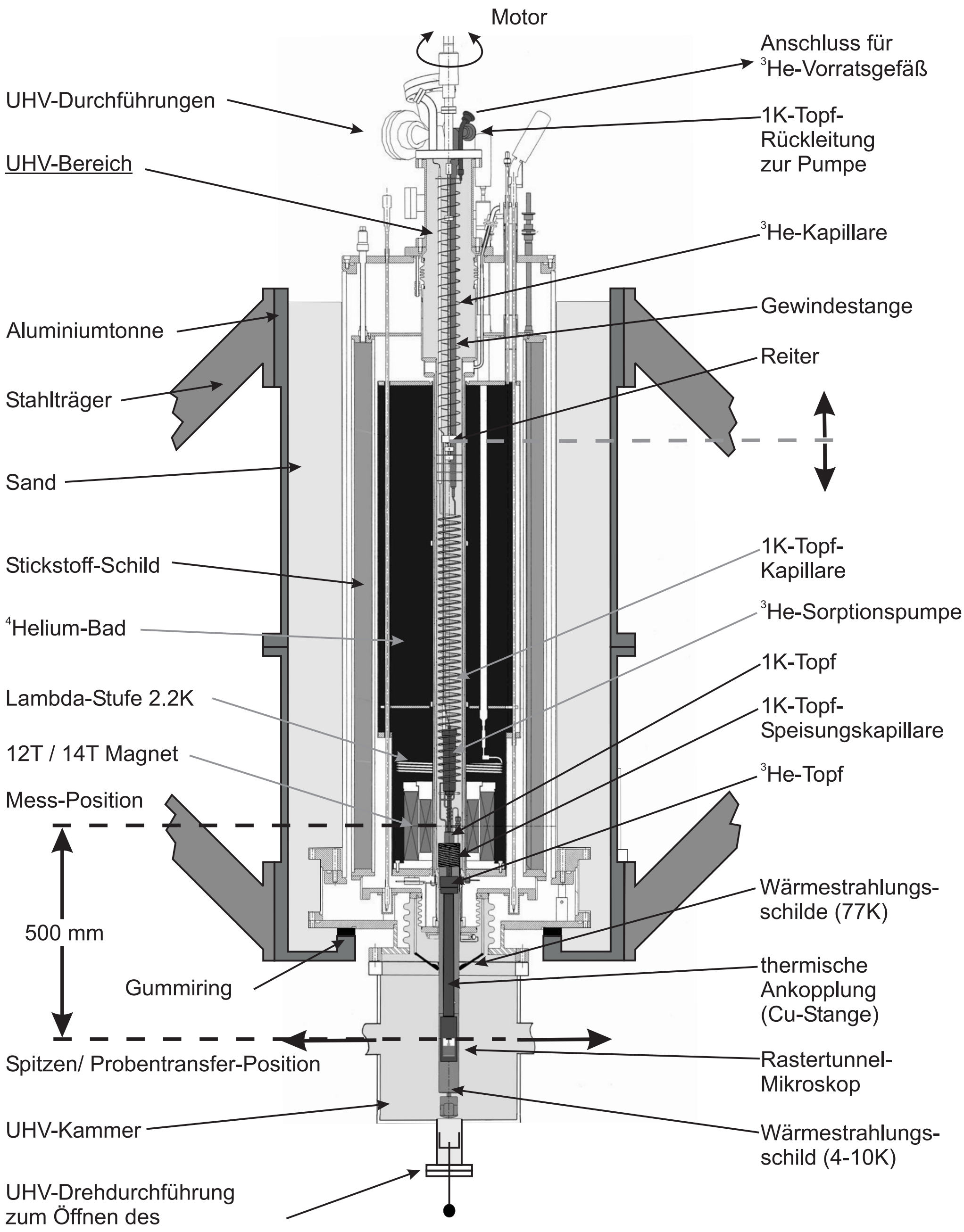

Abb. 3.6: Schnittansicht des ^{3}He-Verdampfungskryostaten mit 12T/14T-Magnet, der zur Dämpfung von einkoppelnden Vibrationen in Quarzsand in einer Aluminiumtonne gelagert ist. Das RTM ist über eine thermische Ankopplung fest mit dem ^{3}He-Topf des ^{3}He-Systems verbunden. Das ^{3}He-System mit RTM befindet sich im Innenbereich des Kryostaten, der mit einem heißen Gasstrom in der Dreifachwand des UHV-Einsatzes ausgeheizt werden kann und somit selbst bei RT UHV-kompatibel ist (UHV-Bereich). Das gesamte ^{3}He-System (mit RTM) hängt an einer Mutter und kann durch Drehen einer Gewindespindel mit einem Motor von der Tieftemperatur-Messposition im Zentrum des Magneten in die UHV-Kammer zum insitu Spitzen- und Probenwechsel abgesenkt werden (dargestellte Position = Transferposition).

ein maximales Feld am Probenort von 12 T erzeugen (Spulenstrom ≈ 100 A), wobei die Feldrichtung entlang der senkrechten Kryostatachse, d. h. senkrecht zur Probenoberfläche orientiert ist. Für höhere Felder muss die Temperatur der Spule durch Pumpen an einer Lambda-Stufe gesenkt werden, so dass bei 2.2 K ein maximales Feld von 14 T an der Probe möglich ist (Spulenstrom ≈ 116 A).
Der Kryostat benötigt durch den größeren Wärmeeintrag von unten im Vergleich zu Standard-^{3}He-Kryostatsystemen das Stickstoff-Strahlungsschild im LN_2-Dewar. Der kochende Stickstoff kann jedoch bei störendem Einfluss auf RTM-Messungen durch Pumpen an Zuleitungen mit einem ausreichend großen Querschnitt eingefroren werden.
Zum Vorkühlen des ^{3}He-Systems und des RTMs auf 4 K werden die äußeren Tanks mit flüssigem Stickstoff und flüssigem Helium gefüllt. Da jedoch speziell in diesem System der ^{3}He-Kryostateinsatz durch den UHV-Bereich und das mehrwandige Röhrensystem des UHV-Einsatzes nicht gut thermisch an das ^{4}He-Bad angekoppelt ist, müssen desweiteren die Kühlrohre in der Dreifachwand des UHV-Einsatzes und der 1 K-Topf mit ^{4}He aus dem ^{4}He-Bad gefüllt werden (s. Abb. 3.7). Das Vorkühlen auf 4 K erfolgt nur über Wärmeleitung in Materialien und dauert daher länger (etwa 60 h) als mit Austauschgas möglich wäre (≈ 1 Tag). Der anschließende Teil beschreibt das ^{3}He-System im Detail, wobei vorausgesetzt wird, dass sich das System bereits bei 4 K befindet.

3.5.1 ^{3}He-System

Die latente Wärme der Verdampfung L von flüssigem ^{3}He beträgt unter 1.5 K nur ein Drittel der latenten Wärme von flüssigem ^{4}He [94] [17]. Der Dampfdruck ($p_v \propto \exp(-L/RT)$, R ideale Gaskonstante) von flüssigem ^{3}He ist deshalb wesentlich höher als der von ^{4}He, z. B ist er bei 0.5 K um einen Faktor 1000 größer. Das Pumpen am Dampf über der He-Flüssigkeit mit einer Pumprate von $\dot{n}$ Atome/Zeit kühlt die Flüssigkeit mit einer Kühlleistung $\dot{Q} = \dot{n}L$. Da jedoch $\dot{n} \propto p_v(T)$ sinkt die Kühlleistung exponentiell mit der Temperatur, wodurch der Verdampfungskühlung physikalische Grenzen gesetzt sind. Durch Pumpen an der Oberfläche von flüssigem ^{4}He lassen sich Temperaturen um 1.3 K erreichen, dagegen können durch Pumpen an flüssigem ^{3}He Temperaturen von 240-260 mK erzielt werden. Die tatsächliche Endtemperatur ist durch das Gleichgewicht zwischen äußerem Wärmeeintrag und Kühlleistung, die wiederum von der Pumprate abhängt, bestimmt. Es können aber nur geringe Mengen an ^{3}He verwendet werden, weil ^{3}He nicht natürlich gewonnen wird, sondern als Abfallprodukt von Kernreaktoren stammt und daher sehr teuer ist. Andererseits hat flüssiges ^{3}He bei Temperaturen um 0.3 K immer noch eine relativ hohe spezifische Wärme [94], so dass nur wenige ml ein ausreichend großes Wärmereservoir zur Kühlung relativ großer Metallteile ergeben [18]. Ein anderes Problem stellt der hohe Wärmewiderstand zwischen He-Flüssigkeit und Metallkomponenten bei Temperaturen unter 1 K aufgrund der unterschiedlichen akus-

[17] Hierfür ist die hauptsächliche Ursache die geringere Masse von ^{3}He gegenüber ^{4}He, wodurch ^{3}He eine höhere quantenmechanische Nullpunktsenergie hat.

[18] In dieser Anlage reichen etwa 4 ml flüssiges ^{3}He zur Kühlung von ca. 1 kg Kupfer von 2 K auf 265 mK mit anschließender Standzeit von 130 h aus (s. Abschnitt 3.5.3).

tischen Impedanzen der Materialen und der hohen Grenzflächenbrechung dar. Dieser Problematik wird mit einer möglichst großen Oberfläche mit kammartigen Strukturen an der Innenseite des Behälters des ^{3}He-Kondensats entgegengewirkt. Zum Pumpen an der Oberfläche des ^{3}He-Kondensats wird in diesem System ein mit Aktivkohle gefüllter Behälter verwendet. Die Aktivkohle besteht aus sehr porösen Kohlenstoffpartikeln mit einer riesigen Oberfläche (m^2/Gramm), an der bei tiefen Temperaturen ($T < 7$ K) die gasförmigen ^{3}He-Atome adsorbieren (Sorptionspumpe). Durch Heizen der Sorptionspumpe auf Temperaturen über 7 K entweicht wieder ^{3}He-Gas von den Aktivkohle-Partikeln.

Das zentrale Kühlsystem der Anlage, das geschlossene ^{3}He-System, befindet sich am unteren Teil des ^{3}He-Kryostateinsatzes und ist in Abb. 3.7 in der Messposition dargestellt. Ein Foto des zentralen Kühlsystems zeigt Abb. 3.8 a). Das geschlossene ^{3}He-System besteht aus einem ^{3}He-Topf, der über eine Pumpleitung mit der Sorptionspumpe verbunden ist. In dieser Pumpleitung ist ein dünnwandiger Faltenbalg aus Edelstahl eingebaut. Er dient vorwiegend zur thermischen Entkopplung (Wärmeisolator) und nur teilweise zur mechanischen Entkopplung. Oberhalb des Faltenbalgs ist die Pumpleitung an den 1 K-Topf thermisch angekoppelt. Am 1 K-Topf ist ein langes Wärmestrahlungsschild angebracht. Dieses umgibt den ganzen unteren Bereich mit ^{3}He-Topf und RTM. Der obere Teil des Wärmeschildes enthält einen zum konischen ^{3}He-Topf passenden Gegenkonus. Das RTM befindet sich innerhalb des Wärmeschildes und ist über einen Cu-Stab mit dem ^{3}He-Topf thermisch verbunden. Im unteren Ende des Wärmeschildes sitzt ein zweiter rotierbarer konzentrischer Zylinder. Das äußere Schild und der innere Zylinder haben jeweils ein kleines Fenster auf der Höhe des RTM. In der Messposition sind die Fenster gegeneinander verschoben, so dass keine Wärmestrahlung von außen eindringen kann. Für den Spitzen- und Probenwechsel kann der innere Zylinder gedreht werden, bis die beiden Fenster übereinander liegen und ein Zugang zum RTM besteht.
Ein Vorratsgefäß für gasförmiges ^{3}He ist außerhalb des Kryostaten untergebracht. Es dient zur Entnahme bzw. zum Einlass des kostbaren ^{3}He und ist über ein Ventil und eine weitere spiralförmige ^{3}He-Kapillare mit dem im Betrieb ansonsten geschlossenen ^{3}He-System verbunden. Insgesamt enthält das System im Kryostaten ungefähr eine Menge entsprechend 3 l ^{3}He-Gas bei einem Absolutdruck von 750 mbar (RT).

Funktionsweise des ^{3}He-Systems

Ausgangspunkt sei, dass die Temperatur des geschlossenen ^{3}He-Systems 4 K beträgt, d. h. das gesamte ^{3}He ist in der Sorptionspumpe gefangen. Möchte man nun zur Basistemperatur abkühlen, so muss ^{3}He einkondensiert werden. Hierzu wird zunächst der 1 K-Topf mit flüssigem ^{4}He aus der Speisungskapillare zum ^{4}He-Bad gefüllt, wobei sich der Zustrom über ein Nadelventil regulieren lässt. Durch Pumpen an der 1 K-Topf-Kapillare mit einer Drehschieberpumpe sinkt die Temperatur am 1 K-Topf auf ≈ 1.5 K. Gleichzeitig wird die Temperatur der Sorptionspumpe mit einem Widerstandsheizer auf 40 K erhöht, wodurch ^{3}He-Gas frei wird und der Absolutdruck im geschlossenen ^{3}He-System auf über 3 bar ansteigt. Dieser Druck führt nun dazu, dass sich der Faltenbalg in der ^{3}He-Pumpleitung ausdehnt und den Konus des ^{3}He-Topfs auf den Gegenkonus des

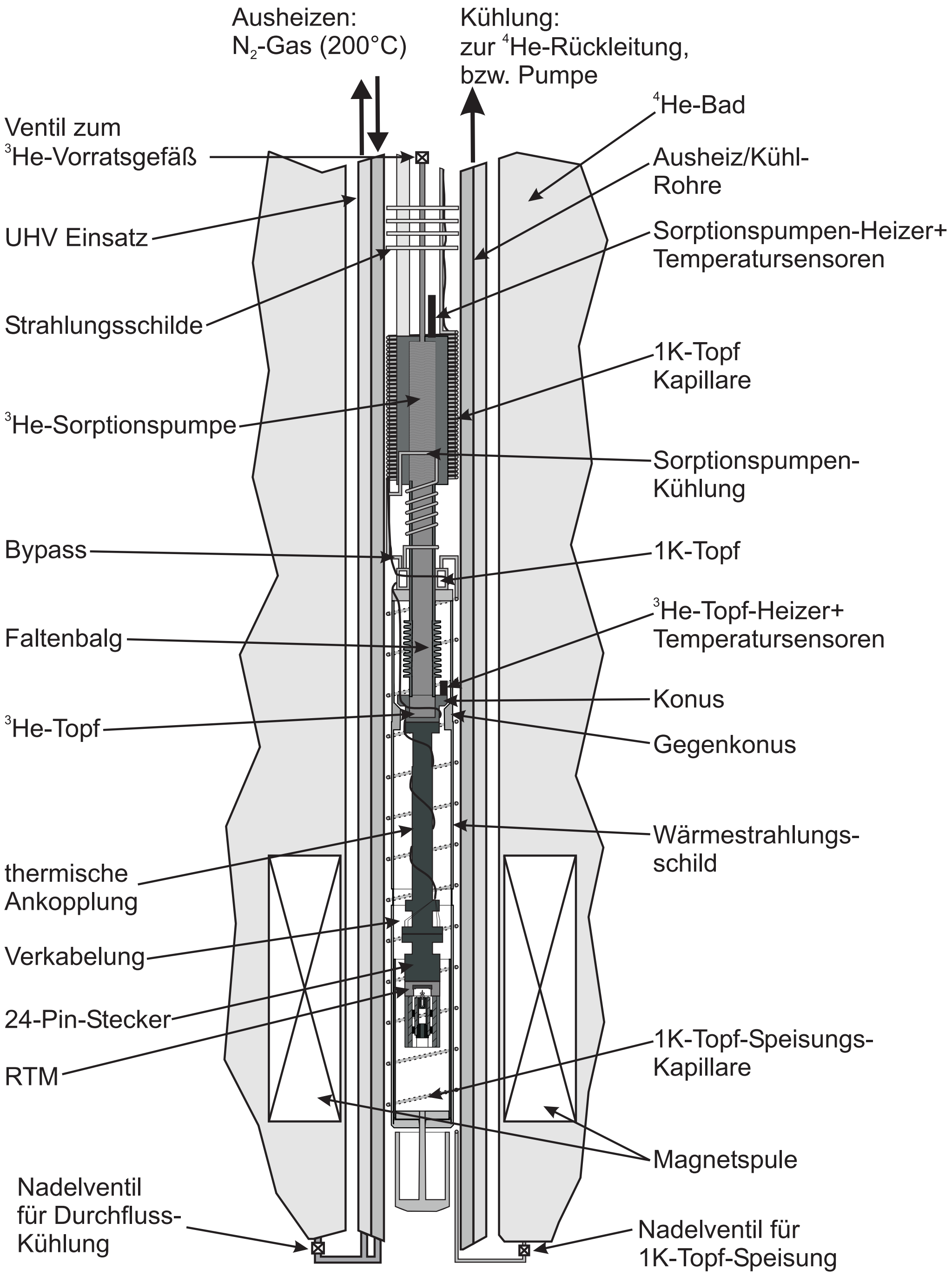

Abb. 3.7: Unterer Teil des ^{3}He-Kryostateinsatzes mit dem RTM in der Messposition. Das RTM ist über eine Cu-Stange an den ^{3}He-Topf thermisch angekoppelt. Der ^{3}He-Kryostateinsatz befindet sich im ausheizbaren UHV-Einsatz des Kryostaten. Das geschlossene ^{3}He-System besteht aus ^{3}He-Topf, der über einen flexiblen Balg in der Pumpzuleitung mit der Sorptionspumpe verbunden ist. (Vorratsgefäß für gasf. ^{3}He außerhalb des Kryostaten.) Der 1 K-Topf wird durch eine Spiral-Kapillare aus dem ^{4}He-Dewar gespeist, eine zweite Kapillare leitet den Abdampf zur Pumpe bzw. ^{4}He-Rückleitung. Die Kapillar-Anordnung ermöglicht ein Absenken des gesamten ^{3}He-Systems in die Transferposition (s. Abb. 3.6).

1 K-Topf-Wärmeschilds presst (s. Abb. 3.7). Dadurch wird der ^{3}He-Topf mit RTM auf ungefähr 1.5 K abgekühlt, und das ^{3}He-Gas kondensiert im ^{3}He-Topf ein. Das Einkondensieren bewirkt einen Druckabfall im geschlossenen ^{3}He-System. Bei einem Absolutdruck von ca. 100 mbar ist der Kondensationsprozess beendet, und der Faltenbalg hat sich wieder zusammengezogen, so dass die thermische Verbindung zum Gegenkonus gelöst ist und ^{3}He-Topf sowie RTM vom 1 K-Topf thermisch abgekoppelt sind. Zum weiteren Abkühlen wird der Heizer der Sorptionspumpe ausgeschaltet und das flüssige ^{4}He in der Kapillare nach dem 1 K-Topf, die an der Sorptionspumpe thermisch angekoppelt ist (Sorptionspumpen-Kühlung, s. Abb. 3.7), kühlt die Sorptionspumpe auf unter 7 K ab. Die Aktivkohle pumpt am ^{3}He-Kondensat, und die Temperatur von ^{3}He-Topf und RTM sinkt auf die Basistemperatur (260-265 mK). Das Einkondensieren von ^{3}He und Abkühlen des RTMs benötigt ungefähr 1-2 Stunden. Wenn weiter am 1 K-Topf gepumpt wird, so beträgt die maximale Standzeit 130 h bei einer Basistemperatur von 260-265 mK, wohingegen ohne Pumpen am 1 K-Topf eine Basistemperatur um 315 mK für 30 h erreicht wird (s. Abschnitt 3.5.3). Nachdem das ^{3}He-Kondensat verdampft ist, muss wieder neu einkondensiert werden, und ein neuer Zyklus beginnt.
Um möglichst lange Standzeiten zu erzielen, muss der Wärmeeintrag auf das ^{3}He-System minimiert werden. Dies wird nur erreicht, indem die Ausheiz/Kühl-Rohre des UHV-Einsatzes, die das ^{3}He-System umgeben, mit einem Durchfluss von ^{4}He aus dem ^{4}He-Bad betrieben werden. Die Wände werden abgekühlt und ihre Wärmestrahlung sinkt.

Temperaturregulierung und Thermometrie

Ein bemerkenswerter Vorteil dieses ^{3}He-Kühlsystems ergibt sich aus der Möglichkeit, die Temperatur über einen weiten Bereich kontinuierlich zu regulieren. Hierzu dominieren zwei unterschiedliche Regime die Temperaturkontrolle: der ^{3}He-Kondensat-Bereich zwischen Basistemperatur (260-300 mK) und ca. 2 K und der ^{3}He-Konvektions-Bereich zwischen 2 K und RT.

- ^{3}He-Kondensat-Bereich: Unterhalb von ungefähr 2 K ist das ^{3}He im ^{3}He-Topf kondensiert. Die Temperatur des ^{3}He-Topfs wird durch die Temperatur der Sorptionspumpe bzw. deren Pumprate $\dot{n}$ reguliert. Eine stabile Temperatur am ^{3}He-Topf wird erreicht, wenn das höhere Wärmeleck am ^{3}He-Topf im Gleichgewicht mit der Kühlleistung $Q = L\dot{n}(T)$, gegeben durch die Pumprate, steht.

- ^{3}He-Konvektions-Bereich: Zwischen 2 K und RT wird der Kryostat mit dem 1 K-Topf (^{4}He) vom Prinzip entsprechend einem konventionellen ^{4}He-Durchflusskryostaten betrieben. Die Kühlleistung am ^{3}He-Topf ist gegeben durch Konvektion von ^{3}He-Gas in der Pumpleitung zwischen dem Bereich der 1 K-Topf-Ankopplung und dem ^{3}He-Topf sowie dem thermischen Bypass, der durch das Aufeinanderpressen des ^{3}He-Topf-Konus auf den Gegenkonus des Wärmeschilds vom 1 K-Topf entsteht (vgl. Abb. 3.7). Durch einen Widerstandsheizer direkt auf dem ^{3}He-Topf wird der Wärmeeintrag bestimmt. Die Kühlleistung kann durch den Durchfluss von ^{4}He und die Temperatur der Sorptionspumpe, die wiederum den Druck des ^{3}He-Gases im geschlossenen System bestimmt, reguliert werden.

Die Temperaturregulierung des Systems wird mithilfe von zwei mit Widerstandsdraht gewickelten Heizelementen an der Sorptionspumpe (68 Ω bei RT) und dem ^{3}He-Topf (200 Ω) über den ITC503-Controller von Oxford Instruments automatisch gesteuert. Zur Temperaturkontrolle befinden sich verschiedene Widerstandssensoren, die größtenteils einen geringen magnetoresistiven Effekt zeigen, im ^{3}He-System. Um eine gute thermische Ankopplung der Widerstandssensoren zu gewährleisten, sind sie mit UHV-kompatiblen Epo-Tek H77 [102] in Kupferhalterungen eingeklebt. Der Temperatursensor an der Sorptionspumpe ist ein 100 Ω Allen Bradley Kohlewiderstand [97]. Am ^{3}He-Topf befindet sich für den Temperaturbereich von 1.4-430 K ein Cernox-Sensor (Cernox 1050-SD [103, 104]) und für den Tieftemperatur-Bereich bis zur Basistemperatur ein RuO_2-Sensor. Ein RuO_2-Thermometer ist ebenfalls am 1 K-Topf angebracht.
Die Temperatur des RTMs wird über einen speziell angefertigten Cernox-Sensor (Typ 1030-SD-HT [104]) überprüft (s. Abschnitt 3.5.2). Dieser Sensor wurde extern kalibriert, ist ausheizbar sowie UHV-kompatibel und kann für einen Temperaturbereich von 0.3-430 K verwandt werden [19]. Um Selbsterhitzungs-Effekte beim Auslesen dieses Sensors speziell bei Basistemperatur zu vermeiden, wird er mit einer hochempfindlichen, rauscharmen Wechselstrom-Widerstands-Messbrücke ausgelesen (AC-Resistance-Bridge, Model 370N [103,104]) [20]. Die gemessene Temperatur am RTM (1030-SD-HT-Cernox) liegt bei Basistemperatur nur etwa um 1 mK über der Temperatur des ^{3}He-Topfs (RuO_2-Sensor).

Generell können bisher Temperaturen unterhalb 100 K stabil automatisch angefahren werden. Insbesondere beträgt unter 1.2 K die Temperaturstabilität ±3 mK. Somit sind RTM-Messungen über einen weiten Temperaturbereich unter UHV-Bedingungen möglich. Ein weiteres Widerstands-Heizelement könnte noch direkt am Mikroskopkörper angebracht werden, um den Bereich der hohen Temperaturen bis 300 K stabil bei Gegenkühlung zu erreichen.

Betrieb des Kryostaten beim Ausheizen der Anlage

Um den supraleitenden 12 T/14 T-Magneten nicht während des Ausheizens zu überhitzen und dadurch zu zerstören ($T_{Mag.} < 40°$ C), wird der LHe-Dewar mit flüssigem Stickstoff gefüllt. Zuvor wird das Nadelventil, das die Ausheiz/Kühl-Rohre des UHV-Einsatzes mit dem ^{4}He-Bad (LHe-Dewar) verbindet, geschlossen. Durch die Ausheiz/Kühlrohre strömt dann während des Ausheizens heißes Gas (Stickstoff oder Luft) mit einem Gasfluss von 100 l/min bei einem Druck < 1 bar und einer Temperatur von 200 °C. Zusätzlich sind Widerstandsheizer an einer unteren Bodenplatte des Kryostaten, die mit dem LN_2-Schild verbunden ist, angebracht, um die Wellbälge im unteren UHV-Bereich des Kryostaten zu erhitzen. Der gesamte ^{3}He-Kryostateinsatz mit ^{3}He-System und RTM wird auf eine Temperatur von 120 °C erhitzt, wodurch sämtliche Oberflächen im UHV-Bereich vom Restgas, insbesondere von Wasserdampf, gereinigt werden. Nach mehreren Tagen Aus-

[19] Die vom Hersteller garantierte Toleranz der Widerstandsänderung hervorgerufen durch Ausheizzyklen beträgt umgerechnet auf eine Temperaturänderung: $\Delta T < 5$ mK bei 300 mK und $\Delta T < 25$ mK zwischen 1-100 K.

[20] Bei 0.3 K ist der Sensorwiderstand $1.5 \cdot 10^5$ Ω: verwendeter Auslesestrom 5 nA, Leistung am Widerstand $\approx 2 \cdot 10^{-12}$ W.

heizen erreicht man einen Basisdruck des Systems von $p \approx 1 \cdot 10^{-10}$ mbar, gemessen in der Transferkammer mit dem ^{3}He-System in Transferposition (s. Abb. 3.6), d. h. bei geöffneten Klappen am Kryostatboden.

3.5.2 Thermische Ankopplung des RTMs an den ^{3}He-Topf

Um eine möglichst niedrige Basistemperatur sowie eine gleichmäßige Temperaturverteilung am Rastertunnelmikroskop zu erhalten, ist eine gute thermische Verbindung zwischen dem ^{3}He-Topf und dem RTM notwendig. Es konnte für diese Anlage eine starre und massive Verbindung gewählt werden, da eine interne Dämpfungsstufe, beispielsweise durch eine Federaufhängung [83], aufgrund der aufwendigen externen Vibrationsisolierung als nicht notwendig erachtet wurde. Diese Annahme bestätigte sich bisher in den Testmessungen. Auf der anderen Seite bietet das RTM mit seiner internen Verkabelung (19 Zuleitungen) und den filigranen Komponenten im Bereich des Röhrenscanners und der Grobannäherung der Spitze doch einige Angriffspunkte, die zeitweise eine Verbesserung oder Reparatur erfordern können. Hierzu zeigte die Erfahrung, dass eine separate, abnehmbare RTM-Einheit einen großen Vorteil bedeutet. Dieser Vorteil sollte sich insbesondere für diese Anlage mit der aufwendigen Verlegung des Kabelbaums um das ^{3}He-System und oberhalb des Kühlsystems auszahlen. Die Kombination von Flexibilität und guter thermischer Ankopplung bestimmte somit die Verbindung zwischen RTM und ^{3}He-Topf. Der Gesichtspunkt einer möglichst kleinen thermischen Masse nach dem ^{3}He-Topf dominierte nicht das gewählte Konzept.

Abb. 3.8 zeigt Fotos vom unteren Teil des ^{3}He-Kryostateinsatzes; dabei ist das Wärmeschild mit dem Gegenkonus, das normalerweise am 1 K-Topf befestigt ist, abmontiert (vgl. Abb. 3.7). Die relativ große Distanz zwischen RTM und ^{3}He-Topf rührt von der Bedingung, dass sich das ^{3}He-System in der Transferposition des RTMs noch in der kälteren Umgebung des Kryostaten befinden soll (s. Abb. 3.6). Um nicht Schwingungen in das RTM einzukoppeln, muss die starre thermische Ankopplung zwischen RTM und He-Topf selbst rigide aufgebaut sein. Die Verbindung besteht aus einer 300 mm langen Kupferstange, die an der Unterseite des ^{3}He-Topfs angeschraubt ist und die am unteren Ende das „obere“ Stecker-Teil (ø 30 mm) für 24-Zuleitungen zum RTM enthält. Der entsprechende „untere“ Gegenstecker (RTM-Stecker) ist am zweiteiligen Mikroskopkörper (RTM), der aus vergoldeter Phosphorbronze besteht (s. Abb. 3.12 a,b)), über Titan-Gewindestangen angeschraubt. Mithilfe dieser Gewindestangen (s. Abb. 3.8 c)) kann nun wiederum die separate Einheit RTM+RTM-Stecker an das obere Stecker-Teil der Cu-Stange montiert werden. Dabei greifen die einzelnen Stecker-Pins ineinander, und die Kontaktflächen werden stark aufeinander gepresst. Damit eine hohe thermische Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen erreicht wird, sind die massiven Teile der thermischen Ankopplung inklusive RTM-Stecker aus OFHC-Kupfer (*oxygen free high conductivity*-Cu, λ(4K) $\approx$ 3 W/cmK [106]) hergestellt und und wurden nachträglich vergoldet (Schichtdicke 3 μm). Um insbesondere an den Presskontakten eine gute thermische Verbindung zu erhalten, wurden die Kontaktflächen vor dem Vergolden poliert. Der lange Cu-Stab und die Steckerteile enthalten vertikale Schlitze, um Induktionsströ-

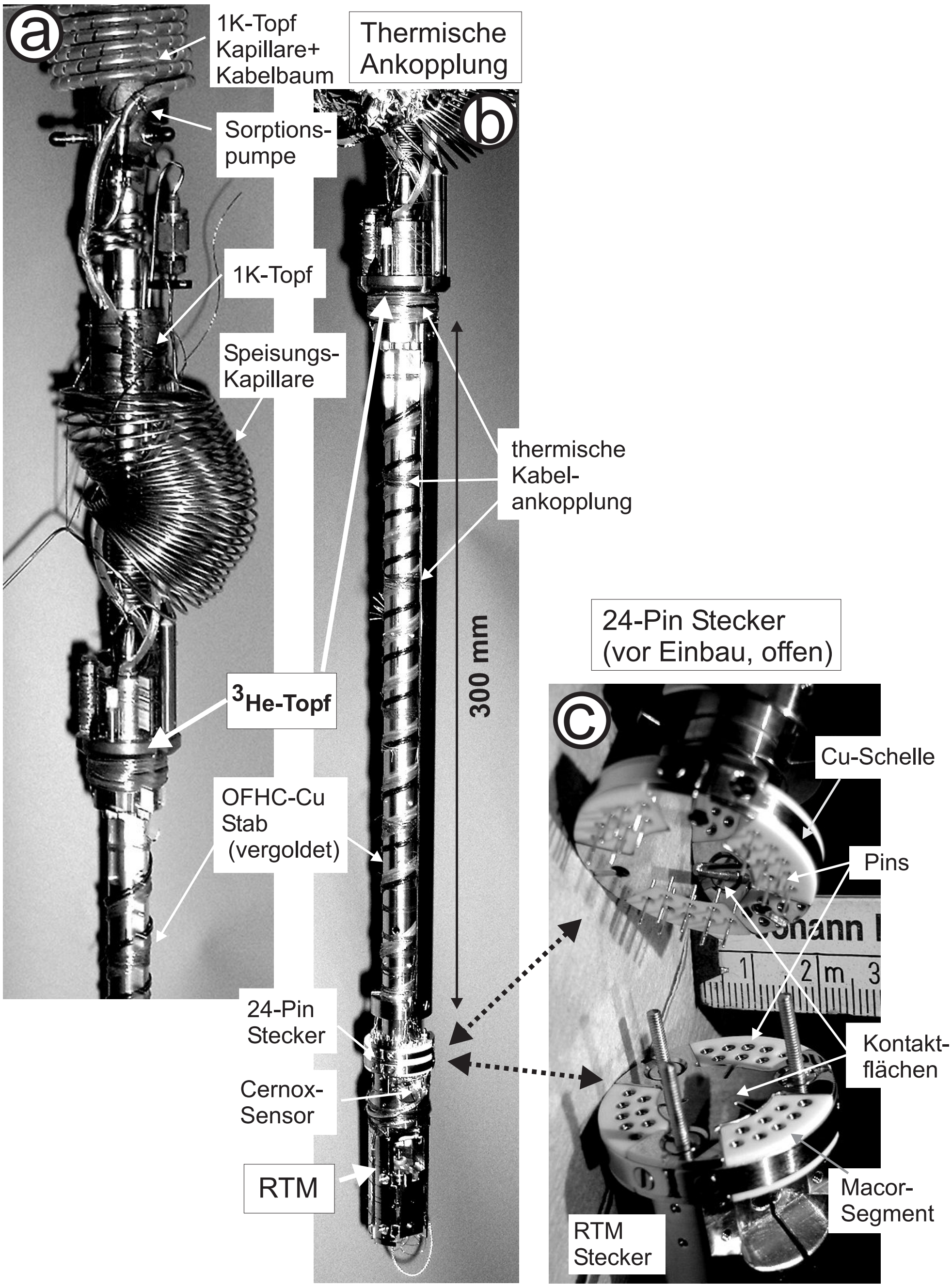

Abb. 3.8: a) ^{3}Helium-System: Sämtliche elektrischen Zuleitungen sind an der oberen 1K-Topf Kapillare entlang geführt (Speisungskapillare hochgebunden). b) Thermische Ankopplung: Das RTM ist über eine vergoldete Cu-Stange (OFHC, Länge 300 mm) und einen 24-Pin Stecker mit dem ^{3}He-Topf abnehmbar verbunden. Der in b) gezeigte Bereich befindet sich innerhalb des 1K-Topf Wärmschildes (nicht gezeigt). Die Kabel für das RTM werden am 1K-Topf, ^{3}He-Topf sowie an mehreren Stellen der Cu-Stange und Stecker-Teile thermisch abgefangen. Hierzu sind sie fest an die Komponenten gebunden und mit Vacseal [105] umstrichen. c) 24-Pin Stecker über RTM: Die vergoldeten Kontaktflächen werden im Einbau durch Schrauben aufeinander gepresst. Die elektrischen Zuleitungen sind an die Pins in den abnehmbaren Macor-Segmenten gelötet.

me bei Magnetfeldänderungen zu unterdrücken. Jedes Stecker-Teil enthält drei Macor-Segmente, die über Kupferschellen in eine Nut gepresst werden. In den Macor-Segmenten sind kommerzielle vergoldete Steck-Pins [21] mit UHV-kompatiblem Epoxy-Klebstoff [102] eingeklebt. An den freien Enden der Pins, die einzeln zugänglich sind, wurden die Kabel angelötet.

Verkabelung und Temperatur-Sensor des RTMs

Damit eine möglichst niedrige Basistemperatur am RTM und eine lange Standzeit erzielt wird, muss der Wärmeeintrag durch die Kabel (diagnostische und experimentelle) minimiert werden. Die elektrischen Zuleitungen zum RTM sind von den UHV-Durchführungen im Deckelflansch des Kryostaten bis zum oberen Teil des 24-Pin Steckers an der Cu-Stange durchgehend. Der für das RTM benötigte Kabelbaum setzt sich aus 15 Teflon-isolierten Edelstahlkabeln (ø[in.] 0.1 mm) und, für Tunnelspannung sowie Tunnelstrom, zwei Kapton-isolierte [22] twisted pair Koaxialkabeln [107] (ø[out] 1.2 mm) mit 2 isolierten Edelstahl-Innenleitern (ø[in.] 0.1 mm) und Edelstahl-Schirmung zusammen. Durch die Verwendung von Edelstahl mit einer geringen thermischen Leitfähigkeit $\lambda(4K) \approx 0.003$ W/cmK [106] wird der Wärmeeintrag von den Durchführungen im Deckelflansch, die sich bei RT befinden, gering gehalten. Nach dem 24-Pin-Stecker werden Kapton-isolierte Kupferkabel (ø[in.] 0.13 mm) verwendet und für die Zuleitung der Tunnelspannung zur Probe und die Zuleitung des Tunnelstroms zur RTM-Spitze zwei Teflon-isolierte Kupfer-Koaxialkabel (ø[out] 1.0 mm, ø[in.] 0.2 mm) mit vergoldetem Schirm eingesetzt (s. Abschnitt 3.6). Sämtliche Kabel sind mit einem Teflonband um die 1K-Topf Kapillare gewickelt und werden vorgekühlt. Anschließend werden sie am 1 K-Topf, ^{3}He-Topf, sowie an mehreren Stellen der Cu-Stange und insbesondere am unteren RTM-Stecker nach der 24-Pin-Verbindung thermisch abgefangen [108] (s. Abb. 3.8 a,b)). Hierzu wurden die Zuleitungen um die Komponenten gewickelt und mit Kapton-isolierten Kupferkabel straff festgebunden sowie mit thermisch leitfähigem UHV-kompatiblen Klebstoff [105] überstrichen. Um die Kupferstange der thermischen Ankopplung kann zusätzlich ein zweiteiliges Wärmeschild angebracht werden, das ebenfalls zur weiteren Stabilisierung dient. Eine Hälfte dieses Wärmeschildes ist in Abb. 3.8 b) anmontiert.

Der Kabelbaum hat vom Deckelflansch bis zum RTM eine Länge von insgesamt 7 m, weshalb relativ hohe Widerstände in den dünnen Edelstahl-Kabeln auftreten (400 Ω bei RT). Für einen zukünftigen Widerstandsheizer am RTM stehen zwei weitere Kupferkabel, die bis zum 1 K-Topf geführt sind, zur Verfügung.

Die thermische Ankopplung mit dem 24-Pin-Stecker und zusätzlichem Wärmschild hat eine Masse von ca. 1 kg, und der Mikroskopkörper aus Phosphorbronze wiegt 400 g. Sämtliche Schrauben für die mechanischen Verbindungen der Bauteile bestehen aus unmagnetischem Titan.

[21] Vergoldete Steckverbindungen, die für IC-Fassungen verwendet werden, Firma Reichelt: www.reichelt.de.

[22] Kapton= UHV-kompatibles (ausheizbares) Polyimid

Der Cernox-Sensor zur Temperatur-Bestimmung des RTMs (Cernox-1030-SD-HT [103, 104]) ist unterhalb des 24-Pin Steckers mobil angebracht (s. Abb. 3.8 b), Abb. 3.12 a)). Er hat ein kleines Chip-Gehäuse und wird durch ein dünnes CuBe-Blech mit Schrauben auf die Metallunterlage angedrückt. Prinzipiell besteht daher die Möglichkeit, den Chip-Sensor während eines zukünftigen Testlaufs direkt auf den Probenhalter im RTM zu montieren und somit unabhängig die Temperatur der Probe zu bestimmen.

3.5.3 Test des Kryostatsystems mit eingebautem RTM

Der Aufbau der Anlage für die Testmessungen des Kryostaten mit eingebautem RTM zeigt Abb. 3.3. Um den Kryostaten in die Aluminiumtonne einzusetzen, muss das 3-Kammer UHV-System auseinander gebaut werden. Dieses wurde bereits vor Auslieferung des Kryostaten bei einem Basisdruck von $p < 1 \cdot 10^{-10}$ mbar für RT-Messungen verwendet. Die Testphase wurde nun vorerst allein mit der Transferkammer unter dem Bodenflansch des Kryostaten und ohne die Seitenkammern (UHV-Kammer 1,2, s. Abb. 3.2) durchgeführt. Der reduzierte Aufbau hat jedoch vermutlich keinen Einfluss auf die dargestellten Resultate der Testphase.

Basisdruck

Der Kryostat mit RTM wurde im Testaufbau für 7 Tage ausgeheizt, dabei war der ^{3}He-Kryostateinsatz entsprechend Abb. 3.6 nach unten in die Transferposition ausgefahren. Die Temperatur am RTM sowie ^{3}He-Topf betrug über diese Zeitspanne 110-120 °C. Nach Abschalten der Heizung und ungekühltem Kryostaten ($T_{\mathrm{RTM}} \approx RT$) wurde ein Basisdruck von $p \approx 1 \cdot 10^{-10}$ mbar erreicht [23]. Die Zusammensetzung des Restgases ist in den beiden Massenspektren von Abb. 3.9 a,b) dargestellt. Die Aufnahmen zeigen ein normales Spektrum mit einem dominierenden H_2-Peak (Masse $m = 2$), einem relativ hohen CO/C_2H_4-Peak ($m = 28$), einem typischen CO_2-Peak ($m = 44$) sowie typischen Kohlenwasserstoff-Peaks um die Massenzahlen 12, 24, 36. Der Wasser-Peak ($m = 18$) ist relativ klein, was auf ein ausreichendes Ausheizen hindeutet. Es tritt kein Sauerstoff-Peak bei 32 amu auf, der sonst auf ein Leck im System hinweisen würde.
Wenn das ^{4}He-Bad im $LHe - Dewar$ des Kryostaten gefüllt wird, so fällt der Druck in der Transferkammer aufgrund des Kryopumpeffekts, und es wird ein Basisdruck von $p \approx 4 \cdot 10^{-11}$ mbar erreicht. Auch während des Verfahrens des ^{3}He-Systems bleibt der Druck im Wesentlichen unter $1 \cdot 10^{-9}$ mbar. Nur beim Öffnen bzw. Schließen der Wärmeschild-Klappen am unteren Ende des UHV-Einsatzes steigt der Druck kurzzeitig auf $1 \cdot 10^{-8}$ mbar. Da diese Drücke nach dem *ersten* langen Ausheizzyklus gemessen wurden, lassen sich die Werte vermutlich noch verbessern. Speziell der Druckanstieg beim Verfahren des RTMs sollte durch öfteres Ausheizen geringer ausfallen.

[23] Hierbei wurde das System mit einer Ionenzerstäuberpumpe (Pumprate 500 l/s bei $p \approx 1 \cdot 10^{-10}$ mbar) an einem NW100CF-Flansch der UHV-Transferkammer gepumpt. Die Druckmessröhre war ebenfalls an der Transferkammer angebracht.

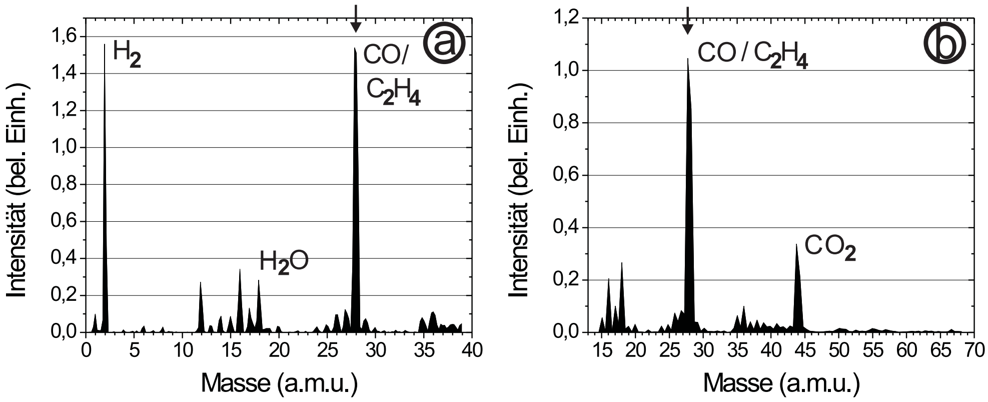

Abb. 3.9: Massenspektren a,b) der Restgas-Zusammensetzung in der Transferkammer nach Ausheizen des Systems für 7 Tage und bei ungekühltem Kryostaten bzw. einer Temperatur am RTM von ca. 300 K (RT). Die Aufnahmen zeigen typische UHV-Spektren bis auf den Peak bei 28 amu (CO/C_2H_4), der im Verhältnis zum sonst stark dominierenden Wasserstoff-Peak (2 amu) relativ hoch ist ($p \approx 1 \cdot 10^{-10}$ mbar).

Standzeit und Temperaturstabilität bei Basistemperatur, Probentransferzeiten

In den Tests zur Standzeit und zur Stabilität der Basistemperatur hat sich gezeigt, dass eine sehr gute thermische Verbindung zwischen RTM und ^{3}He-Topf besteht. Die gemessene Basistemperatur am extern kalibrierten Cernox-Sensor des RTM liegt nur etwa 1 mK über der gemessenen Basistemperatur am geeichten RuO_2-Sensor [97] des ^{3}He-Topfs. Im Folgenden werden daher RTM-Temperatur und die Temperatur des ^{3}He-Topfs gleichgesetzt.

In Abb. 3.10 a) ist der Temperaturverlauf des ^{3}He-Topfs (=RTM) nach Einkondensieren von ^{3}He und Abkühlen auf Basistemperatur im Langzeitstabilitätstest aufgetragen. Dabei wurde mit einer externen Drehschieberpumpe am 1 K-Topf gepumpt. Anhand Abb. 3.10 a) lässt sich eine stabile Basistemperatur von 262 ± 5 mK über bemerkenswerte 130 h erkennen, am Ende ist das ^{3}He-Kondensat verdampft, und die Temperatur des ^{3}He-Topfs steigt auf die Temperatur vor dem Abkühlen an (≈ 1.6 K). Für weitere Messungen bei Basistemperatur benötigt man eine Zeitspanne von 1-2 h.

Der Temperaturverlauf am ^{3}He-Topf ohne Pumpen am 1 K-Topf, aber mit geöffnetem Nadelventil zur ^{4}He-Speisungskapillare, zeigt Abb. 3.10 b). Es wird eine um 50 mK höhere Basistemperatur von 315 ± 5 mK für 30 h erreicht. Die Basistemperatur ist erhöht, da einerseits die Sorptionspumpe nicht mehr so stark gekühlt wird, weshalb die Pumprate und die Kühlleistung niedriger ist, und andererseits der gesamte Wärmeeintrag erhöht ist, weil das 1 K-Topf Wärmeschild eine höhere Temperatur hat und die Kabel nicht

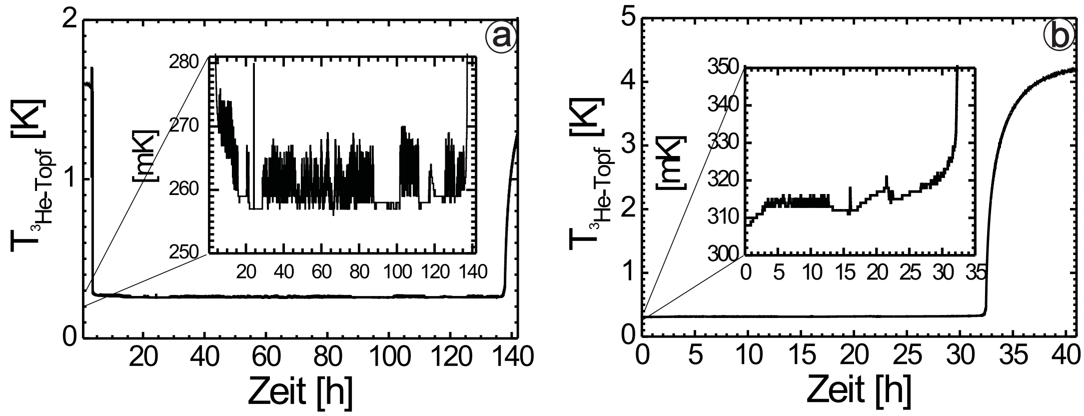

Abb. 3.10: Standzeit der Basistemperatur und Temperaturstabilität des Kryostaten: a) bei Pumpen am 1 K-Topf mit einer externen Drehschieberpumpe; b) bei geöffnetem Nadelventil der Speisungskapillare des 1 K-Topfs zur Kühlung der Sorptionspumpe, aber ohne externe Pumpen. Die aufgetragene Temperatur des ^{3}He-Topfs entspricht bis auf 1 mK der Temperatur des RTMs. Die Insets zeigen eine aufgeweitete Temperaturskala um die jeweilige Basistemperatur. Die Langzeitstabilität des Systems a) mit externem Pumpen beträgt 130 h bei einer Basistemperatur von 262 ± 5 mK. Ohne den Betrieb einer externen Pumpe kann am RTM eine Temperatur von 315 ± 5 mK für 30 h erreicht werden. Die jeweilige Standzeit wird begrenzt durch das Verdampfen des ^{3}He-Kondensats.

mehr so stark vorgekühlt werden. Dieser höhere Wärmeeintrag führt auch zur reduzierten Standzeit von 30 h [24].
Die Basistemperatur kann in beiden Fällen (Abb. 3.10 a) und b)) stabil gehalten werden, ohne dabei gleichzeitig den ^{4}He-Durchfluss in den Ausheiz/Kühlrohren durch externes Pumpen zu erhöhen (s. Abb. 3.7). Somit sind RTM-Messungen bei einer Basistemperatur von 315 mK für 30 h in Feldern bis 12 T ohne mechanische Pumpen, allein durch den Betrieb der vibrationslosen Sorptionspumpe, möglich. In diesem Fall sind einkoppelnde Vibrationen von externen Pumpen über die Pumpleitungen bestmöglich minimiert.

Der insitu Spitzen- bzw. Probenwechsel des RTMs wirkt sich vorteilhaft auf die Zeitspanne zwischen Messungen bei Basistemperatur auf verschiedenen Probensystemen aus. Prinzipiell muss das gesamte System nur zu Wartungszwecken geöffnet werden. Das gesamte 3-Kammer UHV-System ist dabei so konzipiert, dass die Seitenkammern (UHV-Kammern 1,2; s. Abb. 3.2 bzw. Abb. 3.15) separat betrieben und ausgeheizt werden

[24] Nach Verdampfen des ^{3}He-Kondensats steigt die Temperatur am RTM bzw ^{3}He-Topf auf 4.2 K an (vgl. Abb. 3.10 a, b)).

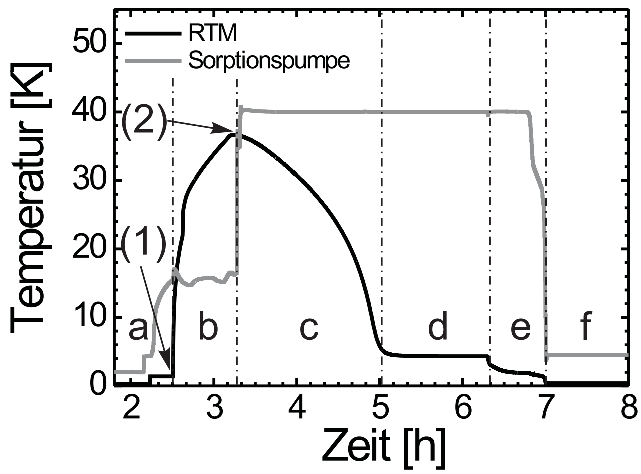

Abb. 3.11: Dargestellt ist der Temperaturverlauf am RTM bzw. ^{3}He-Topf und an der Sorptionspumpe während des Zyklus eines RTM-Spitzen- oder Probenwechsels. Das RTM wurde am Zeitpunkt (1) in die UHV-Transferkammer abgesenkt (s. Abb. 3.6) und wurde am Zeitpunkt (2) wieder in die Messposition hochgefahren (s. Abb. 3.7). Zeitfenster: a) RTM im Kryostaten auf Basistemperatur; b) RTM Probenwechsel in der UHV-Transferkammer; c,d) RTM im Kryostaten, Heizen der Sorptionspumpe; e) Einkondensieren von ^{3}He durch Pumpen am 1 K-Topf; f) 1 K-Topf Pumpe und Heizelement an der Sorptionspumpe ausgeschaltet und RTM auf Basistemperatur. Wird unverzüglich mit dem Kühlen des 1 K-Topfs begonnen, dann entfällt die Zeitperiode d), wodurch ein Proben- bzw. Spitzenwechsel mit anschließendem Abkühlen auf Basistemperatur in 3-4 h möglich ist.

können.

In Abb. 3.11 ist der Temperaturverlauf des RTMs ($\approx^3$He-Topf) und der Temperaturverlauf der Sorptionspumpe während eines Probenwechsels aufgetragen. Zu Beginn a) befindet sich das RTM in der Messposition im Kryostaten nahe der Basistemperatur (s. Abb. 3.7). Zum Zeitpunkt (1) wird das RTM durch Verfahren des ^{3}He-Systems nach unten in die UHV-Kammer transferiert (s. Abb. 3.6, Zeitdauer des Verfahrens ca. 5 min). Im Zeitfenster b) findet der Probenwechsel und die Grobannäherung der RTM-Spitze statt, bevor am Zeitpunkt (2) das RTM wieder in die Messposition zurückgefahren wird. Während der Zeitspanne b) erwärmt sich das RTM auf ca. 35 K, wobei die Temperatur der Sorptionspumpe relativ konstant bleibt. Da jedoch das ^{3}He-Kondensat in Bereich b) verdampft ist, muss erneut einkondensiert werden. Zunächst wird in Bereich c,d) die Sorptionspumpe auf 40 K geheizt, wodurch der Druck im ^{3}He-System ansteigt, so dass

der ^{3}He-Topf auf den Gegenkonus des 1 K-Topf Wärmschilds gepresst wird und ^{3}He-Topf sowie RTM auf 4 K gekühlt werden. Anschließend wird im Zeitfenster e) am 1 K-Topf gepumpt, ^{3}He kondensiert und das Heizelement an der Sorptionspumpe wird ausgeschaltet. Die Sorptionspumpe beginnt am ^{3}He-Kondensat zu pumpen, und das RTM erreicht die Basistempertur im Zeitfenster f). Durch sofortiges Pumpen am 1 K-Topf kann das Abkühlen des RTMs und das Einkondensieren von ^{3}He schneller erfolgen, so dass Zeitspanne d) entfällt und c) kürzer wird. Somit dauert ein Probenwechsel bis zum Erreichen einer stabilen Basistemperatur 3-4 h. Die Temperatur am RTM bleibt während eines Probenaustauschs unter 35 K, wobei auch hier durch gleichzeitiges Pumpen am 1 K-Topf und Heizen der Sorptionspumpe vermutlich ein geringerer Temperaturanstieg in Phase b) erzielt werden kann.
Die Standzeit bei Basistemperatur ist in beiden Fällen von Abb. 3.10 a,b) durch das Verdampfen des ^{3}He-Kondensats limitiert. Das ^{4}He-Bad im $LHe - Dewar$ wird im Betrieb der Anlage zweimal pro Woche mit 45 l nachgefüllt, so dass hieraus eine kleine Einschränkung auf kontinuierliche Langzeit-Messungen erfolgen könnte. Dahingegen muss das LN_2-Schild nur einmal die Woche aufgefüllt werden.

3.6 Das Rastertunnelmikroskop

Das Herzstück der Anlage bildet das Tieftemperatur-Rastertunnelmikroskop mit einem insitu Spitzenwechsel-Mechanismus, der von D. Haude entworfen wurde [109]. Das allgemeine Ziel im Aufbau eines gut funktionierenden RTMs ist ein stabiler Tunnelübergang, der von mechanischen, akustischen sowie elektrischen Störungen weitgehend isoliert ist. Damit mechanische Schwingungen möglichst gering einkoppeln, wird nach Gl. (3.2) ein möglichst steifer und kompakter Aufbau des RTMs mit hohen Eigenfrequenzen benötigt. Es ergibt sich dann in Kombination mit dem externen Dämpfungssystem, das seinerseits niedrige Resonanzfrequenzen besitzt, ein effektiver Filter für resonante Anregungen des RTMs (s. Gl. (3.3)).
Die kleine Magnetbohrung (ø 80 mm) führt über die verschiedenen Komponenten des UHV-Einsatzes und des ^{3}He-Systems zu einem letztendlich verfügbaren Durchmesser im Innern des 1 K-Topf Wärmeschilds von nur ø 40 mm. Dieses, das RTM umgebende, 1 K-Topf Wärmeschild fungiert als zusätzliche elektrische Abschirmung im Innern des Kryostaten (s. Abb. 3.7). Die verschiedenen Materialeinschränkungen wurden bereits angesprochen, insbesondere können keine Materialien mit hohem Dampfdruck, keine magnetischen Materialien und deshalb auch keine magnetischen Haltesysteme für Spitze und Probe bei diesem RTM zum Einsatz kommen. Um ein gutes thermisches Gleichgewicht zu erhalten, sollten die verbleibenden Materialien eine möglichst hohe thermische Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen besitzen, und die Ausdehnungskoeffizienten sollten nicht zu stark variieren. Generell können nicht alle Anforderungen gleichzeitig bestmöglich erfüllt werden, so dass ein optimaler Kompromiss angestrebt wird.
Von besonderer Bedeutung für die mechanische Stabilität des Tunnelübergangs ist der Mechanismus zur Grobannäherung der Spitze bezüglich der Probe. Dieser legt einerseits die mechanisch bewegten Komponenten im RTM fest und ist andererseits selbst

über den Mikroskopkörper direkt am mechanischen Weg zwischen Spitze und Probe beteiligt (vgl. Abb. 3.1). In TT-RTM-Anlagen werden zum Großteil piezogetriebene Schrittmotoren verwendet. Die Grobannäherung in diesem RTM beruht ebenfalls auf dem inversen piezoelektrischen Effekt, wobei der verwendete Schrittmotor nach dem sogenannten „Walker“-Design [110] aufgebaut ist. Das Funktionsprinzip hat sich bereits in anderen 4 K-RTM-Anlagen der Arbeitsgruppe [82, 109] und in der 300 mK-RTM-Anlage in Ref. [84] als sehr stabil und zuverlässig ausgezeichnet. Gegenüber dem ebenfalls häufig verwendeten „Beetle“-Design [111] hat das „Walker“-Prinzip den Vorteil, trotz kompakten Aufbaus einen großen Verfahrweg bereit zu stellen und beim Bewegen einen relativ hohen Kraftwiderstand überwinden zu können. Beide Punkte sind entscheidend für den insitu Spitzenwechsel-Mechanismus des RTMs. Zusätzlich kann mit dem „Walker“-Design eine relativ hohe Schrittweite und eine schnelle Grobannäherung im sogenannten Stick-Slip Modus erzielt werden.

Abb. 3.12 a) zeigt ein Foto des RTM am unteren Stecker-Teil (RTM-Stecker) der thermischen Ankopplung zum ^{3}He-Topf. Eine vertikale (links) und horizontale (rechts) Schnittansicht durch den Mikroskopkörper ist in Abb. 3.12 b) dargestellt. Das RTM zusammen mit RTM-Stecker (OFHC) kann als separate Einheit einfach an das obere Stecker-Teil der Cu-Stange zum ^{3}He-Topf montiert werden. Die Probe wird kopfüber in den Probenhalter eingeschoben, und die RTM-Spitze wird von unten angenähert. Die RTM-Spitze ist im sog. Röhrenscanner fixiert, der am unteren Ende fest über einen Macorsockel im Saphirprisma, welches für die Grobannäherung nach dem „Walker“-Design benötigt wird, eingeklebt ist (s. Abb. 3.12 a,b)). Durch diese Integration der Rastereinheit in das Saphirprisma kann ein extrem kompakter Aufbau realisiert werden, der dennoch eine stattliche Länge des Röhrenscanners von 20 mm und einen Verfahrweg des Saphirprismas bzw. der Spitze von ≈ 15 mm ermöglicht. Weiterhin erkennt man in Abb. 3.12 a) die thermische Ankopplung der Kabelzuleitungen nach dem 24-Pin-Stecker und den Einbau des Cernox-Sensors unter einer CuBe-Federplatte.

Grundkörper und Probenhalter

Der Grundkörper ist aus Gründen des Zusammenbaus und der Modularität [25] zweigeteilt, wobei der obere Teil den Probenhalter enthält und der untere Teil den „Walker“-Schrittmotor mit RTM-Spitze. Um eine gute thermische Ankopplung und Thermalisierung des gesamten RTM zu erhalten, wurde der Mikroskopkörper und etliche Kleinteile aus Phosphorbronze anstatt der häufig eingesetzten Glaskeramik Macor [82, 84] angefertigt. Phosphorbronze hat gegenüber Macor eine relativ gute thermische Leitfähigkeit ($\lambda(4\mathrm{K}) \approx 0.02$ W/cmK [106]) und zeichnet sich gegenüber Kupfer durch eine größere Härte und eine mit Edelstahl vergleichbare Steifheit aus [26]. Das Material lässt sich

[25] z. B. soll in Zukunft ein (x,y)-Verschiebetisch für den Probenhalter implementiert werden.

[26] Molybdän hat eine bessere thermische Leitfähigkeit, ist jedoch schwer zu verarbeiten und spröde. Titan wird bei den erreichbaren Temperaturen supraleitend, wodurch Abschirmströme im externen Magnetfeld nachteilig eine Kopplung zwischen der RTM-Einheit und dem Feld bewirken würden. Insgesamt zeigen Elementmetalle einen geringeren Widerstand, was zu höheren magnetischen Abschirmströmen führt, die z. B. bei Bewegungen des Mikroskops im Magnetfeld induziert werden können. Phosphorbronze stellt als Cu-Legierung einen guten Kompromiss dar.

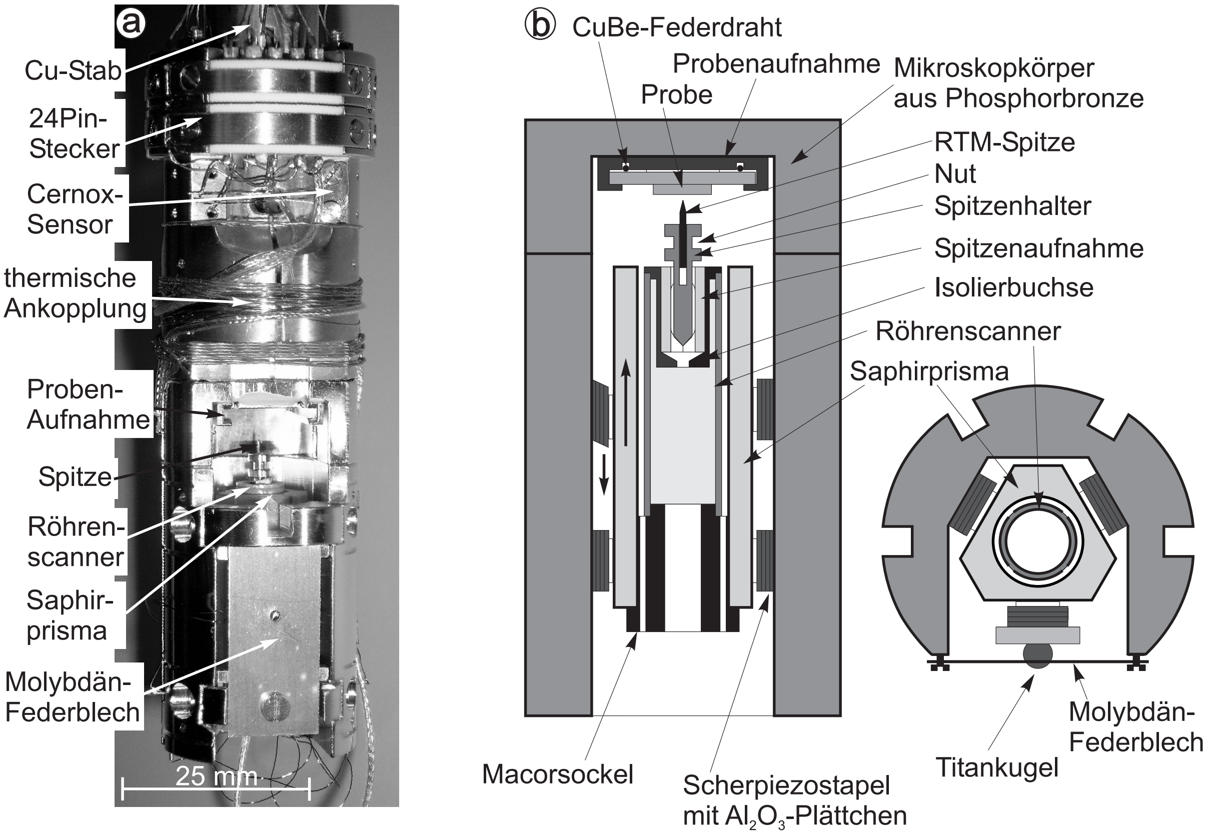

Abb. 3.12: a) Foto des Tieftemperatur-Rastertunnelmikroskops am unteren Stecker-Teil der thermischen Ankopplung zum ^{3}He-Topf. b) Prinzipskizzen des TT-RTMs im vertikalen Schnitt (links) und horizontalen Schnitt (rechts) in der Ebene der Scherpiezo-Stapel für den Schrittmotor. Der Durchmesser des Mikroskops beträgt nur 25 mm und die Länge inklusive unterem Stecker-Teil 85 mm. Der kompakte Aufbau wird durch die Integration des Röhrenscaners in das Saphirprisma erreicht und ergibt zusammen mit dem rigiden Mechanismus zur Grobannäherung der Spitze im „Walker"-Design eine effektive Vibrationsisolation des Tunnelübergangs. Ferner führen die massiven Bauteile des Grundkörpers aus vergoldeter Phosphorbronze zu einer guten Thermalisierung und thermischen Ankopplung des TT-RTMs.

zudem sehr gut spanend bearbeiten, so dass filigrane Teile und Gewindelöcher angefertigt werden können. Der Durchmesser des Grundkörpers beträgt nur 25 mm bei einer Länge inklusive des unteren RTM-Steckers von 85 mm. Die Kontaktflächen der Schraubverbindungen sind ebenfalls poliert, und die Einzelteile wurden vor dem Zusammenbau vergoldet (Dicke 3 μm).
Damit der vergoldete Probenhalter aus Phosphorbronze vom Grundkörper elektrisch isoliert ist und trotzdem eine relativ gute thermische Verbindung erhält, wurde er mit einem nicht-leitenden 2-Komponenten Klebstoff [102] hoher thermischer Leitfähigkeit eingeklebt. An seiner unteren Fläche sind zwei gebogene CuBe-Drähte eingelötet, so dass eine von vorne eingeschobene Probenplatte von oben gegen die unteren Innenkanten der seitlichen Führungsschienen gedrückt wird. Hierdurch wird eine stabile und definierte Lage der Probe erreicht [27].

Die Grobannäherung der Spitze nach dem „Walker"-Design

In den Schnittansichten von Abb. 3.12 a,b) erkennt man den Aufbau des piezogetriebenen Schrittmotors, dessen Funktionsprinzip auf dem einstellbaren Wechselspiel von Haft- und Gleitreibung zwischen poliertem Saphir (kristallines Al_2O_3) und gesinterten Al_2O_3-Plättchen beruht. Sechs vierlagige Scherpiezostapel [28] mit aufgeklebten, polierten Al_2O_3-Plättchen, die in zwei Ebenen angeordnet sind, halten das längliche Saphirprisma [113] aufgrund der Haftreibung. Zwei der sechs Stapel sind auf einer Brücke aus Phosphorbronze eingeklebt [29], die zusammen mit einem Molybdänblech sowie einer Titankugel eine Klemmvorrichtung bilden. Dadurch kann der Anpressdruck bzw. die Reibung zwischen Prisma und den Al_2O_3-Plättchen der Scherpiezostapel über das als Feder wirkende Molybdänblech mit einer Schraube eingestellt werden. Auftretende Unterschiede in der Kontraktion der Bauteile beim Abkühlen werden ebenfalls über das Molybdänblech ausgeglichen.
Bei Anlegen einer Hochspannung werden die Scherpiezostapel entlang der Längsachse des Prismas ausgelenkt (s. Abb. 3.12 b)). Der Schrittmotor wird im „Stick-Slip"-Modus betrieben. Für einen einzelnen Schritt werden zunächst alle sechs Stapel durch eine schnelle Spannungsrampe ($\tau = 2$ μs) gleichzeitig ausgelenkt. In diesem Fall ist die kleinere Gleitreibung ausschlaggebend dafür, dass die Al_2O_3-Plättchen an der Saphiroberfläche entlang gleiten, wohingegen das Prisma aufgrund seiner Trägheit in der gleichen

[27] Der für den RTM-Spitzenwechsel benötigte Spitzentransporter hat die identische Grundfläche wie eine Probenplatte und erhält ebenfalls durch die Führungsschienen eine definierte Position mit geringem Spiel.

[28] Material: Platten aus EBL# 4 [112] mit Goldelektroden

[29] Damit sich die Piezostapel beim Abkühlen nicht von den Bauteilen aus Phosphorbronze lösen (relativ hoher Unterschied in den Ausdehnungskoeffizienten im Vergleich zu einem Mikroskopkörper aus der Glaskeramik Macor), wurde für diese Klebstellen nicht-leitender Epo-Tek H77 [102] mit einer hohen Scherfestigkeit verwendet. Es wurde ebenfalls eine kleine Stelle mit leitfähigem Epo-Tek 417 [114] benötigt, um die unterste Elektrode mit dem Mikroskopkörper zu kontaktieren. Insgesamt bestehen alle Klebstellen des RTMs aus nicht-leitendem Epo-Tek H77 oder leitfähigem Epo-Tek 417 bzw. H20E. Eine Ausnahme bildet die Klebstelle aus Torr Seal [115] zwischen Macorsockel und Saphirprisma, die durch starkes Erhitzen, z. B. zum Ausbau eines defekten Röhrenscanners, wieder zerstört werden kann.

Position verharrt. Bei der anschließenden langsamen Relaxation ($\tau \approx 2$ ms) der Scherpiezostapel in ihre Ausgangslage ist die größere Haftreibung wieder ausschlaggebend dafür, dass das Prisma mitbewegt wird und somit ein Schritt erfolgt. Je nach Polarität der Spannungsrampe wird ein Schritt in Richtung zur Probe oder von ihr weg durchgeführt. Die Schrittweite kann dabei über die Höhe der Spannungsrampe $100 - 400$ V verändert werden. Sie ist ebenfalls abhängig vom eingestellten Anpressdruck. Für 300 V liegt die Schrittweite um 150 nm bei RT und um 50 nm bei Basistemperatur. Der kontinuierliche Betrieb erfolgt mit einer Schrittfrequenz von 500 Hz [30].
Der typische Ablauf einer Annäherung der Spitze erfolgt zunächst über eine kontinuierliche Annäherung auf einen Abstand von ca. 100 μm unter Sichtkontolle mit einem optischen Mikroskop. Die restliche Annäherung wird in der Messposition mit dem rechnergesteuerten Einzelschritt-Betrieb bei ca. 0.5-1 Hz vollzogen. Der Röhrenscanner mit einem höheren z-Hub als die Schrittweite des Piezomotors wird dabei zwischen den einzelnen Schritten jeweils ausgefahren, und es wird überprüft, ob ein Tunnelstrom auftritt. Typischerweise dauert eine Annäherung bei Basistemperatur etwa 1-2 h.
Der größte Vorteil dieses „Walker-Designs" für die mechanische Stabilität des Tunnelübergangs kommt durch die feste Einspannung des Saphirprismas in die sechs Piezostapel zustande, wodurch ein rigider Aufbau ohne frei bewegliche Teile gegeben ist.

3.6.1 Besonderheiten des TT-RTMs: Scanner-Aufbau und Spitzenwechsel-Mechanismus

Rastereinheit

Die Rastereinheit (Röhrenscanner) für die Feinpositionierung der Spitze ist am unteren Ende über einen Macorsockel in das Saphirprisma fest eingeklebt. Der bewegliche obere Teil enthält die RTM-Spitze. Der 1/4 Zoll Röhrenscanner (Wandstärke 0.51 mm) mit einer Länge von 20 mm besteht aus Blei-Zirkonium-Titanat (Material EBL# 4 [112]) und hat eine Innenelektrode für die z-Auslenkung senkrecht zur Probenoberfläche sowie eine in vier Quadranten segementierte Außenelektrode für die x,y-Bewegung. Für die verwendete Piezokeramik fällt eine Auslenkung des Röhrchens, die durch eine entsprechende Hochspannung erzeugt wird, bei 4 K nur etwa um ein Drittel kleiner aus als bei Raumtemperatur, wodurch sich wiederum ein relativ großer Bildbereich für Tieftemperatur-Messungen bei einer limitierten Länge des Röhrenscanners erzielen lässt. Als Elektrodenmaterial wurde Kupfer anstatt dem besser haftenden, üblichen Nickel gewählt, da eine Beeinflussung des Rasterverhaltens bei hohen Magnetfeldern befürchtet wurde.
Mit den in Ref. [99] angegebenen Formeln für die Auslenkung eines Röhrenscanners kann der maximale z-Hub bei RT für eine verfügbare Hochspannnung $U = 280$ V und dem Materialwert der verwendeten Piezokeramik von $d_{31} = -95 \cdot 10^{-12}$ m/V zu $\Delta z(RT) \approx 840$ nm berechnet werden. Für den maximalen Rasterbereich bei RT ergibt

[30]Es wird dabei eine kurzzeitige Erwärmung des Mikroskops von Basistemperatur auf 1-2 K beobachtet. Allerdings wird dieser Betrieb bei tiefen Temperaturen nur für eine Entfernung der Spitze von der Probe eingesetzt.

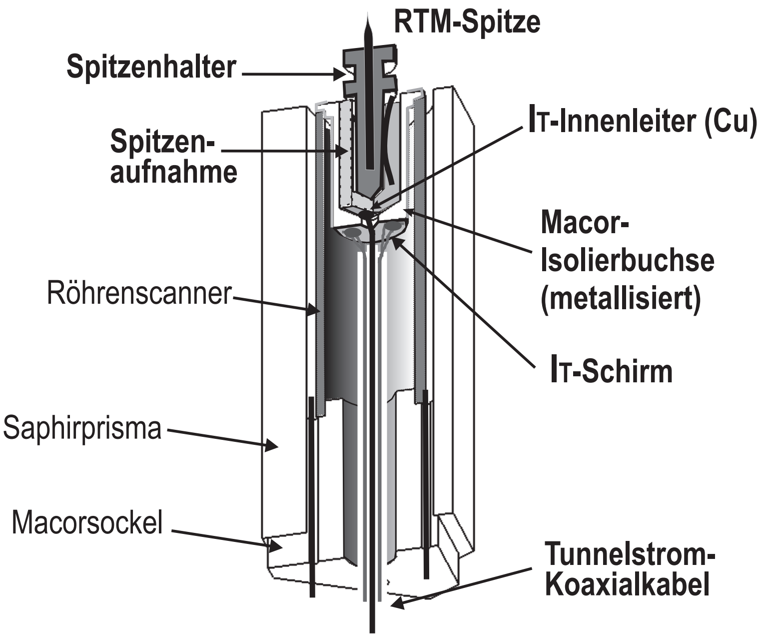

Abb. 3.13: Vertikale 3D-Schnittansicht zum Aufbau des Röhrenscanners: Der portable Spitzenhalter mit Spitzendraht wird in die Spitzenaufnahme (Phosphorbronze) des Röhrenscanners mit einer CuBe-Blattfeder eingeklemmt (schwarze gebogene Linie, s. Abb. 3.14). Die Zuleitung zur Spitze erfolgt über ein flexibles Koaxialkabel, dessen Schirm mit leitfähigem Kleber an der äußeren Metallisierung der Isolierbuchse angeklebt ist. Durch die Verwendung eines Cu-Innenleiters soll die Spitze über die elektrische Zuleitung gleichfalls thermisch angekoppelt werden.

sich eine Fläche von 3×3 μm^2. Diese Abschätzungen wurden durch die experimentelle Eichung der Rastereinheit an atomar aufgelösten RTM-Aufnahmen auf der InAs(110)-Oberfläche bestätigt. Eine experimentelle Kalibrierung bei 0.3 K ergab die Reduktion des maximalen Rasterbereichs um den Faktor 2.85 gegenüber RT. Somit kann bei Basistemperatur ein Probenausschnitt von ungefähr 1×1 μm^2 untersucht werden. Es wurden desweiteren bei RT die niedrigsten Eigenmoden des Röhrenscanners durch Anregung mit einer Wechselspannung über einzelne Elektroden-Segmente bestimmt. Die laterale Biegeschwingung liegt bei 4.4 kHz, dagegen lassen sich Eigenschwingungen über die z-Innenelektrode erst um 20 kHz anregen. Aufgrund der erhöhten Steifheit der meisten Materialien bei tiefen Temperaturen sollten diese Resonanzfrequenzen bei Basistemperatur noch etwas höher liegen.

Aufbau des Röhrenscanners

In Abb. 3.13 erkennt man den Aufbau innerhalb des Saphirprismas in einer 3D-Schnittansicht. Die Elektroden des Röhrenscanners werden von unten mit CuBe-Drähten durch

den Macorsockel kontaktiert (schwarze Linien in Abb. 3.13). Der RTM-Spitzendraht steckt im portablen Spitzenhalter aus Molybdän, der im oberen Abschnitt des Röhrenscanners mit einer CuBe-Blattfeder in die Spitzenaufnahme eingeklemmt wird (s. Abb. 3.14). Die Spitzenaufnahme aus Phosphorbronze ist in die Macor-Isolierbuchse eingeklebt, deren außenliegende Flächen metallisiert [31] wurden und die selbst mit dem Röhrenscanner fest verbunden ist. Insgesamt ergibt diese konzentrische Anordnung der radialsymmetrischen Einzelteile eine gleichmäßige Gewichtsverteilung um die Längsachse des Röhrenscanners, wodurch Selbstanregungen beim Rastern vermieden werden und die Einheit durch ihren vertikalen Einbau schwer anregbar ist.
Um die Einstrahlung elektrischer Störsignale auf die Zuleitungen von Tunnelspannung und Tunnelstrom zu minimieren, müssen diese weitgehend geschirmt sein. Insbesondere gilt dies für den Weg des Tunnelstroms vor dem Vorverstärker, der außerhalb am Deckelflansch des Kryostaten angebracht ist. Die Tunnelspannung wird in diesem TT-RTM an die Probe angelegt und der Tunnelstrom über die Spitze gemessen. Es besteht ferner das Bestreben, die Spitze möglichst gut über die elektrische Zuleitung abzukühlen. Beide Ziele sollen durch die indirekte Kontaktierung der Spitze mit einem flexiblen, Teflon-isolierten Cu-Koaxialkabel, das von unten durch den Röhrenscanner geführt wird, erreicht werden. Dabei kann mit dieser Methode eine komplette Schirmung der Tunnelstrom-Zuleitung für den vorderen RTM-Bereich aufgebaut werden, und es kann ein Innenleiter mit einem dickeren Querschnitt als bei einer seitlichen Verbindung zum empfindlichen Ende des Röhrenscanners eingesetzt werden [32]. Der Kupfer-Innenleiter (ø[in] 0.2 mm) ist durch ein Loch in der Isolierbuchse an der Spitzenaufnahme aus Phosphorbronze angelötet. Das vergoldete Geflecht der Kabelschirmung ist um diesen Durchgang mit leitfähigem Epo-Tek 417 zu einem geschlossenen Schirm auf die metallisierte Isolierbuchse angeklebt (s. Abb. 3.13). Das Koaxialkabel wird nach unten über eine Schlaufe durchgehend bis zum unteren Stecker-Teil der thermischen Ankopplung geführt, an dem es thermisch abgefangen wird [108] (s. Abb. 3.12 a)). Von dort wird der Tunnelstrom über ein geschirmtes twisted-pair Edelstahl-Koaxialkabel zum Vorverstärker geführt (s. u.).

Spitzenwechsel-Mechanismus

Durch den insitu Spitzenwechsel-Mechanismus des TT-RTMs können erstens RTM-Spitzen ausgetauscht werden, die sich nicht mehr über Spannungspulse oder Feldemission präparieren lassen, und zweitens können RTM-Spitzen, die in einer Seitenkammer mit einem dünnen Film eines magnetischen Materials beschichtet werden, für spinpolarisierte RTM-Messungen eingesetzt werden (s. Kap. 4.3). Die Möglichkeit, die Spitze zu wechseln, bedeutet andererseits eine bewegliche Komponente in unmittelbarer Nähe des Tunnelkontakts, weshalb eine stabile Halterung unbedingt notwendig ist. Eine magnetische Halterung kann nicht verwendet werden, und für eine mechanische Fixierung muss

[31] Es wurde hierfür eine Metallemulsion, mit der eine Metallschicht aufgebrannt wird, verwendet: Thick Film Conductor, *DuPont, Electronic Materials*.

[32] Bei der Kontaktierung mit einer Zuleitung im Innern des Röhrenscanners muss ein elektrisches Übersprechen von den Hochspannungs-Signalen der z-Innenelektrode auf den Tunnelstrom verhindert werden.

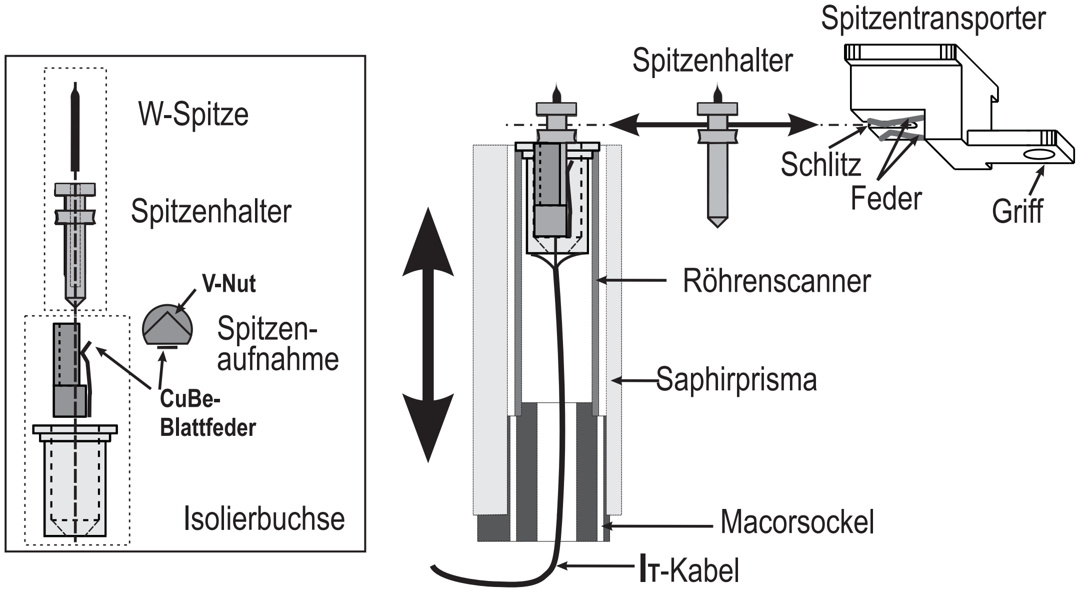

Abb. 3.14: Schemaskizze zum Spitzenwechsel-Mechanismus im TT-RTM: Der Spitzendraht wird ex vacuo in den Spitzenhalter aus Molybdän eingeklemmt. Dieser kann in einem Spitzentransporter zwischen den Kammern des RT-UHV-Systems transferiert werden. Der Spitzentransporter passt in den Probenhalter des TT-RTMs, so dass die Längsachse des Spitzenhalters mit der des Röhrenscanners exakt übereintrifft. Mit dem vertikalen Verfahren des Röhrenscanners über den piezogetriebenen Schrittmotor und der seitlichen Freiheit des Spitzentransporters kann der Spitzenhalter in beide Richtungen übergeben werden.

darauf geachtet werden, dass die Metall-Komponenten im UHV nicht verklemmen. Das Funktionsprinzip des verwendeten Mechanismus [109], indem der sogenannte Spitzenhalter zwischen einem Spitzentransporter und dem Röhrenscanner übergeben wird, ist in Abb. 3.14 dargestellt.

Die stabile Lage des Spitzenhalters ergibt sich in diesem RTM durch eine 5-Punkt Lagerung seines langen Halses in der Spitzenaufnahme des Röhrenscanners. Die Spitzenaufnahme hat eine V-förmige Nut, die jedoch auf der mittleren Höhe eine Aussparung besitzt. Eine CuBe-Blattfeder drückt den runden Hals des Spitzenhalters auf mittlerer Höhe an seinem oberen und unteren Ende an die Seitenflächen der V-Nut. Beim Spitzenwechsel wird der Röhrenscanner von unten über den Hals des Spitzenhalters gefahren, und die CuBe-Blattfeder spannt den Spitzenhalter in die V-Nut der Spitzenaufnahme ein. Der piezogetriebene Schrittmotor bringt daher selbst die Kraft für die Klemmvorrichtung auf, dabei müssen die Längsachsen von Spitzenhalter und Röhrenscanner deckungsgleich sein.

Ein kompletter Spitzenwechsel läuft wie folgt ab: Der Röhrenscanner mit Spitzenhalter

wird in eine vertikale Position gebracht, so dass, wenn der Spitzentransporter mit einem UHV-Greifer in die Probenaufnahme geschoben wird, sein Schlitz um die Verjüngung des Spitzenhalters greift. Der Scanner wird dann nach unten gefahren, wobei der Spitzenhalter im Schlitz des Spitzentransporters stecken bleibt [33]. Der Spitzentransporter mit „altem" Spitzenhalter wird nun herausgezogen und ein „neuer" Spitzenhalter mit RTM-Spitze in einem anderen Spitzentransporter eingeschoben. Danach wird der Röhrenscanner über den Spitzenhalter gefahren. Abschließend wird der Spitzentransporter wieder herausgezogen, wobei der Spitzenhalter im Röhrenscanner nun gegenüber einer seitlichen Bewegung fixiert ist.
Der Spitzentransporter hat die gleiche Grundfläche wie eine normale Probenplatte und kann zwischen den verschiedenen Kammern des RT-UHV-Systems übergeben werden. Der Spitzendraht wird ex vacuo in den Spitzenhalter eingeklemmt und zusammen mit dem Spitzentransporter in die UHV-Anlage eingeschleust.

Verkabelung für rauscharme Messungen und Ansteuerung der RTM-Einheit

[34]Für hochauflösende spektroskopische Messungen ist es unbedingt erforderlich, die Zuleitungen für Tunnelstrom und Tunnelspannung gegen die Einstrahlung der überall im Gebäude vorhandenen elektrischen und magnetischen Wechselfelder zu schützen. Elektrische Felder lassen sich durch eine möglichst vollständige Schirmung minimieren, wobei eine ausgezeichnete Abschirmung der Verkabelung durch die metallene Umgebung des Kryostaten, der UHV-Kammer und des 1 K-Topf Wärmeschilds gegeben ist. Aus diesem Grund ist auch die Elektronik für die Einspeisung der Tunnelspannung und der Vorverstärker für den Tunnelstrom in ein Metallgehäuse eingebaut, das direkt an den Deckelflansch des Kryostaten angeschraubt ist (s. Pfeil in Abb. 3.3)). Der Schutz gegen niederfrequente magnetische Wechselfelder ist schwieriger. Sie induzieren in Leiterschleifen Spannungen, welche sich wiederum störend dem eigentlichen Messsignal überlagern. Diesen Störungen wird mit einer geeigneten Leitungsführung und einem differenziellen Messprinzip der Auswertelektronik begegnet.

Die Zuleitung für den Tunnelstrom über das Cu-Koaxialkabel zwischen dem RTM-Stecker und dem Röhrenscanner bis zur Spitze wurde bereits beschrieben (s. o.). Um den Probenhalter gleichfalls über die elektrische Zuleitung abzukühlen, wird für die Zuleitung der Tunnelspannung zur Probe ebenfalls das Teflon-isolierte Cu-Koaxialkabel verwendet. Die Schirmung der beiden Cu-Koaxialkabel ist mit dem RTM-Grundkörper elektrisch verbunden.
Oberhalb des 24-Pin-Steckers führen die Zuleitungen für Tunnelstrom und Tunnelspannung durch je einen Leiter eines abgeschirmten verdrillten Paares von Kabeln nach oben zum Deckelflansch. Der jeweils andere Innenleiter ist am RTM-Körper angeschlossen. Die beiden Innenleiter der zwei twisted pair Edelstahl-Koaxialkabel werden nun von

[33]Der Spitzentransporter ist selbst durch die seitlichen Führungsschienen der Probenaufnahme fixiert.
[34]Die kombinierte Auswertelektronik für die Einspeisung der Tunnelspannung zur Probe und dem Vorverstärker für den Tunnelstrom von der Spitze wurde neulich von D. Haude mit einem ähnlichen Design zu Ref. [81] konzipiert. Die hierfür notwendige Verkabelung wird näher beschrieben.

innen auf zwei isolierte BNC UHV-Durchführungen im Deckelflansch geführt. Nur der Schirm ist am Deckelflansch mit der Kammermasse verbunden. Die stückweise offenen Kabel sind innen mit Metallhülsen abgedeckt und dann durch die BNC-Durchführungen zur Auswertelektronik geführt. Auf der Außenseite des speziellen Flansches sitzt direkt der Vorverstärker. Sein Eingang ist mit der Tunnelstrom-Signalleitung und sein Referenzpotiential mit dem mitgeführten Potential des RTM-Körpers verbunden. Die Tunnelspannung wird analog separat eingespeist. So erhalten die funktional getrennten Blöcke für die Tunnelspannungs-Einspeisung und Tunnelstrom-Messung der Auswertelektronik je ein (von der Kammermasse unabhängiges) Referenzpotential am Ort des Experiments, auf das der Rest der Schaltung bezogen ist. Diese von D. Haude [81] konstruierte Schaltungstopologie kombiniert eine geringe kapazitive Kopplung zwischen Tunnelstrom- und Tunnelspannung-Zuleitung (wichtig für eine Modulationstechnik) mit einer differentiellen und somit wenig störanfälligen Leitungsführung.
Da die hohe Energieauflösung der Apparatur eine ausreichend genau definierte Tunnelspannung fordert, müssen auch hochfrequente Störungen außerhalb der Bandbreite der Elektronik vom Tunnelkontakt ferngehalten werden. Aus diesem Grund sind sämtliche Ein- und Ausgänge des an der Kammer angeschraubten Teils der Messelektronik mit breitbandigen Hochfrequenz-T-Filtern abgeblockt. Der I/U-Wandler für den Tunnelstrom ist aus besonders rauscharmen Bauteilen aufgebaut und liefert mit einem 1 GΩ-Rückkopplungswiderstand eine Verstärkung 1V/1nA bei einer effektiven Bandbreite von ungefähr 5 kHz. Das Rauschen am Ausgang beträgt $< 3\ \mathrm{mV_{rms}}$ entsprechend $< 3\ \mathrm{pA_{rms}}$. Die Auswertelektronik am Deckelflansch bekommt ihre Spannungsversorgung direkt aus der RTM Steuerungselektronik, die wiederum über einen Trenntrafo mit Netzspannung versorgt wird. Das gesamte RTM wird mit einer kommerziellen Steuerungs-Einheit und Software der Firma Omicron [116] betrieben.

Die Messungen zur Charakterisierung der Stabilität des RTMs werden in Abschnitt 3.8 beschrieben. Zunächst wird ein Überblick über das 3-Kammer RT-UHV-System gegeben, wobei im Einzelnen der Aufbau des RTMs für die Messungen bei Raumtemperatur und die Elektronenstoßheizung für die Spitzen- und Probenpräparation vorgestellt werden.

3.7 UHV-System und Komponenten

3.7.1 Übersicht

Das aufgebaute 3-Kammer UHV-System dient der Präparation von RTM-Proben und RTM-Spitzen sowie der Charakterisierung von Proben durch komplementäre Methoden und der Vorcharakterisierung mittels RTM-Untersuchungen bei Raumtemperatur, die weniger Zeit als Tieftemperatur-Messungen benötigen. Der RT-UHV-Bereich wurde schon vor Auslieferung des Kryostaten vollständig zusammengestellt und für Messungen an verschiedenen Probensystem wie Au(111), Co/Au(111), Co/InAs(110) [77, 117], Fe/W(110) (s. Kap 4.4), Co/W(110) [77] verwendet. Das „TT-RTM“ war dabei genau an der Position der UHV-Transferkammer unter der Aluminiumtonne eingebaut, die

der jetzigen Transferposition für einen Spitzen- und Probenwechsel in das TT-RTM bei ausgefahrenem ^{3}He-Kryostateinsatz entspricht (vgl. Abb. 3.6). Es konnten somit speziell die Übergabemechanismen und die Sichtverhältnisse beim empfindlichen RTM-Spitzenwechsel überprüft werden.
Eine Zusammenstellung in Abb. 3.15 zeigt die Vielzahl der verfügbaren Methoden im RT-UHV-Bereich der Anlage. Zudem erkennt man in Abb. 3.15 die Position der flexiblen Membran-Faltenbälge für die mechanische Entkopplung der Transferkammer. Diese ist nur am Bodenflansch des in Sand gelagerten ^{3}He-Verdampfungskryostaten befestigt (hier nicht gezeigt, vgl. Abb. 3.6), wohingegen die anderen Komponenten stabil mit dem Grundrahmen des Gestells verbunden sind. Die einzelnen Gestellaufbauten sowie die beiden Seitenkammern (UHV-Kammer 1,2) des UHV-Systems werden auf den Fotos in Abb. 3.16 ersichtlich.
Die Möglichkeiten zur Charakterisierung und Präparation von RTM-Spitzen und Proben sind in den Seitenkammern untergebracht, dagegen wird der Transfer in das TT-RTM in der zentralen UHV-Kammer (Transferkammer) mit einem UHV-Greifer (Wobble-Stick) durchgeführt. Durch den Einsatz magnetisch gekoppelter Manipulatoren (Magnet-Schieber) können Proben und Spitzen beliebig zwischen den einzelnen Kammern übergeben werden. Um den Transfer über den 90 °-Winkel im sogenannten Transferkreuz zu bewerkstelligen, besitzen die Magnetschieber an ihrem vorderen Ende einen Aufsatz in Form einer Gabel, womit eine spezielle Transporthilfe mit jeweils zwei um 90 ° versetzte Bohrungen und einem rotierbaren Aufsatz für Proben bzw. Spitzen übergeben wird. Damit neue RTM-Proben (Substrate) und RTM-Spitzen in das UHV-System unter geringem Zeitaufwand eingeführt werden können, befindet sich eine Schleuse unmittelbar neben dem Transferkreuz (s. Abb. 3.15). Zum Einschleusen wird nur der kleine Bereich der Schleuse zuerst belüftet und nach Einbau der Komponenten evakuiert bzw. über Nacht ausgeheizt. Nachdem die Schleuse wieder mit dem UHV-System verbunden ist, werden in ihr ebenfalls atomar saubere InAs(110)-Oberflächen durch Spalten eines InAs-Einkristalls präpariert.
Die Halterungen und Übergabemechanismen der Schleuse sind nicht nur darauf abgestimmt, Proben von Umgebungsbedingungen einzuschleusen, sondern es kann ebenfalls ein mobiler „UHV-Koffer“ anmontiert werden. Dieser bereits existierende „UHV-Koffer“ ist nun wiederum kompatibel zur Schleuse der MBE-Anlage des Instituts. Somit können Proben zwischen der MBE-Anlage und dieser Anlage komplett unter UHV-Bedingungen transferiert werden. Eine Vielzahl umfangreicherer Präparationsmöglichkeiten zur Strukturierung von Halbleitersystemen wird verfügbar.
Die drei Kammern des UHV-Systems sind jeweils mit einer Ionenzerstäuberpumpe inklusive LN_2-Kryopumpe und Titansublimationspumpe ausgestattet. Hiermit wird ein niedriger Enddruck des Gesamtsystems aber auch der einzelnen Kammern erreicht. Die Kammern können durch UHV-Ventile voneinander getrennt, separat belüftet und ausgeheizt werden. Diese Flexibilität wird durch die Verteilung der Pumpzuleitungen zu zwei Turbomolekularpumpen des Systems ermöglicht. Es besteht ebenfalls eine unabhängige Pumpleitung zum UHV-Einsatz des Kryostaten über den Deckelflansch, die insbesondere während des Ausheizens des Kryostaten betrieben wird.
Durch den modularen Pumpaufbau können aufwendig präparierte Proben, wie beispiels-

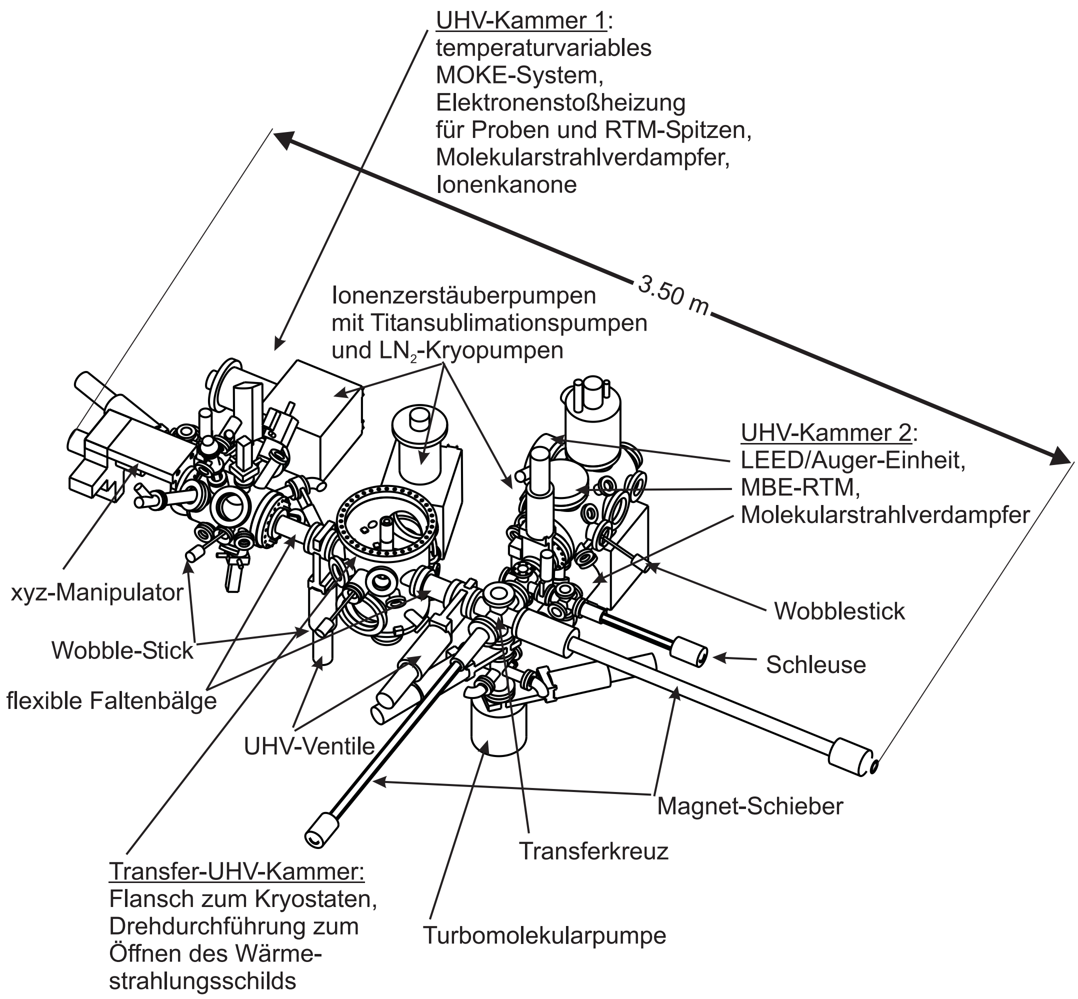

Abb. 3.15: Das 3-Kammer RT-UHV-System: Die Transfer-UHV-Kammer (Tranferkammer) ist nur am Bodenflansch des Kryostaten befestigt und ist durch flexible Faltenbälge von den weiteren Komponenten, die mit dem Gestell verbunden sind, mechanisch entkoppelt (s. Abb. 3.2). Sie dient dem insitu RTM-Spitzen- und RTM-Probenaustausch in das TT-RTM (s. Abb. 3.6). In den beiden Seitenkammern (UHV-Kammer 1,2) sind eine Vielzahl an Methoden zur Charakterisierung und Präparation von RTM-Proben und RTM-Spitzen enthalten. Spitzen und Proben können beliebig im gesamten UHV-System übergeben werden. Desweiteren können durch eine Schleuse Proben und Spitzen ohne größeren Zeitaufwand in das UHV-System eingebracht werden. Der Basisdruck des gesamten UHV-Systems beträgt $p \leq 1 \cdot 10^{-10}\,\mathrm{mbar}$. Im normalen Betrieb werden nur vibrationslose Ionenzerstäuber- und Titansublimationspumpen (jeweils 3) verwendet.

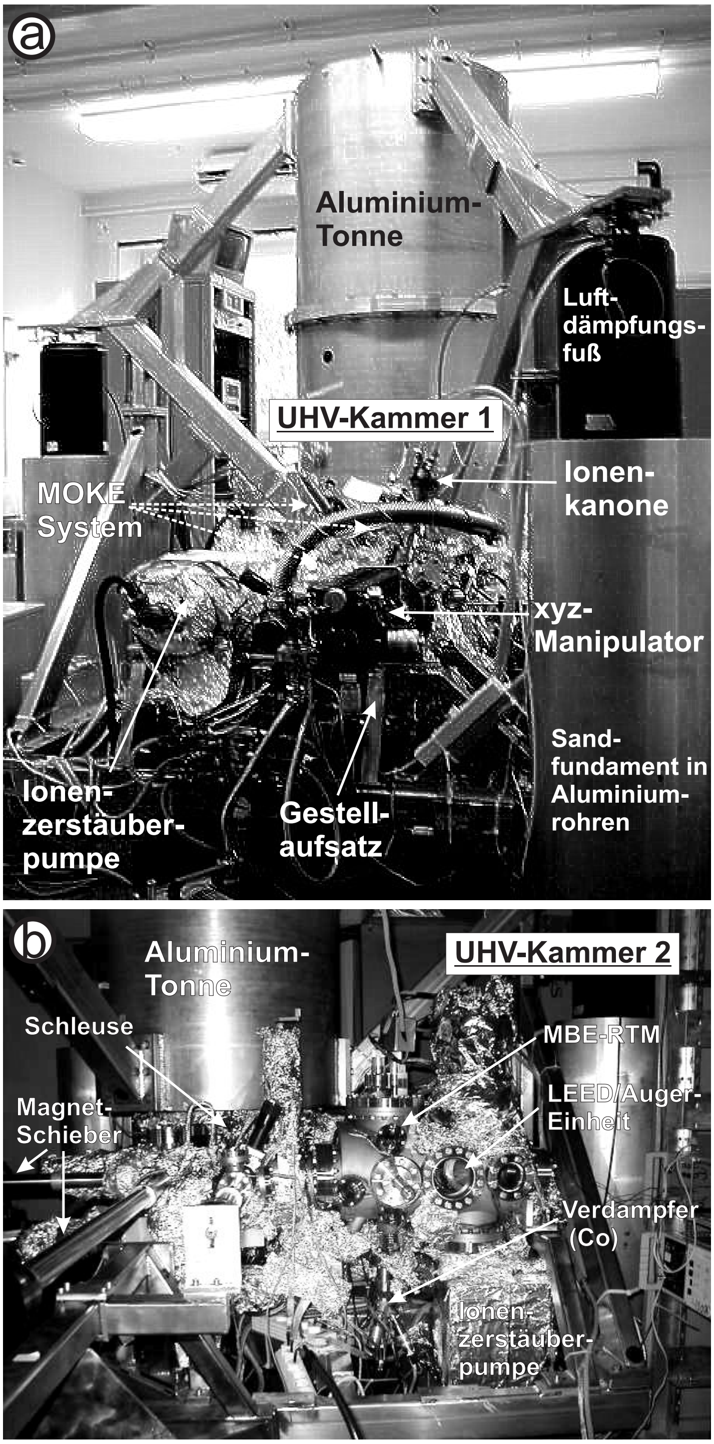

Abb. 3.16: Foto des aufgebauten 3-Kammer RT-UHV-Systems vor Auslieferung des ^{3}He-Verdampfungskryostaten. a) Sicht auf die UHV-Kammer 1 (vgl. Abb. 3.3). b) Sicht auf UHV-Kammer 2 und Schleusenbereich. Die UHV-Transferkammer (nicht sichtbar) wurde damals mit einer Halterung in der Aluminiumtonne in die Position von Abb. 3.3 gebracht. Mit Hilfe einer 3D-CAD-Software konnte eine kompakte und flexible Zusammenstellung optimiert werden.

weise ein Cr-Einkristall, bei notwendigen Reparaturen einer Kammer immer im UHV-Bereich einer anderen Kammer zwischengelagert werden. Im normalen Betrieb hat die gesamte UHV-RT-Anlage einen Basisdruck von $p \leq 1 \cdot 10^{-10}$ mbar, wobei ausschließlich die vibrationslosen Ionenzerstäuberpumpen und Titansublimationspumpen im Einsatz sind. Die einzelnen Kammern erreichen abgekoppelt jeweils $p < 1 \cdot 10^{-10}$ mbar.
Die neu aufgebaute UHV-Anlage soll an dieser Stelle in ihren einzelnen Komponenten kurz vorgestellt werden. Insbesondere wurde in UHV-Kammer 1 von J. Wiebe und F. Meier ein temperaturvariables MOKE-System [35] aufgebaut. Der Probenplatz befindet sich auf einer multifunktionalen Probenstation eines xyz-Manipulators, die eine Elektronenstoßheizung enthält (s. Abb. 3.18). Eine detaillierte Beschreibung dieser Komponenten findet sich in den Arbeiten von Ref. [77, 118]. Abb. 3.17 soll einen Einblick über die gewählte geometrische Verteilung der verschiedenen Komponenten an dieser Seitenkammer geben. In Abschnitt 3.7.2 wird die erwähnte Elektronenstoßheizung kurz in ihrer Funktion beschrieben, da sie für die Proben- und Spitzenpräparation der RT-Untersuchungen an ferromagnetischen Fe-Inseln auf W(110) mittels spinpolarisierter Rastertunnelmikroskopie eingesetzt wurde (s. Abbschnitt 4.2, 4.4). Diese RT-Messungen erfolgten in einem festen Aufbau des „TT-RTM“ in der Transferkammer, der in Abschnitt 3.7.3 dargestellt ist.

UHV-Kammer 1

Mit der neuen Anlage soll unter anderem die Wechselwirkung magnetischer Strukturen mit Halbleitersystemen untersucht werden. Hierzu sind spektroskopische Messungen mit spinpolarisierter Rastertunnelmikroskopie an den lateralen Grenzflächen von magnetischen Inseln auf einem Halbleitersubstrat, z. B. InAs(110) geplant. Jedoch sind spinpolarisierte RTM-Messungen sehr zeitaufwendig, insbesondere wenn Strukturen noch nicht bezüglich ihrer globalen magnetischen Eigenschaften charakterisiert wurden. Das Hystereseverhalten, die magnetische Anisotropie und die kritische Temperatur der Inseln soll deshalb zuvor mit einer nicht-lokalen Messmethode untersucht werden. Hierzu wurde das erwähnte temperaturvariable MOKE-System in UHV-Kammer 1 aufgebaut (s. Abb. 3.17). Das flächenmittelnde Messprinzip des MOKE-Systems benutzt den Effekt einer Drehung der Polarisatonsebene von linear polarisiertem Licht bei Reflexion an einer Schicht mit einer Magnetisierung $\vec{M}$ [119]. Durch die geeignete Wahl der Geometrie aus Einfallsebene und Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts lässt sich eine Sensitivität auf einzelne Komponenten von $\vec{M}$ erzielen. Wird zusätzlich ein externes Magnetfeld an die Probe angelegt, so kann dieses eine Änderung von $\vec{M}$ bewirken, wodurch wiederum der Drehwinkel variiert. Somit können Magnetisierungskurven ermittelt werden, woraus sich wiederum die kritische Temperatur und die magnetisch leichten Richtungen des Systems bestimmen lassen [36].

[35] Magneto-Optischer Kerr-Effekt

[36] Anstatt den kleinen Drehwinkel ($< 0.05°$) und dessen Änderung direkt zu messen, wird üblicherweise die auftretende Intensitätsänderung hinter einem Polarisator (Analysator) gemessen, dessen Durchlassrichtung zur Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts nahezu senkrecht steht. In der Auswertung muss daher ein Rückschluss von der gemessenen Intensität auf die Magnetisierung durchgeführt werden. Zur Intensitätsmessung wird das Licht in eine Fotodiode mit Farbfilter fokussiert (Detektor).

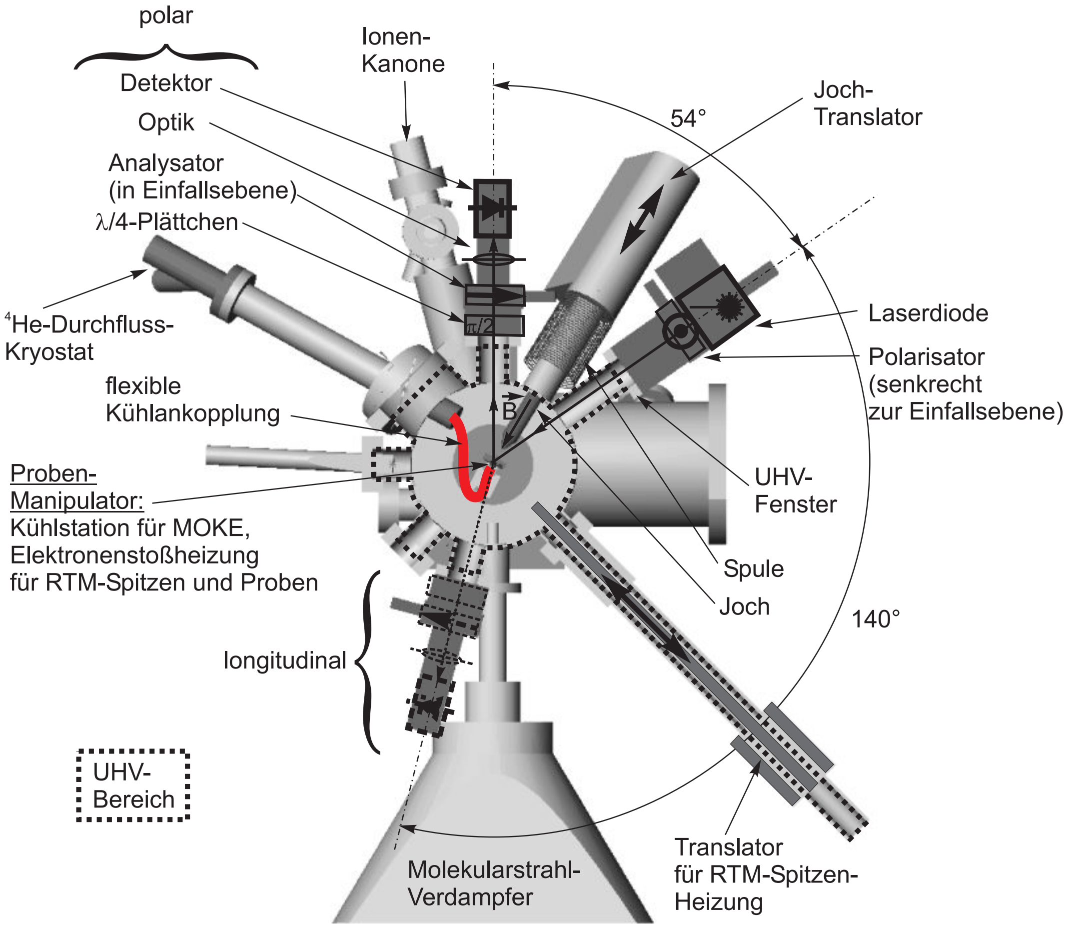

Abb. 3.17: Die Schnittansicht zeigt die UHV-Kammer 1 mit den MOKE-System-Komponenten in der Einfallsebene des Laser-Lichtes. Dargestellt ist der Aufbau und der Strahlengang zum Messen der Magnetisierungskomponente senkrecht zur Probenoberfläche (polare Geometrie). Zum Messen der Magnetisierungskomponente in der Ebene der Probenoberfläche und parallel zur Einfallsebene des Lichts wird der Probenhalter um ca. 90° gedreht und der Detektor an den unteren Fensterflansch angeschraubt (longitudinale Geometrie). Das externe Magnetfeld am Probenort wird über eine Cu-Spule außerhalb der Kammer und über ein im Innnern der Kammer befindliches, weichmagnetisches Joch erzeugt. Die Probenstation ist über eine flexible Cu-Litze an einen ^{4}He-Durchflusskryostaten thermisch angekoppelt und kann ebenfalls mit einer Widerstandsheizung geheizt werden. Auf dem selben xyz-Manipulator befindet sich die Elektronenstoßheizung. RTM-Spitzen können durch Aufnahme des Spitzenhalters in einen Translator bis auf 1 mm an das Filament der Elektronenstoßheizung angenähert werden. In weiteren Kammerebenen ist die Ionenkanone und ein Molekularstrahlverdampfer eingebaut.

In Abb. 3.17 ist der Strahlengang für eine Messung in *polarer Geometrie*, mit der eine Sensitivität auf die Magnetisierungskomponente senkrecht zur Probenoberfläche erzielt wird, dargestellt. Damit das MOKE-System eine Sensitivität auf die Magnetisierungskomponente in der Probenoberfläche und parallel zur Einfallsebene des Lichts erhält, wird der Probenhalter um 90 ° gedreht und der Detektor an den unteren Fensterflansch anmontiert (*longitudinale Geometrie*). Das externe Magnetfeld wird durch eine wassergekühlte Kupferspule außerhalb der UHV-Kammer erzeugt und über ein weichmagnetisches Joch (Vacofer S1) im Innern der UHV-Kammer an den Probenort geführt (maximales Feld 35 mT). Das Joch sitzt hierzu auf einem Translator mit axialer Anordnung zur Spulenachse. Durch die thermische Ankopplung der Probenstation an einen ^{4}He-Durchflusskryostaten über eine flexible Kupferlitze kann die Probe auf eine Basistemperatur von ca. 30 K abgekühlt werden. Andererseits ist im Probenhalter eine Widerstandsheizung untergebracht mit der eine Probentemperatur von maximal 450 K erreicht wird. Es steht somit ein einstellbarer Temperaturbereich von 30-450 K für MOKE-Messungen bereit, mit dem die kritischen Temperaturen von vielen Systemen ultradünner Schichten, magnetischer Inseln oder ferromagnetischer Halbleiter (z. B. In(Mn)As) abgedeckt sind.

Die Elektronenstoßheizung zur Präparation einer sauberen Wolfram(110)-Oberfläche und zum Hochheizen der Wolfram-Spitzen befindet sich ebenfalls auf der Probenstation des xyz-Manipulators. Der Spitzenhalter kann über ähnliche vertikale und seitliche Bewegungsabläufe, wie beim Spitzenwechsel (vgl. Abb. 3.14) in das TT-RTM, vom Spitzentransporter in einen Translator übergeben werden. Mit dem Translator (Abb. 3.17 unten rechts) wird das W-Spitzenende bis auf 1 mm an das Filament der Elektronenstoßheizung angenähert und kann dann auf ca. 2400 K geheizt werden.
Zum Bedampfen von RTM-Proben sowie RTM-Spitzen mit magnetischem Material ist ein Molekularstrahlverdampfer (z. Zt. Fe-Drahtverdampfer) eingebaut. Zur Präparation von Einkristall-Oberflächen mittels Argonionenbeschuss (z. B. Au(111)) befindet sich eine differentiell gepumpte Ionenkanone an der Kammer. Die Probenstationen auf dem rotierbaren xyz-Manipulator können in die gewünschten Kammerebenen gebracht werden.

UHV-Kammer 2

Die zweite Seitenkammer (Abb. 3.16) dient hauptsächlich der Herstellung von hybriden Ferromagnet/Halbleiter-Strukturen. Hierzu befindet sich zusätzlich ein spezielles Raumtemperatur-RTM (MBE-RTM) in der Kammer. Das besondere Funktionsprinzip [120, 121] erlaubt schnelle Wachstumsuntersuchungen, ohne dass beim Aufdampfen von Material die Probe aus dem Probenhalter entnommen werden muss. Dadurch kann sogar zwischen verschiedenen Aufdampfschritten auf dem gleichen Probenbereich gemessen werden. Die Probe zeigt mit der Oberfläche nach unten und wird mit der Grobannäherung, die nach dem „Walker“-Design unter 30 ° zur vertikalen Spitzenachse aufgebaut ist, seitlich verfahren, so dass beim Aufdampfen von unten keine Schatteneffekte durch die RTM-Spitze verursacht werden. Die Probenhalterung ist desweiteren mit einer Widerstandsheizung und einem Thermoelement ausgestattet, wodurch ein Auf-

dampfen bei erhöhter Temperatur oder ein Tempern bis jeweils 700 K möglich ist. Der Molekularstrahlverdampfer ist zur Zeit mit einem Co-Draht bestückt. Prinzipiell stehen zwei weitere Flansche an der Kammer für den Einbau von Molekularstrahlverdampfern mit einem Strahlengang auf die Probe im MBE-RTM zur Verfügung.
Ferner können mit einer LEED/Auger-Einheit [37] Probenoberflächen komplementär zu RTM-Messungen bezüglich der atomaren Anordnung und der chemischen Zusammensetzung charakterisiert werden (s. Abb. 3.16 b)).

3.7.2 Die Elektronenstoßheizung

Für die Präparation einer sauberen Wolfram(110)-Oberfläche, die als Substrat für die Eisen-Inseln von Kap. 4 verwendet wurde, muss der Kristall kurzzeitig auf eine Temperatur von 2300-2400 K erhitzt werden (s. Abschnitt 4.2.1). Auf den gleichen Temperaturbereich wird eine Wolfram RTM-Spitze für spinpolarisierte RTM-Messungen vor der Beschichtung mit magnetischem Material gebracht (s. Abschnitt 4.3). Es wurde im Zusammenhang mit den RT-Untersuchungen von Kap. 4 die Elektronenstoßheizung in UHV-Kammer 1 verwendet.
Damit die Oberflächen nicht durch die Präparation erneut verunreinigt werden, müssen alle Komponenten, die bei Betrieb der Heizung auf hohe Temperaturen kommen, aus Materialien mit einem besonders niedrigen Dampfdruck aufgebaut sein. Zusätzlich ist eine thermische Isolierung des unmittelbaren Probenbereichs notwendig, um die hohen Temperaturen am Probenort überhaupt bei limitierter Leistung erzielen zu können. Diese Umsetzung lässt sich in der detaillierten Prinzipskizze von Abb. 3.18 a) erkennen. Für das Filament der Heizung wurde die Glasumhüllung bei einer kommerziell erhältlichen (50 W, 12 V)-Halogenlampe [122] abgesägt. Das Filament und ein Tantalzylinder, der als Fokussierung der austretenden Elektronen dient, sind auf negative Hochspannung bis maximal -1 kV gelegt, wohingegen die Probenplatte geerdet ist. Es lassen sich Emissionsströme von 300 mA bei einem Stromfluss von 3.3 A durch das Filament erzielen. Die austretenden Elektronen werden auf dem Weg zur Probe durch die Hochspannung beschleunigt, und beim Aufprall wird ihre kinetische Energie zum Großteil in thermische Energie umgewandelt, wodurch die Probe erhitzt wird. Die verwendeten Parameter zum „Flashen“ von Proben und Spitzen sind in Abb. 3.18 b) angegeben. Dabei wurde die Temperatur über ein Pyrometer durch einen Fensterflansch kontrolliert. Der Wolframkristall wurde vorher mit Wolframdraht auf eine Wolfram-Probenplatte gebunden, und der Wolfram-Spitzendraht steckt in einem Molybdän-Spitzenhalter. Es stehen auch Spitzentransporter aus Molybdän bereit, so dass die RTM-Spitze mit dem kompletten Spitzentransporter in der Probenstation der Elektronenstoßheizung erhitzt werden kann.
Die Heizung wird ebenfalls zum moderaten Heizen von Proben ohne Hochspannung betrieben, wobei die Erwärmung über die vom Filament ausgehende Wärmestrahlung erfolgt. Hierbei lassen sich Temperaturen bis 900 K erzielen (s. Abb. 3.18 c)). Dieser Modus wurde zum Wachstum der Fe-Inseln auf W(110) (s. Abschnitt 4.2.2) und bei der

[37]LEED: *Low Energy Electron Diffraction*, Auger: Augerelektronen-Spektroskopie

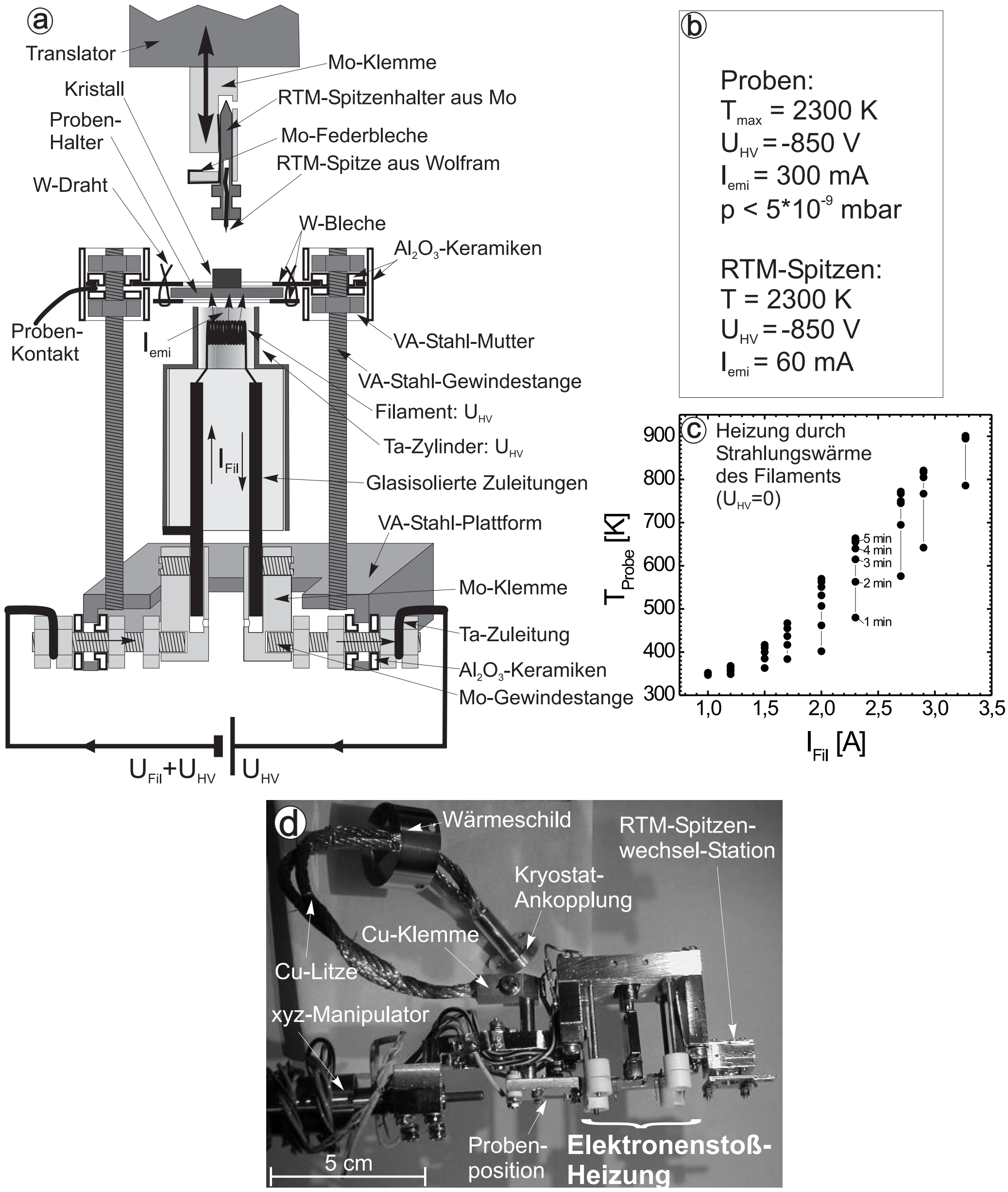

Abb. 3.18: a) Maßstabsgetreue Skizze zum Aufbau der Elektronenstoßheizung in der UHV-Kammer 1. Die Probenplatte (Probenhalter) wird in eine Schublade aus Wolframblech und Wolframdrähten gesteckt, wobei die Unterseite der Probenplatte zum Filament zeigt. Für ein Heizen der RTM-Spitze wird das Spitzenende dem Filament (in Abwesenheit einer Probe) auf ca. 1 mm angenähert. Filament und Tantalzylinder liegen auf Hochspannung, wohingegen die RTM-Probe über einen Probenkontakt oder die RTM-Spitze über den Translator geerdet sind. b) Verwendete Parameter der Proben- und Spitzenpräparation. c) Eichung der Heizung mit einem Thermoelement auf der Probenplatte für den Betrieb ohne Hochspannung, d. h. nur über die Strahlungswärme des Filaments. d) Foto der Elektronenstoßheizung auf der multifunktionalen Probenstation des rotierbaren xyz-Manipulators (Probenposition bezeichnet den Probenort für MOKE-Messungen.)

Präparation einer Au(111)-Oberfläche (s. Abschnitt 3.8.1) eingesetzt.

3.7.3 Aufbau der RTM-Einheit für Messungen bei RT im UHV

Der feste Einbau des aufgebauten TT-RTMs in die UHV-Transfer-Kammer war ursprünglich nur als kurze Übergangslösung bis zur Auslieferung des ^{3}He-Verdampfungskryostaten gedacht, um das 3-Kammer RT-UHV-System zwischenzeitlich aufeinander abzustimmen. Da in diesem Aufbau jedoch einige Systeme untersucht wurden (s. Anfang Kap. 3.7) und damit die Charakterisierung des RTMs bei Raumtemperatur auf Au(111) besser eingeordnet werden kann, wird dieser Aufbau hier gezeigt. Wie bereits erwähnt, wurde das RTM genau an der Position eingebaut, die der jetzigen Transferposition für RTM-Spitze und RTM-Probe entspricht. Die UHV-Transferkammer hatte dabei ebenfalls die gleiche Position.
Abb. 3.19 zeigt ein Foto des Aufbaus durch einen Fensterflansch der Transferkammer. Dieser Fensterflansch wird zum Beispiel beim Probenwechsel in das RTM zur Sichtkontrolle verwendet. Man erkennt in Vergleich zu Abb. 3.12 a) den Grundkörper des RTMs aus Phosphorbronze mit dem Probenhalter und darunter den vorderen Abschnitt des Spitzenhalters sowie das Molybdän-Federblech, hinter dem das Saphirprisma mit eingebautem Röhrenscanner sitzt. Der Grundkörper ist mit einem Stecker hängend an der oberen Platte eines massiven Plattenstapels aus VA-Edelstahl angeschraubt (Masse $\approx$ 2 kg). Der Plattenstapel sitzt über drei scheibenförmige Elemente aus einem UHV-tauglichen Kunststoff (Viton) auf einer dünneren Edelstahlplatte, die wiederum an Halterungen der Kammer-Innenwand angeschraubt ist [38]. Zwischen den Hufeisen-förmigen Platten des Stapels befinden sich ebenfalls jeweils drei Viton-Scheiben zur Dämpfung.
Ferner sieht man in Abb. 3.12 a) und Abb. 3.19 einen verschiedenen Stecker-Aufsatz über dem RTM-Grundkörper. Die neue Steckverbindung des TT-RTMs in Abb. 3.12 a) bzw. Abb. 3.8 c) hat gegenüber der Verbindung von Abb. 3.19 den großen Vorteil, dass die einzelnen Pins der neuen Stecker außen liegen und somit einzeln zugänglich sind.

3.8 Charakterisierung des RTMs

In den folgenden Abschnitten 3.8.1 und 3.8.2 werden Testmessungen des RTM bei Raumtemperatur bzw. Basistemperatur vorgestellt. Der Schwerpunkt liegt hierbei in der Bewertung der Stabiltiät des neu aufgebauten Rastertunnelmikroskops und einer ersten Einschätzung der gesamten Tieftemperatur-RTM-Anlage. Es wurden absichtlich Probensysteme mit Effekten ausgesucht, die bereits ausführlich studiert wurden und daher bekannt sind, so dass ein guter Vergleich möglich ist. Es sei auf die angegebenen Referenzen verwiesen, in denen die physikalischen Hintergründe und Einzelheiten genauer beschrieben werden.

[38] Eine solche angeschweißte Halterung ist beispielsweise rechts unter der Edelstahl-Grundplatte zu sehen.

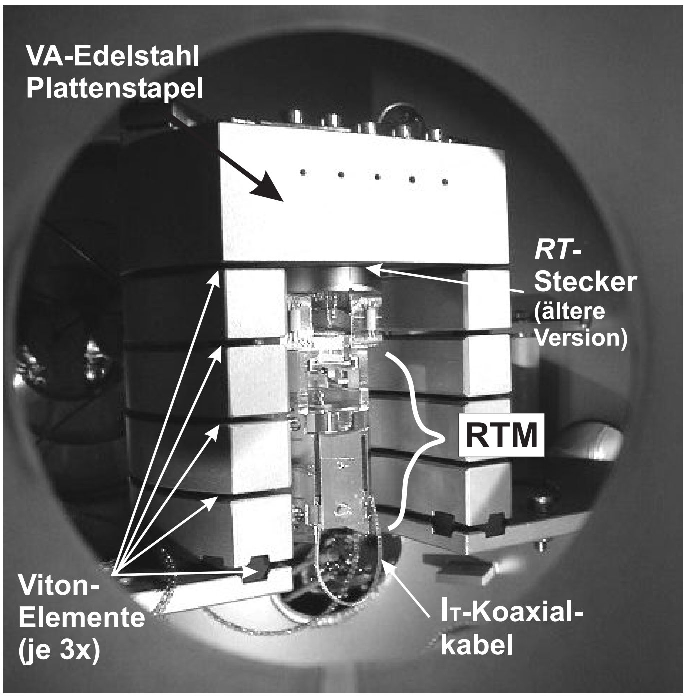

Abb. 3.19: Foto des RTMs im RT-Aufbau der UHV-Transferkammer mit dem sämtliche Raumtemperatur-Messungen durchgeführt wurden. Der RTM-Grundkörper ist mit einer früheren Version einer Steckverbindung an die oberste Platte eines Edelstahl-Plattenstapels angeschraubt. Die einzelnen Platten in U-Form liegen lose auf jeweils 3 Vitonscheiben aufeinander. Der Plattenstapel ist durch seine relativ hohe Masse ($\approx 2\,\mathrm{kg}$) und seine kompakte Anordnung schlecht mechanisch anregbar.

3.8.1 Testmessungen bei Raumtemperatur auf Au(111)

Die Charakterisierung der RTMs bei Raumtemperatur erfolgte an der ausgiebig mit Rastertunnelmikroskopie untersuchten Gold(111)-Oberfläche [123]. Hierzu befand sich das RTM im Aufbau von Abb. 3.19 in der UHV-Transferkammer und war integriert in das RT-UHV-System, welches über das massive Edelstahl-Gestell auf den Luftdämpfungsfüßen lagert (s. Abb. 3.16 a)). Die Au(111)-Oberfläche wurde aus verschiedenen Gründen gewählt. Zunächst ist Gold als Edelmetall weitgehend inert gegen Verunreinigung (durch Chemisorption) und die Präparation einer sauberen Au(111)-Oberfläche mittels Argon-Ionenbeschuss ist bekannt und einfach. Speziell müssen keine intrinsischen Verunreinigungen des Volumenmaterials zeitaufwendig durch Zyklen von Ionenbeschuss und langem Heizen entfernt werden. Außerdem eignet sich die weiche Metalloberfläche zur Präparation einer RTM-Spitze, beispielsweise durch Feldemission oder durch „Eintauchen“ einer härteren Wolfram-Spitze in die Goldoberfläche. Desweiteren besitzt die Au(111)-Oberfläche eine bekannte langreichweitige $23 \times \sqrt{3}$-Rekonstruktion

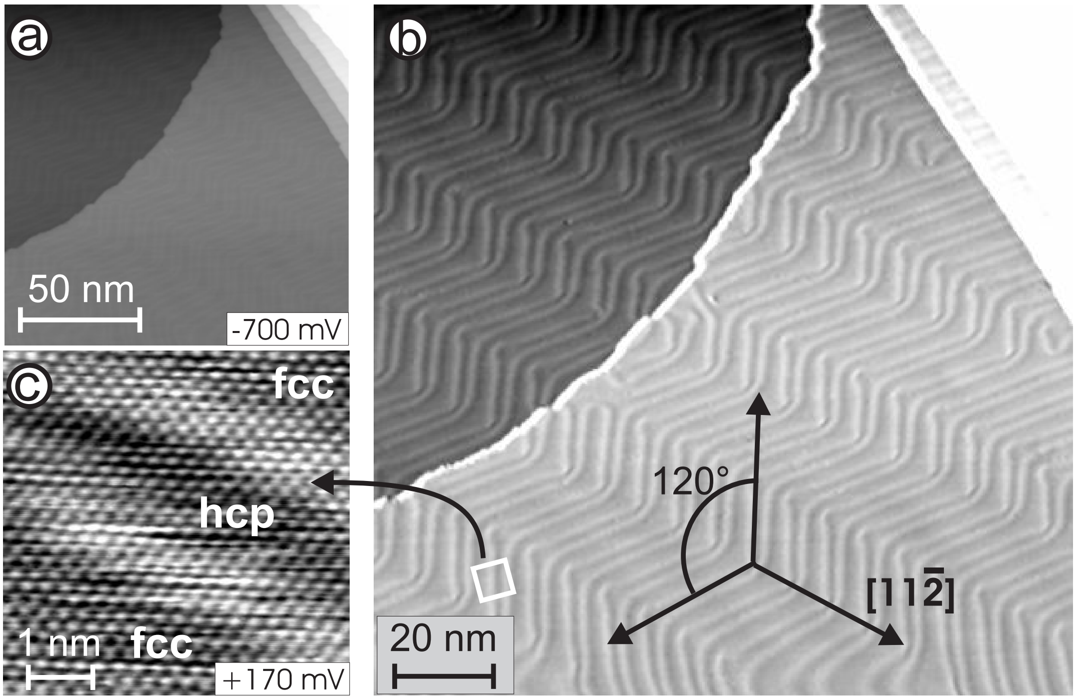

Abb. 3.20: $23 \times \sqrt{3}$-Rekonstruktion der Au(111)-Oberfläche: a, b) Konstant-Strom-Aufnahme bei $U = -700\,\mathrm{mV}$, $I = 0.5\,\mathrm{nA}$. Die Übersicht a) zeigt flache (111)-Terrassen getrennt durch monoatomar hohe Stufenkanten (Stufenhöhe $\Delta z \approx$ 2.4 Å). In b) ist die Topographie-Aufnahme a) teilweise differenziert dargestellt, um die langreichweitige Anordnung der $23 \times \sqrt{3}$-Rekonstruktion im sog. Fischgrätenmuster über verschiedene Terrassen sichtbar zu machen. Die z-Höhenmodulation der Rekonstruktion beträgt senkrecht zu parallel laufenden Doppelstreifen $\approx$ 0.15 Å bzw. 15 pm. c) Atomar aufgelöste Topographie der Au(111)-Oberfläche bei $U = +170\,\mathrm{mV}$, $I = 0.4\,\mathrm{nA}$ mit einer atomaren z-Korrugation im Bereich von 0.10-0.15 Å. Adsorbate auf der Oberfläche, welche teilweise beim Rastern mitgezogen werden, führen zu Störungen in Abbildung c)in Form von horizontalen Streifen.

mit einer Höhenmodulation von 0.15-0.25 Å [123], die sich besonders gut als Standard zur Charakterisierung der z-Auflösung anbietet. Erstens ist die Höhenmodulation der Rekonstruktion wesentlich kleiner als monoatomar hohe Stufenkanten zwischen flachen (111)-Terrassen des fcc-Kristalls ($\Delta z = 2.36$ Å). Diese sind bereits mit kommerziellen RTMs routinemäßig sehr gut aufzulösen. Zweitens ist der laterale Abstand der auftretenden Höhenmodulation bedeutend großskaliger als typische atomare Abstände. Zur reproduzierbaren Charakterisierung muss deshalb keine besonders „scharfe" Spitze mit einem speziellen vordersten Spitzenzustand, die atomare Auflösung auf dicht gepackten Metalloberflächen liefert, präpariert werden (vgl. Kap. 2.3) [39]. Zudem ist eine gemessene atomare z-Korrugation stark abhängig von den eingestellten Tunnelparametern (Tunnelspannung, Tunnelstrom) und des speziellen Spitzenzustands, wohingegen die z-Höhenkorrugation der Rekonstruktion weitgehend unabhängig davon ist [123].

Der Goldeinkristall wurde mit zwei dünnen Streifen aus Tantalblech auf eine Probenplatte aus Molybdän befestigt. Zur Präparation der sauberen Kristalloberfläche wurden im UHV einige Zyklen von mehrstündigem Argon-Ionenbeschuss (Ionenenergie 600 eV) bei einem Kammerdruck $p_{\text{Argon}} = 4 \cdot 10^{-6}$ mbar und anschließendem 5-10 minütigen Ausheilen bei 700 K durchlaufen [40]. Abb. 3.20 zeigt die saubere Au(111)-Oberfläche mit einer $23 \times \sqrt{3}$-Rekonstruktion, die durch Oberflächenspannung verursacht wird [124]. Auf den atomar flachen Terrassen in Abb. 3.20 b) sieht man die langreichweitige Anordnung der Rekonstruktion in der sogenannten *Herringbone*-Struktur (Fischgrätenmuster) mit gepaarten Doppelstreifen, die abschnittsweise parallel verlaufen und charakteristisch um 60° abknicken, wobei die Verbindungslinie der Abknickpunkte die $[11\bar{2}]$-Richtung der Au(111)-Oberfläche auszeichnet (s. Abb. 3.20 b)). Die hell erscheinende Höhenmodulation resultiert aus einer vertikalen Relaxation der Atome in Versetzungslinien, die Bereiche mit hcp-Stapelfolge innerhalb der Doppelstreifen von Bereichen mit fcc-Stapelfolge zwischen den Doppelstreifen trennen [41]. In Abb. 3.20 b) lassen sich die etwas höheren Versetzungslinien (0.15 Å) zwischen den hcp- und fcc-Bereichen deutlich erkennen, was zunächst die hohe vertikale Auflösung des Mikroskops demonstriert. Die laterale Auflösung zeigt sich an der Topographie-Aufnahme mit atomarer Auflösung in Abb. 3.20 c). Unter einem Winkel von ca. 25° zur Horinzontalen verläuft von rechts unten nach links oben ein Doppelstreifen der Versetzungslinien. Die fcc- und hcp-Bereiche lassen sich durch einen leichten lateralen Versatz auf den von links unten nach rechts oben laufenden Atomreihen erkennen. Die atomare z-Höhenkorrugation beträgt in Abb. 3.20 c) 0.10-0.15 Å bzw. 10-15 pm.

Um einen Eindruck von der geringen Vibrationsanfälligkeit des RTM zu bekommen, zeigt Abb. 3.21 Topographie-Aufnahmen der Au(111)-Oberfläche, die bei laufender Tur-

[39] Eine solche Einschränkung kann bei Raumtemperatur-Messungen sehr viel Zeit in Anspruch nehmen, da mobile Adsorbate beim Rastern auf kleiner lateraler Skala und bei kleinen Tunnelabständen (meist notwendig für atomare Auflösung) von der Probe an die Spitze gelangen und dann erneut eine Spitzen-Präparation ansteht.

[40] Der Kristall wurde später zur wiederholten Reinigung der Oberfläche während der Präparation mit Argon-Ionenbeschuss auch gleichzeitig auf eine Temperatur von 500 K geheizt.

[41] Entlang der Streifen wird jeweils eine weitere Atomreihe in der Periode der auftretenden Doppelstreifen eingebaut, d. h. insgesamt 23 Atomreihen auf 22 Atomreihen der Kristallunterlage [123].

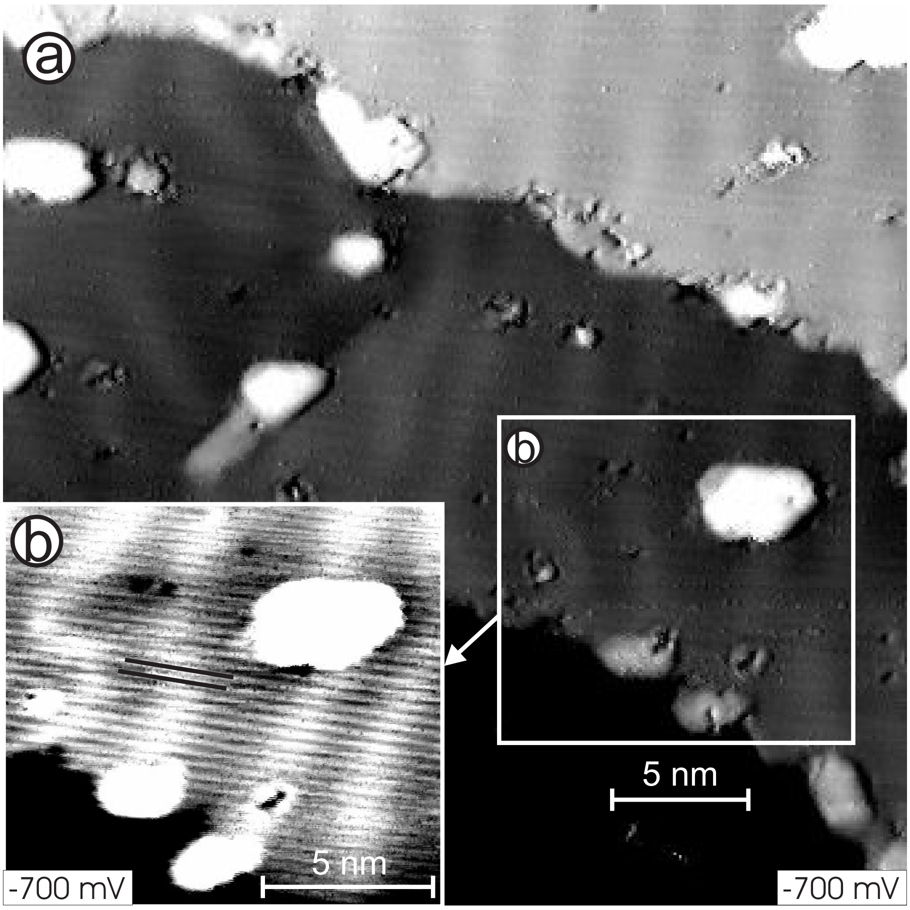

Abb. 3.21: Topographie-Aufnahmen (Rohdaten) der Au(111)-Oberfläche: Die Aufnahmen wurden ohne aufgepumpte Luftdämpfungsfüße und bei laufender, an der Anlage angeflanschter Turbomolekularpumpe, aufgenommen. a) teilweise differenziert dargestellte Übersicht: Die hauptsächlich Doppellagen hohen Inseln (siehe Ausschnitt b)) stammen von einer Co-Deposition zur Verdampfer-Eichung. Auf den atomar flachen Terrassen werden einzelne Adsorbate als kleine Vertiefungen (ø$\leq 1\,\mathrm{nm}$) abgebildet. Die Versetzungslinien der Rekonstruktion sind schwach zu erkennen. b) Topographie-Aufnahme von einem kleineren Bereich (undifferenziert) mit den von oben nach unten laufenden Versetzungslinien als markanten Höhenvariationen ($\Delta z \approx 0.15\,\text{Å}$). Aufgrund der laufenden Turbomolekularpumpe ist eine periodische Höhenmodulation an parallel laufenden Streifen (schwarze Linien) sichtbar. Die scheinbare z-Korrugation der Schwingung beträgt jedoch nur 0.1 Å. Tunnelparameter a) und b): $U = -700\,\mathrm{mV}$, $I = 0.5\,\mathrm{nA}$

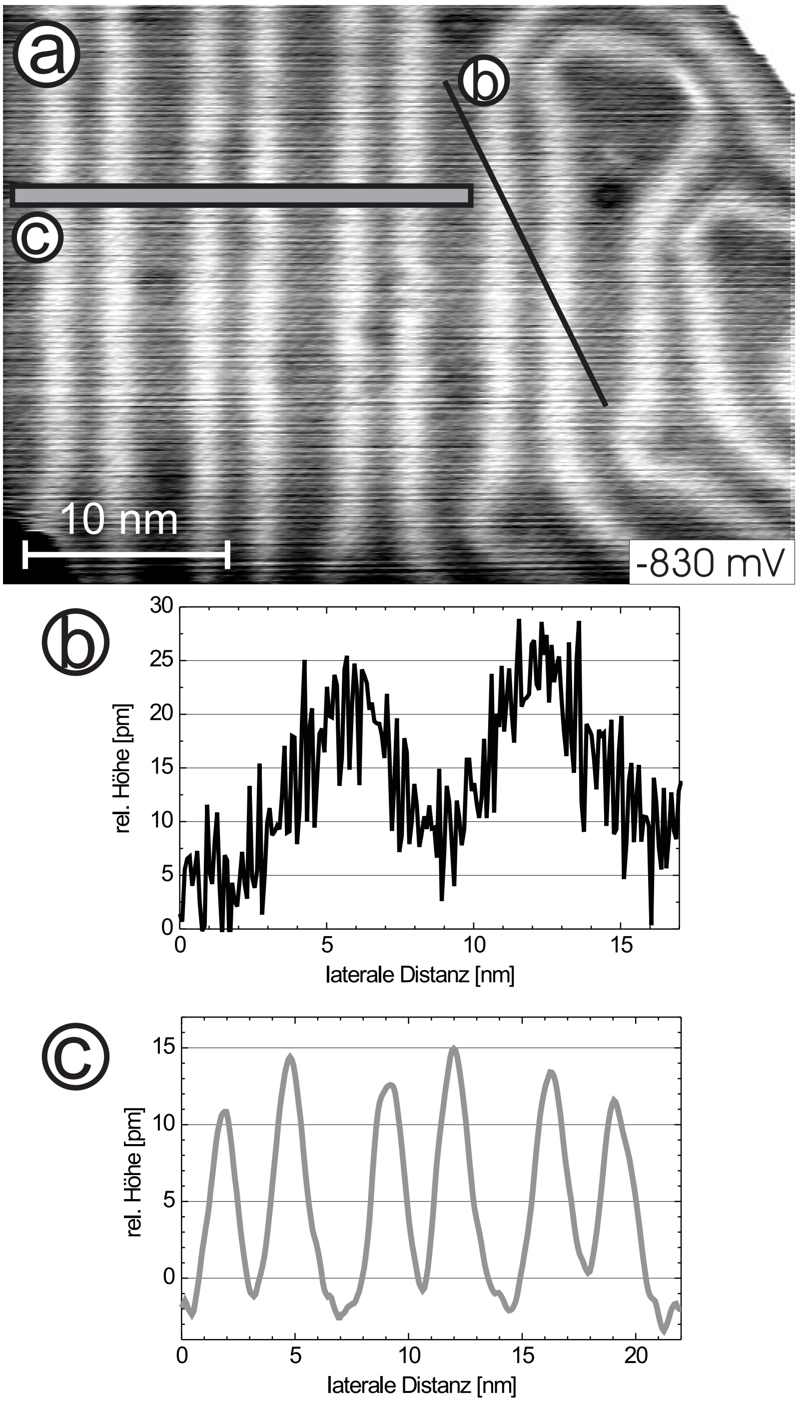

Abb. 3.22: a) Topographie-Aufnahme der $23 \times \sqrt{3}$-Au(111)-Rekonstruktion zur Bestimmung des z-Rauschniveaus beim Rastern (Rohdaten); Tunnelparameter: $U = -830\,\mathrm{mV}$, $I = 0.13\,\mathrm{nA}$. b) Linienschnitt einzelner Topographie-Datenpunkte unter beliebigem Winkel zur schnellen Rasterbewegung. Das Rauschniveau liegt unter $\Delta z_{noise} < 15\ \mathrm{pm_{pp}}$. c) Schnitt durch Topographie-Datensatz gemittelt über 15 Linien im Kasten von a) senkrecht zu den Versetzungslinien der Rekonstruktion.

bomolekularpumpe [42], welche unter dem Transferkreuz angeflanscht ist (vgl Abb. 3.15), und ohne aufgepumpte Luftdämpfungsfüße, aufgenommen wurden. In der teilweise differenziert dargestellten Übersicht von Abb. 3.21 a) sind zunächst zwei (111)-Terassen mit vereinzelten Erhebungen an den Stufenkanten und auf den atomar flachen Ebenen zu erkennen. Auf diese, meistens Doppellagen hohen, Inseln soll hier nicht näher eingegangen werden. Sie resultieren von einer Kobalt-Deposition im Submonolagenbereich zur Eichung des Molekularstrahlverdampfers [43]. Ferner sind in Abb. 3.21 a) trotz laufender Turbomolekularpumpe einzelne atomare oder molekulare Adsorbate auf den flachen Terrassen als kleine dunkle Vertiefungen sichtbar, und in der undifferenzierten Topographie-Aufnahme von einem kleineren Bildbereich (Abb. 3.21 b)) mit den gleichen Tunnelparametern treten sogar deutlich die Versetzungslinien der $23 \times \sqrt{3}$-Rekonstruktion hervor. Die durch den Betrieb der Turbomolekularpumpe hervorgerufenen Störungen zeigen sich in Abb. 3.21 b) durch eine scheinbare, periodische Höhenmodulation (schwarze Linien) mit einer z-Korrugation von lediglich 0.1 Å. Diese sehr kleine Amplitude der Schwingung ($f \approx$ 70-80 Hz) deutet neben der intrinsischen Stabilität des RTMs auf eine erfolgreiche mechanische Entkopplung der Transferkammer durch die flexiblen Membranbälge hin (s. Abb. 3.15).
Das z-Rauschen beim Rastern über die Probe wurde anhand der Topographie-Aufnahme von Abb. 3.22 a) ermittelt, wobei die schnelle Rasterbewegung bei der Bildaufnahme horizontal erfolgte. Diese Abbildung entstand wiederum bei aufgepumpten Dämpfungsfüßen und abgeschalteter Turbomolekularpumpe. Aus dem Linienschnitt (einzelne Topographie-Datenpunkte) von Abb. 3.22 b) schräg über zwei Versetzungslinien der $23 \times \sqrt{3}$-Rekonstruktion erkennt man, für ein bei Raumtemperatur betriebenes RTM, sehr niedriges z-Rauschen von weniger als 15 pm_{pp}. Es lassen sich Strukturen jedoch noch wesentlich genauer als das z-Rauschen bestimmen, wenn über mehrere Linien gemittelt wird, wie in Abb. 3.22 c) zu sehen ist [44].

dI/dU-Karten stehender Elektronenwellen an Stufenkanten

Der spektroskopische Betriebsmodus des RTMs konnte bei RT an den bekannten stehenden Wellenmuster, wie sie beispielsweise auf Cu(111) [8] oder Au(111) [126, 127] beobachtet wurden, überprüft werden. Die Elektronen in einem Oberflächenzustand dieser (111)-Oberflächen bilden ein zwei-dimensionales Elektronengas mit nahezu parabolischer Dispersion. Für die Au(111)-Oberfläche beträgt die effektive Masse $m_{eff} = 0.26 \cdot m_0$ bei einer Bandunterkante von $E_F - E_0 = 0.52\,\text{eV}$ [127]. Aus $E - E_0 = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{eff}}$ ergibt sich für die gewählte Tunnelspannung $eU = 80$ meV entsprechend $E - E_F$ eine Wellenzahl $k = 2.1 \cdot 10^9\ \text{m}^{-1}$ bzw. eine Wellenlänge $\lambda \approx 30\,\text{Å}$. In der dI/dU-Karte erwartet man nach Gl. (2.24) $dI/dU(U,\vec{r}_0) \propto |\psi(\vec{r}_0)|^2$ ein Muster mit der Wellenlänge $\lambda/2 \approx 15\,\text{Å}$, das durch Streuung der Elektronen an den Stufenkanten hervorgerufen wird. Tatsächlich

[42] Turbomolekularpumpen verursachen Vibrationen im Bereich von einigen kHz, in dem das RTM besonders anfällig für Anregungen ist.

[43] Das anfängliche Wachstum von Co auf Au(111) in Doppellagen-Inseln, die bevorzugt an den Ellenbogen der *Herringbone*-Rekonstruktion nukleieren, wird in Ref. [125] beschrieben.

[44] Das laterale Auflösungsvermögen wird geprägt von dem jeweiligen Orbitalcharakter des Spitzenzustands.

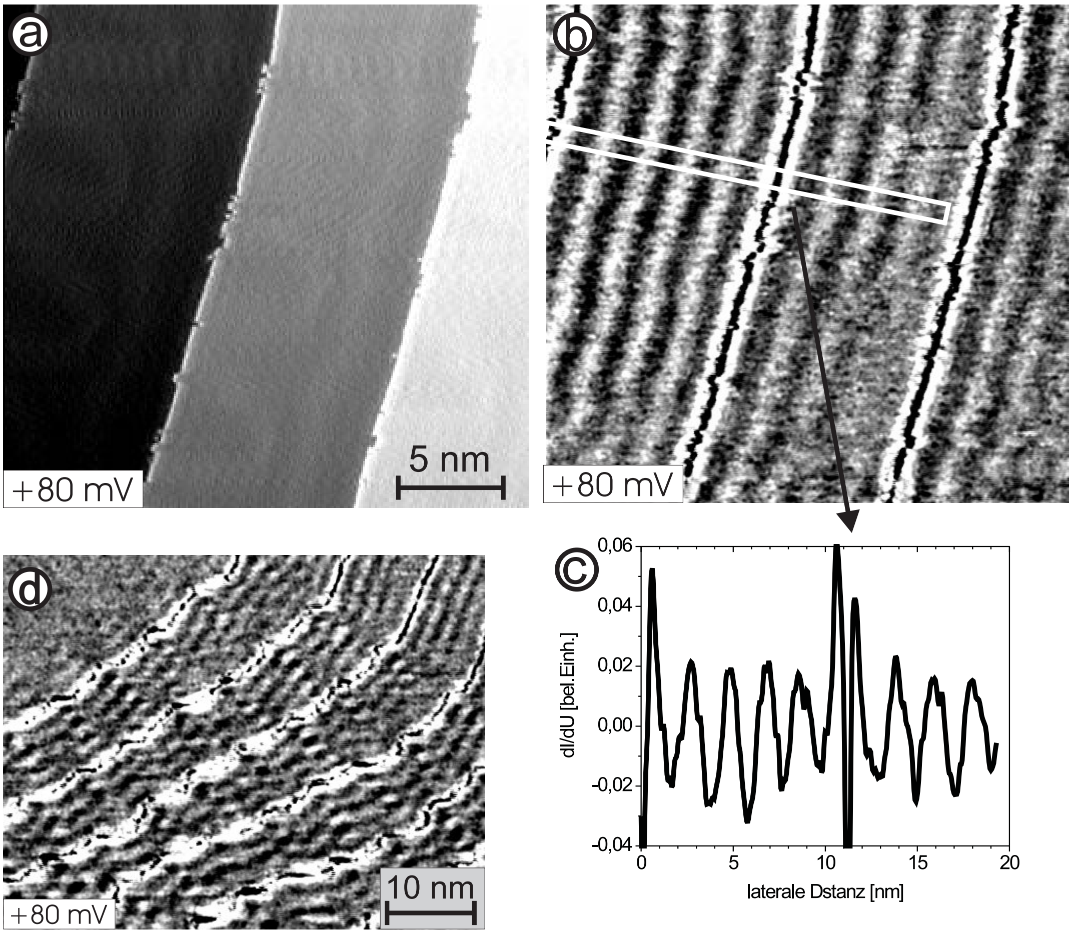

Abb. 3.23: Teilweise differenziert dargestellte Topographie-Aufnahme a) und simultan aufgenommene dI/dU-Karte b) von Au(111)-Terrassen mit monoatomaren Stufenkanten bei $U = +80$ mV und $I = 1.4$ nA. Die $23 \times \sqrt{3}$-Rekonstruktion ist aufgrund ihrer geringen Höhenmodulation bei dem gewählten Kontrast in a) nicht mehr zu erkennen. Die dI/dU-Karte b) zeigt Signalvariationen entsprechend stehender Elektronenwellen. c) gemittelter Linienschnitt durch die dI/dU-Daten von b). Direkt an den Stufenkanten ist das dI/dU-Signal nicht aussagekräftig, da bei eingeschalteter z-Regelung kurzzeitig der Spitze-Probe-Abstand variiert und die Zustandsdichte lokal verschieden sein kann. Wegen der geringen Intensität der dI/dU-Variation wurde in der Lock-In-Technik zusätzlich ein Offset verwandt. Die Signalwerte in c) spiegeln daher nur die relative Variation und nicht die Stärke bezüglich des konstanten Untergrunds wider. d) dI/dU-Karte bei $U = +80$ mV und $I = 1.4$ nA über einen größeren Probenbereich. Man erkennt, wie die Wellenmuster den Stufenkanten folgen.

zeigt die dI/dU-Karte in Abb. 3.23 b) Oszillationen parallel zu den Stufenkanten mit $\lambda \approx 20$ Å in vernünftiger Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert. Eine leicht erhöhte Wellenlänge wurde in diesem Energiebereich auch von Hasegawa et al. beobachtet und dort auf den Einfluss von Friedeloszillationen [45] zurückgeführt [126]. In jedem Fall zeigt die Beobachtbarkeit der stehenden Elektronenwellen die hohe Stabiltät des Mikroskops auch im spektroskopischen Modus. In der dI/dU-Karte von Abb. 3.23 d) auf einem größeren Probenbereich sieht man sehr deutlich, dass die stehenden Wellen wie erwartet stets parallel zu den Stufenkanten ausgerichtet sind. Dies schließt aus, dass es sich bei den Mustern um Vibrationen des Tunnelabstands handelt.

3.8.2 Testmessungen bei Basistemperatur auf InAs(110)

Die ersten Testmessungen der neu aufgebauten Tieftemperatur-Anlage wurden im Aufbau von Abb. 3.3 durchgeführt [46]. Um in der Testphase eine bessere Zugänglichkeit zum Tieftemperatur-Bereich zu erhalten, wurden die beiden Seitenkammern des 3-Kammer UHV-Systems noch nicht montiert. Dies kann jedoch zukünftig aufgrund der bereits existierenden Abstimmung problemlos nachgeholt werden.
Als Testsystem wurde die InAs(110)-Oberfläche gewählt, die in der Arbeitsgruppe mittels RTM/RTS-Messungen schon ausführlich charakterisiert wurde [64,81,130,131]. Eine saubere (110)-Oberfläche lässt sich einfach durch Brechen eines angesägten Einkristalls unter UHV-Bedingungen erzeugen, weshalb man auf präparative UHV-Komponenten der beiden (noch fehlenden) Seitenkammern nicht angewiesen ist. Sämtliche Testmessungen wurden beim Betrieb des ^{3}He-Verdampfungskryostaten ohne die externe 1 K-Topf-Pumpe durchgeführt, d. h. bei einer Basistemperatur von 315 mK.

Um die anschließenden Konstant-Strom-Aufnahmen (=„Topographie-Aufnahmen“) zu veranschaulichen, ist vorab in Abb. 3.24 die atomare Anordnung der relaxierten InAs(110)-Oberfläche dargestellt [132,133]. Die Atome des III-V-Halbleiters InAs (Bandlücke 0.41 eV, $T = 0$ K) sind im Kristallvolumen in der Zinkblende-Struktur angeordnet. In der Aufsicht auf die (110)-Oberfläche (Abb. 3.24, links) erkennt man In- bzw As-Atomreihen entlang der $[1\bar{1}0]$-Richtung, die bezüglich der [001]-Richtung eine alternierende Abfolge aufweisen. In der Seitenansicht der Oberfläche (Abb. 3.24, rechts), entsprechend einem Schnitt durch einen InAs-Kristall in Richtung der $[1\bar{1}\bar{1}]$-Richtung, sieht man die vertikale Relaxation, wodurch die As-Atome gegenüber den In-Atomen stärker ins Vakuum hineinragen. Desweiteren besitzen die In- und As-Atome der Oberflächenlage einen Bindungspartner weniger als im Kristallvolumen. Dies führt zu je einem nicht gesättigten Bindungsorbital (dangling bond). Dabei ist das dangling bond der In-Atome leer, wohingegen das dangling bond der As-Atome doppelt besetzt bzw. gefüllt ist. In den atomar aufgelösten Topographie-Aufnahmen der vorliegenden Arbeit sieht man die markanten Atomreihen entlang $[1\bar{1}0]$-Richtung von nur einer Atomsorte. Diese lassen sich bei den

[45] Friedeloszillationen sind laterale Oszillationen der Ladungsdichte bzw. des Potentials der Oberfläche [128, 129].
[46] Da sich die Auslieferung des Kryostaten um insgesamt 3 Jahre verzögert hat, sind im Rahmen dieser Arbeit nur erste Testmessungen möglich gewesen.

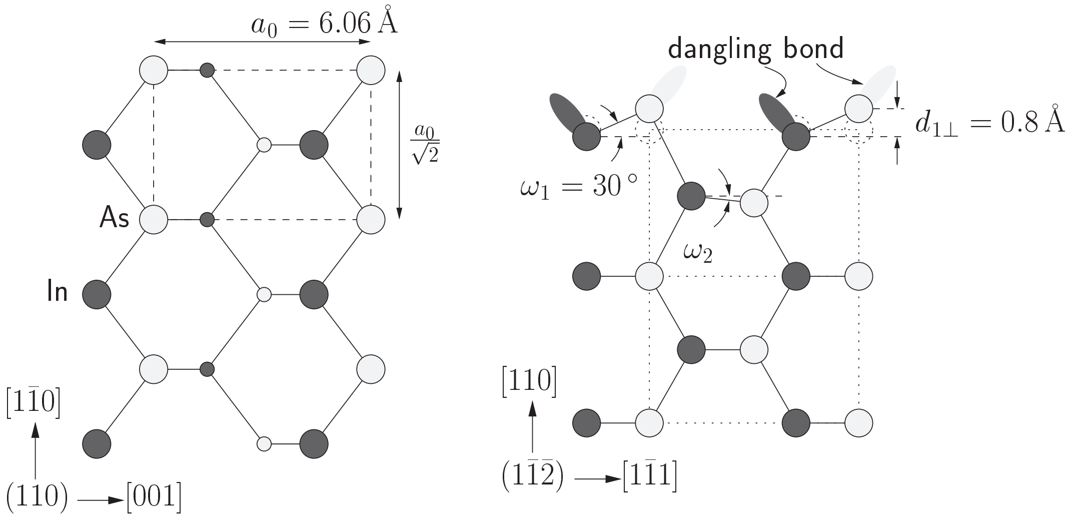

Abb. 3.24: Stukturrelaxation der InAs(110)-Oberfläche. Links: Aufsicht auf die (110)-Oberfläche. Die größeren Kreise markieren jeweils die Indium- (dunkel) und Arsenatome (hell) der obersten Lage, und kleinere Kreise repräsentieren die darunterliegende Atomlage. Charakteristisch für (110)-Oberflächen der Zinkblende-Struktur sind Zickzack-Reihen aus sich abwechselnden Anionen und Kationen entlang der [1$\bar{1}$0]-Richtung, wobei eine Verbindungslinie zwischen einer Sorte von Ionen parallel zur [1$\bar{1}$0]-Richtung verläuft. Rechts: Schnitt durch den Kristall entlang der [1$\bar{1}$1]-Ebene. Dargestellt ist die Relaxation der obersten Atomlagen. Die As-Atome der obersten Lage relaxieren gegenüber In-Atomen etwa 0.8 Å in Richtung Vakuum [132, 133]. Die Atome der ersten Lage besitzen voll besetzte (As) bzw. leere (In) dangling bonds. (Grafik entnommen aus [130].)

verwendeten Tunnelspannungen den As-Atomreihen zuordnen [79, 134].

Konstant-Strom-Modus und z-Rauschen

Die Messungen von Abb. 3.25 sollen zunächst die Wirksamkeit und die Notwendigkeit des externen Dämpfungssystems verdeutlichen. Hierzu ist anzumerken, dass der Kryostat im Testaufbau bereits auf seinem endgültigen Sandbett von ca. 8 cm steht, dass aber der Hauptteil des Quarzsands noch in die Aluminiumtonne um den Kryostaten nachgefüllt werden muss [47], d. h. die innerste Dämpfungsstufe kann bisher noch nicht wirklich effektiv sein. In Abb. 3.25 sieht man den drastischen Unterschied in der Stabilität des Konstant-Strom-Modus bei nicht aufgepumpten Luftdämpfungsfüßen (Abb. 3.25 a)) und mit aufgepumpten Luftdämpfungsfüßen (Abb. 3.25 b-d)). Die Topographie-Aufnahmen

[47] Der Sand wurde während der Testphase noch nicht eingefüllt, um einen gegebenenfalls notwendigen Ausbau des Kryostaten zu erleichtern.

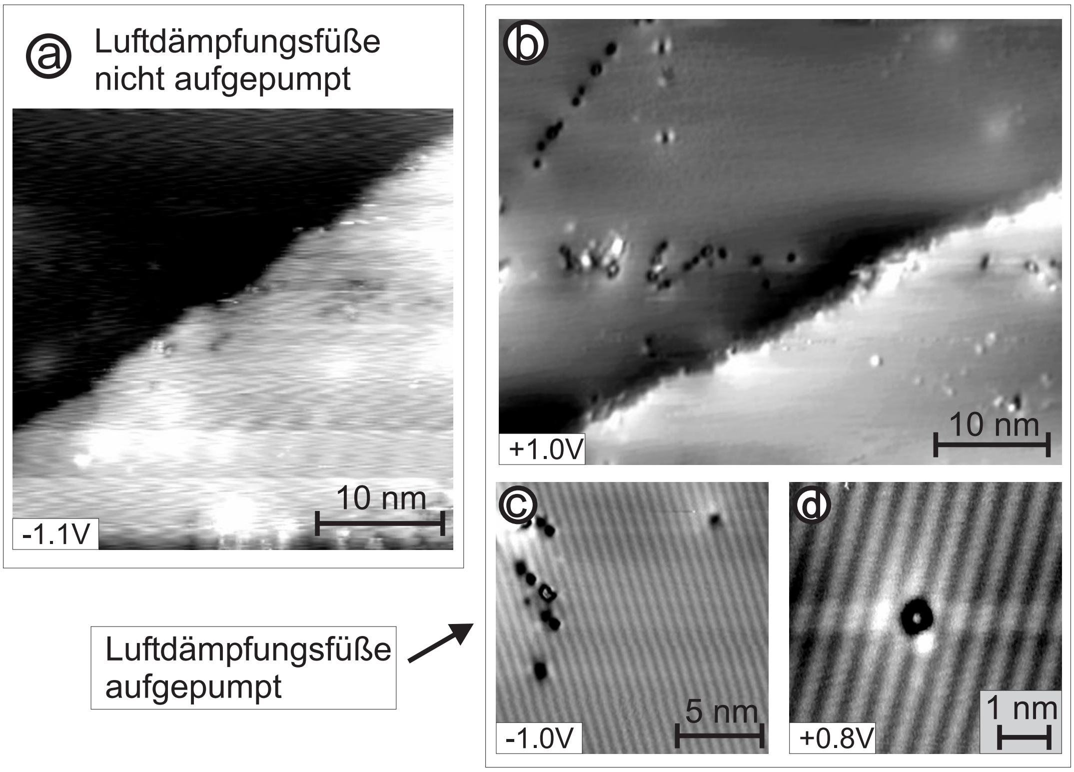

Abb. 3.25: Konstant-Strom-Aufnahmen der InAs(110)-Oberfläche von vergleichbaren Bereichen derselben Probe hintereinander aufgenommen bei 315 mK: a) ohne aufgepumpte Luftdämpfungsfüße und b-d) mit aufgepumpten Luftdämpfungsfüßen. In der Topographie-Aufnahme a) ist eine monoatomar hohe Stufenkante (Δz = 2.14 Å) zu erkennen. Aufgrund der instabilen Abbildung mit relativen Höhenvariationen auf den atomar flachen Terrassen von 0.2-0.7 Å erscheinen die Bereiche verschwommen. In der Topographie-Aufnahme b) wird die Stufenkante scharf aufgelöst (leichte Doppelspitze) und in den teilweise differenziert dargestellten Konstant-Stromaufnahmen c) und d) können die Reihenstruktur in $[1\bar{1}0]$-Richtung sowie einzelne Adsorbate erkannt werden. Tunnelparameter: a) $U = -1.1\,\mathrm{V}$, $I = 0.2\,\mathrm{nA}$; b) $U = 1.0\,\mathrm{V}$, $I = 0.2\,\mathrm{nA}$; c)$U = -1.0\,\mathrm{V}$, $I = 0.4\,\mathrm{nA}$; d) $U = +0.8\,\mathrm{V}$, $I = 0.4\,\mathrm{nA}$

Abb. 3.25 a) sowie Abb. 3.25 b) zeigen auf der selben Probe einen vergleichbaren Ausschnitt mit atomar flachen (110)-Terrassen und einer monoatomar hohen Stufenkante ($\Delta\ z = 2.13$ Å). Im Fall ohne die Dämpfungsstufe der Luftdämpfungsfüße werden Strukturen nicht mehr scharf abgebildet, und als Folge mechanischer Störeinflüsse ist ebenfalls ein Aufschwingen der elektronischen z-Regelung zu beobachten. Auf den atomar flachen (110)-Terrassen werden scheinbare Höhenmodulationen von 0.2-0.7 Å registriert. Im Gegensatz dazu, sind die Abbildungsverhältnisse im Fall mit aufgepumpten Luftdämpfungsfüßen sehr stabil, womit die Stufenkante (s. Abb. 3.25 b)) und einzelne atomare oder molekulare Adsorbate scharf aufgelöst werden (s. Abb. 3.25 c, d)) [48]. Der z-modulierte Untergrund mit Streifen entlang der $[1\bar{1}0]$-Richtung stammt von den In- bzw. As-Atomreihen.
Diese drastischen Unterschiede in der Stabilität wurden bei RT-Messungen nicht beobachtet. Viele Messungen wurden durchgeführt, ohne dabei die Luftdampfungsfüße in Betrieb zu nehmen. Wie bereits erwähnt, erfolgte die Messung von Abb. 3.21 bei nichtaufgepumpten Luftdämpungsfüßen. Vermutlich werden ohne Luftdämpfungsfüße innere Komponenten des ^{3}He-Kryostateinsatzes zu Schwingungen angeregt, wofür die flexiblen Spiralkapillaren für 1 K- und^{3}He-Topf in Frage kommen. Diese mechanischen Störeinflüsse könnten dann weitgehend ungedämpft ins RTM über Materialverbindungen oder Kabelzuleitungen einkoppeln. Daher ist es wichtig, den Tieftemperatur-Bereich des ^{3}He-Systems in unmittelbarer Nähe des RTMs vor mechanischen Anregungen gut zu schützen bzw. Störquellen hierfür zu eliminieren.
Abb. 3.26 a) zeigt nun eine Konstant-Strom-Aufnahme der InAs(110)-Oberfläche, an der ein oberes z-Rauschniveau abgeschätzt werden kann. Bei der gewählten Tunnelspannung dominieren die dangling bonds der einzelnen Arsen-Atome die Vakuumzustandsdichte und somit das Konstant-Strom-Bild [79, 134]. Die atomare Korrugation beträgt etwa 10 pm (s. Abb. 3.26 b)). Die relativ hohe z-Korrugation entlang der As-Atomreihen und die hohe laterale Auflösung ist auf einen Spitzenzustand mit geringer lateraler Ausdehnung zurückzuführen (vgl. Abb. 3.27, Abb. 3.28 und s. Kap 2.3). Aus dem Linienschnitt in Abb. 3.26 b) ergibt sich bereits ein beachtlich kleines z-Rauschen von deutlich weniger als 5 $\mathrm{pm_{pp}}$. Die Tatsache, dass das Rauschen vornehmlich entlang der schnellen Rasterbewegung (horizontal) zu sehen ist, deutet darauf hin, dass ein „loses" Spitzenadsorbat und nicht das mechanische Rauschen das z-Rauschniveau bestimmt. Es ist ferner zu berücksichtigen, dass, neben der fehlenden, dritten Dämpfungsstufe aufgrund der unvollständigen Sandfüllung der Aluminiumtonne, auch in den drei großen Edelstahl-Trägern, die zur Aluminiumtonne führen, noch kein Sand eingefüllt ist. Desweiteren sind die langen Pumpzuleitungen zum Deckelflansch, die Kabel für die Stromeinspeisung des supraleitenden Magneten, usw. noch nicht gesondert in dafür vorgesehene Sandkanäle gelagert (vgl. Abb. 3.3). Zum Vergleich beträgt das z-Rauschniveau einer 6 K-UHV-RTM-Anlage der Arbeitsgruppe, die hierfür aufwendig verbessert wurde, momentan 3 $\mathrm{pm_{pp}}$. Dieses Rauschniveau sollte mit der optimierten Subkelvin-Anlage zu übertreffen sein.

Als weiteres Beispiel für eine hochauflösende Konstant-Strom-Aufnahme sieht man

[48] In der Nähe von Stufenkanten sind oftmals Verunreinigungen der Oberfläche mit höherer Anzahldichte zu finden, die möglicherweise beim Spalten des Materials selbst entstehen (sozusagen „Bruchstücke").

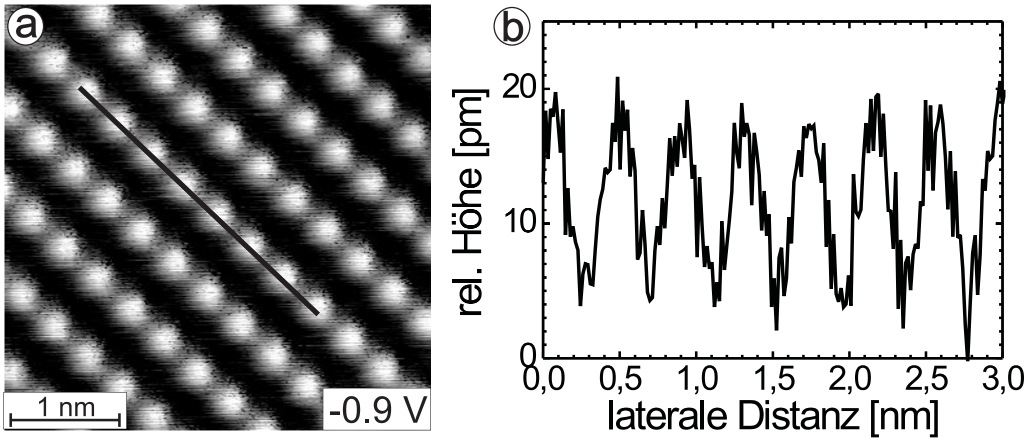

Abb. 3.26: a) Ungefilterte Konstant-Strom-Aufnahme der InAs(110)-Oberfläche mit atomarer Auflösung aufgenommen bei $U = -1.0\,\mathrm{V}$, $I = 0.4\,\mathrm{nA}$ und 315 mK. b) Linienschnitt einzelner Datenpunkte aus a) entlang der sichtbaren Atomreihen. Die atomare z-Korrugation aus b) beträgt ca. 10 pm bei einem z-Rauschen von deutlich weniger als $5\,\mathrm{pm_{pp}}$.

in Abb. 3.27 a) den Bereich um ein Dotieratom auf n-dotiertem InAs(110). Aus Ref. [64, 130] ist bekannt, dass positiv geladene Dotieratome auf n-InAs(110) (Donatoren) bei positiven Spannungen als scheinbare, langreichweitige Erhebungen abgebildet werden. Derselbe grundlegende Effekt bewirkt in diesem Fall bei negativen Tunnelspannungen ($U = -1.2\,\mathrm{V}$) [49], dass ein kompensierender, negativ geladener Akzeptor unter der Oberfläche als eine der Reihenstruktur überlagerte Erhöhung ($\Delta z \approx 40\,\mathrm{pm}$) abgebildet wird (s. Linienschnitt Abb. 3.27 b)). Dieser rein elektronische Effekt lässt sich durch die Anwesenheit eines zusätzlichen elektrostatischen Potentials von der geladenen Störstelle unter der Oberfläche erklären. Es wird im dotierten Halbleiter im Vergleich zu Metallen wegen der geringeren Dichte an beweglichen Ladungsträger schlechter abgeschirmt. Eine der Oberfläche nahe, negative Störstelle führt nun zu einer lokalen Anhebung der elektronischen Bänder [50], so dass bei der eingestellten, negativen Tunnelspannung im Bereich über dem Dotieratom mehr besetzte Zustände aus dem Valenzband zum Tunnelstrom beitragen können [64]. Dies führt zu einer Erhöhung des Tunnelstroms bei identischem Spitze-Probe-Abstand. Da jedoch die Aufnahme von Abb. 3.27 a) im Konstant-Strom-

[49] Es sei nochmal angemerkt, dass die Tunnelspannung in allen Messungen der vorliegenden Arbeit immer an der Probe anliegt: $U = U_{\mathrm{Probe}}$.

[50] Grundsätzlich existiert wegen des Unterschiedes in der Austrittsarbeit von RTM-Spitze (Wolfram) und InAs-Probe an der Oberfläche lokal eine spitzen-induzierte Bandverbiegung [64] (s. spektroskopische Messungen Abb. 3.29). Da sich diese lokale Bandverbiegung beim lateralen Rastern mitbewegt, wird sie hier für die rein qualitative Erklärung des Effekts nicht mitberücksichtigt.

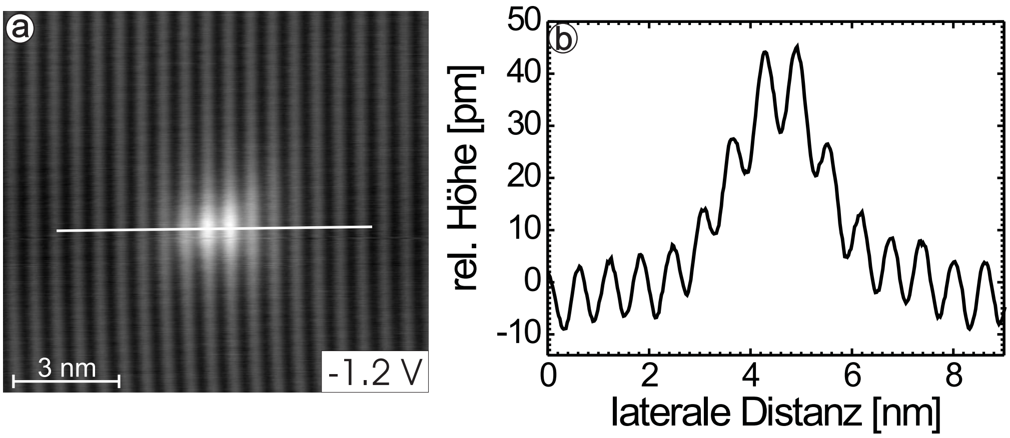

Abb. 3.27: a) Ungefiltertes Konstant-Strom-Bild auf n-InAs(110) von einem Dotieratom unter der Oberfläche, aufgenommen bei $U = -1.2\,\mathrm{V}$, $I = 0.37\,\mathrm{nA}$. Die scheinbare Erhebung bei negativer Tunnelspannung beruht auf einem rein elektronischen Effekt und verrät, dass in diesem Fall der elektronische Einfluss von einem kompensierenden, negativ geladenen Akzeptor stammt. b) Linienschnitt über die gemessene Erhebung mit einer verursachten z-Höhenvariation von 40 pm und einer Peakbreite von $w_{\mathrm{FWHM}} \approx 2.5$ nm.

Modus erfolgte, wird die Spitze lokal durch die z-Regelung von der Oberfläche zurückgezogen, was in der Topographie einer Erhebung entspricht. Das Rauschniveau in Abb. 3.27 b) ist ebenfalls sehr gering bzw. sogar kleiner als 3 $\mathrm{pm_{pp}}$.

Konstant-Strom-Modus im Magnetfeld

Es fanden auch erste Testmessungen im Magnetfeld statt, womit überprüft werden konnte, dass keine störenden Einflüsse auf den Betrieb des RTMs durch Anlegen eines Magnetfeldes hervorgerufen werden. Diesbezüglich ist in Abb. 3.28 a) erneut eine atomar aufgelöste InAs(110)-Oberfläche bei 315 mK und 4 T dargestellt [51]. Die atomare z-Korrugation längs der sichtbaren $[1\bar{1}0]$-Atomreihen beträgt mit der verwendeten Spitze 5 pm. Eine Substruktur in den Reihen entsprechend einzelnen Atomen kann deutlich erkannt werden. Im Linienschnitt von Abb. 3.28 b) ist das sehr geringe Rauschniveau von etwa 3 $\mathrm{pm_{pp}}$ sichtbar. Desweiteren liegen die Atomreihen in Abb. 3.28 a) auf geraden Linien, womit eine Auswirkung des Magnetfeldes auf die Rasterbewegung, die sich z. B. durch eine Verzerrung kenntlich machen würde, ausgeschlossen werden kann.

[51] Bisher konnten in der Testphase des TT-RTMs noch keine höheren Magnetfelder angelegt werden, weil aufgrund der hohen Streufelder der Bildschirm für die Datenerfassung zu stark verzerrt wurde, wodurch eine Bedienung der Ansteuerung des RTMs nicht mehr möglich war. Es wurden jedoch bereits erfolgreich Felder bis 14 T ohne Betrieb des RTMs angefahren.

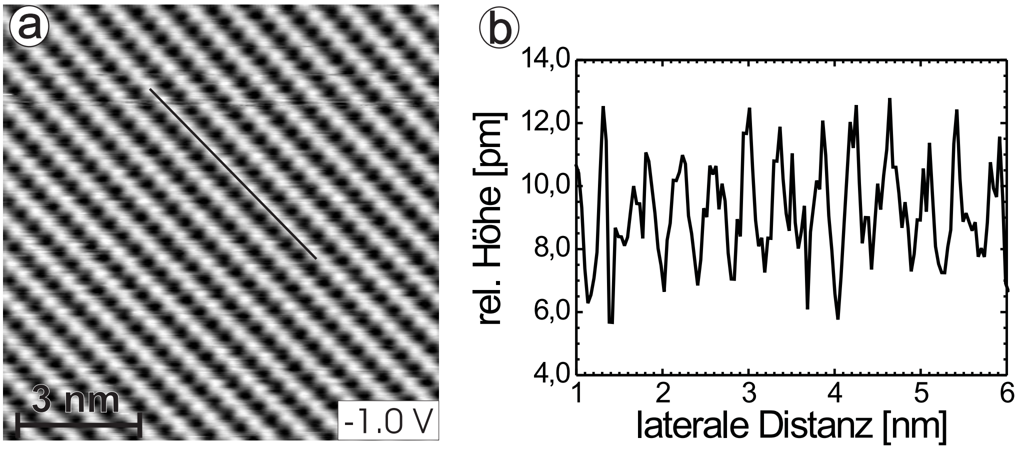

Abb. 3.28: a) Konstant-Strom-Aufnahme mit atomarer Auflösung der InAs(110)-Oberfläche bei Basistemperatur (315 mK) und $B = 4\,\mathrm{T}$. Tunnelparameter: $U = -1.0\,\mathrm{V}$, $I = 1.5\,\mathrm{nA}$. b) Linienschnitt entlang der $[1\bar{1}0]$-Atomreihen in a) mit einer atomaren z-Korrugation von etwa 5 pm und einem z-Rauschniveau von $\approx 3\ \mathrm{pm_{pp}}$.

Somit liefert der erste Test im Magnetfeld als Resultat, dass die Abbildungseigenschaften des TT-RTMs nicht verschlechtert werden, woraus wiederum eine Bestätigung für einen RTM-Aufbau aus vollständig unmagnetischen Materialien folgt [52]. Zudem wurde beim Ändern des Magnetfeldes keine deutliche Erwärmung am Mikroskop festgestellt, das bedeutet, induzierte Ringströme werden effektiv durch die eingesägten Schlitze in den Bauteilen der thermischen Ankopplung unterdrückt und lange Wartezeiten auf ein erneutes thermisches Gleichgewicht am RTM nach einer Magnetfeldänderung entfallen.

Spektroskopie-Modus

Erste Messungen mittels Rastertunnelspektroskopie bei einer Basistemperatur von $T =$ 315 mK erfolgten ebenfalls auf der InAs(110)-Oberfläche. Diese Messungen sollen nicht die Energieauflösung sondern nur die prinzipielle spektroskopische Stabilität zeigen. Messungen zur Energieauflösung sind in nächster Zukunft am Supraleiter $NbSe_2$ analog zu Abb. 2.7 geplant [25].
Die (110)-Oberfläche weist keine intrinsische Bandverbiegung auf. Als Material wurde n-InAs mit einer Donatorkonzentration von $n_D = 1.1 \cdot 10^{16}\ \mathrm{cm}^{-3}$ verwandt. Bei dieser Donatorkonzentration bildet sich bereits ein entartetes Störstellenband aus, und die Fermienergie liegt etwa 7 meV über der Leitungsbandkante [64].
Eine Übersicht einer gemessenen Spektroskopie-Kurve liefert Abb. 3.29 a), wobei in der

[52] Für diese Aussage sind Felder von 4 T vollkommen ausreichend.

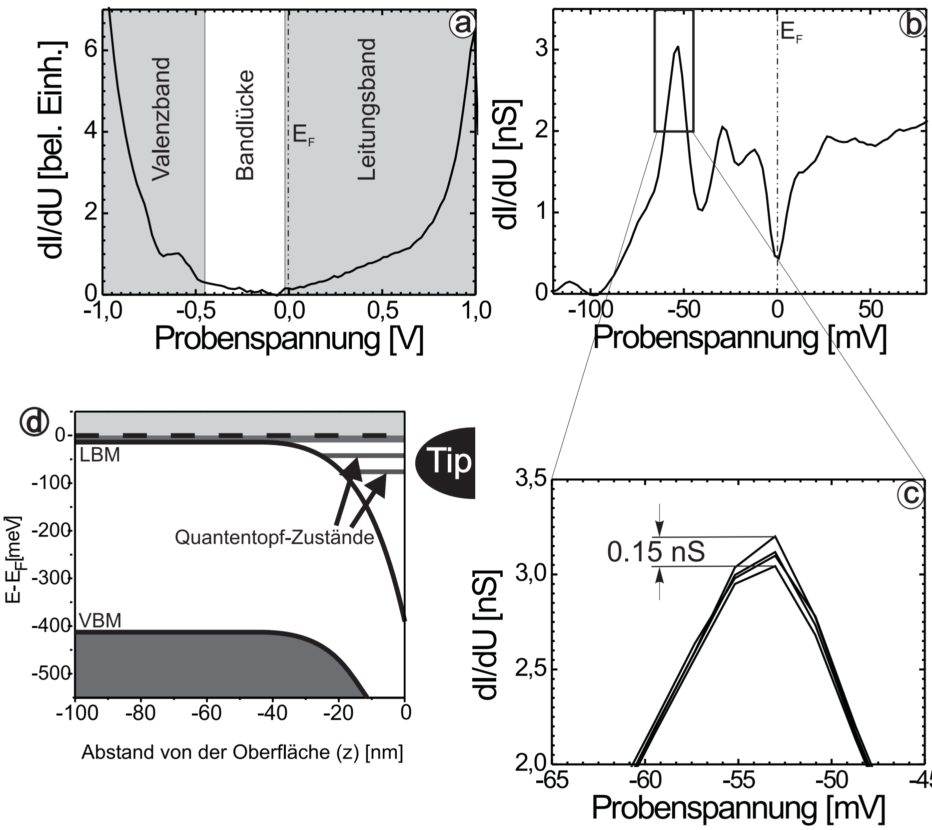

Abb. 3.29: Spektroskopische RTS-Messungen auf n-InAs(110) ($n_D = 1.6 \cdot 10^{16}\ \mathrm{cm}^{-3}$) bei 315 mK. a) $dI/dU(U)$-Kurven mit Spannungswerten $U = -1.0\,\mathrm{V}$ bis $+1.0\,\mathrm{V}$; $U_{mod}^{eff} = 4\,\mathrm{mV}$; Stabilisierung der Spitze: $U_0 = -1.0\,\mathrm{V}$, $I_0 = 0.9\,\mathrm{nA}$. b) Spektroskopie-Kurven im Bereich der Fermienergie mit $U_0 = 100\,\mathrm{mV}$, $I_0 = 1\,\mathrm{nA}$, $U_{mod}^{eff} = 4\,\mathrm{mV}$, $\tau_{LockIn} = 10\,\mathrm{msec.}$ c) Zoom auf Peakmaxima in b). Gezeigt sind Werte von vier einzelnen $dI/dU(U)$-Kurven, die am gleichen Probenpunkt aufgenommen wurden. Es ergibt sich ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $3\mathrm{nS}/0.15\ \mathrm{nS} = 20$ (Peak to Peak). d) Schematische Skizze zur lokalen Bandverbiegung unter dem vorderen Spitzenabschnitt (tip) aufgrund der unterschiedlichen Austrittsarbeiten von RTM-Spitze und RTM-Probe ($\Phi_{Probe} > \Phi_{Spitze}$). LBM und VBM bezeichnen die untere Leitungsbandkante bzw. obere Valenzbandkante. Im sog. spitzen-induzierten Quantentopf liegen diskrete Zustände unterhalb der Fermienergie [64]. Diese können bei negativen Spannungen spektroskopiert werden (siehe b und c)).

Abbildung die zu erwartende Bandlücke im Hintergrund weiß hinterlegt ist. Analog zu Messungen bei 6 K [64, 130] steigt auch hier das dI/dU-Signal mit den einsetzenden Bandkanten an. Der Signalanstieg im Bereich des Valenzbandes ist wegen der geringeren effektiven Masse („heavy holes“) stärker. Das Signal fällt allerdings im Bereich der Bandlücke wie bei 6 K nicht auf Null ab, da Elektronen aus besetzten Zuständen an der unteren Leitungsbandkante in freie Zustände der Spitze tunneln können. Mit zunehmend negativer Spannung erhöht sich deren Transmissionskoeffizient aufgrund einer kleiner werdenden Tunnelbarriere. Dies führt zu einem steigenden integralen Beitrag von Gl. (2.21) (2. Term) bzw. zu einem anwachsenden dI/dU-Signal [130]. Ansonsten scheint die $dI/dU(U)$-Kurve strukturlos und somit nicht geeignet, um die Güte des spektroskopischen Modus zu charakterisieren.
Tatsächlich zeigen jedoch einzelne Spektroskopie-Kurven von Abb. 3.29 b) um den Bereich der Fermieenergie reproduzierbare Peakstrukturen unterhalb von E_F. Aus Ref. [64, 130] ist bekannt, dass aufgrund der verschiedenen Austrittsarbeiten von RTM-Spitze und InAs-Probe unter dem Bereich des vorderen Spitzenabschnitts eine lokale Bandverbiegung auftritt, wie in Abb. 3.29 d) skizziert [53]. In diesem sogenannten spitzeninduzierten Quantentopf liegen diskrete Zustände, die nun bei negativen Tunnelspannungen mit RTS abgetastet werden. Im Fall dieser Messung sind es drei, wobei der Peak des Grundzustands bei ca. -55 mV relativ stark ausgeprägt ist. Anhand von vier einzelnen Spektroskopie-Kurven, die am gleichen Probenort mit $U_{mod}^{eff} = 4$ mV und einer Lock-In-Zeitkonstanten $\tau = 10$ msec aufgenommen wurden, wird aus der Variation des dI/dU-Signals im Maximum dieses Peaks ein gutes Signal-zu-Rauschverhältnis von 20 (Peak to Peak) an relativ signalschwachen Strukturen bestimmt (s. Abb. 3.29 c) und vgl. Abb. 3.29 a,b)). Dabei beträgt die Breite der Peakstruktur (FWHM) etwa 10-15 meV. Berücksichtigt man die endliche Lebensdauer der Zustände, so sollten die Peaks eine intrinsische Breite von etwa 5 meV aufweisen [135]. Die gemessene Breite stimmt mit der verwendeten Modulationsspannung nach Gl. (3.1) (10 meV) somit überein. Tatsächlich eignen sich die Peaks aber nicht zur Bestimmung der Energieauflösung.
Auch wenn die dargelegten RTS-Messungen noch keine Aussage über die derzeitige Energieauflösung zulassen, so bestätigen sie eine hohe Stabilität und hohe Reproduzierbarkeit des spektroskopischen Betriebsmodus bereits im nicht optimierten Fall an signalschwachen Strukturen.
Es sei noch auf das Minimum bei der Fermienergie in den Spektroskopie-Kurven von Abb. 3.29 b) hingewiesen. Dieses kann vermutlich mit einem Coulomb-Gap in Verbindung gebracht werden, das aufgrund einer Elektron-Elektron-Wechselwirkung von lokalisierten Elektronen entsteht [136]. Dieses Gap wurde auch in spektroskopischen Messungen bei $T = 6$ K und 5-6 T [136] gefunden, fällt dort aber deutlich kleiner aus. Mit der neu geschaffenen Möglichkeit, bei variabler Temperatur zu messen, könnte dieses Verhalten genauer untersucht werden. So zeigen schon erste Testmessungen, die zur Stabilitätsbestimmung ausgelegt waren, interessante Ergebnisse und liefern Hinweise auf Effekte, die genauer untersucht werden könnten.

[53] Die jeweilige lokale Bandverbiegung, z. B. die laterale Ausdehnung, ist abhängig von der vorderen Spitzengeometrie [64].

Aus den gesamten Testmessungen bei Basistemperatur $T = 315\,\mathrm{mK}$ kann als Fazit angegeben werden, dass das TT-RTM im Konstant-Strom-Modus sowohl ohne als auch mit angelegtem Magnetfeld (bis $B = 4\,\mathrm{T}$) sehr stabil abbildet. Dabei wurde in beiden Fällen bereits ein geringes z-Rauschen von etwa 3 $\mathrm{pm_{pp}}$ vergleichbar dem einer 6 K-6 T-Anlage mit ähnlichem Konzept [82] gemessen. Im Spektroskopie-Modus konnte eine hohe Reproduzierbarkeit einzelner $dI/dU(U)$-Kurven an signalschwachen Strukturen demonstriert werden. Folglich ist die Stabilität in diesem Betriebsmodus ebenfalls gut. Das gemessene Signal-zu-Rauschverhältnis ist sehr vielversprechend. Insbesondere in Bezug auf die nun folgenden Opitmierungsarbeiten zur Energieauflösung. Dabei muss bei den vorgestellten Messungen berücksichtigt werden, dass die Anlage im übergangsweisen Testaufbau noch nicht optimal aufgebaut wurde und damit Probleme, die bisher nicht aufgetreten sind, mit geringem Zeitaufwand behoben werden können.
Erste Schritte zur Optimierung sind die Sandfüllung um den Kryostaten in der Aluminiumtonne sowie in den großen Edelstahl-Trägern, womit die innerste Dämpfungsstufe wirksam wird. Ferner sind hängende Pumpzuleitungen und nicht fixierte dicke Kabelzuleitungen zum Deckelflansch zu vermeiden und in mit Quarzsand gefüllte Kanäle zu verlegen. Speziell müssen äußere Kabel zur RTM-Ansteuerung vor Vibrationen geschützt werden. Die Filterung der Zuleitungen zum RTM mit Hochfrequenz-Filtern kann noch erweitert werden. All dies sollte zu Messungen mit noch höherer Qualität führen, die vornehmlich den empfindlicheren Spektroskopie-Modus betreffen [54]. Schließlich ist in Zukunft eine akustische Abschirmung um die gesamte Anlage geplant.

Zusammenfassung

Die neue Anlage ermöglicht RTM-Messungen unter Bedingungen eines Ultrahochvakuums im Temperaturbereich von 300 mK bis 300 K, wobei bereits mit den vorhandenen Heizelementen Temperaturen bis 100 K stabil regelbar sind. Desweiteren können die sauberen Proben in einem externen Magnetfeld bis 14 T mit Feldrichtung senkrecht zur Probenoberfläche untersucht werden.
Das aufgebaute TT-RTM ist mit einem insitu Spitzen- und Probenwechsel ausgestattet. Spitzen und Proben können in einem dem Kryostaten angekoppelten 3-Kammer UHV-System beliebig transferiert werden und somit über etliche Präparations- und Analysemöglichkeiten umfangreich präpariert bzw. charakterisiert werden. Insbesondere befindet sich hierfür ein MOKE-System in einer Seitenkammer. Der Basisdruck des gesamten UHV-Systems beträgt $p \leq 1 \cdot 10^{-10}\,\mathrm{mbar}$, wobei dieser Druck bereits erreicht wird, während sich alle Systemkomponenten auf Raumtemperatur befinden.
Die Testphase des Kryostaten mit eingebautem TT-RTM ergibt eine sehr gute thermische Verbindung zwischen ^{3}He-Topf und dem RTM-Grundkörper mit einer Temperaturdifferenz von $\leq 1\,\mathrm{mK}$. Trotz der hohen thermischen Masse der Verbindungskomponenten

[54]Bisher wurde während den Konstant-Strom-Aufnahmen oder den spektroskopischen Messungen der kochende, flüssige Stickstoff im LN_2-Dewar noch nicht verfestigt. Dies könnte ebenfalls eine höhere Stabilität am Tunnelübergang bewirken. In einer anderen Tieftemperatur-RTM-Anlage [109] der Arbeitsgruppe muss der deutlich störende Einfluss des kochenden LN_2 durch Verfestigen eliminiert werden.

lässt sich mit einer Füllung des ^{3}He-Topfs eine Basistemperatur von 262±5 mK am RTM über eine beachtliche Zeitspanne von 130 h halten. Ohne externes Pumpen am System, d. h. ohne Einsatz der 1 K-Topf-Pumpe, kann eine Standzeit von 30 h bei einer leicht erhöhten Basistemperatur von 315 ± 5 mK erzielt werden. Diese Zeitspanne ermöglicht immer noch zeitaufwendige RTS-Messungen, wobei in diesem Fall sowie für Messungen bei Feldern ≤ 12 T ausschließlich vibrationslose Pumpen eingesetzt werden.
In der ersten Testphase bei tiefen Temperaturen zeigt sich bereits, dass das RTM im Konstant-Strom-Modus äußerst stabil mit einem z-Rauschniveau von etwa 3 $\mathrm{pm_{pp}}$ funktioniert. Aus dem Vergleich mit den Messungen zur Charakterisierung bei Raumtemperatur folgt, dass die hohe Stabilität auf einem Eigenschutz des RTM vor mechanischen Störungen aufgrund seiner Kompaktheit und seines rigiden Aufbaus beruht. Insbesondere zeigen Resultate ohne Luftdämpfungsfüsse bei RT (Abb. 3.21) und bei Basistemperatur (Abb. 3.25), dass das aufwendig konzipierte externe Dämpfungssystem benötigt wird, damit anregbare Komponenten im Bereich des ^{3}He-Kryostateinsatz vor mechanischen Störeinflüssen gut geschützt werden.
Konstant-Strom-Aufnahmen im externen Magnetfeld (bis 4 T) bestätigen einen einwandfreien Betrieb des TT-RTMs, der sich nicht vom Betrieb ohne Feld unterscheidet. Ferner zeigen erste Testmessungen im Spektroskopie-Modus auf n-InAs(110) eine hohe Stabilität sowie Reproduzierbarkeit mit einem guten Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 20.
Nach einer weiteren Optimierungsphase sowie mit einem erneut verbundenen 3-Kammer UHV-System stehen viele Türen für Untersuchungen an verschiedensten Probensystemen bei sehr tiefen Temperaturen offen. Leider konnten im Rahmen dieser Arbeit solche Messungen aufgrund der fast dreijährigen Lieferzeitverzögerung des Kryostaten nicht durchgeführt werden.

Im Zusammenhang sei abschließend angemerkt, dass im Raumtemperatur-Testaufbau des RTM die spinpolarisierten RTS-Messungen an ferromagnetischen Fe-Inseln durchgeführt wurden (s. Kap. 4.4). Da die Präparation der RTM-Spitze und die Übergabemechanismen bis ins Mikroskop nur mit dem Raumtemperatur-UHV-Bereich der Gesamtanlage in Verbindung stehen und die hierfür notwendigen Komponenten bereits implementiert sind, ist diese Tieftemperatur-RTM Anlage ebenfalls sofort zum Einsatz für spinpolarisierte Messungen bereit. Dies grenzt sie zusätzlich von anderen Subkelvin-RTM-Anlagen ab, da der Zugang zum Spinfreiheitsgrad des Elektrons und nicht nur zu seiner Ladung bzw. Ladungsdichteverteilung ein weites Untersuchungsfeld erschließt.
Im nächsten Kapitel werden nun spinpolarisierte RTS-Messungen vorgestellt, deren ursprüngliche Triebfeder die Implementierung der spinpolarisierten Methode in die neue Anlage war. An diesem System konnten bei RT-Messungen interessante magnetische Strukturen beobachtet werden, die von mir näher in einer anderen Tieftemperatur-RTM-Anlage ($T = 14$ K) [109] der Arbeitsgruppe untersucht wurden.

4 Spinpolarisierte RTM-Untersuchungen an ferromagnetischen Fe-Inseln

Dieser Teil der Arbeit beschäftigt sich mit dem Magnetismus dünner ferromagnetischer Teilchen mit lateralen Ausmaßen im Sub-Mikrometerbereich. Das detaillierte Verständnis und die Kontrolle der magnetischen Eigenschaften von Elementen in dieser Größenordnung ist von großer Bedeutung. Eine wichtige Anwendung finden solche Strukturen beispielsweise in Basiseinheiten eines nichtflüchtigen, magnetoelektronischen Prozessorspeichers, eines sogenannten MRAMs (*Magnetic Random Access Memory*) [137]. Eine einzelne Speicherzelle besteht vereinfacht aus zwei ferromagnetischen Dünnschicht-Elementen, die durch eine nicht-magnetische Schicht voneinander getrennt sind. Eine parallele bzw. antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung in den beiden Schichten bestimmt die gespeicherte Information als logische „Eins“ bzw. „Null“, weshalb der magnetische Informationszustand auch bei Abschalten der Leistungszufuhr an das System erhalten bleibt. Die gespeicherte Information wird über die relative Widerstandsänderung des GMR-Effekts [1] (*Giant Magnetoresistance Effect* [138, 139]) oder TMR-Effekts (*Tunneling Magnetoresistance Effect*, s. Abschnitt 2.6.1) ausgelesen [137]. Das Schreiben der Information gelingt durch gezielte Manipulation der Magnetisierung in einer der beiden Schichten mit einem entsprechenden externen Magnetfeld, das durch einen Stromfluss in Leitungen über und unter der Speichereinheit erzeugt wird [2].

Charakteristiken des Designs und die Materialauswahl für die Elemente richten sich nach den Gesichtspunkten einer hohen Stabilität der gespeicherten Information, einer hohen Reproduzierbarkeit in den Speicher/Lese-Zyklen und eines einheitlichen Schaltverhaltens der Speicherzellen im externen Feld. Die schaltbare ferromagnetische Schicht

[1] Wenn die magnetischen Momente der ferromagnetischen Schichten parallel zueinander ausgerichtet sind, dann ist die spin-abhängige Streuung der Ladungsträger an der Grenzfläche von der unmagnetischen Schicht zur zweiten magnetischen Schicht minimal, und die Einheit hat den geringsten Widerstand. Im antiparallelen Fall gilt das Umgekehrte, und der Widerstand ist maximal. Um für GMR-Elemente einen ausreichend hohen Widerstand zu erhalten, erfolgt der Transport entlang der dünnen Schichtstruktur, dabei führt die höhere Grenzflächenstreuung in der antiparallelen Anordnung im Mittel zu einer Einengung des Stromflusses auf schmälere Kanäle.

[2] Damit nur ein Schichtelement schaltet, unterscheiden sich die ferromagnetischen Strukturen in ihrer Dicke oder die Magnetisierung von einer Schicht wird an die Magnetisierung einer weiteren hart magnetischen Lage, zumeist ein Antiferromagnet, „gepinnt“.

sollte also im Idealfall ein bistabiles System sein. In der Realität hängt jedoch der magnetische Zustand eines Teilchens sehr sensitiv von der Form, der Größe, dem Material, der Dicke, seiner Mikrostruktur und seiner magnetischen Vorgeschichte ab, so dass sich einerseits bestimmte Domänenkonfigurationen durch geeignete Wahl der Parameter bevorzugen lassen, andererseits jedoch Abweichungen vom gewünschten Zustand, insbesondere nach mehreren Schaltvorgängen, vorkommen können. Für nahezu rechteckige Schichten in einem Eindomänen-Zustand, d. h. mit magnetischen Momenten, die vorwiegend in die gleiche Richtung zeigen, ist das Schaltverhalten zudem abhängig von der speziellen Form sowie vom Rand der Struktur [140–142]. Das Funktionsprinzip eines Speicherelements ist aber nicht an einen Eindomänen-Zustand gebunden. Neben diesem Ansatz gibt es ebenfalls vielversprechende Messungen an einem Prototypen einer Speicherzelle mit dünnen ferromagnetischen Kreisscheiben [143] und einen konkreten Vorschlag für den Aufbau eines gesamten Speichers mit kreisförmigen Schichtstrukturen [144]. Die magnetische Konfiguration einer einzelnen Schicht unterscheidet sich dann durch eine zirkulare Verteilung der Magnetisierung in der Ebene und um das Zentrum der Scheibe. Dabei ist in diesem Fall die gespeicherte Information durch den gleichen oder entgegengesetzten Drehsinn der Magnetisierung gegeben [3]. Diese zirkulare, magnetische Konfiguration hat am Rand der Scheibe ein verschwindendes magnetisches Streufeld, woraus der Vorteil entsteht, dass dicht gepackte Speicherzellen sich nicht gegenseitig beeinflussen und somit eine hohe Speicherdichte realisiert werden kann. Desweiteren spielen Randeffekte für die zirkulare Verteilung beim Schalten eine eher untergeordnete Rolle. In einer Kreisscheibe muss jedoch, bei einer zirkularen Verteilung in den Randgebieten, die Magnetisierung im Zentrum aus topologischen Gründen senkrecht zur Schichtebene stehen. Die Magnetisierungsverteilung dieses Kernbereichs, des sogenannten Vortexkerns, beeinflusst nun aber die Reproduzierbarkeit und Stabilität des Schaltverhaltens sowie des magnetischen Endzustands der Kreisscheibe. Daher werden Alternativen mit Kreisringen verfolgt [144,145], die analog eine zirkulare Magnetisierungsverteilung aufweisen, jedoch keinen Vortexkern besitzen.

Der Vortexkern an sich ist nun wiederum von grundlegendem Interesse, da in diesem Bereich eine komplexe, wirbelartige Magnetisierungsverteilung auf der Nanometer-Skala auftreten sollte. Hierfür existieren schon lange theoretische Vorhersagen [47,119], jedoch konnten diese bisher noch nicht experimentell überprüft werden. Den Schwerpunkt dieses Kapitels bilden hochauflösende Messungen zur Spinstruktur des Vortexkerns. Dabei wurden Untersuchungen ohne (Kap. 4.6.1 und Kap. 4.6.2) und mit (Kap. 4.6.3) externem Magnetfeld durchgeführt.

Ausgehend von der mesoskopischen Theorie des Mikromagnetismus werden am Anfang von Kap. 4.1 die verschiedenen Energiebeiträge eines magnetischen Systems allgemein eingeführt, um ihr Wechselspiel anschließend an ausgewählten Beispielen, die

[3] In diesem Typ von Speicherzelle fließt der Strom zum Auslesen der magnetischen Information senkrecht zur Schichtstruktur, so dass für den GMR-Effekt nur die lokale Orientierung der Magnetisierung in den beiden Elementen auf einer Achse senkrecht zur Schichtstruktur entscheidend ist. Diese ist hier ebenfalls entweder parallel oder antiparallel. Tatsächlich werden mehrere solcher Doppellagen und ein kleiner Scheibendurchmesser für den gewünschten Widerstandseffekt benötigt.

im engen Zusammenhang mit den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit stehen, zu erläutern. Gegenstand des Kap. 4.2 sind das selbstorganisierte Wachstum dünner Eisen-Inseln unter UHV-Bedingungen und die spingemittelte elektronische Struktur der Inseloberflächen. Die Präparation der verwendeten Spitzen für die spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie wird in Kap. 4.3 beschrieben. In Kap. 4.4 werden die gemessenen verschiedenen magnetischen Domänenkonfigurationen der Fe-Inseln vorgestellt. Außerdem erfolgt in Kap. 4.5 eine genaue Analyse des magnetischen Kontrasts von SP-RTS Messungen. Schließlich beinhaltet Kap. 4.6 die SP-RTM Untersuchungen an Vortexstrukturen, inbesondere im Bereich des Vortexkerns.

4.1 Mikromagnetismus

4.1.1 Einführung

Der Mikromagnetismus ist eine kontinuumstheoretische Beschreibung ferromagnetischer Systeme [119]. Er ist ein Bindeglied zwischen den quantenmechanischen, atomistischen Theorien des Ferromagnetismus und den mikroskopischen oder makroskopischen Phänomenen magnetischer Strukturen. Diese Theorie erklärt unter anderem die Existenz von magnetischen Domänen, deren Veränderung in einem externen Magnetfeld und das Auftreten von Hysterese. Sie nimmt hierbei aber an, dass adhoc eine spontane Magnetisierung vorliegt. Insbesondere lässt sich im Rahmen des Mikromagnetismus die statische Gleichgewichtsverteilung der lokalen Magnetisierung $\vec{M}(\vec{r})$ bestimmen oder zumindest annähern. Im Zusammenhang mit spinpolarisierten RTM-Untersuchungen ist dies wiederum von Bedeutung, da gerade Richtungsänderungen von $\vec{M}(\vec{r})$ an der Oberfläche zu einer Variation der differentiellen Leitfähigkeit führen und daher die magnetische Information einer dI/dU-Karte bilden (vgl. Abschnitt 2.6.2). Der Mikromagnetismus bildet die adäquate theoretische Beschreibung der experimentellen SP-RTM-Daten dieser Arbeit.

Dabei liegt dem Mikromagnetismus eine mesoskopische Betrachtungsweise zugrunde. Die Magnetisierung $\vec{M}(\vec{r})$ wird durch ein kontinuierliches, klassisches Vektorfeld beschrieben, wobei der Vektor am Punkt $\vec{r}$ den lokalen Mittelwert über die atomaren magnetischen Momente in einer kleinen Nachbarschaft darstellt. Die quantenmechanischen Eigenschaften der einzelnen Elektronenspins und der diskrete atomare Aufbau der Materie werden somit in $\vec{M}(\vec{r})$ nicht berücksichtigt. Weiterhin werden thermische und quantenmechanische Fluktuationen vernachlässigt. Der Betrag $|\vec{M}(\vec{r})|$ der einzelnen Vektoren kann bei einer festen Temperatur (weit unterhalb der Curietemperatur) und in einem strukturell homogenen System als konstant angenommen werden. Er ist durch die entsprechende Sättigungsmagnetisierung M_{sat} gegeben, wodurch der Einheitsvektor der Magnetisierungsrichtung $\vec{m}(\vec{r}) = \vec{M}(\vec{r})/M_{sat}$ mit $\vec{m}^2 = 1$ die interessante Information enthält. $\vec{m}(\vec{r})$ wird auch reduzierte Magnetisierung genannt. Diejenigen Vektorfelder $\vec{m}(\vec{r})$ bzw. $\vec{M}(\vec{r})$, die unter gewissen Randbedingungen das Funktional der Gesamtenergie $E_{tot}(\vec{m})$ minimieren, werden als Gleichgewichtskonfigurationen bezeichnet. Der magnetische Grundzustand wird durch das globale Minimum festgelegt und metastabile Zustände sind durch lokale Minima gegeben. Die Gesamtenergie eines ferromagnetischen Körpers setzt sich dabei aus verschiedenen Energiebeiträgen zusammen [119]:

$$E_{tot} = E_{ex} + E_K + E_{zeeman} + E_d + E_0 \qquad , \tag{4.1}$$

mit der Austauschenergie E_{ex}, der magnetokristallinen Anisotropieenergie E_K, der magnetostatischen Energie im äußeren Feld oder Zeeman-Energie E_{zeeman} und der Streufeldenergie E_d. Der Term E_0 beinhaltet weitere (anisotrope) Energieanteile wie magnetoelastische Kopplungsenergien sowie Grenz- und Oberflächenanisotropien. Der Unterschied zwischen freier Energie und Energie wird in der Regel durch experimentell bestimmte, temperaturabhängige Parameter wie beispielsweise die Sättigungsmagnetisierung berücksichtigt, d. h. Fluktuationen werden streng genommen nicht vollständig vernachlässigt, sondern durch Mittelung über die Fluktuationen berücksichtigt. Im Folgenden wird der Term freie Energie in diesem Sinne an manchen Stellen verwandt. Die verschiedenen Energiebeiträge werden im nächsten Abschnitt einzeln vorgestellt.

4.1.2 Energieterme in ferromagnetischen Systemen

Austauschenergie E_{ex}

Die Austauschenergie wird üblicherweise im Mikromagnetismus durch den Term [119, 146]:

$$E_{ex} = A \int_V (\nabla \vec{m})^2 \, dV \tag{4.2}$$

beschrieben. Dabei bezeichnet A den Materialparameter der Austauschkonstanten oder Spinsteifheit, $\vec{m}(\vec{r}) = \vec{M}(\vec{r})/M_{sat}$ das Richtungsfeld der Magnetisierung und V das Volumen des Körpers. Die Austauschenergie führt zu einer Energiestrafe für jegliche Abweichung von einer lokal parallelen Orientierung der Magnetisierung und steht damit in enger Verbindung zur Ursache des Ferromagnetismus - der wechselseitigen Ausrichtung von Spins aufgrund der spinabhängigen Austausch-Wechselwirkung zwischen den Elektronen. Ein Bezug von (4.2) zur Quantenmechanik kann anhand des Heisenberg-Modells plausibel gemacht werden. In diesem Modell wird von lokalisierten Elektronen bzw. Spins an den einzelnen Atomrümpfen ausgegangen und eine paarweise Wechselwirkung durch einen effektiven Hamiltonoperator dargestellt [147]:

$$H_{Heis} = -\sum_{i \neg j} J_{ij} \; \hat{s}_i \cdot \hat{s}_j \quad , \tag{4.3}$$

mit J_{ij} dem Austauschintegral als Kopplungsparameter und $\hat{s}_i$, $\hat{s}_j$ den Spinoperatoren an den Gitterplätzen i,j [4]. Das Austauschintegral J_{ij} ist maßgeblich durch den Überlapp der

[4] Der Hamiltonian suggeriert eine direkte Wechselwirkung zwischen den Spins. Die Kopplung folgt jedoch aus einem Zusammenspiel von Pauli-Prinzip und Coulombwechselwirkung, das zu einer Abhängigkeit der elektrostatischen Energie zweier Elektronen von ihrer relativen Spinausrichtung führt.

Elektronenwellenfunktionen $\varphi_i(\vec{r})$ und $\varphi_j(\vec{r})$ im Ortsraum bestimmt, wodurch mit (4.3) eine sehr kurzreichweitige Wechselwirkung beschrieben wird. In der Regel wird deshalb nur die Kopplung eines Spins zu seinen nächsten Nachbarn (n. N.) berücksichtigt und diese zusätzlich als identisch für alle Nachbarn angenommen ($J_{ij} = J$). Für $J > 0$ ist eine parallele Ausrichtung der Spins offensichtlich energetisch günstiger und (4.3) beschreibt einen ferromagnetischen Zustand. Dahingegen bewirkt $J < 0$ eine antiferromagnetische Kopplung. Ersetzt man vereinfachend das Produkt der Spinoperatoren durch das Skalarprodukt klassischer Vektoren, so ergibt sich die Austauschenergie zu [148]:

$$E_{ex} = -J \sum_{n.N.\ ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = -JS^2 \sum_{n.N.\ ij} \cos\phi_{ij} \ . \tag{4.4}$$

Weiterhin soll nur der energetische Unterschied zur uniformen Verteilung mit parallel ausgerichteten Vektoren betrachtet werden. Für kleine Winkel ϕ_{ij} liefert dann eine Taylorentwicklung von (4.4) und der Übergang zum Kontinuum [5] nach längerer Rechnung den Ausdruck (4.2) [146, 148]. Dabei besteht für ein kubisch raumzentriertes Gitter die Beziehung $A = 2JS^2/a$ mit a der Gitterkonstanten und S dem Spinmoment in Einheiten von $\hbar$ pro Gitterplatz. Die effektive Austauschkonstante A wird experimentell abgeleitet aus der niederenergetischen Dispersionsrelation von Spinwellen [149, 150] oder aus dem Tieftemperatur-Verhalten der Sättigungsmagnetisierung [148], das ebenfalls durch die Anregung von niederenergetischen Spinwellen bestimmt wird (Bloch'sches $T^{3/2}$-Gesetz). Für Eisen ergibt sich hierbei eine effektive Austauschkonstante von $A \approx 2 \cdot 10^{-11}$ J/m.

Die Austauschenergie nach (4.4) und (4.2) wird als isotrop bezeichnet, da sie nur von den relativen Winkeln ϕ_{ij} zwischen den Vektoren abhängt und die räumliche Lage von $\vec{S}_i$, $\vec{S}_j$ bzw. von $\vec{m}$ bezüglich den kristallographischen Achsen unerheblich ist.

Magnetokristalline Anisotropie E_K

Aus der isotropen Austauschenergie lassen sich keine Vorzugsrichtungen der Magnetisierung ableiten. Experimentell ist jedoch eine Richtungsabhängigkeit der Magnetisierung zu beobachten. Beispielsweise ist die Magnetisierung in Domänen entlang bestimmter kristallographischer Richtungen orientiert [119] oder Magnetisierungskurven von einkristallinen Proben zeigen einen unterschiedlichen Verlauf, wenn das zum Aufmagnetisieren benötigte Feld entlang verschiedener Hauptrichtungen des Kristallgitters angelegt wird (siehe [148, 151]).

Mit dem Begriff der magnetischen Anisotropie bezeichnet man allgemein den Anteil der freien Energie, der von der Richtung $\vec{m}(\vec{r})$ der Magnetisierung abhängt. Die sogenannte Formanisotropie bevorzugt eine bestimmte Ausrichtung der Magnetisierung bezüglich der geometrischen Gestalt einer ferromagnetischen Struktur und ist eine Folge der klassischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Sie wird durch den Beitrag der Streufeldenergie E_d berücksichtigt. Hingegen ist die magnetokristalline Anisotropie mit den intrinsischen Eigenschaften eines betrachteten Materials verbunden. Ursache der magnetokristallinen Anisotropie ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung, die vereinfacht gesprochen

[5] Hierbei wird prinzipiell angesetzt: $|\phi_{ij}| \propto a\nabla\vec{m}$ mit der Gitterkonstanten a.

den Spin an das Kristallgitter koppelt. Die entsprechenden Energieterme müssen daher die zugrundeliegende Symmetrie des Systems reflektieren. In einem phänomenologischen Ansatz wird die freie Energiedichte $e_K(\vec{m})$ der Kristallanisotropie nach einer geraden Potenzreihe in Winkelfunktionen entwickelt. Die Entwicklungskoeffizienten werden Anisotropiekonstanten genannt und sind im Allgemeinen temperaturabhängig [151].

Hexagonale Materialien wie z. B Kobalt zeigen eine uniaxiale Anisotropie, (d. h. mit einer ausgezeichneten Achse,) deren Energiedichte mit der Form [119]:

$$e_K = K_{u1} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta \tag{4.5}$$

beschrieben wird, wobei θ den Winkel zwischen Magnetisierung und Anisotropieachse bezeichnet. Betrachtet man nur den ersten Term, dann sind für eine positive Anisotropiekonstante $K_{u1} > 0$ die Richtungen entlang der Anisotropieachse energetisch begünstigt. Solche Richtungen werden als leichte Achsen bezeichnet. Bei negativem K_{u1} hat die Kristallanisotropie ein Maximum für $\theta = 0$ und man spricht von einer harten Achse. Die hierzu senkrechten Richtungen bilden die magnetisch leichte Ebene.

Für kubische Kristalle wie z. B. Eisen verwendet man gewöhnlich eine Entwicklung nach Richtungskosinussen $\cos\theta_i = \alpha_i$, d.h Projektionen von $\vec{m}$ auf die $\{100\}$-Achsen:

$$e_K = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots \quad . \tag{4.6}$$

K_1 und K_2 werden kubische Anisotropiekonstanten genannt. Aus Symmetriegründen gibt es hier keinen rein quadratischen Term mit $\cos\theta_i$ und oftmals wird nur der Beitrag durch K_1 berücksichtigt. Im Fall von Eisen ist $K_1^{Fe} = 4.8 \cdot 10^4$ J/m$^3 > 0$ (für $T = 300$ K) und die leichten Achsen sind die [100],[010],[001]-Richtungen, wohingegen harte Achsen entlang $\{111\}$ indizierter Richtungen verlaufen.

Bezieht man die Energieunterschiede der Kristallanisotropie zwischen harter und leichter Richtung auf ein Atom, so liegen diese Werte beispielsweise für Eisen und Kobalt in der Größenordnung von μeV. Dennoch bestimmt ihr Einfluss auch bei Raumtemperatur ($k_BT \approx 25$ meV) die Ausrichtung von magnetischen Domänen, da die Spins über die wesentlich größere Austausch-Wechselwirkung kollektiv gekoppelt sind und der relevante Energieunterschied an magnetokristalliner Anisotropie einer Summe über alle Atome einer Domäne entspricht. In der Kontinuumsformulierung ergibt sich die Kristallanisotropieenergie eines ferromagnetischen Körpers aus der Volumenintegration über die Bereiche unterschiedlicher Magnetisierungsrichtung:

$$E_K = \int_V e_K(\vec{m}(\vec{r}))\, dV \qquad . \tag{4.7}$$

Zeeman-Energie

Die Wechselwirkung der Magnetisierung mit einem von außen angelegten Feld $\vec{B}_{ext} = \mu_0 \vec{H}_{ext}$ [6] wird durch die Zeeman-Energie E_{zeeman} beschrieben:

$$E_{zeeman} = -\int_V \vec{B}_{ext} \cdot \vec{M} \; dV = -\mu_0 M_{sat} \int_V \vec{H}_{ext} \cdot \vec{m} \; dV \qquad . \tag{4.8}$$

V bezeichnet das Volumen der betrachteten Struktur. In (4.8) können sowohl das externe Feld als auch die Magnetisierung räumlich variieren. Im Falle eines homogenen externen Feldes hängt die Zeeman-Energie nur vom Gesamtmoment des ferromagnetischen Körpers ab, d. h. der räumliche Mittelwert der Magnetisierung ist maßgebend und nicht die spezielle lokale Verteilung. Die Zeeman-Energie begünstigt Domänen mit einer Magnetisierung in Richtung des äußeren Feldes und führt dazu, dass sich Domänenwände verschieben oder sich die Magnetisierungrichtung dreht.

Streufeldenergie E_d

Betrachtet man einen Ferromagneten als eine bestimmte Anordnung einzelner Elementarmomente, so wechselwirkt jedes einzelne Moment mit dem Dipolfeld der übrigen Momente. Diese Wechselwirkung führt zu einer magnetostatischen Selbstenergie, welche in der Kontinuumsnäherung als Streufeldenergie oder Demagnetisierungsenergie bezeichnet wird. Aus der Materialgleichung $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ und der Maxwellgleichung für die Quellenfreiheit der magnetischen Flussdichte $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\nabla \cdot \vec{H}_d(\vec{r}) = -\nabla \cdot \vec{M}(\vec{r}) \qquad . \tag{4.9}$$

Die Quellen und Senken der Magnetisierung erzeugen ein Streufeld $\vec{H}_d$, das im Probeninnern und im Außenraum als entmagnetisierendes Feld wirkt. Dabei können die Quellen und Senken der Magnetisierung als pseudo-magnetische Ladungen von $\vec{H}_d$ interpretiert werden, wobei diese niemals isoliert auftreten und sich in einer Mittelung über den gesamten Ferromagneten gegenseitig aufheben müssen. Es wird zwischen Volumenladungen und Oberflächenladungen unterschieden. Erstere treten beispielsweise in Néel-Domänenwänden auf, wo sich aufeinander folgende Dipolmomente nicht direkt kompensieren. Oberflächenladungen entstehen, wenn der Magnetisierungsvektor nicht parallel zur Oberfläche verläuft. Die rechte Seite von Gleichung (4.9) entspricht dieser Volumenladungsdichte und die Oberflächenladungsdichte wird durch: $\sigma = \vec{M} \cdot \vec{n}$ beschrieben mit $\vec{n}$ dem nach außen gerichteten Normaleneinheitsvektor des Körperrandes.

[6] Es werden die Energiebeiträge im SI-Einheiten System dargestellt. In diesem System haben die Magnetisierung $\vec{M}$ und das magnetische Feld $\vec{H}$ die gleichen Einheiten A/m und die Feldgleichung lautet $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ mit der magnetischen Feldkonstanten des Vakuums $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am. Die Umrechnung zwischen dem SI-System und dem Gaussschen System mit (cgs)-Einheiten ist beispielsweise in [152] angegeben.

Randwertbedingungen für $\vec{H}_d$ folgen aus der Forderung nach Stetigkeit der Tangentialkomponente von $\vec{H}_d$ und der Normalkomponente von $\vec{B}$ an den Grenzflächen des Ferromagneten. Die mit $\vec{H}_d$ verbundene Streufeldenergie E_d hat die Form:

$$E_d = \frac{\mu_0}{2} \int_{\Re^3} \vec{H}_d^2 \, dV = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \vec{H}_d \cdot \vec{M} \, dV \quad . \tag{4.10}$$

Im zweiten Ausdruck wird über das Volumen des Ferromagneten integriert, wohingegen das Integral in der ersten Schreibweise über den gesamten Raum verläuft. Man erkennt an der linken Darstellung von (4.10), dass die Streufeldenergie immer strikt positiv definit ist. Als Konsequenz der Streufeldenergie tendiert ein Volumenmagnet dazu (bei nicht vorhandenden externen Feldern), magnetische Domänen zu bilden und damit jegliche Art von magnetischen Volumen- oder Oberflächenladungen zu vermeiden. Deshalb besitzen viele ferromagnetische Materialien im Gleichgewichtszustand nur ein sehr schwaches äußeres Magnetfeld.

Die Berechnung des Streufeldes und der Demagnetisierungsenergie ist sehr komplex und meistens nur numerisch mit Methoden finiter Elemente zu lösen. Auch bei einer homogenen Verteilung der Magnetisierung $\vec{M}$ = const in einem Ferromagneten beliebiger Form ist das entmagnetisierende Feld im Innern allgemein ortsabhängig $\vec{H}_d(\vec{r})$. Eine Ausnahme bildet das Ellipsoid. In diesem Spezialfall besteht ein linearer Zusammenhang zwischen $\vec{M}$ und $\vec{H}_d$ im Volumen, der mit Hilfe eines Entmagnetisierungstensors $\mathbf{N}$ ausgedrückt werden kann: $\vec{H}_d = -\mathbf{N}\vec{M}$. Nach Transformation auf die Hauptachsen (a,b,c) des Ellipsoids erhält der Tensor Diagonalgestalt und die Dichte e_d der Demagnetisierungsenergie ergibt sich zu:

$$e_d = \frac{E_d}{V} = \frac{\mu_0 M_{sat}^2}{2}(N_a m_a^2 + N_b m_b^2 + N_c m_c^2) \quad , \tag{4.11}$$

mit m_i der Komponente von $\vec{m} = \vec{M}/M_{sat}$ in Richtung der Hauptachse i. Die positiven Diagonalelemente addieren sich zu $\sum N_i = 1$ und sind stark von der Form des Ellipsoids abhängig [119, 147]. Je länger eine Hauptachse, desto kleiner ist der zugehörige Entmagnetisierungsfaktor N_i, so dass die Energiedichte aus (4.11) am geringsten ist, wenn die Magnetisierung entlang der größten Hauptachse ausgerichtet ist. Daher spicht man im Zusammenhang mit der Demagnetisierungsenergie auch von Formanisotropieenergie, weil die Gestalt bzw. Form eines ferromagnetischen Körpers die Richtung der Magnetisierung beeinflusst. Die Entmagnetisierungsenergie eines kompakten Körpers mit homogener Magnetisierung kann oftmals mit dem Wert für ein Ellipsoid ähnlicher Form abgeschätzt werden.

Die dünne Platte unendlicher Ausdehnung ($a = b = \infty$) ist ein wichtiger Grenzfall von (4.11) und dient als Modell für eine dünne ferromagnetische Schicht mit homogener Magnetisierung. Nur das Tensorelement senkrecht zur Filmebene verschwindet nicht, d. h. $N_a = N_b = 0$ und $N_c = 1$. Somit sind das entmagnetisierende Feld $\vec{H}_d$ im Innern der Schicht und die Energiedichte e_d gegeben durch:

$$\vec{H}_d = -M_{sat} \cos\theta \cdot \vec{n} \qquad , \text{ im Film}$$

$$e_d = \frac{\mu_0 M_{sat}^2}{2} \cos^2\theta = K_d \cos^2\theta \quad . \tag{4.12}$$

Es bezeichnet $\vec{n}$ den Normaleneinheitsvektor zur Filmebene und θ den Winkel zwischen $\vec{M}$ und $\vec{n}$. Die Entmagnetisierungsenergie in (4.12) hat die Gestalt einer uniaxialen Anisotropie mit der Filmnormalen als harter Achse, weshalb die Grösse $K_d = \frac{\mu_0 M_{sat}^2}{2}$ auch Streufeld-Anisotropiekonstante genannt wird. Anhand (4.11) und (4.12) ist zu erkennen, dass die Streufeldenergie mit K_d skaliert, wobei der Wert selbst ein Maß für die maximale Energiedichte $e_d^{max} = K_d$ darstellt. Dieser energetisch ungünstige Fall tritt auf, wenn die Magnetisierung einer dünnen Schicht parallel zur Filmnormalen steht ((4.12) für $\theta = 0$).

Im Fall von Eisen ist die Streufeld-Anisotropiekonstante $K_d^{Fe} \approx 2 \cdot 10^6$ J/m^3 wesentlich größer als die magnetokristalline Anisotropie ($K_1^{Fe} \approx 5 \cdot 10^4$ J/m^3). In genügend dicken Filmen, für die Oberflächen- und Grenzflächeneffekte vernachlässigbar sind, dominiert die Formanisotropie stets gegenüber der Kristallanisotropie und die Magnetisierung liegt daher in der Ebene.

Magnetoelastische Energie

Beim Aufmagnetisieren oder Ummagnetisieren eines ferromagnetischen Körpers kann eine relative Längenänderung $\lambda = \delta l / l$ beobachtet werden, die von der Messrichtung und der Orientierung der Magnetisierung abhängt. Dieser als Magnetostriktion bekannte Effekt ist lokal mit einer Kristalldeformation verbunden und entspricht der Rückwirkung der Spin-Bahn-Wechselwirkung auf die atomare Bindung. Phänomenologisch ist dies eine Wechselwirkung zwischen Magnetisierung und den elastischen Freiheitsgraden. Folglich setzen Terme der magnetoelastischen Energie die Magnetisierungsrichtung bezüglich des Kristallgitters mit dessen lokaler Verzerrung in Beziehung [119]. Sie liefern somit weitere anisotrope Energieterme. Ohne externe Kräfte auf den ferromagnetischen Körper sind jedoch magnetoelastische Energiebeiträge sehr klein im Vergleich zur Kristallanisotropie und können in der Regel vernachlässigt werden [153]. Andererseits können in heteroepitaktisch gewachsenen, dünnen Schichten starke Verzerrungen aufgrund einer Gitterfehlpassung auftreten. Die hieraus resultierenden magnetoelastischen Energien erreichen die Größenordnung der magnetokristallinen Anisotropie. In den experimentell bestimmten Anisotropiekonstanten sind dann ebenfalls Anteile aufgrund der magnetoelastischen Wechselwirkung enthalten.

Grenzflächen- und Oberflächenanisotropien

Bisher wurden Volumeneigenschaften eines Ferromagneten beschrieben. Im Falle sehr kleiner Systeme, wie z. B. (ultra)dünner Filme, werden die magnetischen Anisotropien jedoch durch die Grenz- und Oberfläche mitbestimmt oder sogar dominiert. Jede Grenzfläche bricht die Translationsinvarianz des Systems. Néel untersuchte erstmals den Einfluss dieser reduzierten Symmetrie auf die magnetische Anisotropie einer Oberfläche [154]. An der Oberfläche fehlen jedem Atom ein Teil seiner Bindungspartner. Die

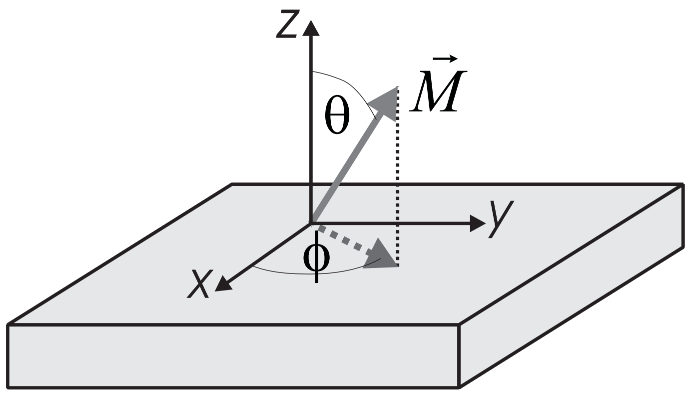

Abb. 4.1: Skizze eines geeigneten Koordinatensystems für die Beschreibung der Anisotropie in einem dünnen Film. Der Polarwinkel θ liegt zwischen Magnetisierungsrichtung und dem normalen Oberflächenvektor $\vec{n} = \vec{e}_z$. Die x-Achse sei entlang einer Richtung hoher Kristallsymmetrie in der Ebene gewählt und ϕ bezeichnet den Azimuthalwinkel in der Filmebene zu dieser Achse.

elektronische Struktur der Grenzflächenlage unterscheidet sich folglich von der im Volumen. Oftmals sind auch die einzelnen Atompositionen in Oberflächen- und Grenzflächenlage gegenüber den Volumenpositionen verschoben (Relaxation) oder die Atome sind komplett anders angeordnet (Rekonstruktion). Mit abnehmender Schichtdicke sollten diese Effekte zunehmend bedeutend für die Eigenschaften des gesamten Objekts sein.

Oberflächen- bzw. Grenzflächenanisotropien lassen sich aus Schichtdicken-abhängigen Messungen der magnetischen Anisotropie eines dünnen Films oder einer Multilagen-Schichtstruktur ermitteln [155]. Die Winkelabhängigkeit der Anisotropie wird zweckmäßigerweise in einem Polarkoordinatensystem beschrieben, wobei θ den Polarwinkel zwischen Magnetisierung und Filmnormalen bezeichnet und ϕ den Azimuthalwinkel der Magnetisierungskomponente in der Filmebene (in-plane) zu einer ausgezeichneten Richtung der Oberfläche angibt. Abb. 4.1 zeigt dieses Koordinatensystem. Zur Analyse experimenteller Daten hat sich ein phänomenologischer Ansatz als sehr nützlich erwiesen. Die freie Energiedichte $e_{ani}(\vec{m})$ der magnetischen Anisotropie eines Films mit Schichtdicke d wird dabei mithilfe eines Volumenterms e^V_{ani} und eines Oberflächenterms σ^S_{ani} (Energie pro Fläche) beschrieben [156]:

$$\frac{E^{film}_{ani}}{V} = e_{ani}(\theta,\phi) = e^V_{ani}(\theta,\phi) + \sigma^S_{ani}(\theta,\phi)/d \quad . \tag{4.13}$$

In der formalen Aufteilung nach (4.13) bezeichnet $\sigma^S_{ani}/d_{ML} = (\sigma^{S1}_{ani} + \sigma^{S2}_{ani})/d_{ML}$ (mit d_{ML} der Dicke einer Monolage) den Unterschied der Anisotropien von Grenz- und Oberflächenatomen gegenüber Volumenatomen. Im Volumenanteil e^V_{ani} sind magnetokristalline e_K, magnetoelastische Anisotropien und der Beitrag der Formanisotropie zusammengefasst. Von besonderem Interesse sind die out-of-plane Anisotropie $e_{ani}(\theta,\phi_0)$ bei festem Azimuth ϕ_0 und die in-plane Anisotropie $e_{ani}(\theta_0 = \pi/2,\phi)$ für $\theta_0 = \pi/2$, d. h. Magnetisierung in der Filmebene.

Es ist oft ausreichend, die out-of-plane Anisotropie (Index o) mit einer effektiven Anisotropiekonstanten $K_o^{eff}(d)$ sowie einem einfachen $sin^2\theta$-Term zu beschreiben. Es ergibt sich entsprechend der Separation in (4.13):

$$e_{ani}(\theta) = K_o^{eff}(d)\sin^2\theta = (K_{V,o} + K_{S,o}/d)\sin^2\theta \quad . \tag{4.14}$$

Aus einem gemessenen $K_o^{eff}(d)$ [7] können $K_{V,o}$ und $K_{S,o}$ bestimmt werden. In der gewählten Notation von (4.14) ist $K_{V,o}$ negativ aufgrund eines dominierenden Anteils der Streufeldenergie bzw. Formanisotropie [8]: $-K_d = -\mu_0 M_{sat}^2/2$ (vgl. hierzu Ausdruck (4.12)). In dickeren Schichten (ca. $d > 2$ nm) ist daher eine Magnetisierung in der Filmebene energetisch bevorzugt ($K_o^{eff} < 0$). Spezielle Kombinationen aus ferromagnetischen Material und Substrat zeigen jedoch unterhalb einer kritischen Schichtdicke d_c eine Magnetisierung senkrecht zur Ebene ($K_o^{eff} > 0$), z. B. Co/Au(111) [157, 158], Fe/Ag(100) [159]. Dieser sogenannte Spinreorientierungsübergang wäre nach (4.14) mit einem positiven $K_{S,o}$ verbunden, so dass der Einfluss von Grenz- und Oberfläche gegenüber dem negativen Volumenanteil mit Streufeldenergie für Schichtdicken $d < d_c = -K_{S,o}/K_{V,o}$ überwiegt. Typische Werte (positiv sowie negativ) von $K_{S,o}/2$ für Kobalt-, Eisen- oder Nickelschichten wurden im Bereich von $10^{-4} - 10^{-3}$ J/m^2 [155] gefunden und sind damit wesentlich größer als magnetokristalline Volumenanisotropien, die formal mit der Schichtdicke einer einzelnen atomaren Lage multipliziert werden ($10^{-6} - 10^{-4}$ J/m^2). Die jeweiligen Werte von $K_{S,o}$ und $K_{V,o}$ sind natürlich stark vom betrachteten System abhängig. Mit Bezug auf die folgenden Untersuchungen an ferromagnetischen Fe-Inseln werden experimentelle Resultate an dickeren ($d > 30d_{ML}$) bcc-Eisenfilmen mit einer (110)-Oberfläche auf einem Wolfram (110)-Substrat angegeben.

Für die out-of-plane Oberflächenanisotropie wurde ein Wert von $\tilde{K}_{S,o} = -1.0\cdot10^{-3}$ J/m^2 bei Raumtemperatur bestimmt [9] [156, 160], dabei sind in $\tilde{K}_{S,o}$ Grenzflächen- und Oberflächenanteil enthalten. Das negative Vorzeichen bedeutet, dass die Oberflächenanisotropie die Formanisotropie zusätzlich unterstützt und somit eine in-plane Magnetisierung energetisch bevorzugt ist.

Eine (110)-orientierte Schicht mit kubischer Kristallstruktur besitzt nur eine zweizählige Rotationssymmetrie um die Schichtnormale, d. h. die [001]- und die [1$\bar{1}$0]-Richtung der Oberfläche sind nicht äquivalent. Tatsächlich zeigen Experimente an Fe(110)-Filmen auf W(110) einen in-plane Reorientierungsübergang bei einer kritischen Schichtdicke $d_c \approx$7-8 nm entsprechend ca. 35-40 Monolagen [156, 160]. In dickeren Schichten zeigt die mag-

[7] $K_o^{eff}(d)$ lässt sich aus Magnetisierungskurven mit externem Feld senkrecht zur Filmebene und parallel zur Filmebene extrahieren [155].

[8] Wenn die Schicht dick genug ist ($d > 10d_{ML}$), so dass Volumenverhältnisse erreicht werden, sollte diese Kontinuumsbeschreibung der Formanisotropie gültig sein [155].

[9] Der angegebene Parameter $\tilde{K}_{S,o}$ ist nicht direkt gleichzusetzen mit $K_{S,o}$, da eine uniaxiale Beschreibung nach (4.14) für eine (110)-Oberfläche nicht geeignet ist. Es soll daher lediglich die Größenordnung und das Vorzeichen der out-of-plane Oberflächenanisotropie betrachtet werden.

netisch leichte Achse entlang der [001]-Richtung, die auch eine leichte Richtung der magnetokristallinen Volumenanisotropie ist, wohingegen in Filmen unterhalb der kritischen Schichtdicke $d < d_c$ eine Magnetisierung entlang der $[1\bar{1}0]$-Richtung energetisch am günstigsten ist. Eine sehr vereinfachte in-plane Anisotropie, die nur den energetischen Unterschied zwischen der [001]- und der $[1\bar{1}0]$-Richtung berücksichtigen soll, kann mit der Form:

$$e_{ani}(\theta = \pi/2,\phi) = K_p^{eff}(d) \cdot \sin^2 \phi = \left(\tilde{K}_{V,p} + \frac{\tilde{K}_{S,p}}{d} \right) \sin^2 \phi \tag{4.15}$$

beschrieben werden, dabei bezeichnet ϕ den Winkel zur [001]-Richtung. Mit den zugehörigen experimentellen Werten $\tilde{K}_{V,p} \approx 6.5 \cdot 10^4$ J/m^3 und $\tilde{K}_{S,p} \approx -4.5 \cdot 10^{-4}$J/m^2 [156] ergibt sich eine effektive Anisotropiekonstante von $K_p^{eff}(d[\mathrm{nm}]) \approx (0.65 - 4.5/\mathrm{d[nm]}) \cdot 10^5$ J/m^3. Dieses Beispiel verdeutlicht noch einmal, dass die veränderten Anisotropieverhältnisse gegenüber Volumenanisotropien in dünnen Filmen zu berücksichtigen sind.

4.1.3 Energieminimierung

Im statischen Zustand befindet sich ein ferromagnetisches System in einem Minimum der Gesamtenergie E_{tot}. Aus einem Variationsprinzip $\delta E_{tot} = 0$ lassen sich die mikromagnetischen Grundgleichungen ableiten [119]. Deren Lösungen ergeben für gewisse Randbedingungen die gesuchten Gleichgewichtskonfigurationen der Magnetisierung $\vec{M}(\vec{r})$ bzw. reduzierten Magnetisierung $\vec{m}(\vec{r})$. Das System von Differentialgleichungen ist aber nichtlinear aufgrund der Nebenbedingung $\vec{m}^2 = 1$ und nicht-lokal, da das Streufeld H_d selbst wiederum von der Magnetisierungsverteilung im gesamten Volumen abhängt. Wegen diesen Komplikationen sind nur wenige Spezialfälle analytisch zu lösen.

Domänenwände

Ein wichtiges Beispiel für ein analytisch lösbares Problem ist die Feinstruktur der Magnetisierungsverteilung in einer (klassischen) 180°-Blochwand [119]. Folgende Annahmen liegen dem theoretischen Modell zugrunde. Es wird eine unendlich ausgedehnte Wand zwischen zwei Domänen in einem Medium mit uniaxialer Kristallanisotropie (eine leichte Richtung) betrachtet. Die Magetisierung in den Domänen ist entlang der leichten Achse orientiert und die Wandebene enthält ebenfalls diese energetisch bevorzugte Richtung. Innerhalb der Wand dreht die Magnetisierung schraubenförmig über eine harte Richtung um 180°, wobei die Drehachse senkrecht zur Wandebene steht bzw. die Magnetisierungsvektoren immer parallel zur Wandebene liegen. Abb. 4.2 a) zeigt eine schematische Darstellung dieser Anordnung von $\vec{M}(\vec{r})$ entlang einer Linie senkrecht zur Wand. Mit dem Winkel $\varphi(x)$ und den vorgegebenen Randbedingungen $\varphi(-\infty) = -\pi/2$, $\varphi(+\infty) = \pi/2$ kann das Vektorfeld $\vec{m}(\vec{r})$ abhängig vom Abstand x zur Wandmitte in einem eindimensionalen Modell parametrisiert werden [10]. Die unendliche Blochwand zeichnet sich dadurch

[10] $\varphi(x)$ bezeichnet den Winkel der lokalen Magnetisierung $\vec{M}(\vec{r})$ zur harten Richtung in der Wandebene.

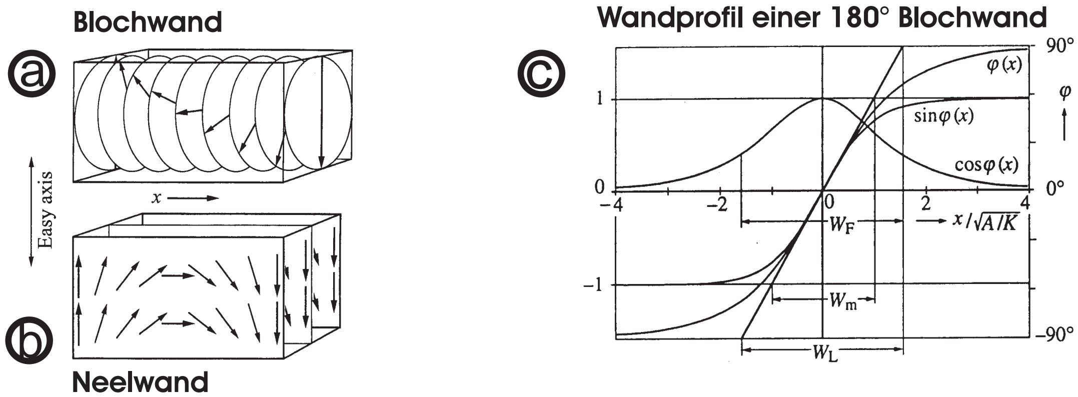

Abb. 4.2: a) Drehung der Magnetisierung innerhalb einer planaren 180°-Blochwand zwischen zwei magnetischen Domänen entgegengesetzter Magnetisierung in einem uniaxialen Medium. b) Skizze der Anordnung von Magnetisierungsvektoren in einer Néelwand, die hauptsächlich in sehr dünnen Schichten auftritt. c) Errechnete Orientierung $\varphi(x)$ der reduzierten Magnetisierung $\vec{m}(\vec{r})$ in einer Blochwand und die zugehörigen Projektionen auf die harte ($\cos\varphi$) und leichte Richtung ($\sin\varphi$). Zwei Definitionen der Wandweite w_L und w_m, entsprechend der linearen Interpolation von $\varphi(x)$ bzw. $\sin\varphi(x)$, sind angegeben. (Grafiken aus [119])

aus, dass sie streufeldfrei ist ($\mathrm{div}\vec{M} = 0$), womit sich die Wandenergie γ_W (Energie pro Fläche) relativ zur Energie der Domänen nur aus der Summe von Austauschenergie und magnetokristalliner Anisotropieenergie zusammensetzt:

$$\gamma_W = \int_{-\infty}^{\infty} [e_{ex} + e_K]\, dx \quad = \int_{-\infty}^{\infty} [A(\frac{d\varphi}{dx})^2 + K\cos^2\varphi]\, dx \quad , \tag{4.16}$$

mit der Austauschkonstanten A aus (4.2) und einer Konstanten K, die die Stärke der Kristallanisotropie angibt [11]. Das Optimum der Funktion $\varphi(x)$, welches die Wandenergie aus (4.16) minimiert, wird mittels Variationsrechnung über eine Eulersche Differentialgleichung bestimmt. Das Wandprofil $\varphi(x)$ und die zugehörige spezifische Wandenergie γ_W^B (Energie pro Fläche) lauten [119]:

$$\begin{aligned} \sin(\varphi(x)) &= \tanh(x/l_K) \qquad \text{mit } l_K = \sqrt{A/K} \\ \gamma_W^B &= 4\sqrt{AK}\ . \end{aligned} \tag{4.17}$$

In Abb. 4.2 c) sind das berechnete Wandprofil $\varphi(x)$ aus (4.17) und die entsprechenden Komponenten der reduzierten Magnetisierung $\vec{m} = (0, \cos\varphi, \sin\varphi)$ dargestellt. Für die Lösung aus (4.17) ist an jedem Punkt die Verlustdichte an Austauschenergie e_{ex} identisch

[11] Die Energiedichte der Kristallanisotropie e_K von (4.16) entspricht (4.5), wobei $\varphi = \pi/2 - \theta$ verwendet wird und $K \approx K_{u1}$ für $K_{u1} \gg K_{u2}$ gilt.

mit der Verlustdichte an Kristallanisotropieenergie e_K. An den Stellen hoher Anisotropieenergiedichte dreht die Magnetisierung folglich schnell und umgekehrt. Dieses Wechselspiel findet man ebenfalls in der charakteristischen Länge des Wandweitenparameters oder der sogenannten Austauschlänge der Kristallanisotropie $l_K = \sqrt{A/K}$. Eine stärkere Kristallanisotropie führt zu einer schmaleren Wand. Insgesamt kostet ein schnelleres Drehen der Magnetisierung weniger magnetokristalline Anisotropieenergie jedoch mehr Austauschenergie. Die Gleichgewichtslösung liefert den optimalen Kompromiss unter der Vorgabe, dass die Magnetisierung für große Abstände zur Wand in die Magnetisierung der Dömänen übergehen muss.

Gebräuchliche Definitionen der Wandbreite, mit denen der kontinuierliche Übergang aus (4.17) quantifiziert wird, sind in Abb. 4.2 c) eingezeichnet. Sie benutzen die Tangente des Winkels φ bzw. der reduzierten Magnetisierungskomponente $\sin\varphi$ im Zentrum der Wand $x = 0$ und sind durch den Schnittpunkt derselben mit den Extremalwerten gegeben. Es ergibt sich aus dem Profil $\varphi(x)$ eine Breite $w_L = \pi l_K$ [12]. Man erhält aus der Projektion der reduzierten Magnetisierung auf die leichte Achse $\sin\varphi(x)$ eine Wandbreite $w_m = 2l_K$.

In dünnen Filmen mit einer stark bevorzugten in-plane Magnetisierung ist eine (klassische) Blochwand zwischen zwei magnetischen Domänen energetisch zu kostspielig. Innerhalb der Wand würde die Magnetisierung aus der Ebene zeigen und somit zu einem hohen Beitrag an Streufeldenergie entsprechend den resultierenden, magnetischen Ladungen an der Oberfläche und der Grenzfläche zum Substrat führen. Eine Drehung der Magnetisierung in der Filmebene vermeidet solche Oberflächenladungen. Diesen Wandmodus bezeichnet man als Néelwand. Sie tritt in sehr dünnen Schichten auf, d. h. wenn die Filmdicke deutlich kleiner als die Wandweite ist. Die Magnetisierungskonfiguration einer 180°-Néelwand ist in Abb. 4.2 b) skizziert. Ein Vektorfeld $\vec{M}(\vec{r})$ entsprechend der Néelwand ist allerdings nicht divergenzfrei, wodurch magnetische Volumenladungen auftreten, die einen Anteil an Streufeldenergie bewirken. Ein analytischer Ausdruck für die Wandenergie und das Wandprofil einer Néelwand kann nicht mehr angegeben werden. Die spezifische Wandenergie pro Einheitsfläche einer 180°-Néelwand γ_W^N steigt mit zunehmender Schichtdicke an [119]. Dabei ist jedoch γ_W^N auf jeden Fall größer als der Ausdruck γ_W^B in (4.17), d. h. für „unendlich" ausgedehnte 180°-Wände (im Innern des Kristallvolumens) ist stets die Blochwand energetisch günstiger.

Numerische Simulationen für Systeme endlicher Dicke und sehr kleiner Kristallanisotropie [13] liefern eine obere Grenze für die spezifische Wandenergie einer 180°-Néelwand von $\gamma_W^N \leq \sqrt{AK_d}$ für Schichtdicken $d < 5\sqrt{A/K_d}$ [119, 161]. In diesem Fall wird die Wandausdehnung und die Wandenergie fast ausschließlich durch das Wechselspiel von Austauschenergie und Streufeldenergie bestimmt. Die Angabe der Filmdicke d ist hierbei verknüpft mit einer weiteren charakteristischen Länge in einem ferromagnetischen Ma-

[12] Der Index L steht hierbei für den Namen Lilley.

[13] Der Ausdruck „klein" bezieht sich auf das Verhältnis der Größenordnung von Kristallanisotropie K zur maximalen Energiedichte der Streufeldenergie K_d. In der Rechnung wurden Parameter von Permalloy (80/20-Nickel-Eisenlegierung), eines sehr weichmagnetischen Materials mit $K/K_d < 10^{-3}$, verwendet [161]. Der Beitrag an Kristallanisotropieenergie ist dann zu vernachlässigen.

terial: die magnetische Austauschlänge der Streufeldenergie $l_d = \sqrt{A/K_d}$ mit K_d als Maß für die maximale Streufeldenergiedichte. Für Eisen entspricht eine Dicke von $5l_d^{Fe}$ ca. 16-17 nm. In diesem Dickenbereich und darunter ist die Néelwand bei einer Magnetisierung der Domänen in der Schichtebene die energetisch güngstigste Wandkonfiguration. Zu dickeren Schichten sind komplizierte Wandstrukturen energetisch bevorzugt, die im Innern einen Blochwandmodus aufweisen und in der Nähe der Grenzfläche eine Art Néelabschluss zeigen [14].

Numerische Simulation mit zeitlicher Entwicklung

Komplexere Aufgaben, wie z. B. die detaillierte Magnetisierungsverteilung eines Mehrdomänen-Zustands, lassen sich nur noch mit numerischen Simulationen bestimmen [162, 163]. Hierzu kann ein alternativer Ansatz verfolgt werden, der auf einer zeitlichen Entwicklung des Systems basiert. Das Programm OOMMF [164] ist frei erhältlich und verwendet diese Methode.

Für einen statischen Zustand im Energieminimum muss ein lokales Momentengleichgewicht erfüllt sein, welches in Form von Brownschen Differentialgleichungen [147, 165] oder mit Hilfe eines effektiven Feldes $\vec{H}_{eff}$ beschrieben wird [119, 163, 164]:

$$\vec{M} \times \vec{H}_{eff} = 0 \qquad \text{mit} \qquad \vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\delta e_{tot}}{\delta \vec{M}} \quad . \tag{4.18}$$

Das eingeführte effektive Feld $\vec{H}_{eff}(\vec{r})$ resultiert wiederum aus sämtlichen Wechselwirkungsenergien [15]. Für eine Gleichgewichtskonfiguration muss $\vec{H}_{eff}(\vec{r})$ an jedem Punkt parallel zum lokalen Magnetisierungsvektor $\vec{M}(\vec{r})$ stehen (linke Seite in (4.18)). Befindet sich das System nicht im Gleichgewicht, so induzieren die verbleibenden Drehmomente $\vec{M} \times \vec{H}_{eff}$ eine Präzession der Magnetisierung um $\vec{H}_{eff}$. Um das System ins Gleichgewicht zu bringen, werden zusätzlich dissipative Terme eingeführt. Eine Bewegungsgleichung für die Magnetisierung, die beide Effekte berücksichtigt, ist die Landau-Lifshitz Gleichung mit dem effektiven Feld $\vec{H}_{eff}$ [119, 163, 164]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\gamma\alpha}{M_{sat}} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) \quad . \tag{4.19}$$

Der erste Term in (4.19) beschreibt die Präzession der Magnetisierung um $\vec{H}_{eff}$ mit der gyromagnetischen Konstanten γ. Durch den zweiten Term relaxiert die Magnetisierung in Richtung des effektiven Feldes, dabei bezeichnet α eine dimensionslose Dämpfungskonstante, die zur Berechnung von Gleichgewichtszuständen möglichst groß gewählt wird. Für eine mikromagnetische Simulation wird nun der ferromagnetische Körper nach einem gewissen Diskretisierungsschema in einzelne Zellen unterteilt. Die Magnetisierung in einem diskreten Element i wird homogen durch einen Vektor $\vec{M}_i$ beschrieben, wobei

[14] Eine umfangreiche Beschreibung verschiedener Domänenwände findet sich in Ref. [119].

[15] Das Vektorfeld $\vec{H}_{eff}$ ist daher selbst von der Magnetisierungsverteilung abhängig.

die Zellengröße dem Problem anzupassen ist. Ausgehend von einer (zufälligen) Startverteilung $\{\vec{M}_i\}$ wird Gleichung (4.19) dann schrittweise zeitlich integriert, d. h. in jedem Schritt werden $\vec{H}_{eff}$ und $d\vec{M}/dt$ wieder aus $\vec{M}$ numerisch errechnet. Die zeitliche Entwicklung des Systems verläuft auf einem Pfad stetig abnehmender Gesamtenergie E_{tot}. Ein Abbruch der Rechnung erfolgt, wenn die zeitliche Änderung der Magnetisierung in allen Zellen einen vorgegebenen Sollwert unterschreitet.

Mit dieser Methode lassen sich komplizierte Gleichgewichtskonfigurationen bestimmen. Diese stellen jedoch nicht notwendigerweise den energetischen Grundzustand dar. Das Modell enthält keinen eindeutigen Mechanismus, um lokale Energieminima von globalen zu unterscheiden. Aus diesem Grund wählt man häufig für einen angestrebten Vergleich zwischen Simulation und Experiment eine Anfangskonfiguration, die der Erwarteten ähnelt und lässt diese dann konvergieren. Das Programm OOMMF errechnet dabei ebenfalls aus der Magnetisierungsverteilung und den angegebenen Materialparametern die einzelnen magnetischen Energiebeiträge (Austauschenergie E_{ex}, etc.) und die Gesamtenergie E_{tot}, so dass ein Vergleich zwischen verschiedenen Gleichgewichtszuständen möglich ist. Neben statischen Konfigurationen können auch dynamische Magnetisierungsprozesse simuliert werden.

4.1.4 Domänenkonfiguration in Dünnfilm-Elementen

Exemplarisch sollen nun in diesem Abschnitt verschiedene Domänenkonfigurationen in dünnen, ferromagnetischen Strukturen vorgestellt werden. Insbesondere sind dies solche, die in dieser Arbeit an Fe-Partikeln im Sub-Mikrometerbereich mittels SP-RTM gefunden wurden. Es sollen keine äußeren Felder vorhanden sein. Außerdem wird angenommen, dass die Magnetisierung parallel zur Oberflächenebene der Struktur liegt (in-plane Magnetisierung), wodurch für die diskutierten dünnen Teilchen ein erheblicher Anteil an Streufeldenergie eingespart wird (Formanisotropie).

Ohne den Beitrag an Streufeldenergie wäre ein Zustand homogener Magnetisierung in Richtung der leichten Achse der Kristallanisotropie energetisch am günstigsten. Aufgrund der Streufeldenergie wird jedoch der Einbau von Domänen, der zu einer Reduktion dieses Energiebeitrags führt, für endlich große Teilchen oft bevorzugt. Andererseits kostet eine Domänenwand sowohl Austauschenergie als auch magnetokristalline Anisotropieenergie (siehe Ausdruck (4.16)) [16]. Diese Wandenergie ist für sehr kleine ferromagnetische Partikel größer als die Differenz zwischen der Streufeldenergie des Eindomänen-Zustands und der des Mehrdomänen-Zustands, weshalb der Eindomänen-Zustand hier energetisch bevorzugt ist [166–168]. Mit größerem Volumen verliert die Wandenergie zunehmend an Gewicht und der Mehrdomänen-Zustand hat ab bestimmten Ausmaßen eine geringere Gesamtenergie. Welcher Domänenzustand dann günstiger ist und ab welchen Teilchenabmessungen, hängt im Detail von den jeweiligen Materialparametern (K verallgemeinert für Kristallanisotropie und Oberflächenanisotropie, A, M_{sat} bzw. K_d) und von

[16] Zusätzlich kann eine Wand auch Streufeldenergie kosten, wie im Beispiel der Néelwand oder einer endlichen Blochwand.

der Geometrie des Körpers ab [119, 169, 170]. Eine genaue Untersuchung erfordert hier numerische Simulationen und ist an den jeweiligen Spezialfall gebunden [171]. Aussagen über einen qualitativen Trend sind aber möglich und sollen im Folgenden besprochen werden. Anhand einfacher Spezialfälle werden die für den Übergang vom Eindomänen- zum Mehrdomänen-Zustand wichtigen Energiebeiträge der Streufeldenergie sowie der Austausch- und Kristallanisotropieenergie in Abhängigkeit von der Teilchenform diskutiert.

Es wird zunächst der Unterschied zwischen Eindomänen-Zustand und Zweidomänen-Zustand betrachtet. Diese Einschränkung ist angemessen, wenn eine starke uniaxiale Kristallanisotropie alle Domänen in die gleiche Orientierung zwingt. Der wesentliche Energieunterschied der beiden Zustände ist durch die Streufeldenergie des Eindomänen-Zustands sowie der Domänenwandenergie im Zweidomänen-Zustand gegeben [17]. Die Streufeldenergie E_d^{hom} des Eindomänen-Zustandes (homogen magnetisierter Körper) wird mithilfe eines Entmagnetisierungsfaktors N charakterisiert:

$$E_d^{hom} = N K_d V \qquad \text{mit} \qquad K_d = \mu_0 M_{sat}^2 / 2 \quad . \tag{4.20}$$

Dabei wird N nur durch die Magnetisierungsrichtung und die spezielle geometrische Form des magnetischen Körpers bestimmt, z. B. ist $N = 1/3$ für eine Kugel als isotroper Spezialfall des Ellipsoids (vgl. Ausdruck (4.11)). Der Entmagnetisierungsfaktor N ist somit proportional zur mittleren Gesamtenergiedichte des Eindomänen-Zustands, falls die Magnetisierung in Richtung der leichten Achse der Kristallanisotropie zeigt. Abb. 4.3 a) zeigt berechnete Werte von N [172] für ein kastenförmiges Teilchen als Funktion der relativen Dicke c/a. Der Entmagnetisierungsfaktor N nimmt mit zunehmender Schichtdicke c zu, d. h. bei gegebener lateraler Ausdehnung nimmt die Streufeldenergie E_d^{hom} stärker als linear mit der Schichtdicke zu. Im Bereich sehr dünner Teilchen steigt N sogar fast proportional mit c/a, so dass $E_d^{hom} \propto c^2$ [18].

Die Gesamtenergie [19] einer Domänenwand hat prinzipiell zwei Anteile. Einerseits sind dies Anisotropie- und Austauschanteile, die schon bei der in Kap. 4.1.3 diskutierten unendlich ausgedehnten Blochwand beschrieben wurden. Diese sind proportional zur Schichtdicke im Fall der (klassischen) Blochwand, entsprechend $\gamma_W^B = 4\sqrt{AK}$ (siehe 4.17). Hinzu kommen jedoch bei Domänenwänden in endlichen Systemen Streufeldanteile, die für eine Blochwand durch magnetische Oberflächenladungen hervorgerufen werden. Mit zunehmender Schichtdicke nimmt der Einfluss der Oberflächenladungen in Bezug zur Volumenenergie der Wand jedoch stark ab, was dazu führt, dass die Streufeldenergie einer Blochwand schwächer als linear mit der Dicke steigt. Die Domänenwand-

[17] Prinzipiell muss auch die Streufeldenergie des Zweidomänen-Zustands berücksichtigt werden, die hier jedoch vernachlässigt wird.

[18] Dieses Verhalten gilt allgemein auch für andere Teilchen mit ähnlichem Aspektverhältnis, wie man aus den Entmagnetisierungsfaktoren für flache Ellipsoide schließen kann.

[19] Ein formaler Ausdruck für diese Energie lautet $E_W = cL\gamma_W$ mit c der Dicke des Teilchens, L der Länge der Wand und γ_W einer verallgemeinerten spezifischen Wandenergie (Energie pro Einheitsfläche der Wand). Bezieht man die gesamte Wandenergie auf das Teilchenvolumen, so ergibt sich eine Energiedichte E_W/V, welche unabhängig von der Teichendicke ist, solange γ_W nicht von der Schichtdicke abhängt.

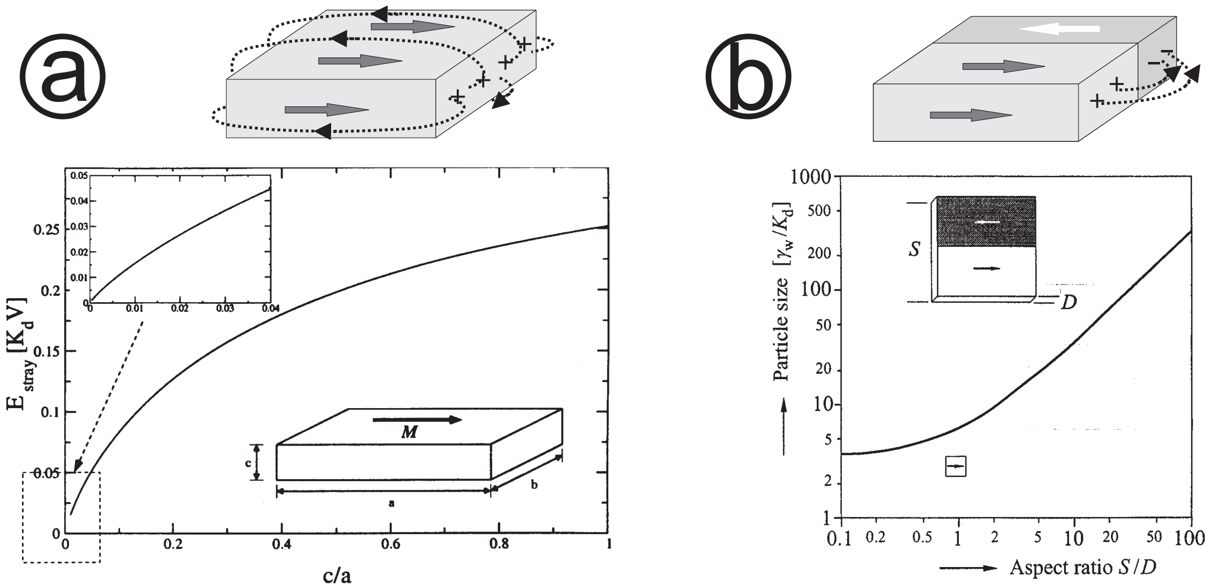

Abb. 4.3: a) Der Eindomänen-Zustand: Mittlere Dichte der Streufeldenergie eines Körpers homogener Magnetisierung mit rechteckiger Grundfläche (festes Aspektverhältnis $a : b = 2 : 1$) als Funktion der relativen Dicke c/a. Die Magnetisierung ist parallel zur langen Kante (a) ausgerichtet. Die Energiedichte in Einheiten von $K_d = \mu_0 M_{sat}^2/2$ entspricht dem Entmagnetisierungsfaktor N und wurde nach Ref. [172] berechnet. (Abb. entnommen aus [173], die Vergrößerung zeigt den Bereich: $c/a \to 0.$). b) Zweidomänen-Zustand mit geringerer Streufeldenergie als Eindomänen-Zustand: Die Grafik zeigt ein energetisches Phasendiagramm für (flache) Teilchen aus einem Material hoher uniaxialer Kristallanisotropie ($K > K_d$) mit leichter Achse parallel zur Oberfläche und in Richtung einer Kante der quadratischen Grundfläche. Oberhalb einer kritischen Kantenlänge S_{krit} hat der Zweidomänen-Zustand eine geringere Gesamtenergie als der Eindomänen-Zustand. Die Kantenlänge S (particle size) ist in Einheiten von γ_W/K_d angegeben, wobei γ_W eine spezifische Wandenergie (Energie pro Einheitsfläche der Wand) bezeichnet, die nicht von den Teilchenausmaßen abhängen soll. Die kritische Kantenlänge S_{krit} steigt stark mit wachsendem Aspektverhältnis S/D an (Grafik aus [119]).

energie einer Blochwand hat also im Wesentlichen zwei Terme, von denen einer linear und der andere schwächer als linear von der Dicke abhängt. Offensichtlich führt diese Dickenabhängigkeit der Blochwandenergie im Vergleich zur quadratischen Dickenabhängigkeit der Streufeldenergie E_d^{hom} dazu, dass bei kleinen Dicken der Eindomänen-Zustand bevorzugt wird. Nur bei größeren Dicken kann der Mehrdomänen-Zustand vorteilhaft sein. Wenn jedoch die lateralen Teilchenausmaße im Bereich der Wandbreite um $l_K = \sqrt{A/K}$ liegen, kann auch für große Dicken der Eindomänen-Zustand realisiert sein. Man findet also zumindest für $a,b \gg l_K$ und im Fall der Blochwand einen dickenabhängigen Übergang vom Eindomänen- zum Zweidomänen-Zustand.

Tatsächlich wird für dünne Schichten in der Regel nicht die Blochwand sondern die energetisch günstigere Néelwand realisiert. Das bedeutet, dass man die Streufeldenergie E_d^{hom} nun mit der Energie einer Néelwand vergleichen muss. Die entsprechende Diskussion ist komplizierter als im Fall der Blochwand. Zu kleineren Dicken hin nimmt die spezifische Wandenergie der Néelwand γ_W^N ab [119], da der Einfluss von magnetischen Volumenladungen mit abnehmender Schichtdicke immer geringer wird und somit Streufeldanteile der Wandenergie kleiner werden. Trotzdem muss Austausch- und Anisotropieenergie bezahlt werden und es gilt $\gamma_W^N > \gamma_W^B = 4\sqrt{A/K}$ [147], so dass mit verschwindender Schichtdicke die Néelwandenergie pro Teilchenvolumen gegen eine Konstante konvergiert, die die verbleibenden Austausch- und Anisotropieanteile beschreibt. Die Streufeldenergie für den Eindomänen-Zustand pro Teilchenvolumen verschwindet hingegen identisch zu immer geringeren Dicken (s. Abb. 4.3 a)). Infolgedessen ist auch der Einbau einer Néelwand für dünne Teilchen ungünstig, so dass man wiederum nur ab einer bestimmten Dicke mehrdomänige Teilchen finden kann. Wahrhaft zweidimensionale Strukturen mit einer lateralen Ausdehnung im Mikrometerbereich und einer Dicke von wenigen Atomlagen zeigen in der Tat keine Tendenz, einen Mehrdomänen-Zustand einzunehmen [174, 175]. Generell gilt: Je dicker ein Teilchen, desto wahrscheinlicher ist ein Mehrdomänen-Zustand. Außerdem gilt, dass bei gegebener Dicke der Einbau einer Domänenwand um so günstiger wird, je größer das Teilchen ist.
Abb. 4.3 b) zeigt das entsprechende Phasendiagramm eines Teilchens quadratischer Grundfläche in materialunabhängigen Koordinaten. Hier wurde vereinfacht angenommen, dass die verallgemeinerte spezifische Wandenergie γ_W unabhängig von der Teilchengröße ist [119], weshalb prinzipiell Streufeldanteile der Wand vernachlässigt werden. Man erkennt trotzdem die oben genannten allgemeinen Trends: Je dicker und größer ein Teilchen desto wahrscheinlicher ist der Zweidomänen-Zustand. Für lateral große Inseln ist der Übergang nach Abb. 4.3 b) nahezu proportional zum Aspektverhältnis S/D, d. h. die kritische Schichtdicke ist quasi unabhängig von der lateralen Ausdehnung. Für kleine Aspektverhältnisse S/D ist die kritische Kantenlänge S_{krit} eine Konstante, d. h. die kritische Dicke nimmt mit abnehmender lateraler Ausdehnung stark zu.

Eine sehr günstige Konfiguration zur Minimierung der Streufeldenergie wäre eine Domänenverteilung mit einem Ringschluss der Magnetisierung, so dass keine magnetischen Oberflächenladungen an den Seitenflächen auftreten. Bei einer solchen Konfiguration müsste die Magnetisierung in manchen Bereichen senkrecht auf der leichten Achse stehen, was für Teilchen aus einem Material mit einer hohen uniaxialen Kristallanisotropie energetisch kostspielig ist. Sind die Teilchen aus einem Medium kleiner magnetokristalliner Anisotropie, dann entfällt diese Beschränkung und eine Ausrichtung der Magnetisierung entlang der Kanten des Teilchens wird möglich. Dies findet man z. B. in dünnen Elementen aus Permalloy ($Ni_{80}Fe_{20}$) ab einer bestimmten Dicke [176–178]. Abb. 4.4 zeigt mögliche Domänenstrukturen von Permalloy-Teilchen mit rechteckiger Grundfläche als Ergebnis einer mikromagnetischen Simulation [173]. Im unteren Teil von Abb. 4.4 ist die Gesamtenergie der jeweiligen Magnetisierungsverteilung in Abhängigkeit der Dicke für eine feste Grundfläche (500 nm x 250 nm) aufgetragen.

Die sogenannten S,C-Zustände [20] (Abb. 4.4 c,d)) mit annähernd eindomäniger Struktur und kleinen Abschlussdomänen weisen einen Verlauf der Gesamtenergie auf, der im Wesentlichen von der Streufeldenergie dominiert ist (vgl. Abb. 4.3 a)). Sie sind für kleine Dicken energetisch bevorzugt. Bei dem sogenannten Diamantzustand (Abb. 4.4 b)) und dem Landauzustand (Abb. 4.4 a)) wird die Streufeldenergie durch einen doppelten bzw. einfachen Ringschluss der Magnetisierung stark reduziert. Dies ist jedoch mit einer größeren Domänenwandenergie, die hauptsächlich durch Austausch- und Streufeldanteile zustandekommt, verbunden. Erst bei höheren Dicken (in diesem Beispiel ab ca. 9-12 nm) ist die Summe aus Domänenwandenergie und Streufeldenergie [21] des Landau- und Diamantzustands geringer als die des S,C-Zustands und deshalb der Ringschluss bevorzugt. Offensichtlich ist der energetische Unterschied zwischen Landau- und Diamantzustand gering. In realen Systemen, in denen nicht unbedingt der exakte magnetische Grundzustand vorliegen muss (metastabile Zustände), können beide Zustände nebeneinander auftreten. Der Übergang zu einer Konfiguration mit einem geschlossenen Verlauf der Magnetisierung verschiebt sich bei Teilchen mit einer kleineren lateralen Ausdehnung zu höheren Dicken und bei größerer Grundfläche zu etwas niedrigeren [173]. In lateral kleineren Strukturen hat man relativ mehr Domänenwände, wodurch der Diamantzustand gegenüber dem Landauzustand energetisch angehoben wird. In Teilchen großer Ausdehnung und höherer Schichtdicke werden 90°-Néelwände gegenüber 180°-Néelwänden aufgrund geringerer Streufeldanteile energetisch bevorzugt. Dies wiederum führt zu einer energetischen Absenkung des Diamantzustands gegenüber dem Landauzustand. Zusätzlich kann auch entscheidend sein, entlang welcher Teilchenkante die leichte Achse der Kristallanisotropie ausgerichtet ist, da die Domänenverteilung der beiden Zustände diesbezüglich anisotrop ist. Obwohl die genauen Werte an den betrachteten Einzelfall gekoppelt sind, können die Grundaussagen auf Systeme mit ähnlicher geometrischer Gestalt und vergleichbaren Relationen zwischen den Materialparametern übertragen werden.

[20] Die Zustände werden nach den Buchstaben genannt, die eine gewisse Ähnlichkeit mit der Anordnung der lokalen Magnetisierung haben.

[21] Die Kristallanisotropieenergie liefert keinen entscheidenden Wandbeitrag.

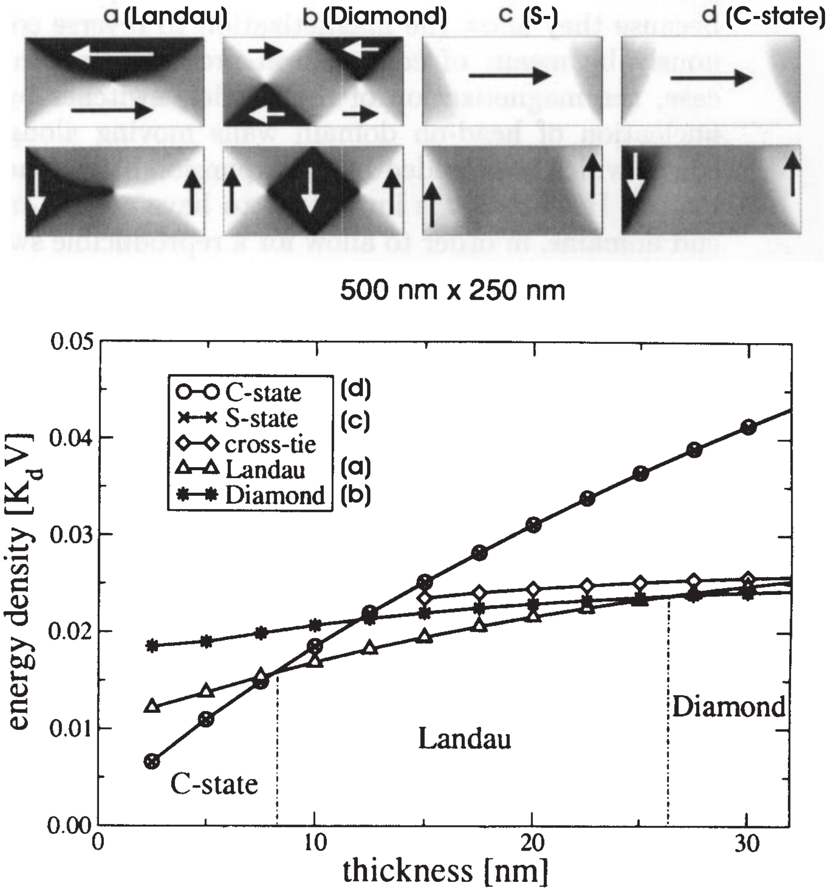

Abb. 4.4: Simulierte Grundstrukturen der Magnetisierungsverteilung in dünnen, rechteckigen Elementen für ein Medium sehr kleiner Kristallanisotropie $K/K_d \approx 1 \cdot 10^{-3}$ (verwendete Materialparameter von Permalloy). Demagnetisierte Domänenstrukturen: a) Landauzustand b) Diamantzustand; Zustände hoher Remanenz (Nettomagnetisierung): c) S-Zustand d) C-Zustand. Die eingezeichneten Pfeile symbolisieren die lokale Magnetisierung. Die Grauskala entspricht einer jeweiligen Projektion der berechneten Vektoren in Richtung der langen (obere Reihe) bzw. kurzen (untere Reihe) Kante (Aspektverhältnis 2:1). Die Konfigurationen sind weitgehend unabhängig bei einem Skalieren der Teilchenausmaße. Die untere Grafik zeigt die mittlere Gesamtenergiedichte $\bar{e}_{tot}$ der verschiedenen Zustände in Abhängigkeit der Dicke bei fester Grundfläche. Die berechneten Werte sind in Einheiten von $K_d \approx 4 \cdot 10^5$ J/m^3 angegeben. Gestrichelte Linien markieren die Regionen mit der jeweils energetisch günstigsten Konfiguration. Die Konfiguration „cross-tie"-Zustand wird für diese Teilchen nicht realisiert und demnach auch nicht diskutiert. Bilder entnommen aus Ref. [173] mit Werten von $A = 1.3 \cdot 10^{-11}$ J/m, $K = 500$ J/m^3 und $M_{sat} = 7.96 \cdot 10^5$ A/m.

4.1.5 Der ferromagnetische Vortex

Im vorherigen Abschnitt wurde beschrieben, dass ferromagnetische Teilchen aus einem Material mit sehr kleiner Kristallanisotropie das Bestreben haben, möglichst in sich geschlossene, streufeldfreie Magnetisierungsverteilungen anzunehmen. Insbesondere zeigen dünne Kreisscheiben einen sogenannten Vortexzustand, der analog zum Landauzustand [22] einen einfachen Ringschluss der Magnetisierung aufweist. Durch den kreisförmigen Rand bilden sich jedoch keine Domänen und Domänenwände, sondern die Magnetisierung dreht kontinuierlich in der Ebene um den Mittelpunkt der Scheibe [119,179]. Abb. 4.5 a) zeigt schematisch den Vortexzustand einer dünnen Scheibe. An den begrenzenden Seitenflächen entstehen keine magnetischen Oberflächenladungen. Weiterhin ist eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung um das Zentrum divergenzfrei, sie vermeidet daher magnetische Volumenladungen und Beiträge an Streufeldenergie. Die Dichte der Austauschenergie hat einen möglichst geringen lokalen Wert, da sich die Drehung der Magnetisierung um 360° auf einen ganzen Kreisumfang gleichmäßig verteilt.

Es stellt sich jedoch die Frage, was im Zentrum dieser zirkularen Verteilung passiert. Die Dichte der Austauschenergie e_{ex} steigt für eine Magnetisierung in der Ebene mit kleinerem Abstand R zum Zentrum drastisch an: $e_{ex} = A/R^2$. Die komplette Drehung muss auf einem immer kleineren Kreisumfang erfolgen. Eine Divergenz der dominanten Austauschenergie kann nur verhindert werden, indem die Magnetisierung im Kern der zirkularen Verteilung gleichzeitig aus der Ebene dreht [180]. Direkt im Zentrum muss die Magnetisierung aus Gründen der Rotationssymmetrie parallel zur Oberflächennormalen orientiert sein. Die komplexe Anordnung der lokalen Magnetisierung im sogenannten Vortexkern ist in Abb. 4.5 b) schematisch dargestellt. Insgesamt sind vier Vortexzustände energetisch entartet. Die magnetische Gesamtenergie ist indifferent gegenüber dem Drehsinn der in-plane Magnetisierung um das Zentrum sowie gegenüber der Einstellung der senkrechten Magnetisierung im Kern parallel oder antiparallel zur Oberflächennormalen. Eine Skizze dieser vier Varianten zeigt Abb. 4.5 c).

Im Folgenden soll der Kernbereich genauer betrachtet werden. Die Drehung der Magnetisierung auf einer Linie parallel zur Oberfläche und durch das Zentrum hat gewisse Ähnlichkeit mit dem Magnetisierungsverlauf entlang einer senkrechten Linie durch eine 180° Blochwand (vgl. Abb. 4.2 a)). Im Gegensatz zum Modell der streufeldfreien Blochwand treten im Vortexkern jedoch starke Streufelder auf, weil die Magnetisierung nicht mehr in der Ebene einer dünnen Schicht liegt. Daher steht die Austauschenergie in der Nähe des Zentrums mit der unvermeidlichen Streufeldenergie im Gleichgewicht und die wesentlich kleinere Kristallanisotropieenergie spielt eine untergeordnete Rolle. Die Streufeldenergie kann reduziert werden, wenn die Magnetisierung vom Zentrum aus möglichst schnell in die Ebene zurückdreht, wohingegen die Austauschenergie eine langsame Drehung bewirkt. Feldtkeller und Thomas berechneten erstmals die Magnetisierungs-

[22] Die begriffliche Trennung zwischen Landauzustand und Vortexzustand ist für dünne Elemente kleiner lateraler Ausdehnung und kompakter Grundfläche fließend. Wenn sich Bereiche von Domänen und Domänenwänden unterscheiden lassen, wird von einem Landauzustand gesprochen. Findet eine eher kontinuierliche Drehung ohne Bereiche homogener Magnetisierung statt, wird dies Vortexzustand genannt.

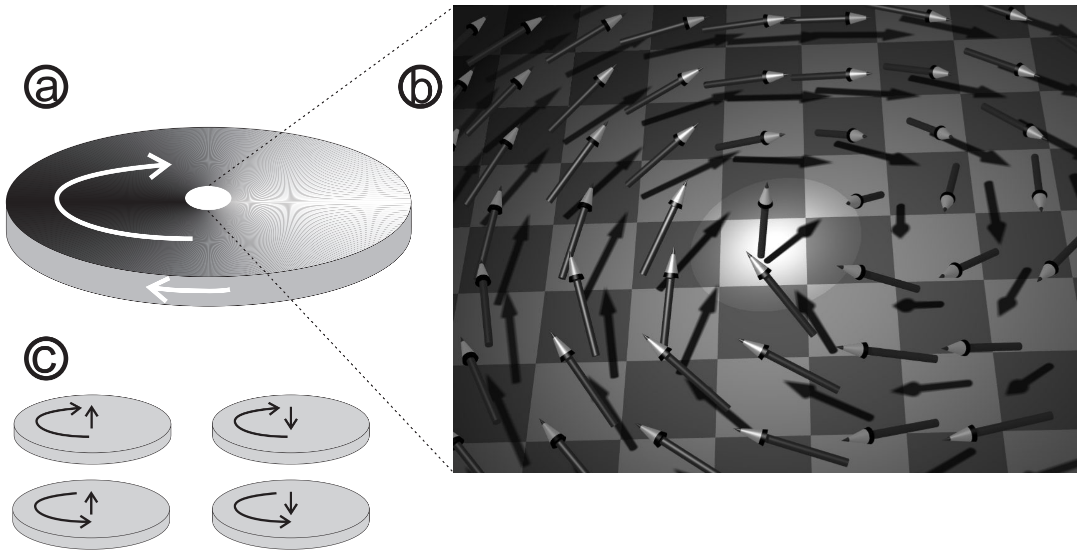

Abb. 4.5: Schemaskizzen zum Vortexzustand in einer dünnen Scheibe: a) Kontinuierliche Drehung der Magnetisierung in der Ebene um den Scheibenmittelpunkt. Am Rand steht die Magnetisierung parallel zur begrenzenden Seitenfläche. b) Detailansicht des Vortexkerns: In einem kleinen Bereich um das Zentrum dreht die Magnetisierung gleichzeitig aus der Ebene und direkt im Zentrum steht sie senkrecht auf der Oberflächenebene (hell unterlegter Ausschnitt). c) Die vier energetisch entarteten Vortexzustände: Die Magnetisierung kann im Zentrum jeweils parallel oder antiparallel zur Oberflächennormalen ausgerichtet sein und der Drehsinn in der Ebene hat zwei Einstellmöglichkeiten.

verteilung in einem Vortexkern, d. h. in einer zirkular symmetrischen Blochlinie [47]. Ihr Modell beinhaltet keine Kristallanisotropie und geht von einer Zylindersymmetrie der Magnetisierungsverteilung aus. Das Problem wird somit in Zylinderkoordinaten (z,ϕ,ρ) behandelt mit der z-Achse durch den Mittelpunkt des Vortexkerns und parallel zur Oberflächennormalen. Für den Fall sehr dünner Schichten wird angenommen, dass erstens die Magnetisierung nicht von der z-Koordinate abhängt, dass zweitens ihre Verteilung keine Quellen in der Schicht hat, sondern nur zu Oberflächenladungen führt, und dass drittens keine Radialkomponente der Magnetisierung vorhanden ist ($M_\rho = 0$). Das Vektorfeld lässt sich dann mit dem Winkel $\theta(\rho)$ zwischen Magnetisierungsrichtung und z-Achse vollständig beschreiben:

$$M_\rho = 0 \qquad M_\phi = M_{sat} \sin\theta \qquad M_z = M_{sat} \cos\theta \quad . \tag{4.21}$$

Trotzdem besteht die Schwierigkeit in der Berechnung der nicht-lokalen Streufeldenergie. Für den Grenzübergang der Schichtdicke gegen Null ist das magnetische Streufeld jedoch nur von der lokalen Magnetisierung am gleichen Ort abhängig, und die lokale Dichte der Streufeldenergie hat den Wert: $e_d(\rho) = \frac{1}{2}\mu_0 M_{sat}^2 \cos^2\theta = K_d \cos^2\theta$. In diesem Fall kann

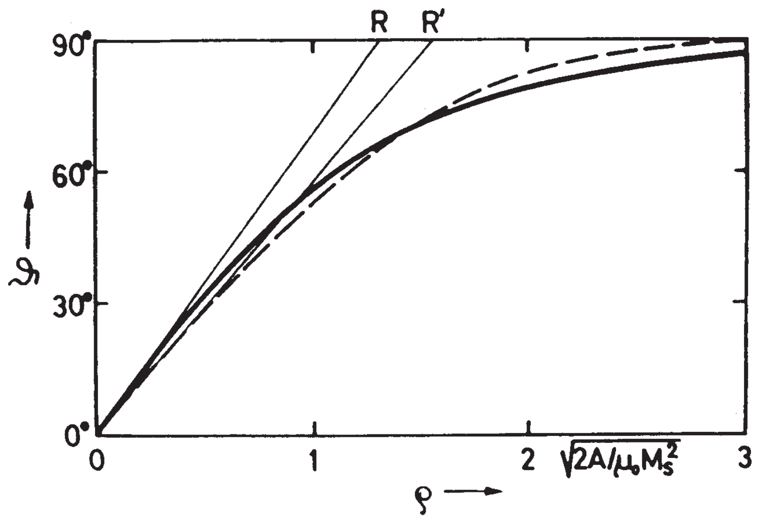

Abb. 4.6: Berechnete Profile einer zirkularen Blochlinie bzw. eines Vortexkerns im Grenzübergang der Schichtdicke gegen Null für ein zylindersymmetrisches Modell (aus Ref. [47]). Die Grafik zeigt den Verlauf des Winkels $\theta(\rho)$ zwischen der lokalen Magnetisierungsrichtung und der Oberflächennormalen als Funktion des Abstands zum Zentrum ρ in Einheiten von $l_d = \sqrt{A/K_d}$. Die durchgezogene Linie ist die numerische Lösung der Eulerschen Differentialgleichung. Die gestrichelte Kurve: $\theta = \arccos[\exp(-\frac{1}{2}(\rho/l_d)^2)]$ wurde mithilfe eines Ritzschen Näherungsverfahrens ermittelt. Die Radien R und R' charakterisieren für die zwei Funktionen die laterale Ausdehnung entsprechend der Definition für die Breite einer 180°-Blochwand ($w_L/2$ s. Abb. 4.2 c)) und liegen im Bereich der sehr kleinen magnetischen Austauschlänge des Streufeldes l_d.

die optimale Funktion $\theta(\rho)$, deren Magnetisierungsverteilung die Summe aus Austauschenergie und Streufeldenergie minimiert, aus einer Eulerschen Differentialgleichung mit den Randbedingungen $\theta(0) = 0$ und $\theta(\rho \to \infty) = \pi/2$ durch numerische Integration berechnet werden [47]. Ihr Verlauf ist in der Grafik von Abb. 4.6 als durchgezogene Linie eingezeichnet.

Ein anderer Lösungsweg beginnt mit einem geeigneten Ansatz für $M_z(\rho)$ bzw. $\theta(\rho)$, der eine gewisse funktionelle Abhängigkeit vorgibt und einen oder mehrere freie Parameter enthält. Die freien Parameter werden durch die Bedingung festgelegt, dass die entsprechende Gesamtenergie unter allen zugelassenen Startfunktionen derselben Form ein Minimum einnimmt. Diese Näherungsmethode (Ritzsches Verfahren) kann auch für den Fall endlicher Dicken verwendet werden. Im Grenzfall $D \to 0$ liefert dieses Verfahren für einen Ansatz der Form: $\theta = \arccos[\exp(-2\beta^2\rho^2)]$, mit β als freiem Parameter, die

Minimallösung [47]:

$$D \to 0 \ : \ \frac{M_z(\rho)}{M_{sat}} = \cos\theta(\rho) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{l_d}\right)^2\right] \qquad \text{mit } l_d = \sqrt{A/K_d}\ . \qquad (4.22)$$

Die zugehörige Funktion $\theta(\rho)_{D=0}$ von (4.22) ist in Abb. 4.6 gestrichelt dargestellt. Sie ist in guter Übereinstimmung mit dem numerisch ermittelten Profil und hat den Vorteil, dass sie auch schichtdickenabhängig berechnet werden kann. In Abb. 4.6 ist ebenfalls der jeweilige Blochlinienradius nach einer Definition, entsprechend der halben Weite einer Blochwand (vgl. Abb. 4.2 c)), eingezeichnet. Die beiden Werte unterscheiden sich nur um ca. 15%. Betrachtet man die Steigung von θ bei $\rho = 0$, ergibt sich für Lösung (4.22): $R' = \frac{\pi}{2} l_d$. Eine Definition über die Tangente an die in-plane Magnetisierung $M_\phi/M_{sat} = \sin\theta$ bei $\rho = 0$ liefert nach: $R'_m \cdot \frac{d(sin\theta)}{d\rho}|_{\rho=0} \equiv 1$ den Radius $R'_m = l_d$. Diese Definition ist in einer geeigneten Messgröße für SP-RTM formuliert und wird daher später im Vergleich mit experimentellen Resultaten verwendet. Es fällt auf, dass die laterale Ausdehnung des Kernbereichs bzw. der Abfall der senkrechten Magnetisierungskomponente nach (4.22) durch die magnetische Austauschlänge des Streufeldes $l_d = \sqrt{A/K_d}$ bestimmt wird. Diese charakteristische Länge l_d ist für weichmagnetische Materialien wesentlich kleiner als die Austauschlänge der Kristallanisotropie $l_K = \sqrt{A/K}$, weshalb der Durchmesser eines Vortexkerns deutlich kleiner als die Blochwandweite im Kristallvolumen sein sollte.

Umfangreichere Modelle nach dem Ritzschen Verfahren zeigen, dass die Vortexbreite im Allgemeinen von der Schichtdicke abhängt. In diesen Studien wird eine Entwicklung der senkrechten Magnetisierung nach mehreren Exponentialfunktionen mit etlichen freien Parametern verwendet und zusätzlich eine Variation der Magnetisierung über die Schichtdicke zugelassen: $M_z/M_{sat} = \cos\theta(z,\rho)$ [119, 180]. In Abb. 4.7 werden Resultate aus einem komplexen Modell mit dem Ergebnis eines zylindersymmetrischen Ansatzes verglichen. Der zylindersymmetrische Ansatz entspricht dabei weitgehend dem Feldtkeller-Ansatz (Ritzsches Verfahren) für endliche Schichtdicken ohne z-Abhängigkeit [47]. Die Definition der Vortexbreiten sind in Abb. 4.6 und Abb. 4.7 identisch, d. h. R' in Abb. 4.6 entspricht $W_{S,b}$ in Abb. 4.7 [23].

Für kleine Schichtdicken $D \leq 3l_d$ erkennt man in Abb. 4.7, dass der Vortexkern mit steigender Schichtdicke geringfügig breiter wird, der Radius des Vortexkerns allerdings den Wert von $R' \approx 2l_d$ nicht überschreitet. Die Vergrößerung des Vortexkerns mit steigender Schichtdicke hat folgende Ursache. Die entgegengesetzten magnetischen Oberflächenladungen des Vortexkerns sind mit zunehmender Schichtdicke weiter voneinander entfernt, wodurch eine kleinere Streufeldenergiedichte bezogen auf die Schichtdicke entsteht und daher die Austauschenergie mehr Gewicht bekommt, so dass die Gleichgewichtskonfiguration des Vortex etwas breiter wird.

Für $D \leq 3l_d$ kann die Magnetisierung nach Abb. 4.7 als unabhängig von der z-Koordinate angenommen werden, da die starke Austausch-Wechselwirkung eine Variation über die Schichthöhe verhindert. Ab einer Schichtdicke $D > 3l_d$ variiert die laterale

[23] Es wurde in beiden Fällen die Steigung von $\theta(\rho = 0,z)$ verwendet.

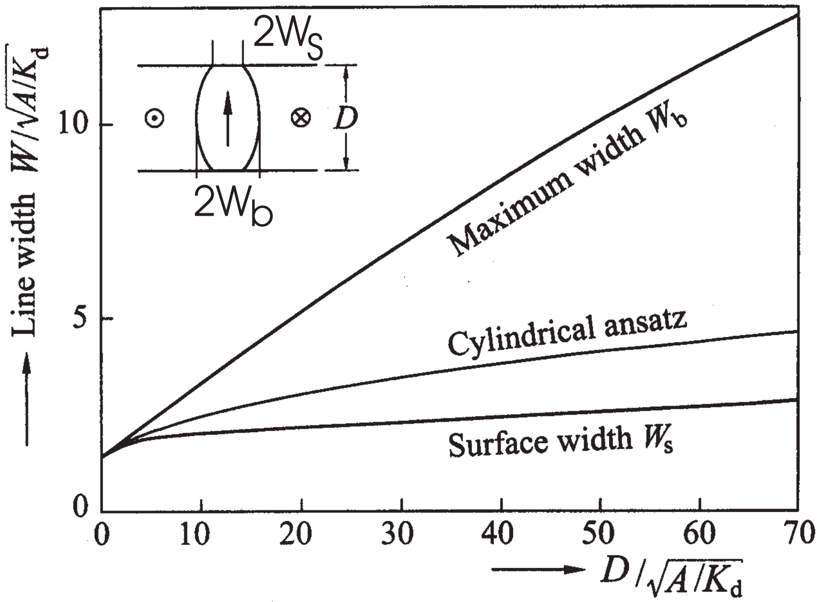

Abb. 4.7: Die Vortexbreite als Funktion der Schichtdicke nach dem Ritzschen-Verfahren in zwei verschiedenen Modellen [119, 180]: Im zylindersymmetrischen Ansatz, ähnlich dem FELDTKELLER-Ansatz, wird die Magnetisierung als unabhängig von der z-Koordinate innerhalb der Schicht beschrieben. Das zweite Modell berücksichtigt eine Variation der Magnetisierung entlang der z-Koordinate und lässt für dicke Schichten auch eine Radialkomponente der Magnetisierung zu. Aus dem Ansatz mit mehr Freiheitsgraden wird ersichtlich, dass der Vortexkern für dickere Schichten $D > 3l_d$ in der Schichtmitte breiter wird als an den Grenzflächen. Zu Schichtdicken $D \leq 3l_d$ gehen die Resultate beider Modelle ineinander über, wonach der zylindersymmetrische Ansatz zur Beschreibung der Blochlinie in diesem Dickenbereich eine gute Näherung darstellt. (Grafik entnommen aus [119].)

Ausdehnung aber auch über die Schichthöhe, wobei die Vortexbreite an der Oberfläche auch für dicke Schichten annähernd unverändert bleibt, da dort weiterhin eine hohe lokale Streufeldenergiedichte vorhanden ist. In der Schichtmitte ist das entmagnetisierende Feld der magnetischen Oberflächenladungen jedoch wesentlich geringer, weshalb eine langsamere Drehung zurück in die in-plane Ausrichtung möglich ist (vgl. Abb. 4.7). In den umfangreicheren Modellen wird für dicke Schichten $D > 6l_d$ zusätzlich eine Radialkomponente der Magnetisierung M_ρ zugelassen und die Gleichgewichtskonfiguration zeigt in der Nähe der Oberflächen in einem Bereich $2l_d < \rho < 10l_d$ ein leichtes radiales „Abknicken“ der Magnetisierung, wodurch magnetische Oberflächenladungen weiter reduziert werden können. Da in dieser Arbeit jedoch nur Schichten mit $D < 3l_d$ untersucht werden, spielt weder die Variation der Vortexbreite über die Schichthöhe, d. h. eine z-

Abhängigkeit der lokalen Magnetisierung, noch das radiale Abknicken eine wesentliche Rolle.
Interessanterweise haben die numerischen Lösungen von $M_z(\rho)$ keinen monoton abnehmenden Verlauf mit steigendem ρ (wie in (4.22)), sondern besitzen einen leichten „Überschwinger“ mit umgekehrtem Vorzeichen, bevor sie für große Abstände ρ gegen Null konvergieren. Mit dieser entgegengesetzten, senkrechten Magnetisierung in einem Ringbereich um den Vortexkern kann ein Teil des Streufeldes des Kerns kompensiert werden [119].

Die Länge l_d liegt für Eisen oder Permalloy im Bereich von lediglich 3-5 nm, womit aus den theoretischen Vorhersagen eine Vortexbreite an der Oberfläche von $2W_S \approx 10 - 30$ nm folgt (vgl. Abb. 4.7). Experimentell wurde bereits eine senkrechte Magnetisierung im Vortexkern mittels Magnetkraftmikroskopie (MFM) [181, 182] und Elektronenholographie [183,184] nachgewiesen. Jedoch konnte die komplexe interne Magnetisierungsverteilung des Kerns wegen des beschränkten Auflösungsvermögens der genannten Techniken nicht untersucht werden. Eine MFM-Aufnahme aus Ref. [181] zeigt Abb. 4.8. Es wurden dünne Scheiben aus Permalloy untersucht (Schichtdicke $D = 50$ nm). Für die Messungen wurde eine Sondenspitze mit einer senkrechten Magnetisierung bezüglich der Probenoberfläche eingesetzt, wodurch das Magnetkraftmikroskop auf die senkrechte Komponente des Streufeldgradienten der Probe sensitiv wird. Im MFM-Bild von Abb. 4.8 erkennt man einen magnetischen Kontrast in den Kernbereichen der Scheiben, der eine Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene anzeigt. Der Kontrast zwischen den Zentren verschiedener Kreisscheiben lässt sich durch die beiden Einstellmöglichkeiten der senkrechten Magnetisierung im Vortexkern erklären. Die Auflösung von MFM-Messungen ist jedoch bestenfalls 20 nm und damit größer als z. B. die Austauschlänge der Streufeldenergie im Fall von Eisen: $l_d^{Fe} = \sqrt{A/K_d} \approx 3.4$ nm.

Im Rahmen dieser Arbeit ist es gelungen, die interne Magnetisierungskonfiguration in einem Vortexkern mittels spin-polarisierter Rastertunnelmikroskopie abzubilden. Dieses relativ neue Verfahren verlangt jedoch sehr saubere Probenoberflächen und kann bisher nicht unter Umgebungsbedingungen eingesetzt werden. Im nächsten Abschnitt wird daher die Herstellung von ferromagnetischen Teilchen unter Bedingungen eines Ultrahochvakuums beschrieben.

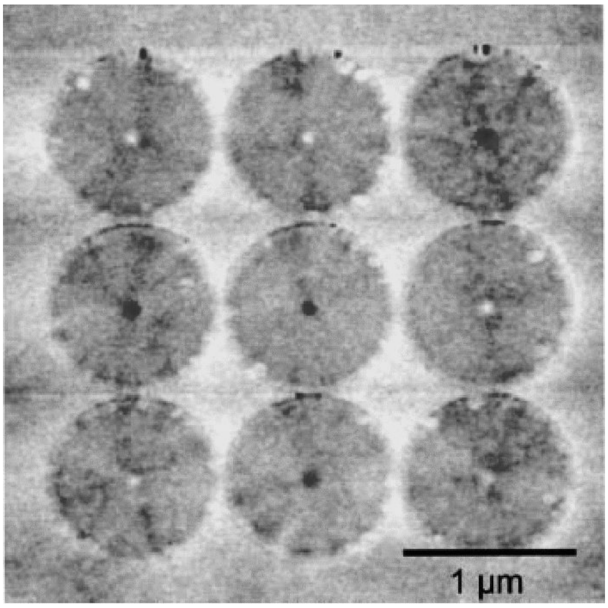

Abb. 4.8: Aufnahme von ferromagnetischen Kreisscheiben im Vortexzustand mittels Magnetkraftmikroskopie aus Ref. [181]: Die Strukturen aus Permalloy haben eine Schichtdicke von $D = 50$ nm. Der Vortexkern erscheint aufgrund seines lokalen Streufeldes entweder als heller oder dunkler Fleck im Zentrum der ansonsten weitgehend kontrastlosen Kreisscheibe. Die Magnetisierung im Kernbereich verschiedener Scheiben ist daher bezüglich der Oberflächennormalen unterschiedlich orientiert. Die tatsächliche laterale Ausdehnung des Kernbereichs ist kleiner als die Ortsauflösung der MFM-Aufnahme.

4.2 Vorstellung des Probensystems : Eisen-Inseln auf Wolfram(110)

Für Untersuchungen mittels spinpolarisierter Rastertunnelmikroskopie gelten einerseits die gleichen Anforderungen bezüglich der Reinheit der Oberfläche wie für konventionelle RTM-Messungen. Die meisten Metalloberflächen sind unter Umgebungsbedingungen oxidiert und nicht mehr elektrisch leitend. Wenige inerte Edelmetalle wie z. B. Gold sind von einem dünnen Wasserfilm und etlichen Adsorbaten aus der Gasphase bedeckt. Desweiteren ist zu berücksichtigen, dass die spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie als magnetisch abbildendes Verfahren sensitiv ist auf die lokale Spindichte der Probenoberfläche, die einige Å ins Vakuum hineinreicht (siehe Kap. 2.6). Zeigt die oberste Lage keine Spinpolarisation, ist kein magnetischer Kontrast zu erwarten. Deshalb können ferromagnetische Strukturen, die an der Oberfläche teilweise oxidierte, magnetisch „tote“ Atomlagen besitzen oder die zum Schutz gegen Oxidation mit einem dünnen inerten

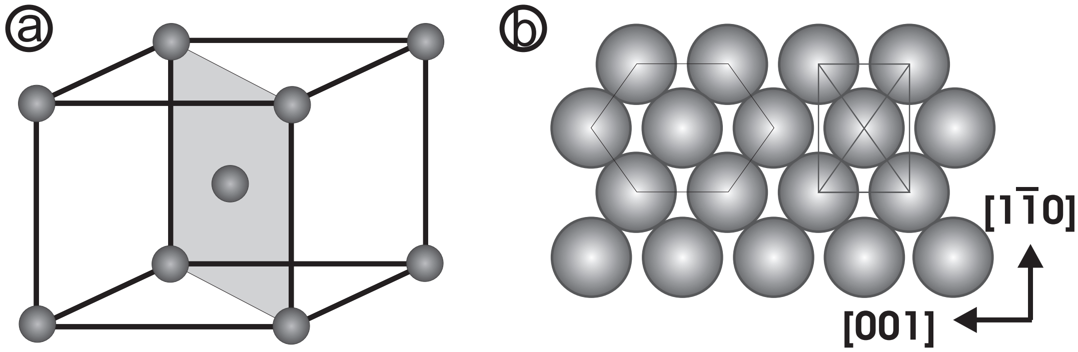

Abb. 4.9: a) kubisch-raumzentrierte (bcc) Gitterzelle mit einer eingezeichneten (110)-Oberfläche. b) Aufsicht auf die (110)-Oberfläche eines bcc-Gitters. Die (110)-Oberfläche hat eine zweizählige Rotationssymmetrie um die Oberflächennormale. Die Oberflächenatome sind in einer quasi-hexagonalen Struktur angeordnet.

Metallfilm bedeckt werden, (bisher) nicht untersucht werden [24]. Eine insitu Probenpräparation unter Bedingungen eines Ultrahochvakuums (UHV) ist daher unumgänglich. Möchte man zusätzlich die magnetischen Eigenschaften der erzeugten Strukturen bei Raumtemperatur untersuchen, dann beschränkt sich die Auswahl an magnetischen Materialien auf die 3d-Übergangselemente Eisen ($T_C^{bulk} = 1043$ K), Kobalt (1393 K) und Nickel (631 K), in denen der Ferromagnetismus hauptsächlich durch eine Austausch-Aufspaltung der d-Bänder hervorgerufen wird.

Die Heteroepitaxie dünner Metallfilme stellt einen eleganten Weg dar, die gewünschten dreidimensionalen Teilchen unter UHV-Bedingungen durch ein selbstorganisiertes Inselwachstum zu erzeugen. In der Literatur wird eine Filmmorphologie mit dreidimensionalen Inseln für das System Eisen auf Wolfram(110) beschrieben [185]. Sowohl Eisen als auch Wolfram haben eine kubisch raumzentrierte (bcc) Kristallstruktur [25], jedoch unterscheiden sich die Gitterkonstanten der beiden Materialien erheblich: $a_W = 3.165$ Å, $a_{Fe} = 2.866$ Å. Die Einheitszelle des bcc-Kristallgitters mit einer eingezeichneten (110)-Oberfläche zeigt Abb. 4.9 a). Die geometrische Anordnung der Oberflächenatome wird aus Abb. 4.9 b) ersichtlich.

Eisen wächst auf W(110) in bcc-Struktur auf, wobei das epitaktische Wachstum entscheidend durch die große Gitterfehlpassung von $f = (a_W - a_{Fe})/a_W = 9.4\%$ geprägt wird. Hohe Verspannungen und die damit verbundende elastische Energie können in freistehenden Inseln durch eine laterale Relaxation effektiver als in einem geschlossenen Film abgebaut werden [187]. Allerdings muss die energetische Gleichgewichtskonfiguration in Form von dreidimensionalen Inseln beim Aufdampfen eines Filmmaterials nicht

[24] Andererseits muss auch die Spitze für SP-RTM am aktiven vordersten Ende/Atomcluster eine nichtverschwindende, lokale Spindichte aufweisen.

[25] Es wird hier für Eisen von der (bcc) α-Phase ausgegangen, die bei Raumdruck unterhalb von ca. 1200 K stabil ist [186].

automatisch entstehen, da das epitiktische Wachstum nicht notwendigerweise im thermodynamischen Gleichgewicht erfolgt, sondern bei tieferen Temperturen ebenfalls durch kinetische Parameter wie Diffusionsbarrieren bestimmt wird. Reale Oberflächen weisen zusätzlich heterogene Nukleationszentren wie z. B. Stufenkanten, Verunreinigungen oder Versetzungen auf. Ihr Einfluss auf das Wachstum zeigt sich durch eine stärkere Haftung von Atomen an Stellen mit erhöhter Koordinationszahl und führt zur Einschränkung oder Verhinderung diffusiver Prozesse. Die thermische Energie diffundierender Atome hängt wiederum von der Substrattemperatur ab, so dass die Morphologie des Films über die Temperatur bzw. die Mobilität der aufgebrachten Atome verändert werden kann. Diese Temperaturabhängigkeit wurde beim Wachstum von Fe-Partikeln gezielt eingesetzt, um Inseln mit einer kompakten lateralen Form in geeigneter Flächendichte herzustellen. Dabei besitzt das System Eisen auf Wolfram(110) eine wichtige und vorteilhafte Eigenschaft. Das hochschmelzende Wolfram zeigt im Gegensatz zu manchen Edelmetallsubstraten keine Legierungsbildung oder Durchmischung mit Eisen bei den hohen Temperaturen, die für ein Inselwachstum notwendig sind [188] [26].

Bevor die Präparation und die einzelnen Untersuchungen vorgestellt werden, soll noch eine Eigenart von manchen RTM-Messungen an dreidimensionalen Inseln angesprochen werden. Der zugrundeliegende Effekt ist in Abb. 4.10 schematisch dargestellt. Ideale Spitzen werden in der Theorie oft als einatomare Sonden beschrieben. Reale Spitzen besitzen einen endlichen vorderen Krümmungsradius, der für chemisch geätzte Metalldrähte im Bereich von 30-50 nm liegt. Insbesondere haben die Sondenspitzen für SP-RTM einen relativ großen vorderen Krümmungsradius, der mit der speziellen Spitzenpräparation zusammenhängt (siehe Kap. 4.3). Wird eine Tunnelspitze von einem flachen Bereich lateral an eine Erhebung geführt, so ist irgendwann der seitliche Abstand zur Erhöhung geringer als die vertikale Entfernung zur Unterlage. Der Tunnelpfad verläuft dann zeitweise parallel zur Oberfläche, bis die Spitze den Anstieg hochgefahren ist. Das resultierende Höhenprofil ist durch die jeweilige Spitzenform gegeben. Allgemein werden Erhebungen dadurch verbreitert abgebildet. Für hohe Strukturen auf der Oberfläche mit steil abfallenden Rändern können darüberhinaus Bereiche mehrfach abgebildet werden, wenn die reale Spitze in zwei kleinen, vorstehenden Atomclustern (Nano-Spitzen) endet und deren vertikaler Versatz geringer als die Höhenkorrugation der abzubildenden Struktur ist (siehe Abb. 4.10). Auf der Inseloberfläche ist dennoch ein wohldefinierter Tunnelkontakt über die vorderste Nano-Spitze gegeben, wodurch solche Spitzengeometrien nicht unbedingt einen störenden Einfluss in SP-RTM Messungen auf der Inseloberfläche haben.

Es wird darauf hingewiesen, dass etliche Topographie-Aufnahmen der anschließenden Abschnitte in einer teilweise differenzierten Darstellung abgebildet sind, um Kontraste auf dem Substrat und auf den Inseloberflächen zu verstärken. In diesen Abbildungen erscheinen Strukturen wie von einer Seite beleuchtet [27].

[26] Die Kombination Eisen auf Molybdän(110) stellt ein System mit vergleichbarem Inselwachstum dar [189]. Aufgrund einer langjährigen Erfahrung innerhalb der Arbeitsgruppe mit dem W(110)-Substrat wurde in dieser Arbeit das System Fe/W(110) verwendet.

[27] undifferenziert: $z(x,y) \to$ Grauwert, teilweise differenziert: $z(x,y) + \alpha \nabla z(x,y) \to$ Grauwert.

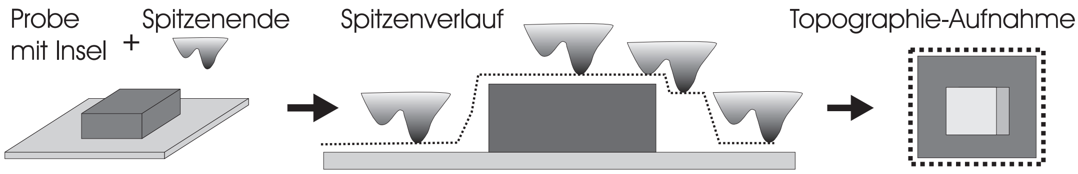

Abb. 4.10: Schematische Skizze zur Veranschaulichung von Abbildungsartefakten, die für reale RTM-Spitzen an stark korrugierten Oberflächenstrukturen bedingt auftreten. Der Probenbereich besteht aus einer idealisierten Insel mit steil abfallenden Seitenflächen auf einem ansonsten flachen Gebiet. Das vorderste Ende der modellhaften RTM-Spitze hat zwei kleine *Nano-Spitzen*. In der Mitte ist der registrierte Höhenverlauf der RTM-Spitze beim Abrastern der Oberfläche im Konstant-Strom-Modus gezeichnet. Lokal besteht zwischen dem aktiven Spitzenende und der Probe derselbe Abstand, wodurch die Insel verbreitert dargestellt wird. Zusätzlich wird der linke Randbereich der Inseloberfläche doppelt nachgefahren. Die Zeichnung links symbolisiert die entsprechende Topographie-Aufnahme, in der gewöhnlich eine Höheninformation in einen Grauwert umgerechnet wird (heller=höher).

4.2.1 Substrat- und Probenpräparation

Aus den bereits beschriebenen Gründen wurde als Substat ein Wofram(W)-Einkristall mit einer (110)-Oberfläche verwendet. Die Präparation der Oberfläche erfolgte analog zu der in Ref. [190] beschriebenen Methode. Hiernach wird der Kristall in einer Sauerstoffatmosphäre von ca. $p = 5{\cdot}10^{-7}$ mbar für eine halbe Stunde bei einer Temperatur von 1500 K gehalten. Dieses Glühen bewirkt eine Segregation der Kohlenstoffverunreinigungen aus dem Volumen an die Oberfläche, an der sie, anstatt Wolframkarbid zu bilden, mit dem angebotenen Sauerstoff zu Kohlenmonoxid oder -dioxid reagieren. Die Moleküle desorbieren von der Oberfläche, und es entsteht im Bereich der Oberfläche eine Verarmungszone an Kohlenstoffdefekten. Zusätzlich bildet sich direkt auf der Oberfläche Wolframoxid, welches sich im Gegensatz zu thermisch stabilem Wolframkarbid durch kurzes Heizen auf 2300-2400 K für 5-10 Sekunden (flashen) entfernen lässt. Generell ist bei der Präparation darauf zu achten, dass der Hintergrunddruck während den einzelnen Präparationsschritten nicht zu stark ansteigt und somit die Oberfläche erneut verunreinigt wird. Einige Minuten nach dem Glühen fällt der Kammerdruck deutlich unter $p = 5 \cdot 10^{-9}$ mbar und bei einem Flash auf 2300 K liegt der Maximaldruck typischerweise nur kurzzeitig bei $p = 5 \cdot 10^{-9}$ mbar.

Abb. 4.11 zeigt die von Kohlenstoff befreite W(110)-Oberfläche nach mehreren Zyklen von Glühen und wiederholtem Flashen. Verbleibender Kohlenstoff würde sich leicht anhand einer typischen Wolframkarbid-Rekonstruktion nachweisen lassen [191]. Die in Abb. 4.11 sichtbaren, monoatomar hohen Stufen haben einem mittleren Abstand von ca. 15 nm und resultieren aus einem Fehlschnitt des Kristalls. Auf den Terrassen und an den Stufenkanten sind noch vereinzelt Verunreinigungen zu erkennen, die jedoch in ihrer Häufigkeit weit unter der Nachweisgrenze von Auger-Elektronen-Spektroskopie liegen und das anschließend beschriebene Film- bzw. Inselwachstum nicht wesentlich beeinflussen.

Vor dem Aufbringen von Fe-Material wurde das Substrat kurz geflasht, um mögliche Adsorbate aus dem Restgas von der Oberfläche zu entfernen. Unmittelbar nach einer Abkühlphase von 10-15 min wurde Fe aus einem Molekularstrahl-Verdampfer mit Aufdampfraten von 0.7-2.5 ML/min [28] auf den W-Kristall aufgebracht. Der Hintergrunddruck in der Kammer lag während des Aufdampfens unterhalb von $p = 3 \cdot 10^{-10}$ mbar. Für ein Wachstum bei erhöhter Substrat-Temperatur wurde der Kristall mithilfe einer Elektronenstoßheizung auf die gewünschte Temperatur gebracht und die Heizung 1-2 min nach Aufdampfen des Films langsam abgestellt. Enthielten Präparationen ein nachträgliches Tempern, so wurde die Probe nach Bedampfen für 10 Minuten geheizt, wobei die Thermalisierung auf die angegebene Temperatur nach ca. 4 min erfolgte. Der absolute Fehler für die im Folgenden angegebenen Substrattemperaturen liegt bei $\Delta T_{sub} = \pm 25$ K. Abschließend ist zu bemerken, dass sich die Fe-Lagen durch einen kurzen Flash rückstandslos vom Substrat entfernen lassen.

4.2.2 Wachstum von Fe-Inseln auf W(110)

Das heteroepitaktische Wachstum von Fe auf W(110) im niedrigen Bedeckungsbereich ist schon weitgehend untersucht worden [185, 192, 193]. Die anfängliche Phase wird vorwiegend durch die hohe Gitterfehlpassung und den Unterschied in der Oberflächenenergie von Substrat und epitaktischem Film bestimmt. Wegen der weitaus größeren Oberflächenenergie von W(110) mit $\gamma_W = 3.5$ Jm^{-2} im Vergleich zu Fe(110) mit $\gamma_{Fe} = 2.9$ Jm^{-2} [194] benetzt die erste Lage Eisen das Substrat vollständig und reduziert somit die freie Energie des Gesamtsystems. Trotz der großen Gitterfehlpassung von ca. 10% wächst die erste Monolage Eisen pseudomorph auf, d.h. sie besitzt die Gitterkonstante des W(110)-Substrats und ist deshalb stark gedehnt. Erst oberhalb von 1100 K wird die Fe-Monolage thermisch instabil und beginnt zu desorbieren [188]. Für die weiteren Lagen muss berücksichtigt werden, dass diese auf einer bereits existierenden Fe-Unterlage mit einer reduzierten Oberflächenenergie aufwachsen. Bei Raumtempertur (RT) nukleiert die zweite Lage auf der pseudomorphen Monolage in monoatomar hohen Inseln, die mit zunehmender Bedeckung lateral wachsen und schließlich verschmelzen.

Ab einer Substrattemperatur von T_{sub}=400-450 K stellt sich ein Stufenkantenwachstum für die 2. Lage ein. Der größere Dehnungsstress entlang $[1\bar{1}0]$ wird in der anfänglich noch pseudomorph wachsenden 2. Lage dann durch den Einbau zusätzlicher Atomreihen in [001]-Richtung teilweise abgebaut. Ist die 2. Lage komplett ausgebildet, wachsen längliche Keile von der Stufenkantenfront in [001]-Richtung mit einer lokalen Schichthöhe θ_{loc} von 3 und mehr Lagen. Während die Versetzungslinien in der zweiten Lage in unregelmäßigen Abständen erscheinen, bildet sich in der 3. Lage ein periodi-

[28] Die Mengenangabe in Monolagen (ML) bezieht sich auf die Anzahl an Atomen in der pseudomorphen Fe-Monolage auf W(110). Eine Fe(110)-Ebene im Volumen enthält um den Faktor 1.22 mehr Atome als die pseudomorphe Fe-ML auf W(110).

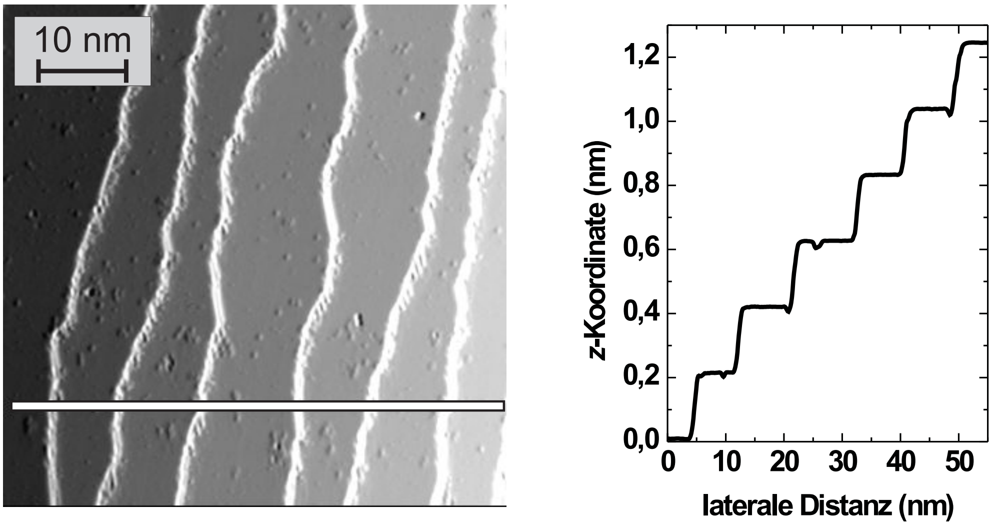

Abb. 4.11: Die $W(110)$-Oberfläche nach mehrfachem Glühen in O_2-Atmosphäre und zahlreichem Flashen auf ca. 2300 K. Rechts: teilweise differenziert dargestellte Topographie-Aufnahme. Tunnelparameter: $U = -0.88\,\mathrm{V}$, $I = 0.2\,\mathrm{nA}$. Links: der Topographieschnitt längs der Linie im rechten Bild zeigt die monoatomar hohen Stufenkanten des Substrats.

sches eindimensionales Netzwerk aus. Erst in der 4. Lage entsteht ein zweidimensionales Versetzungsnetzwerk und die Filmoberfläche relaxiert lateral in die Gitterabstände des Fe-Volumenkristalls [185,195]. Zum Ausgleich der Gitterfehlpassung ist hierzu im Mittel jeweils eine weitere Fe-Reihe auf 9.4 Atomreihen des Substrats notwendig.

Die verschiedenen Muster der Versetzungen sowie das anisotrope Wachstum entlang [001] sind in der Topographie-Aufnahme von Abb. 4.12 a) zu erkennen. Die nahezu parallel verlaufenden Stufenkanten von diesem W-Kristall schließen mit der [001]-Richtung einen Winkel von ca. 30°-35° ein. Es wurden für den Film in Abb. 4.12 a) 2.6 ML Fe bei einer Substrattemperatur von 450 K aufgedampft. Wird im Folgenden die Bedeckung in Monolagen angegeben, so bezieht sich dieser Wert auf die aufgedampfte Menge an Atomen in pseudomorphen Fe-Monolagen. Durch die laterale Relaxation in den höheren Eisenlagen unterscheidet sich die Bedeckung in pseudomorphen Monolagen von der Bedeckung sichtbarer Lagen.

Wenn deutlich mehr Monolagen Fe im selben Temperaturbereich aufgebracht werden, so bilden sich lange, kammartige Strukturen entlang der [001]-Richtung (siehe Abb. 4.12 b)) mit quasiperiodischen auf- und abwärts verlaufenden Stufenbündeln in Richtung $[1\bar{1}0]$. Die Höhenkorrugation in Abb. 4.12 b) senkrecht zu den Stufentreppen be-

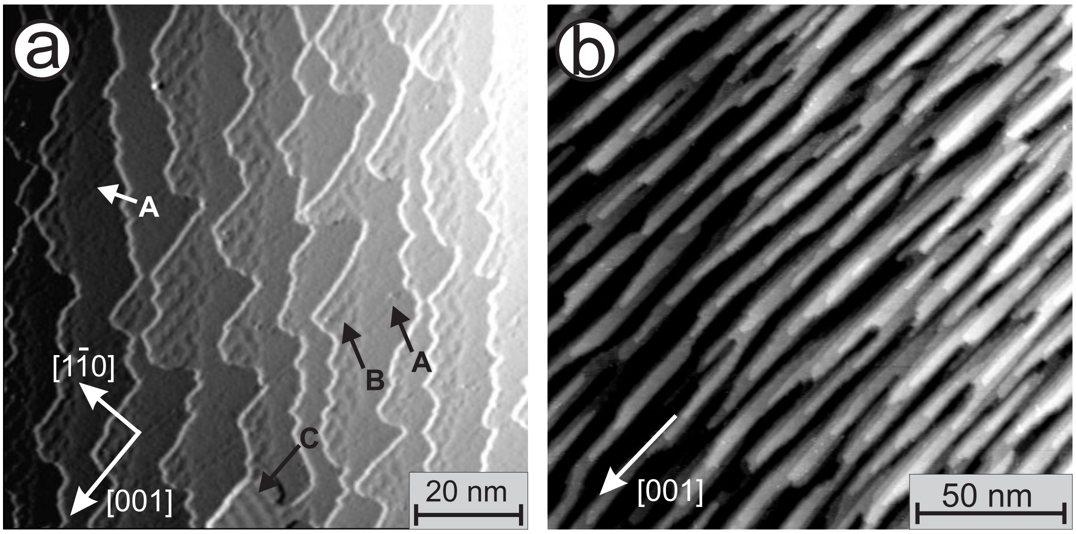

Abb. 4.12: Fe-Wachstum bei erhöhter Substrattemperatur T_{sub}. a) Bedeckung $\theta = 2.6$ ML, $T_{sub} = 450$ K: Auf der geschlossenen 2. Eisenlage treten vereinzelte Versetzungslinien entlang der [001]-Richtung auf (A). In der 3. Lage besitzen diese Versetzungslinien eine Periodizität (B). Ein Bereich mit einer lokalen Bedeckung von $\theta_{loc} = 4$ ML ist mittig am unteren Bildrand zu erkennen (C). b) Bedeckung $\theta = 9$ ML, $T_{sub} = 400$ K: Der Fe-Film zeigt eine kammartige Struktur entlang-[001]. Die Höhenkorrugation über die Stufenbündel in [1$\bar{1}$0]-Richtung beträgt ca. 1 nm. Tunnelparameter in a) und b) : $U = 0.8\,\mathrm{V}$, $I = 0.1\,\mathrm{nA}$.

trägt ca. 1 nm. Eine ähnliche Morphologie findet sich auf Filmen gleicher Bedeckung, die bei *RT* aufgewachsen sind [190] und zeigt sich ebenfalls in der Homoepitaxie von Fe/Fe(110) unterhalb von 500 K [196, 197]. Der Struktur bestimmende Facettierungsprozess resultiert aus einer freien Diffusion auf den Atomebenen in Kombination mit einer Energiebarriere, die ein Hüpfen von Eisenatomen zwischen verschiedenen Terrassen verhindert. Der eindimensionale Charakter der Facettierung spiegelt erneut das stark anisotrope Wachstum auf der (110)-Oberfläche in diesem Temperaturbereich wieder.

Bei höheren Substrattemperaturen ab 500-550 K bilden sich $3D$-Inseln (s. Abb. 4.13). Zwischen den Inseln ist das Substrat mit 1-2 Lagen Fe bedeckt. Folglich wird die Gleichgewichtskonfiguration von dicken Filmen durch ein Wachstum im Stranski-Krastanov-Modus erzielt [185]. Das keilförmige Wachstum über die Stufenkanten des Substrats führt zu einer perfekt orientierten (110)-Oberfläche ohne Stufenkanten und minimiert somit die Oberflächenenergie der Insel. Auf den Inseln befinden sich daher Bereiche unterschiedlicher lokaler Bedeckung θ_{loc}. Das zweidimensionale Versetzungsnetzwerk ist auf den Inseln in Abb. 4.13 a) mit $\theta_{loc} = 4 - 9\,\mathrm{ML}$ noch als Höhenvariation zu erkennen. Mit mehr aufgedampftem Material wachsen die Inseln lateral und vertikal. Die lokale Inselhöhe liegt in Abb. 4.13 b) zwischen 10-20 ML, entsprechend ca. 2-4 nm. Ein bevor-

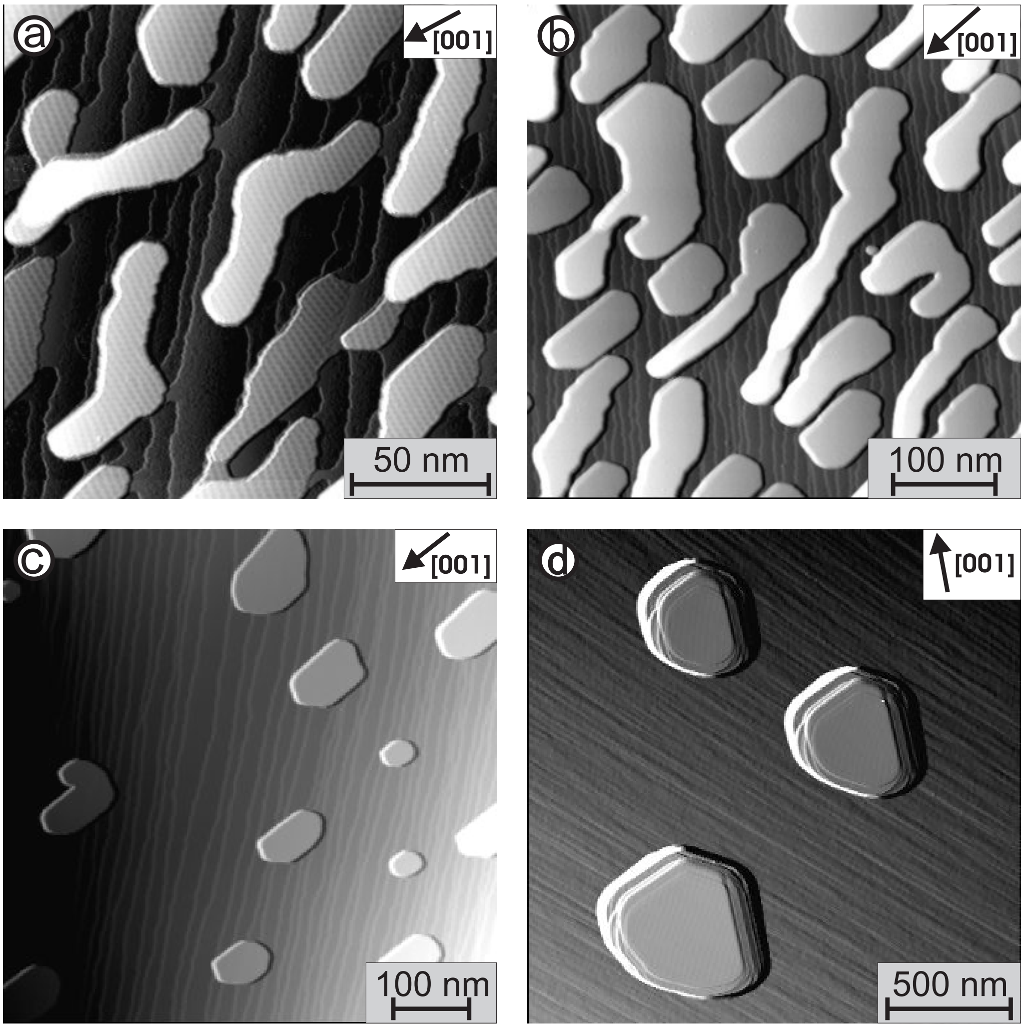

Abb. 4.13: Aufgewachsene Fe-Filme bei einer Substrat-Temperatur im Bereich von $T_{sub} = 500 - 750\,\text{K}$: a) $\theta = 3.8$ ML, $T_{sub} = 500$ K, b) $\theta = 8$ ML, $T_{sub} = 550$ K c) $\theta = 3$ ML, $T_{sub} = 600$ K d) $\theta = 3.5$ ML, $T_{sub} = 800$ K. Mit höherer Substrat-Temperatur wachsen Inseln mit einer lateral kompakteren Form und die Inselhöhe steigt an, wobei die Inseldichte bei vergleichbarer Bedeckung abnimmt. Tunnelparameter jeweils im Bereich: $U = 0.8 - 1\,\text{V}$, $I = 0.1 - 0.2\,\text{nA}$.

zugtes Wachstum ist in [001]-Richtung festzustellen, wobei die Inselränder noch vorwiegend unregelmäßig verlaufen und vereinzelt Stufenkanten auf Inseloberflächen auftreten. Abb. 4.13 c) zeigt eine RTM-Aufnahme eines 3 ML Fe-Films, der bei 600 K aufgewachsen wurde. Zwischen den Inseln ist das Substrat nur noch mit 1 ML Fe bedeckt, da in RTM-Aufnahmen mit höherer lateraler Auflösung keine Versetzungslinien beobachtet wurden. Das restliche Material ist in kompakten Inseln mit einer mittleren Höhe $\bar{D}$

von ca. $\bar{D} = 2$ nm aggregiert [29]. Die Inseln haben ein mittleres Aspektverhältnis von Länge zu Breite von 9 : 5, wobei die lange Achse entlang der [001]-Richtung zeigt. Ein Aufdampfen von vergleichbarer Menge Fe bei 800 K führt zu einer deutlich reduzierten Inseldichte (s. Abb. 4.13 d)). Die mittlere Inselhöhe ist auf 7-8 nm angewachsen und die Inselkanten deuten eine quasi-hexagonale Form an [30], wie sie in der Gleichgewichtskonfiguration erwartet wird. Das mittlere Aspektverhältnis der maximalen Ausdehnung entlang [001]- zu [$1\bar{1}0$]-Richtung liegt nun bei 6 : 5.

Im Hinblick auf Messungen mittels SP-RTM sind Inseldichten von Abb. 4.13 d) mit ca. 2-3 Inseln auf dem maximalen Rasterbereich des verwendeten Mikroskops nicht wünschenswert. Eine höhere Dichte erlaubt den Vergleich von Messungen auf mehreren Inseln in einer Aufnahme, sowie eine schnellere Datenerfassung, da die steilen Inselränder die laterale Rastergeschwindigkeit limitieren.

Eine weitere Möglichkeit zum selbstorganisierten Wachstum von 3D-Inseln bietet ein nachträgliches Tempern von Fe-Filmen, die zuvor bei Raumtemperatur aufgewachsen wurden (s. Abb. 4.14). Es ergibt sich äquivalent eine Struktur entsprechend des Stranski-Krastanov-Modus. Zwischen den Inseln ist das Substrat mit einer pseudomorphen Monolage Fe bedeckt. Vor dem Heizen hat der Film die bereits beschriebene Morphologie mit kammartigen Stufenbündel entlang der Vorzugsrichtung [001] (vgl. Abb. 4.12 b)). Während des Temperns läuft das Material in Inseln zusammen, woraus verständlich wird, dass die Formen und Ausmaße der entstehenden Inseln neben der Temperatur auch von der aufgebrachten Menge an Eisen und der Zeitdauer des Temperns abhängen. Tendenziell bewirkt auch in dieser Methode eine höhere Temperatur ein kleineres Aspektverhältnis von Insellänge zu -breite. Abb. 4.14 zeigt die Inselstrukturen von drei Fe-Filmen, die jeweils bei RT aufgedampft und anschließend für 10 min bei 800 K getempert wurden. Mit zunehmender Bedeckung von a) 1.4 ML, b) 2.8 ML, c) 5.5 ML wächst die Inseldichte an, wohingegen die Inselform und lateralen Ausdehnungen vergleichbar sind. Die $3D$-Strukturen haben in den verschiedenen Bildern jeweils eine mittlere Höhe von ca. $\bar{D} = 7 \pm 1$ nm, entsprechend einer lokalen Bedeckung im Bereich von 25-50 ML. In Abb. 4.14 d) ist beispielhaft ein Topographieschnitt über eine Insel mit einer mittleren Höhe von 8 nm dargestellt. Außerdem sind die Inseln in [001]-Richtung etwas länger als in [$1\bar{1}0$]-Richtung bei einem mittleren Aspektverhältnis von 7 : 5.

Die Probenherstellung für Messungen mittels spinpolarisierter Rastertunnelspektroskopie richtete sich nach der Präparation des Fe-Films in Abb. 4.14 c). Es wurden hierfür Fe-Bedeckungen zwischen 6-10 ML aufgedampft. Der nachträgliche Temperschritt lag im Bereich von $T = 800 \pm 100$ K. Insgesamt zeigen diese Untersuchungen eine große Vielfalt an erzeugbaren Strukturen, woran sich der Einfluss von Ausdehnung, Form und Dicke auf den magnetischen Zustand einer Insel studieren ließ.

[29] Die mittlere Höhe bzw. Dicke $\bar{D}$ bezeichnet den Mittelwert über die lokale Schichtdicke einer Inseloberfläche.

[30] Aufgrund der beschriebenen Abbildungseigenschaften von realen RTM-Spitzen (vgl. Abb. 4.10) werden Randbereiche der Insel mehrfach dargestellt. Die tatsächlichen Kanten der Inseloberfläche bilden das innerste zusammenhängende Gebiet konstanten Grautons.

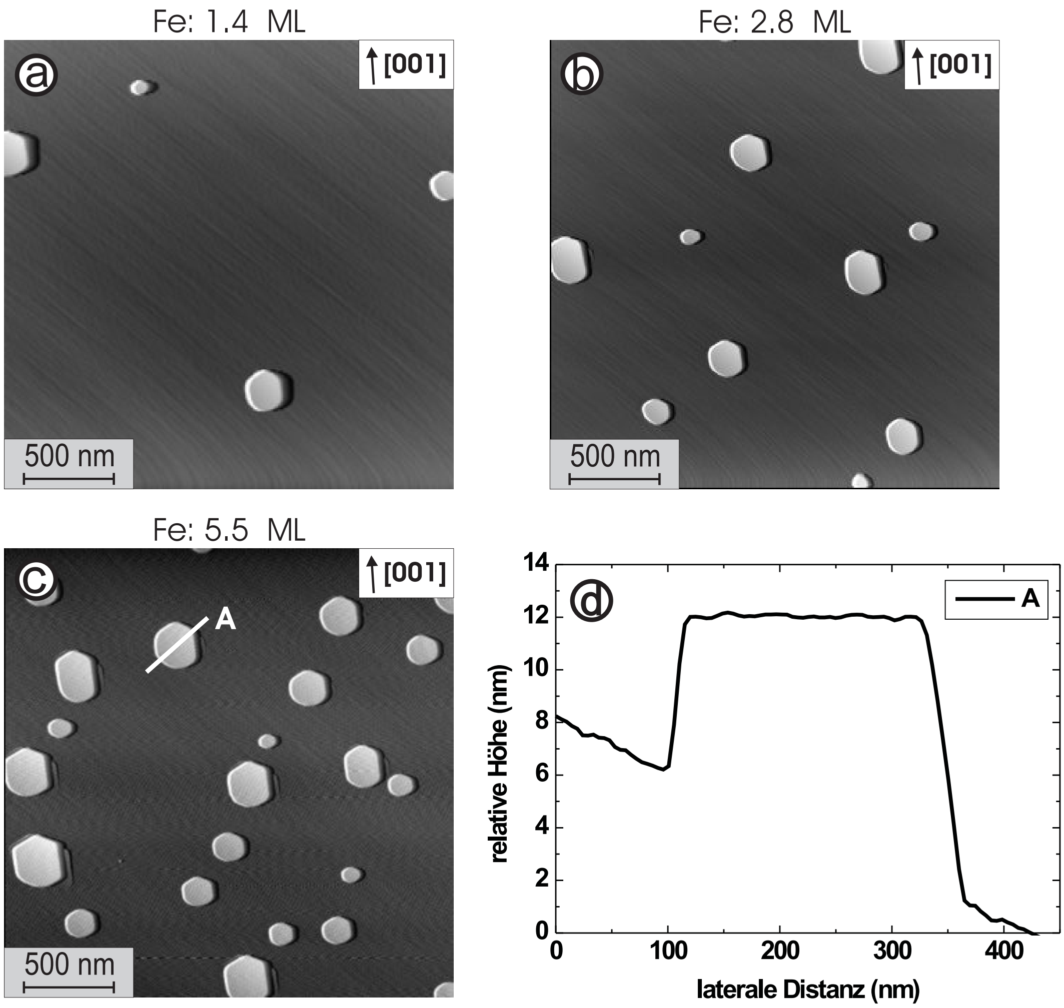

Abb. 4.14: Inselstrukturen von getemperten Fe-Filmen mit verschiedener Bedeckung θ. Das Aufdampfen von Eisen erfolgte bei RT, danach wurden die Proben jeweils für 10 min auf 800 K geheizt, wobei die angegebene Temperatur nach ca. 4 min erreicht wurde. a) $\theta = 1.4\,\mathrm{ML}$, b) $\theta = 2.8\,\mathrm{ML}$, c) $\theta = 5.5\,\mathrm{ML}$. d) Topographieschnitt entlang der Linie A in c). Tunnelparameter jeweils: $U = -0.8\,\mathrm{V}$, $I = 0.1\,\mathrm{nA}$.

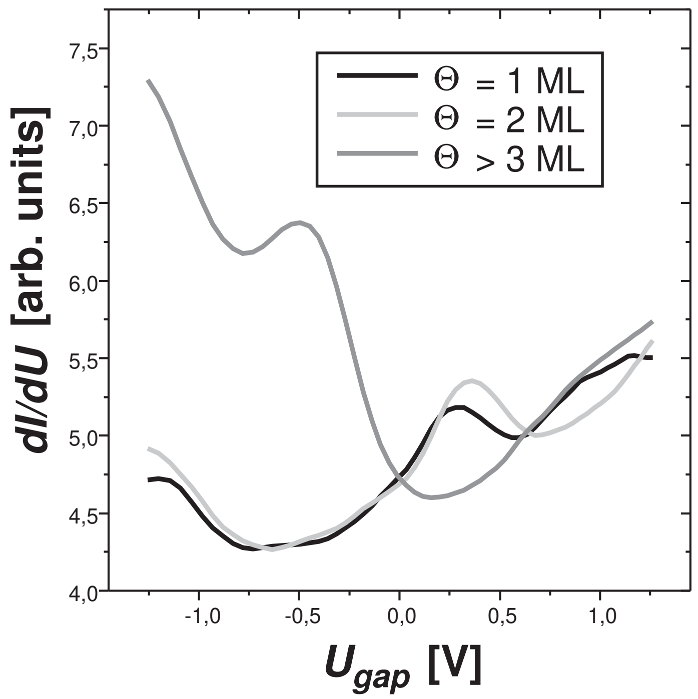

Abb. 4.15: $dI/dU(U)$-Kurven von Fe/W(110): Die Sondenspitze wurde über Stellen mit einer unterschiedlichen lokalen Fe-Bedeckung von $\theta_{loc} = 1, 2$ und > 3 ML positioniert (aus [198]). Die Kurve für $\theta_{loc} > 3$ ML hat einen Peak im Bereich der besetzten Probenzustände (negative Spannungen) bei ca. -0.5 V und liegt über der Kurve von $\theta_{loc} = 1$ ML. Die dI/dU-Kurve der pseudomorphen Monolage ($\theta_{loc} = 1$ ML) und der Doppellage zeigt einen Peak bei +0.25 V bzw. +0.35 V in den unbesetzten Zuständen.

4.2.3 Rastertunnelspektroskopische Untersuchungen mit unbeschichteten W-Spitzen

In der spinpolarisierten Rastertunnelspektroskopie setzt sich die gemessene differentielle Leitfähigkeit dI/dU_{sp} neben einem spinpolarisierten Signalanteil auch aus einem spingemittelten Beitrag zusammen (siehe Kap. 2.6.2). Für eine spätere Trennung dieser Signalanteile ist es somit von entscheidender Bedeutung, die Proben bezüglich ihrer spingemittelten elektronischen Konfiguration zu charakterisieren. Es wurden spektroskopische Messungen mit unbeschichteten W-Spitzen durchgeführt, die an dieser Stelle nur kurz skizziert werden.

Die Ergebnisse stimmen mit bereits existierenden Arbeiten überein [190, 198]. Hierzu zeigt Abb. 4.15 $dI/dU(U)$-Kurven für das System Fe/W(110) [198], wobei die Sondenspitze über Probenbereiche mit einer unterschiedlichen lokalen Fe-Bedeckung θ_{loc} positioniert wurde. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich die lokale Zustandsdichte ($LDOS$) [31]

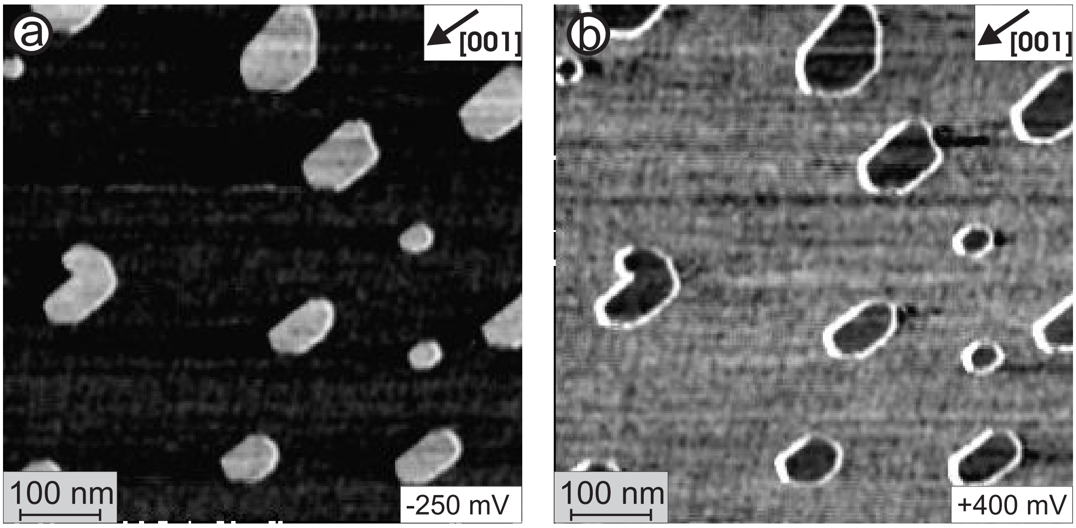

Abb. 4.16: dI/dU-Karten über dem gleichen Probenbereich der Topographie von Abb. 4.13 c): Die differentielle Leitfähigkeit zeigt eine Variation zwischen Bereichen der Inselflächen und der Fe-Monolage. Ein hellerer Farbton entspricht einem höheren dI/dU-Signalwert und somit einer höheren lokalen Zustandsdichte bei der Energie $E = E_F + eU$ gemäß der eingestellten Spannung U. An den steilen Inselrändern kommt es zu Messartefakten. Tunnelparameter: a) $U = -0.25\,\mathrm{V}$, $I = 0.1\,\mathrm{nA}$ b) $U = +0.4\,\mathrm{V}$, $I = 0.1\,\mathrm{nA}$

mit der Anzahl der Fe-Lagen ändert. Auf der pseudomorphen Monolage und Doppellage erscheint ein Peak bei ca. $+0.3\,\mathrm{V}$ in den unbesetzten Probenzuständen, wohingegen auf Bereichen mit $\theta_{loc} > 3$ ein Maximum bei ca. -0.5 V in den besetzten Zuständen auftritt. In Ref. [198] wird berichtet, dass gemessene Spektren auf Inseln mit einer Höhe entsprechend 30-50 ML einen sehr ähnlichen Verlauf zu der Kurve von $\theta_{loc} > 3$ zeigen. Demnach sollte in ortsaufgelösten Karten der differentiellen Leitfähigkeit (dI/dU-Karten) ein Kontrast zwischen den $3D$-Inseln und den Bereichen der Eisen-Monolage auftreten, wenn die gewählte Spannung einer Energie entspricht, bei der die lokalen Zustandsdichten von Fe-ML und Inseloberfläche verschieden sind. Dieser elektronische Kontrast wurde tatsächlich bei verschiedenen Spannungen gefunden. In Abb. 4.16 sind beispielhaft zwei dI/dU-Karten über dem selben Probenbereich mit Inseln einer mittleren Höhe von $\bar{D} = 2$ nm gezeigt. Die simultan aufgenommene Topographie ist in Abb. 4.13 c) abgebildet. Das dI/dU-Signal ist bei einer Tunnelspannung von $U = +0.4\,\mathrm{V}$ auf den Inseln kleiner (dunklere Farbe) als auf der Monolage (siehe Abb. 4.16 b)), wie aus den $dI/dU(U)$-Spektren in Abb. 4.15 zu erwarten. In Abb. 4.16 a) bei $U = -0.25\,\mathrm{V}$ ist dagegen das dI/dU-Signal größer entsprechend der höheren $LDOS$ auf den Inseln (vgl. Abb.

[31] Die Abkürzung stammt von dem englischen Ausdruck *local density of states*. Es gilt $LDOS(E,\vec{r}_0) = \rho^p(E,\vec{r}_0) = \sum_\mu |\psi^p_\mu(\vec{r}_0)|^2 \delta(E^p_\mu - E)$ mit $\vec{r}_0$ dem Mittelpunkt der lokalen Sondenspitze (siehe Kap.2.4).

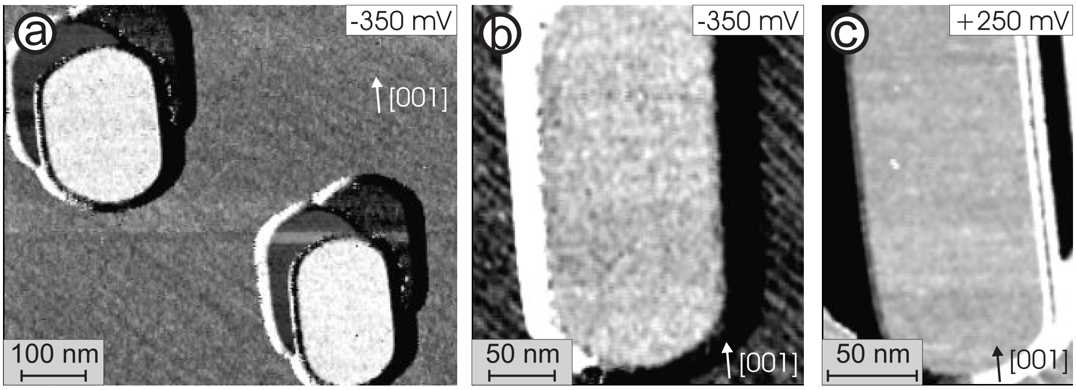

Abb. 4.17: dI/dU-Karten über verschiedenen Inseln einer mittleren Dicke von 8-9 nm. Aus dem konstanten Signalwert über einer Inseloberfläche lässt sich auf eine lateral homogene Zustandsdichte schließen. In a) werden gleiche Randbereiche einer Insel mit verschiedenen Nano-Spitzen vermessen. Der unterschiedliche Signalwert zeigt den dramatischen Einfluss der Zustandsdichte der jeweiligen Nano-Spitze auf das spektroskopische Signal. Parameter: a) $U = -0.35\,\mathrm{V}$, $I = 0.2\,\mathrm{nA}$ b) $U = -0.35\,\mathrm{V}$, $I = 0.25\,\mathrm{nA}$ c) $U = 0.25\,\mathrm{V}$, $I = 0.2\,\mathrm{nA}$

4.15).

An den steilen Rändern der Inseln ist das dI/dU-Signal nicht unbedingt aussagekräftig. Einerseits ist die eingeschaltete z-Regelung oftmals nicht in der Lage, an diesen Stellen den Tunnelstrom konstant zu halten. Dadurch variiert kurzzeitig der Spitze-Probe-Abstand und somit auch die differentielle Leitfähigkeit. Andererseits kann nicht ausgeschlossen werden, dass der Tunnelstrom über einen seitlichen Tunnelpfad von der Spitze zur Probe erfolgt. Im letzteren Fall würde eine unterschiedliche elektronische Konfiguration der Spitze in das dI/dU-Signal eingehen und einen Vergleich zu Daten auf topographisch flachen Gebieten nicht zulassen. Insofern wird der in Abb. 4.16 b) auffallend helle Ring um die Fe-Inseln nicht weiter diskutiert.

In Bezug auf spinpolarisierte Messungen an den $3D$-Partikeln ist jedoch viel entscheidender, ob verschiedene Inseln auf derselben Probe voneinander abweichende elektronische Konfigurationen besitzen bzw. ob die lokale Zustandsdichte auf einer einzelnen Inselfläche aufgrund der lateral inhomogenen Fe-Schichtdicke variiert. In dI/dU-Karten bei mehreren Spannungen und Tunnelströmen zeigte sich jedoch analog zu Abb. 4.16 kein merklicher Kontrast zwischen unterschiedlichen Inseloberflächen ($\frac{\Delta dI/dU}{dI/dU} < 1\%$). Die mittleren Inselhöhen von einzelnen Fe-Strukturen schwanken dabei um bis zu $\Delta\bar{D} = \pm 1\,\mathrm{nm}$. Ebenfalls konnte keine systematische dI/dU-Signalvariation über einer einzelnen Inseloberfläche festgestellt werden ($\frac{\Delta dI/dU}{dI/dU} < 1\%$). Dies zeigt Abb. 4.17 in dI/dU-Karten aufgenommen bei a, b) $U = -0.35\,\mathrm{V}$ und c) $U = +0.2\,\mathrm{V}$. Die mittlere Inselhöhe beträgt 8-9 nm, wobei die lokale Bedeckung θ_{loc} aufgrund des keilförmigen Inselwachs-

tums zwischen 35 ML und 50 ML variiert. Die geringe bzw. nicht gemessene Variation des dI/dU-Signals mit der Schichtdicke legt die Vermutung nahe, dass sich die $LDOS$ der Inseloberflächen bereits weitgehend der $LDOS$ einer Fe(110)-Einkristalloberfläche angeglichen hat. Dieses Resultat liefert auch der Vergleich von Photoemissionsstudien an Fe(110)-Einkristallen [199] und an dicken, geschlossenen ($\theta > 10$ ML) Fe-Filmen auf $W(110)$ [200].
In Abb. 4.17 a) erkennt man darüber hinaus, dass das dI/dU-Signal stark von der Zustandsdichte der Spitze abhängt. Die „Geisterbilder" der Insel stammen, wie in Abb. 4.10 erklärt, von verschiedenen Nano-Spitzen. Offensichtlich zeigt jede Nanospitze einen anderen lateral homogenen dI/dU-Wert, der je nach Nano-Spitze größer oder sogar kleiner als der dI/dU-Wert der Fe-Monolage ist (vgl. Abb. 4.15).

Zusammenfassend lässt sich sagen: Es wurde keine Abhängigkeit der elektronischen Struktur von der lokalen Höhe in Fe-Inseln im Bereich von 15-55 ML festgestellt. Ferner wurde kein Unterschied zwischen verschiedenen Inseln im selben mittleren Dickenbereich gemessen. Dementsprechend ist die $LDOS$ der Inseloberflächen lateral homogen.
Hieraus ergibt sich, dass der spingemittelte Signalanteil einer spinpolarisierten Messung lateral konstant ist und lokale Unterschiede auf den Inseloberflächen dann eindeutig auf laterale Unterschiede der Spinorientierung zurückgeführt werden können. Diese elektronische Homogenität kann aber nicht immer vorausgesetzt werden. Zum Beispiel bildet das System Co/W(110) bei erhöhter Substrat-Temperatur eine sehr ähnliche Morphologie mit Inselstrukturen wie Fe/W(110). Die Inseloberflächen dieses Systems zeigen jedoch Unterschiede in der lokalen spingemittelten Zustandsdichte, die von J. Wiebe genauer untersucht wurden. Sie werden auf hcp- und fcc-Stapelfolgen an den Inseloberflächen zurückgeführt [77].

4.3 Spitzenpräparation für spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie

Besonders wichtig für den erfolgreichen Einsatz der spinpolarisierten Rastertunnelmikroskopie ist die geeignete Wahl der verwendeten Sondenspitze. Eine ideale Sonde hat dabei die folgenden Eigenschaften. Erstens sollte das vorderste Spitzenatom eine möglichst hohe Spinpolarisation besitzen, wodurch ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis bzw. eine hohe Sensitivität erzielt wird. Zweitens sind magnetische Streufelder der Spitze klein zu halten, damit die untersuchte Domänenstruktur nicht während der Messung aufgrund einer dipolaren Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe verändert wird. Drittens ist die räumliche Ausrichtung der Spitzenmagnetisierung durch Streufelder der Probe oder externe Magnetfelder möglichst nicht beeinflussbar. Schließlich sollten viertens Sonden zur Verfügung stehen, deren Magnetisierung entweder senkrecht oder parallel zur Oberfläche orientiert ist, damit eine Sensitivität auf die out-of-plane oder in-plane Komponente der lokalen Probenmagnetisierung erreicht werden kann.

Die gewünschten Charakteristika werden in hohem Maße von sogenannten Dünnfilm-Spitzen erfüllt [42, 43, 201, 202]. Ihr Kern besteht aus einem elektrochemisch geätzten

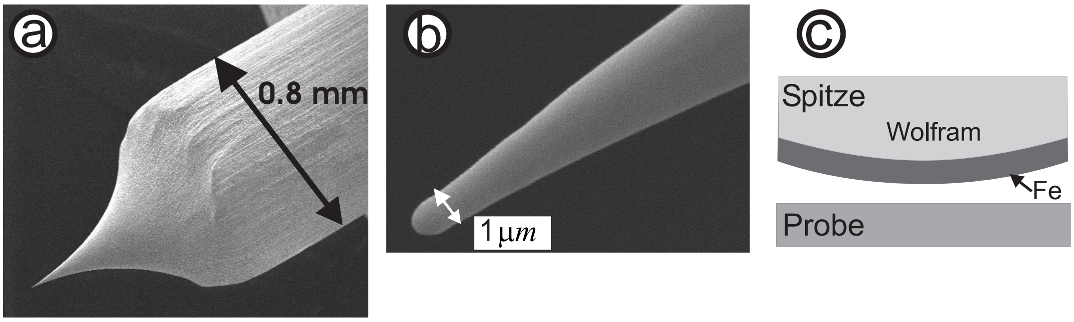

Abb. 4.18: a) und b): Aufnahmen mittels Rasterelektronenmikroskopie von einer geätzten Wolfram-Spitze nach einem kurzzeitigen Heizen auf ungefähr 2300 K [202]. Die Detailaufnahme in b) zeigt das konisch zulaufende Drahtende mit einem Krümmungsradius von ca. $0.5\ \mu\mathrm{m}$ am Spitzenende. c) Die schematische Zeichnung veranschaulicht das geometrische Verhältnis der dünnen magnetischen Schicht gegenüber der vorderen Spitzenform.

Wolframdraht. Die magnetische Sensitivität wird durch einen dünnen Film aus einem ferromagnetischen oder antiferromagnetischen Material am vorderen Spitzenende gewährleistet. Die Beschichtung erfolgt insitu unter UHV-Bedingungen an zuvor insitu gereinigten W-Spitzen, wodurch eine Oxidation und eine Anlagerung von Adsorbaten verhindert wird. Dünnfilm-Spitzen haben den Vorteil, dass ihr Streufeld auch bei einer ferromagnetischen Beschichtung wesentlich geringer ist als das Streufeld einer Spitze aus ferromagnetischem Vollmaterial. Gänzlich umgangen wird das Problem einer dipolaren Wechselwirkung durch die Verwendung antiferromagnetischer Sonden. Damit sind insbesondere auch sehr weichmagnetische Proben und superparamagnetische Teilchen einer Messung zugänglich. RTM-Spitzen mit einer antiferromagnetischen Beschichtung zeigen noch einen weiteren, sehr positiven Aspekt. Aufgrund der Zeeman-Energie führen hohe externe Magnetfelder in einem ferromagnetischen Film zu einer Änderung der Magnetisierungsrichtung. Die Magnetisierung möchte sich parallel zum äußeren Feld einstellen. Ein Antiferromagnet hat hingegen keine Nettomagnetisierung, weshalb dieser Energieterm im Mittel entfällt. Daher ist die Ausrichtung der Elementarmomente in den vordersten Spitzenatomen bzw. die Quantisierungsachse der Spinzustände deutlich weniger durch externe Magnetfelder beeinflussbar. Dies erlaubt Untersuchungen über einen weiteren Feldbereich (bis zu einigen Tesla) bei gleicher Orientierung des lokalen magnetischen Moments am vordersten Spitzenende.

Die Präparation der in dieser Arbeit eingesetzten Dünnfilm-Spitzen umfasst mehrere Einzelschritte. Zuerst wird ein polykristalliner Wolframdraht (Stärke=0.5-0.8 mm, Reinheit=99.95%) in einer gesättigten NaOH-Lösung (8 g auf 100 ml dest. Wasser) bei Wechselspannungen zwischen 4-8 V elektrochemisch geätzt. Der Ätzprozess liefert ein auf der makroskopischen Skala spitz zulaufendes Drahtende mit einem vorderen Krümmungsradius von 30 bis 100 nm [99]. Eine Übersicht der typischen Form zeigt Abb. 4.18 a).

Anschließend werden die geätzten Spitzen in das UHV-System eingeschleust und dort für wenige Sekunden auf ca. 2200-2300 K geheizt[32]. Durch die Hitzebehandlung schmilzt der vordere Spitzenbereich auf, weshalb sich der Krümmungsradius am Spitzenende vergrößert (siehe Abb. 4.18 b) mit $R = 0.5$ μm). Vor allem jedoch werden Oxidschichten sowie andere Verunreinigungen durch das Heizen entfernt. Es entsteht eine saubere Unterlage für die Bedampfung mit magnetischen Material, wahrscheinlich bestehend aus W(110)-Facetten [99][33]. Diese Unterlage zeigt gute Hafteigenschaften für die im Anschluss aufgedampfte magnetische Beschichtung. Es wurden in dieser Arbeit Eisen und Chrom als Filmmaterial verwendet. Beide Materialien wurden mittels Molekularstrahl-Verdampfer bei einem Kammerdruck von $p < 1 \cdot 10^{-9}$ mbar aufgebracht. Als letzter Präparationsschritt erfolgt ein Ausheilen des Films durch Heizen der Spitze auf 550-650 K für 4 min.

Für Eisenschichten wurde die aufgedampfte Materialmenge zwischen $(4 - 10) \pm 1$ ML variiert. Diese Spitzen zeigten in SP-RTM Untersuchungen jeweils eine Sensitivität auf die in-plane Komponente der Probenmagnetisierung. Diese Sensitivität wird durch die Richtung der lokalen Magnetisierung im „vordersten“ Atomcluster der Fe-beschichteten Spitze bestimmt (s. Abb. 2.12 in Kap. (2.6)). Die lokale Spitzenmagnetisierung liegt folglich weitgehend parallel Probenoberfläche (in-plane). Dies erscheint verständlich, wenn die geometrische Relation der dünnen Schicht am stumpfen Spitzenende berücksichtigt wird. Eine Zeichnung hierzu ist in Abb. 4.18 c) dargestellt. Die lokale Magnetisierung sollte einerseits durch die Formanisotropie entsprechend einem dünnen Film parallel zur Probenoberfläche ausgerichtet sein. Außerdem sind im Bereich solch dünner Schichten Grenz- und Oberflächenanisotropien entscheidend. Diese sollten vergleichbar zu einem Fe-Film auf einem W(110)-Substrat sein und demnach eine Magnetisierung in der Filmebene bewirken [156]. In Abb. 4.18 c) ist der flache Film übertrieben glatt eingezeichnet. Für reale Tunnelspitzen ist zu erwarten, dass der Tunnelstrom über eine kleine Erhebung, die der Probenoberfläche während einer Messung am nächsten ist, fließt, was aber nichts am obigen Argument ändert.

Im Fall von Chrom als Filmmaterial konnten antiferromagnetische Sonden sowohl mit einer out-of-plane als auch mit einer in-plane Sensitivität hergestellt werden. Die Bezeichnungen beziehen sich ebenfalls auf die Ausrichtung des lokalen atomaren Moments am „vordersten“ Spitzenatom (s. Abb. 2.12 in Kap. (2.6)). Spitzen mit einer dünneren Beschichtung entsprechend einer Dicke von 35 ± 10 ML zeigen eine Sensitivität auf die out-of-plane Komponente der Probenmagnetisierung [43]. Es wurden in dieser Arbeit

[32]Hierfür wurden zwei Methoden angewandt. Einmal wird das W-Drahtende mit gesamtem Spitzentransporter mithilfe einer Elektronenstoßheizung auf die gewünschte Temperatur gebracht. Dabei wird die Temperatur des Transporters mit einem Pyrometer durch ein UHV-Fenster überprüft. Im anderen Verfahren wird die W-Spitze in einem Abstand von ca. 1 mm gegenüber dem Filament der Elektronenstoßheizung gehalten und die Leistung manuell hochgeregelt bis die weißglühende Farbe der Spitze ungefähr der Helligkeit eines Wolfram-Kristalls auf der gleichen Temperatur entspricht. Die zweite Methode besitzt den Nachteil, dass sie weniger gut reproduzierbar ist.

[33]Beim Rekristallisieren versucht das System einen Abschluß mit möglichst kleiner Oberflächenenergie zu bilden. Für Wolfram mit einer bcc-Kristallstruktur hat die (110)-Oberfläche mit der dichtesten Packung an Oberflächenatomen die geringste Oberflächenenergie [99].

auch Spitzen mit einer Schichtdicke von ca. 100-150 ML[34] präpariert, die jedoch sensitiv auf die in-plane Komponente der Probenmagnetisierung sind. Diese Änderung der Sensitivität in Abhängigkeit der Schichtdicke ist bisher nicht vollständig verstanden, zumal die lokale Struktur des Films im Bereich der Atome, die für den Tunnelprozess entscheidend sind, unbekannt ist. Für einen bcc Cr-Einkristall erwartet man eine Orientierung der magnetischen Momente entlang einer der drei [001]-Richtungen. Dabei besitzen die einzelnen Momente innerhalb alternierender (001)-Ebenen jeweils die gleiche Ausrichtung, wodurch eine lagenweise antiferromagnetische Ordnung entlang einer [001]-Richtung entsteht [203][35]. Es wurde bereits an der gestuften (001)-Oberfläche eines Cr-Einkristalls mittels SP-RTS und Fe-beschichteten Spitzen nachgewiesen, dass die magnetischen Momente auf einer Terrasse innerhalb der Oberflächenebene in die gleiche Richtung zeigen und zwischen benachbarten Terrassen eine entgegengesetzte Orientierung vorliegt [74, 76]. Falls die Cr-Schicht annähernd epitaktisch auf einer (110)-Facette der hochgeheizten Wolfram-Spitze aufwächst, so enthält die (110)-Oberfläche zumindest eine [001]-Richtung, entlang der eine Orientierung der magnetischen Momente in der Ebene möglich wäre. Zunehmende Verspannungen im Film oder Oberflächen- und Grenzflächenanisotropien könnten nun für kleinere Schichtdicken eine Ursache für die experimentell gefundene Änderung der Orientierungs-Sensitivität sein. Ein Tunnelübergang beim Rastern mit einer atomar flachen Terrasse am Spitzenende ist sehr unwahrscheinlich, wenn einzelne Adsorbate auf der Probenoberfläche stabil abgebildet werden können. Die lokale Anordnung der Atome im vordersten Spitzenende weicht daher von einer Ebene ab und sollte die elektronische und magnetische Konfiguration ebenfalls mit bestimmen.
Obwohl diese Schichtdicken-abhängige Änderung der Sensitivität physikalisch nicht eindeutig erklärt werden kann, ist der empirische Befund bedeutend für die Anwendung von SP-RTS mit Cr-Dünnfilm-Spitzen. Ein erweiterter Bereich an magnetischen Probensystemen, deren Eigenschaften sonst schon durch kleine Streufelder der Spitze beeinträchtigt werden, wird zugänglich.

Es sei angemerkt, dass reale Spitzen nicht nur eine reine in-plane oder out-of-plane Sensitivität zeigen, sondern auch Spitzen vorkommen, deren lokale Magnetisierung $\vec{M}^s$ gegenüber der Oberflächennormalen der Probe verkippt ist. Mit derartigen Sonden ist es möglich, gleichzeitig Information über die out-of-plane und die in-plane Komponente der Probenmagnetisierung zu gewinnen. Desweiteren kann während einer Messung durch einen kurzen Spannungspuls in der Tunnelspannung im Bereich von 5-10 V magnetisches Material von der Spitze abgeworfen werden. Dabei ändert sich die lokale Struktur am

[34]Die Angabe der aufgedampften Materialmenge kann für Spitzen mit einer dicken Cr-Beschichtung nur abgeschätzt werden. Es wurden die Aufdampfparameter von dünnen Beschichtungen (Zeit, Fluss, etc.) eingestellt. Die Entfernung der Spitze zur Verdampfer-Quelle betrug jedoch nur die Hälfte der sonst üblichen Distanz, wodurch ungefähr die vierfache Materialmenge auf die Spitze aufgedampft wird.

[35]Der antiferromagnetische Grundzustand resultiert im bcc-Cr-Einkristall von einer inkommensurablen Spindichtewelle entlang einer der drei [001]-Richtungen mit einer Wellenlänge von ca. 6 nm, entsprechend 42 ML (bei $T = 10$ K), weshalb der Absolutwert der atomaren magnetischen Momente zusätzlich noch in Richtung des Wellenvektors moduliert ist [203].

vordersten Spitzenende, wodurch wiederum die elektronischen und magnetischen Eigenschaften der Sonde (Spinpolarisation, Magnetisierungsrichtung bzw. Quantisierungsachse für Spinzustände) beeinflusst werden. Letztlich kann eine neue magnetische Beschichtung der Spitze nach einem erneuten Flash auf 2200-2300 K aufgebracht werden.

4.4 Verschiedene Domänenkonfigurationen von Fe-Inseln

In den anschließenden Abschnitten werden spinpolarisierte RTM-Messungen an Fe-Inseln vorgestellt. Dieser Teil soll einen Überblick über die verschiedenen Domänenkonfigurationen der untersuchten Fe-Strukturen geben. Es wurde hierzu ausschließlich der spektroskopische Betriebsmodus (SP-RTS) verwendet. Die Zusammensetzung der differentiellen Leitfähigkeit in SP-RTS soll an dieser Stelle noch einmal angegeben werden (vgl. Kap. 2.6.2):

$$\frac{dI}{dU}_{sp}(\vec{r_0},U,\theta(\vec{r_0})) \propto \frac{dI}{dU}_{sg}(\vec{r_0},U) \cdot (1 + P^{sp}(\vec{r_0},U)\cos\theta(\vec{r_0})) \quad . \tag{4.23}$$

Dabei bezeichnet U die eingestellte Tunnelspannung, $\vec{r}_0$ den Ort der Spitze [36], dI/dU_{sg} den spingemittelten Signalanteil, P^{sp} die effektive Spinpolarisation des Tunnelübergangs von Spitze und Probe und $\theta(\vec{M}^s,\vec{M}^p(\vec{r}_0))$ den Winkel zwischen fester Spitzenmagnetisierung $\vec{M}^s$ und lokaler Probenmagnetisierung $\vec{M}^p(\vec{r}_0)$. Bei einer Änderung von $\cos\theta$ zwischen verschiedenen Probenbereichen sollte nach (4.23) eine Signalvariation von dI/dU_{sp} auftreten.

Zu Beginn der Untersuchungen war die magnetische Konfiguration der 3D-Inseln noch unbekannt. Liegen sie in einer Art Eindomänen-Zustand vor, kann ein Unterschied im spinpolarisierten dI/dU-Signal nur zwischen verschiedenen Inseloberflächen auftreten und auch nur dann, wenn die Magnetisierung der Inseln in verschiedene Richtungen zeigt, z. B. entgegengesetzt zueinander ausgerichtet ist. Zusätzlich darf die Spitzenmagnetisierung nicht senkrecht auf der Probenmagnetisierung stehen, da flache Fe-Inseln eine in-plane Ausrichtung der Magnetisierung bevorzugen. Im Gegensatz hierzu tritt eine Kontraständerung auf einer einzelnen Inselfläche auf, falls die Fe-Partikel eine mehrdomänige Konfiguration besitzen. Hiernach bestand zunächst eine gewisse Unsicherheit, auf welcher lateralen Skala eine Signalvariation zu erwarten ist. Unter diesen Voraussetzungen bieten dI/dU-Karten gegenüber ganzen Spektoskopie-Feldern Vorteile in der Geschwindigkeit der Datenerfassung. Die ersten Messungen waren folglich dI/dU-Karten, die in der Anlage aus Kap. 3 mit dem RTM-Aufbau bei Raumtemperatur aufgenommen wurden.

[36] Nach dem Tersoff-Hamann-Modell bezeichnet $\vec{r}_0$ den Mittelpunkt der lokalen Sonde für einen s-artigen Spitzenzustand.

SP-RTS Untersuchungen bei Raumtemperatur mit Fe-beschichteten Spitzen

Die einkristallinen Fe-Inseln sollten eine Magnetisierung parallel zur Oberflächenebene, d. h. eine in-plane Magnetisierung, besitzen. Einerseits ist die Kristallanisotropie für bcc-Eisen wesentlich kleiner als die Streufeldanisotropie-Konstante ($K_1 \ll K_d$), weshalb bei dünnen Teilchen die Formanisotropie die Magnetisierung in die Ebene zwingt. Zusätzlich sollten Oberflächenanisotropien eine in-plane Magnetisierung unterstützen [156]. Untersuchungen mittels Magneto-Optischen Kerr-Effekts bestätigen diese Vermutung an vergleichbaren Fe-Inselstrukturen auf W(110) [187]. Aus diesem Grund wurde Eisen als magnetisches Material für die Spitzenbeschichtung gewählt, da hierfür ebenfalls von einer Spitzenmagnetisierung parallel zur Oberflächenebene auszugehen ist (vgl. Abschnitt 4.3). Eine Materialmenge von 5-6 ML Eisen wurde jeweils auf die W-Spitzen aufgedampft. Die Probenpräparation erfolgte durch ein nachträgliches Tempern eines 6 ML dicken Fe-Films auf ca. 800 K (s. Abschnitt 4.2.2).

Eine Konstant-Strom-Aufnahme über einen Probenbereich mit fünf Fe-Inseln ist in Abb. 4.19 a) teilweise differenziert dargestellt. Die Inselränder werden wiederum aufgrund des relativ stumpfen vorderen Spitzenabschnitts verbreitert abgebildet. Die einzelnen dünnen Fe-Inseln haben ähnliche Ausmaße. Sie zeigen eine Breite von ca. 150 nm, eine Länge von 150-250 nm und eine mittlere Dicke $\bar{D}$ von 7-9 nm, wie aus dem Höhenprofil zweier Inseln in Abb. 4.19 b) zu erkennen ist. Eine simultan aufgenommene dI/dU-Karte[37] bei $U = -300$ mV und $I = 0.6$ nA zeigt Abb. 4.19 c). Im Gegensatz zu dI/dU-Karten im selben Spannungsbereich, die mit einer unbeschichteten W-Spitze aufgenommen wurden (vgl. Abb. 4.17), variiert die differentielle Leitfähigkeit über den einzelnen Inseloberflächen in einer Messung mit einer Fe-beschichteten Spitze (s. Abb. 4.19 c)). Hieraus lässt sich schließen, dass ein spinpolarisierter Anteil zum dI/dU-Signal beiträgt und dieser einen magnetischen Kontrast liefert. Abb. 4.19 d) zeigt noch einmal dieselbe dI/dU-Karte in einer angepaßten Farbskala, so dass die dI/dU-Signalwerte über den Bereichen der Fe-Monolage ebenfalls zu erkennen sind. Die Fe-ML erscheint offensichtlich dunkler als die Inseloberflächen, wie nach Abb. 4.15 bei $U = -300$ mV zu erwarten ist (vgl. Abb. 4.16 a) und Abb. 4.17 a)). Es ist bekannt, dass die Fe-ML eine Curietemperatur von $T_C = 210 - 230$ K hat [192], so dass bei Raumtemperatur über diesen Probenbereichen kein spinpolarisierter Anteil zum Gesamtsignal beitragen kann ($P^{sp} = 0$). Es wird somit aus Abb. 4.19 d) ersichtlich, dass der schwächere magnetische Kontrast auf den Inseln durch einen elektronischen Kontrast zwischen Inseln und Monolage ergänzt wird (vgl. Formel (4.23)). Diese Überlagerung muss generell bei der Interpretation von spinpolarisierten Messungen im Vergleich zwischen Probenbereichen mit unterschiedlicher spingemittelter $LDOS$ berücksichtigt werden. Solche Komplikationen entfallen für die dI/dU_{sp}-Signale auf den Inseloberflächen, weil diese eine identische und lateral homogene spingemittelte $LDOS$ aufweisen: $dI/dU_{sg} = \text{const}$ (vgl. Abschnitt 4.2.3). Der magnetische Kontrast kann daher nach Formel (4.23) eindeutig auf

[37] Im spektroskopischen Modus wurde jeweils eine Modulationsspannung für die Lock-In-Technik von $U_{mod}^{eff} = 10 - 30\,\text{mV}$ in einem Frequenzbereich von $f = 2 - 4\,\text{kHz}$ verwendet.

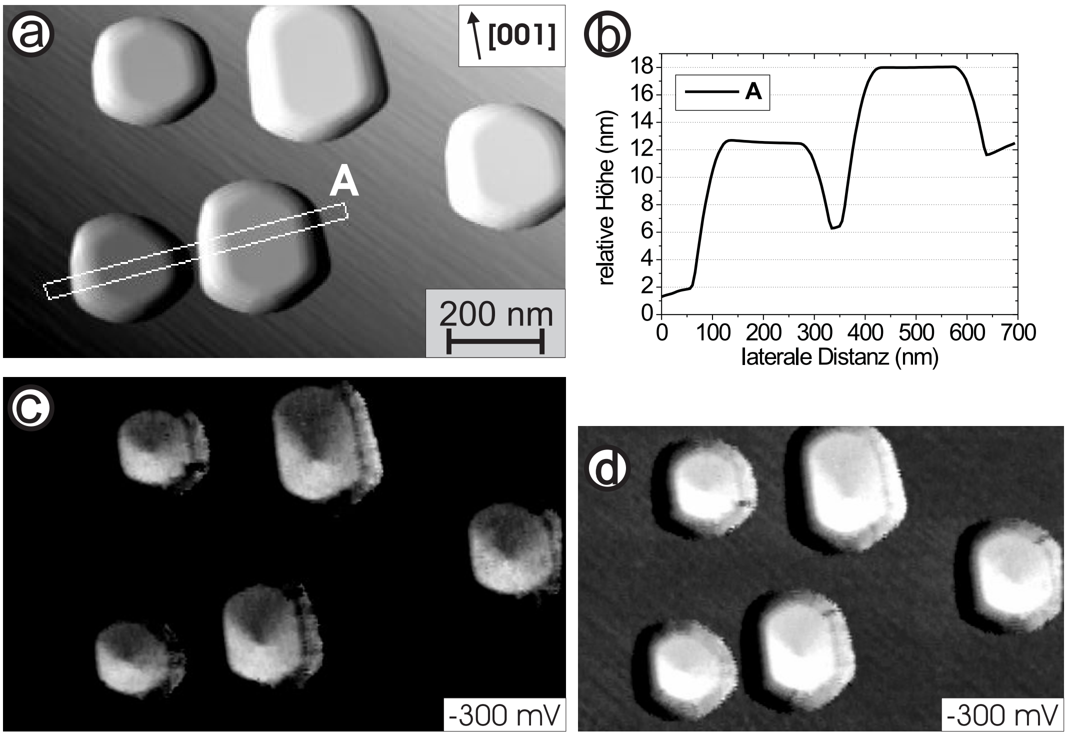

Abb. 4.19: a) Teilweise differenziert dargestellte Konstant-Strom-Aufnahme von Fe-Inseln. Zwischen den Inseln ist das W-Substrat mit einer Monolage Eisen bedeckt. b) Höhenprofil von zwei Inseln entlang des weißen Kastens in a). Die Inselränder werden verbreitert abgebildet (vgl. Abb. 4.14). c) mit a) simultan aufgenommene dI/dU-Karte bei $U = -300\,\mathrm{mV}$ und $I = 0.6\,\mathrm{nA}$. Gegenüber der Messung mit einer unbeschichteten W-Spitze (vgl. von Abb. 4.17 a), b)) tritt hier ein deutlicher Kontrast über den flachen Inseloberflächen auf. d) Identische dI/dU-Karte von c), wobei die Grauskala angepasst wurde, so dass der elektronische Kontrast zwischen Fe-ML und Inselflächen zu erkennen ist (vgl. z. B. mit Abb. 4.17 a)). Die differentielle Leitfähigkeit auf der Fe-ML hat einen konstanten Wert.

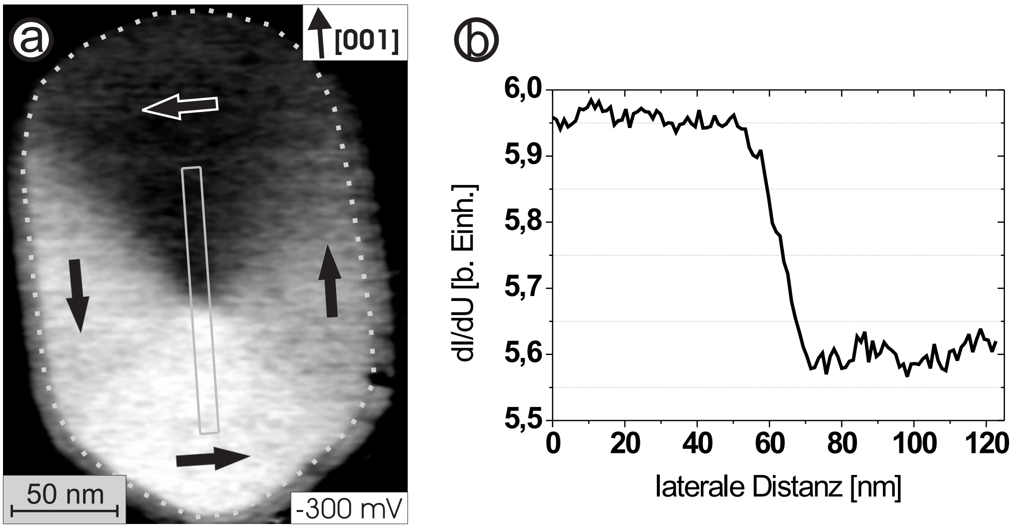

Abb. 4.20: a) Spinpolarisierte dI/dU-Karte bei $U = -300\,\mathrm{mV}$ und $I = 0.4\,\mathrm{nA}$ über der rechten Insel des unteren Inselpaars aus Abb. 4.19. Der magnetische Konstrast ist mit einem magnetischen Vortexzustand der Insel zu erklären. Dabei deuten die eingezeichneten Pfeile den Ringschluss der Magnetisierung an. Eine Magnetisierungsverteilung mit der entgegengesetzten Drehrichtung ist ebenfalls konsistent mit der gemessenen Signalvariation, da sowohl die absolute Richtung von $\vec{M}^s$ als auch das Vorzeichen von P^{sp} unbekannt sind. b) Schnittlinie durch a) entlang des grauen Kastens. Aus der dI/dU_{sp}-Variation kann eine effektive Spinpolarisation des Tunnelübergangs von $|P^{sp}(-0.3\ \mathrm{V})| > 3\%$ geschlossen werden.

die laterale Änderung von $\cos\theta(\vec{M}^s,\vec{M}^p(\vec{r}))$ [38] zurückgeführt werden. Da die Richtung der Spitzenmagnetisierung $\vec{M}^s$ in einer dI/dU-Karte fest ist, beruht jegliche Variation in dI/dU_{sp} auf einer variierenden räumlichen Orientierung der lokalen Probenmagnetisierung $\vec{M}^p(\vec{r})$. Aus dem beobachteten Kontrastmuster kann somit auf den magnetischen Zustand der Fe-Teilchen geschlossen werden. Dabei ist noch zu beachten, dass SP-RTS prinzipiell nur auf die lokale Probenmagnetisierung an der Oberfläche sensitiv ist. Da die Fe-Teilchen aber nur eine mittlere Schichtdicke von $\bar{D} < 3\sqrt{A/K_d}$ haben, kann eine Änderung der Magnetisierungsrichtung über die Dicke der Teilchen weitgehend ausgeschlossen werden [119, 204] (s. Abschnitt 4.1.5).

Eine dI/dU-Karte mit höherer lateraler Auflösung über einer einzelnen Inseloberfläche zeigt Abb. 4.20 a). Der Inselrand ist mit einer gepunkteten Linie hervorgehoben. Vier Bereiche, die hiernach als „Domänen“ bezeichnet werden, lassen sich unterscheiden. Unter der Annahme $P^{sp} > 0$ in Ausdruck (4.23) kann die Signalvariation zwischen den Domänen wie folgt erklärt werden. In der unteren Domäne ist die lokale Probenmagnetisierung

[38]Der Vektor $\vec{r}$ bezeichnet die laterale Position der lokalen Sonde: $\vec{r} = (x,y)$.

parallel zur Spitzenmagnetisierung ausgerichtet, somit ist $\cos\theta = 1$ und dI/dU_{sp} nach Gl. (4.23) maximal. Eine antiparallele Stellung von $\vec{M}^s$ und $\vec{M}^p(\vec{r})$ über der oberen Domäne führt zu einem minimalen dI/dU_{sp}-Signal ($\cos\theta = -1$). In der linken und rechten Domäne steht $\vec{M}^p(\vec{r})$ senkrecht auf $\vec{M}^s$, entsprechend gilt $\cos\theta = 0$ und es ergibt sich ein mittlerer Signalwert. Die in Abb. 4.20 a) eingezeichneten Pfeile symbolisieren eine mögliche Magnetisierungsverteilung, die mit dem gemessenen Kontrastmuster in Einklang steht. Diese magnetische Konfiguration mit einem Ringschluss der Magnetisierung entspricht dem Landau- bzw. Vortexzustand und minimiert die Streufeldenergie erheblich (s. Abschnitt. 4.1.4). Auch andere Domänenkonfigurationen sind mit dem Bild in Einklang, da die Richtung der Spitzenmagnetisierung in der Ebene nicht kontrolliert werden kann und daher vorerst unbekannt ist. Prinzipiell könnten beispielsweise auch Magnetisierungsverteilungen mit Vektoren senkrecht zu den Inselrändern bei einer bestimmten Ausrichtung von $\vec{M}^s$ die gemessene Signalvariation ergeben. Dabei müsste die Magnetisierung in zwei Domänen nach außen und in den zwei Anderen hin zum Zentrum zeigen und in gegenüberliegenden Domänen jeweils antiparallel zueinander ausgerichtet sein. Diese Konfigurationen kosten jedoch sehr viel Streufeldenergie und sind daher extrem unwahrscheinlich. Außerdem könnten die beiden seitlichen Domänen rechts und links in die gleiche Richtung zeigen. Dann ist aber unverständlich, warum die obere und untere Domäne so weit in die Insel hineinragen, da ein Zustand mit schmalen Abschlussdomänen am oberen und unteren Randbereich der Insel und kurzen Domänenwänden, entsprechend dem C-Zustand in Abb. 4.4, energetisch günstiger wäre.

Wenn das Teilchen nun tatsächlich in einem Vortexzustand vorliegt, dann ist die Orientierung der in-plane Komponente der Spitzenmagnetisierung nahezu auf die $[1\bar{1}0]$-Richtung festgelegt. Da jedoch die absolute Richtung der Spitzenmagnetisierung weiterhin unbekannt ist, bleibt der Drehsinn der Magnetisierungsverteilung unbestimmt. Auch mit bekannter absoluter Richtung von $\vec{M}^s$ wäre hierfür noch die Kenntnis über das Vorzeichen von P^{sp} bei der eingestellten Tunnelspannung notwendig. Ein Vorzeichenwechsel von P^{sp} würde zu einer Kontrastinversion in der dI/dU-Karte von Abb. 4.20 a) führen (vgl. Ausdruck (4.23)). Obwohl der absolute Drehsinn einer einzelnen Insel nicht bestimmt werden kann, lässt sich aus dem identischen Kontrast über den Inseln in Abb. 4.19 a) auf einen gleichen Drehsinn der fünf Inseln schließen [39].

Für die RT-Untersuchungen soll anhand Abb. 4.20 b) ein quantitativer Eindruck über die gemessenen dI/dU_{sp}-Variationen auf der Inseloberfläche vermittelt werden. Hierzu sind dI/dU_{sp}-Werte entlang des grauen Kastens aus Abb. 4.20 a) entsprechend der maximalen Signaländerung aufgetragen. Um den magnetischen Kontrast in einer dI/dU-Karte zwischen Probenbereichen gleicher spingemittelter Zustandsdichte zu quantifizieren, wird an dieser Stelle die Größe K_{mag} gemäß:

$$K_{mag}(U,I) = \frac{dI/dU_{sp}^{max}(\vec{r}) - dI/dU_{sp}^{min}(\vec{r}\prime)}{dI/dU_{sp}^{max}(\vec{r}) + dI/dU_{sp}^{min}(\vec{r}\prime)} \tag{4.24}$$

definiert. Für eine quantitative Interpretation ist zusätzlich zu beachten, dass die Spin-

[39] In anderen Probenbereichen wurden auch Inseln mit entgegengesetztem Drehsinn gefunden.

dichte bzw. Spinpolarisation bei einer festen Energie mit dem Abstand von der Oberfläche ins Vakuum variieren kann. Dies gilt für Spitze und Probe, wodurch K_{mag} neben der Tunnelspannung U auch vom eingestellten Tunnelstrom I, d. h. vom jeweiligen Spitze-Probe-Abstand, abhängt. K_{mag} gibt dann bei gewissem Abstand eine untere Grenze für den Betrag der effektiven Spinpolarisation des Tunnelübergangs $|P^{sp}(U)|$ an. Nur bei einer kollinearen sowie zueinander antiparallelen Orientierung von $\vec{M}^p$ und $\vec{M}^s$ bei $\vec{r}$ sowie $\vec{r}\prime$ sind K_{mag} und $|P^{sp}(U)|$ identisch. K_{mag} ist daher ebenfalls eine untere Grenze für die sogenannte Asymmetrie $A(U,I) := [dI/dU(\vec{r})_{\uparrow\uparrow} - dI/dU_{\uparrow\downarrow}(\vec{r}\prime)]/[dI/dU_{\uparrow\uparrow}(\vec{r}) + dI/dU_{\uparrow\downarrow}(\vec{r}\prime)]$, wobei die Pfeile als Indizes eine lokal parallele ($\cos\theta(\vec{r}) = 1$) oder antiparallele ($\cos\theta(\vec{r}\prime) = -1$) Ausrichtung von $\vec{M}^s$ und $\vec{M}^p$ symbolisieren. Es gilt stets $K_{mag} \leq |A(U,I)| = |P^{sp}|$.

Aus dem Intensitätsverlauf in Abb. 4.20 b) mit $K_{mag} \approx 3\%$ lässt sich eine effektive Spinpolarisation des Tunnelübergangs $|P^{sp}(-0.3\text{ V})|$ von mindestens 3% ableiten (vgl. Ausdruck (4.23)). Die gemessenen Werte sind natürlich spannungsabhängig und können von der eingesetzten Fe-Spitze abhängen. Für die dI/dU-Karte aus Abb. 4.19 a) wurde jedoch eine Tunnelspannung eingestellt, bei der sich ein hoher magnetischer Kontrast ergab. Andere Fe-beschichtete Spitzen lieferten Signalvariationen bis zu $K_{mag} \approx$ 5-10 % im gleichen Spannungsbereich. Eine genaue Interpretation von gemessenen K_{mag}-Werten erfolgt in Abschnitt 4.5.

Zusammenfassend bilden die Fe-Inseln im Vortexzustand ein sehr geeignetes Testsystem für SP-RTM in einer Raumtemperatur-Anlage. Durch den Ringschluss der Magnetisierung sind alle in-plane Richtungen einer Probenmagnetisierung vorhanden, so dass mit einer Fe-beschichteten in-plane Spitze stets ein spinpolarisiertes Signal zu erwarten ist. Die Herstellung von sauberen Filmsystemen gestaltet sich darüber hinaus in der Regel einfacher als die Präparation möglichst defektfreier Einkristalloberflächen (anti-)ferromagnetischer Materialien (Fe, Cr). Dünne geschlossene Filme mit einer in-plane Magnetisierung zeigen Domänen mit einer Ausdehnung von mehreren Mikrometern und sind somit auch nicht besonders geeignet. Mit einem maximalen Rasterbereich des Mikroskops im μm-Bereich müsste erst ein Probenbereich mit einer Domänenwand („zufällig“) gefunden werden, um einen magnetischen Kontrast zu erhalten. Aufgrund der lateralen Begrenzung der Inseln besitzt das Domänenmuster dieses Systems eine nahezu ideale laterale Skala für SP-RTM-Untersuchungen. Schließlich haben die Inseln eine perfekt flache und elektronisch homogene Oberfläche, so dass störende topographische oder elektronische Einflüsse, die in das spinpolarisierte dI/dU-Signal übersprechen würden, entfallen.

SP-RTS Untersuchungen bei tiefen Temperaturen mit Fe-beschichteten Spitzen

Weiterführende Studien insbesondere zum Vortexkern wurden nun in einer anderen Tieftemperatur-RTM-Anlage [109] der Arbeitsgruppe durchgeführt. Hierfür war der wichtigste Gesichtspunkt, dass in der anderen Anlage die Möglichkeit bestand, magnetische Spitzen herzustellen, die eine Sensitivität auf die out-of-plane Komponente der Probenmagnetisierung zeigen. In Ref. [109] wird die verwendete Apparatur ausführlich beschrieben. Das Rastertunnelmikroskop befindet sich in einem ^{4}He-Badkryostat unter UHV-Bedingungen und hat eine Betriebstemperatur von 13-15 K (Temperatur von Spitze und Probe). Das System besitzt als Magnet zwei supraleitende Spulen (split pair Anordnung), die am Probenort eine maximale Flussdichte von 2.5 T erzeugen. Das externe Magnetfeld zeigt senkrecht zur Probenoberfläche und kann in beide Richtungen angelegt werden. Neben dem bereits angeführten Grund bieten Tieftemperatur-Mikroskope zusätzlich den Vorteil, lateral kleine Probenbereiche über lange Zeiten (Stunden bis Tage) mit einer höheren Sensitivität und Ortsauflösung zu untersuchen. Die Hauptursachen sind erstens eine wesentlich geringere thermische Drift, d. h. eine stark reduzierte Relativbewegung der Spitze gegenüber einem festen Ort auf der Probenoberfläche und zweitens eine sehr niedrige und zeitlich fast nicht ansteigende Bedeckung an Adsorbaten aufgrund eines besseren, sogenannten kryogenen UHV. Drittens sind die restlichen Adsorbate nicht mehr mobil sondern festgefroren, weshalb sie beim Rastern nicht mehr „einfach" an die Spitze gelangen und daher langzeit-stabile Verhältnisse am Tunnelübergang bestehen. Für die im Anschluss beschriebenen Messungen lag die Temperatur jeweils im Bereich 13-15 K.

Nach den Erläuterungen in Abschnitt 4.1.4 sollten sehr dünne Teilchen unterhalb einer bestimmten Dicke auch bei relativ großer lateraler Ausdehnung in einem Eindomänen-Zustand vorliegen. Dieses Verhalten zeigt sich an einem Fe-Film mit einer Bedeckung von 7 ML, der bei einer Substrattemperatur $T_{sub} = 700 - 750$ K aufgewachsen wurde. In Abb. 4.21 a) sieht man eine teilweise differenzierte Topographie-Aufnahme der Inselstrukturen und in Abb. 4.21 b) die simultan aufgenommene dI/dU-Karte bei -400 mV. Die lateralen Dimensionen der Inseln liegen bei 350-600 nm entlang der [001] und 200-250 nm entlang der $[1\bar{1}0]$-Richtung. Im Gegensatz zu den Fe-Strukturen, die bei RT mittels SP-RTS untersucht wurden ($\bar{D}$ =7-9 nm), beträgt die mittlere Schichtdicke dieser Inseln nur $\bar{D} = 4 \pm 0.5$ nm. Das dI/dU_{sp}-Signal in Abb. 4.21 b) ist auf verschiedenen Inseln unterschiedlich. Es ist jedoch auf jeder Insel lateral konstant. Folglich liegen die Fe-Inseln in einem Eindomänen-Zustand vor, wobei die Magnetisierung der Inseln in zwei verschiedene Richtungen zeigt. Zusätzlich sieht man auf der Fe-Monolage, die bei 13-15 K ferromagnetisch ist, zwei Domänen entsprechend Gebieten mit unterschiedlicher dI/dU-Intensität.

In der dI/dU-Karte von Abb. 4.21 b) kommen also hauptsächlich vier Signalwerte vor: je zwei auf der Fe-Monolage und den Fe-Inseln. Die Frage ist, welcher Magnetisierungsrichtung die vier Signalwerte entsprechen. Da die Oberflächen von Fe-Monolage und Fe-Insel eine unterschiedliche elektronische Konfiguration besitzen (s. Abschnitt 4.2.3), kann beim Vergleich von Inseln und Monolage ein gemessener dI/dU_{sp}-Wert nicht unmittelbar mit einer bestimmten Orientierung der Probenmagnetisierung korreliert werden (vgl. z. B. Abb. 4.19 d) und s. Ausdruck (4.23)). Daher sind weitere Zusatzinformationen notwendig.
Die Fe-ML auf W(110) hat eine stark bevorzugte leichte Achse entlang der $[1\bar{1}0]$-Richtung mit einer sehr hohen Anisotropie [75]. Hiermit verbunden ist eine „Domänenwandbreite" von $w_m^{ML} < 1$ nm, die im Bereich der atomaren Skala liegt und deshalb in Abb. 2.11 c), d) nicht aufgelöst wird. Die Magnetisierung in den Domänen der Fe-ML ist folglich entlang $[1\bar{1}0]$ orientiert, wodurch der gemessene magnetische Kontrast K_{mag}(ML.) $\approx 10\%$

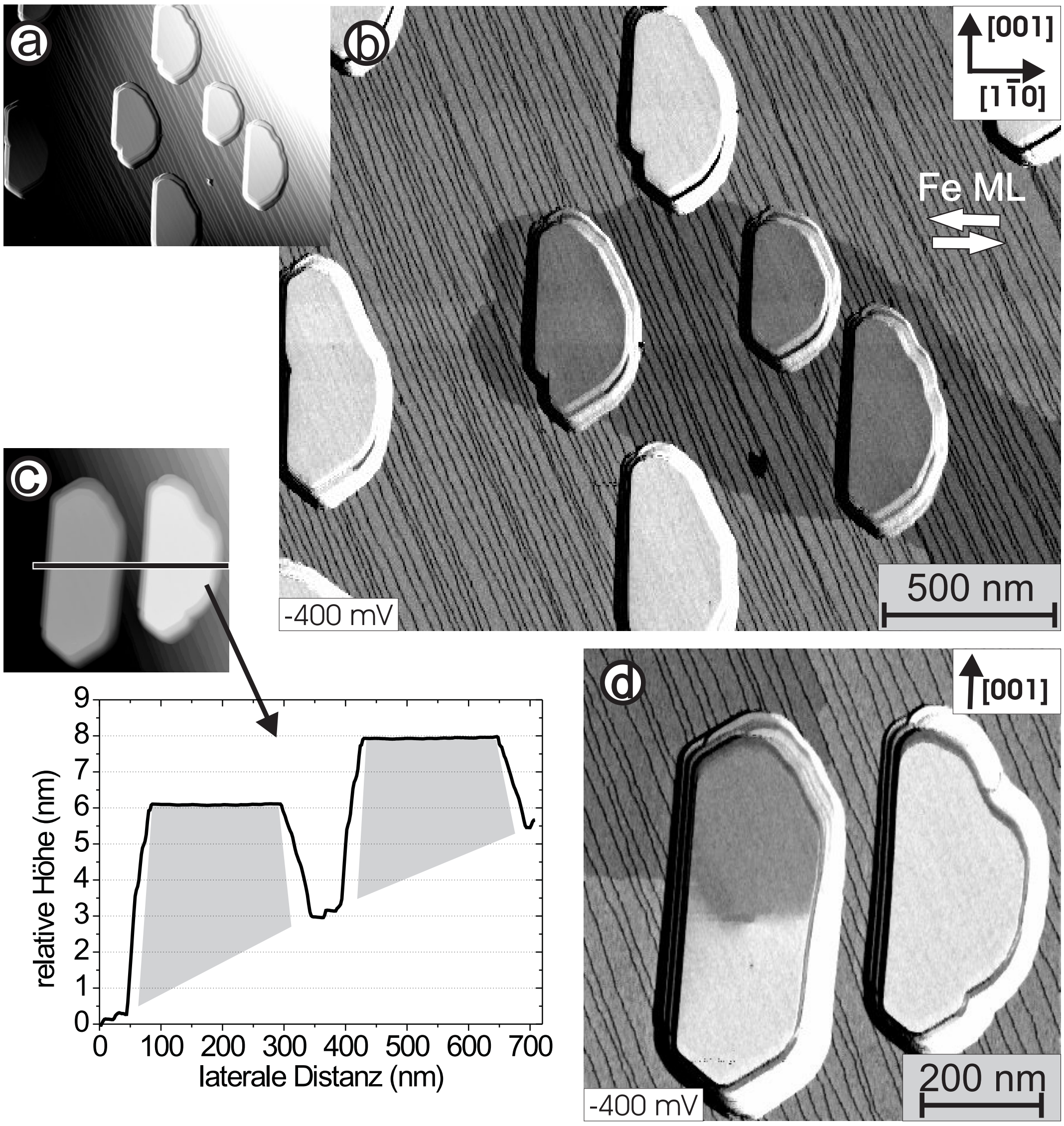

Abb. 4.21: 7 ML Fe-Film gewachsen bei $T_{sub} = 700 - 750$ K und gemessen mit in-plane sensitiver Fe-Spitze (Bedeckung 10 ML). a) Teilweise differenziert dargestellte Konstant-Strom-Aufnahme. b) gleichzeitig mit a) aufgenommene dI/dU-Karte bei $U = -400$ mV und $I = 0.5$ nA. Auf dem Bereich der Fe-Monolage lassen sich zwei Domänen erkennen, deren lokale Magnetisierung entlang der $[1\bar{1}0]$-Richtung orientiert ist (s. eingezeichnete Pfeile). Der magnetische Kontrast auf der Fe-Monolage entspricht einem $K_{mag}(\mathrm{ML})$ von 10 %. Die Fe-Inseln mit einer mittleren Dicke von ca. 4 nm befinden sich in einem Eindomänen-Zustand mit einer Magnetisierung, die vermutlich ebenfalls kollinear zur $[1\bar{1}0]$-Richtung steht. Der entsprechende K_{mag}-Wert zwischen Inseln unterschiedlicher dI/dU_{sp}-Intensität beträgt: $K_{mag}(\mathrm{Ins.})$ ≈17%. c), d) Topographie sowie Höhenprofil und zugehörige dI/dU-Karte zweier Inseln auf derselben Probe. Das linke Teilchen hat eine etwas höhere mittlere Schichtdicke ($\bar{D} \approx 4.5$ nm) und zeigt einen Mehrdomänen-Zustand (siehe d)). Tunnelparameter für c) und d): $U = -400$ mV, $I = 0.5$ nA.

von Abb. 4.21 b) eine in-plane Spitzenmagnetisierung kollinear zur [001]-Richtung ausschließt ($\cos\theta \neq 0$).

Es bleibt noch die Frage nach der Orientierung der Magnetisierung in den Fe-Inseln. Hierzu sind andere Orientierungen der Inselmagnetisierung als entlang der [001]- oder [$1\bar{1}0$]-Richtung aufgrund der einkristallinen Struktur der Inseln und den gemessenen Volumen- und Oberflächenanisotropien an geschlossenen Fe-Filmen auf W(110) [156,160] weitgehend auszuschließen (s. Abschnitt 4.1.2).
Zunächst ist der magnetische Kontrast in der dI/dU-Karte von Abb. 4.21 b) zwischen den verschiedenen Inseltypen ebenfalls relativ hoch (K_{mag}(Ins.) $\approx$ 17%). Bei Annahme eines Winkels β zwischen [$1\bar{1}0$]-Richtung und der in-plane Komponente der Spitzenmagnetisierung wäre der magnetische Kontrast auf der Monolage um $\cos\beta$ reduziert ($\cos\theta(\vec{M}^s,\vec{M}^p(\vec{r}_0))$ in Formel (4.23)). Bei Annahme einer Inselmagnetisierung entlang [001] wäre der magnetische Kontrast der Inseln entsprechend um $\sin\beta$ reduziert.
Da die Spinpolarisation der $LDOS$ von Fe-Inseln bei -400 meV unter E_F und etwa 5 Å oberhalb der Oberfläche nach Berechnungen im Rahmen der Dichtefunktionaltheorie [40] für Fe(110) ungefähr 60% [205] und die mittlere Spinpolarisation von Volumen-Eisen bei E_F ca. 40% beträgt [186], würde man unter der Annahme, dass die Spinpolarisation der Spitze dem Wert für Volumen-Fe entspricht, einen maximalen Kontrast zwischen den Inseln von 24% erwarten. Der Winkel zwischen Spitzenmagnetisierung und Inselmagnetisierung wäre also maximal arccos(17/24) = 45°. Diese Abschätzung ermöglicht keine eindeutige Identifikation der Vorzugsrichtung der Inselmagnetisierung, deutet aber bereits auf eine Orientierung parallel zur [$1\bar{1}0$]-Richtung hin. Für die pseudomorphe Fe-Monolage auf W(110) zeigen spinaufgelöste FLAPW-Rechnungen eine Spinpolarisation der $LDOS$ bei -400 meV von ca. 30% für einen Abstand zur Oberfläche von 4-5 Å [206]. Mit diesem Wert würde man bei gleicher Annahme für die Spinpolarisation der Fe-Spitze einen maximalen Kontrast auf der Monolage von 12% erwarten. Es ergäbe sich ein maximaler Winkel zwischen Spitzenmagnetisierung und ML-Magnetisierung von arccos(10/12) = 35°. Diese Analyse schließt eine Orientierung der Inselmagnetisierung entlang [001] aus. Aufgrund der unbelegten Annahme der Spitzen-Spinpolarisation lassen die experimentellen Daten jedoch trotzdem keinen eindeutigen Schluss bezüglich der Orientierung des Eindomänen-Zustands zu.

Aus diesem Grund wurden zusätzlich Rechnungen mittels mikromagnetischen Simulationen [164] durchgeführt (s. Abschnitt 4.1.3). Es wird wiederum nur der energetische Unterschied zwischen einer Magnetisierung in [001]- oder [$1\bar{1}0$]-Richtung betrachtet.

Die Inseln haben eine längliche Form entlang [001], weshalb ein Eindomänen-Zustand mit einer Magnetisierung in dieser Richtung weniger Streufeldenergie kostet als ein Zustand in [$1\bar{1}0$]-Richtung (Formanisotropie). Die Streufeldenergie des Eindomänen-Zustands wurde mit dem Programm OOMMF [164] für kastenförmige Teilchen der Länge 500 nm, Breite 200 nm und Dicke 4 nm abgeschätzt. Für eine homogene Magnetisierung in Richtung der kurzen ([$1\bar{1}0$]) oder langen ([001]) Kante ergibt sich ein energetischer Unterschied von $\Delta E_d/V = \Delta\bar{e}_d \approx 3.5\cdot 10^4$ J/m^3, wobei die Sättigungsmag-

[40] FLAPW-Methode, Full-potential Linearized Augmented Plane Wave [72].

netisierung von Volumen-Eisen $M_{sat} = 1.7 \cdot 10^6$ A/m verwendet wurde. Eine analytische Abschätzung mit Entmagnetisierungsfaktoren für Ellipsoide der entsprechenden Form und Magnetisierungsrichtung ergibt einen etwas geringeren Wert von $\Delta\bar{e}_d \approx 0.015 K_d = 2.7 \cdot 10^4$ J/m^3

Die Volumen-Kristallanisotropie (mit magnetoelastischen Beiträgen) bevorzugt ebenfalls eine Ausrichtung der Magnetisierung entlang [001]. Für verspannte Fe-Filme auf W(110) ergibt sich ein Volumenanteil von $\tilde{K}_{V,p} \approx 6.5 \cdot 10^4$ J/m^3 (s. Gl. (4.15)). Für Volumen-Eisen, das in den weitgehend relaxierten Fe-Inseln vermutlich vornehmlich vorhanden ist, liegt der energetische Unterschied zwischen [1$\bar{1}$0]- und [001]-Richtung nur bei $K_1/4 \approx 1.2 \cdot 10^4$ J/m^3.
Da die mittlere Schichtdicke $\bar{D}$ der Inseln jedoch nur 17-22 Atomlagen entspricht, tragen Oberflächenanisotropien entscheidend bei. In Kap. 4.1.2 wurde bereits für geschlossene Fe-Filme auf W(110) ein in-plane Spin-Reorientierungsübergang mit einer Ausrichtung der Magnetisierung entlang [001] oberhalb und entlang [1$\bar{1}$0] unterhalb von 35-40 ML beschrieben [156,160]. Wenn man vereinfachend die mittlere Schichtdicke der Inseln $\bar{D} = 4$ nm in die nach Gl. (4.15) angegebene effektive Anisotropie $K_p^{eff}(D[\text{nm}]) \approx (0.65 - 4.5/\text{d}[\text{nm}]) \cdot 10^5$ J/m^3 einsetzt [156, 160], ergibt sich ein energetischer Unterschied an Kristall-Anisotropieenergie zwischen [001] und [1$\bar{1}$0]-Richtung von: $\Delta E_{ani}/V = \Delta e_{ani} \approx -5 \cdot 10^4$ J/m^3, der bei Berücksichtigung der Relaxation in den Fe-Inseln sogar noch etwas größer ($\approx -$(7-10) $\cdot 10^4$ J/m^3) ist. In der Summe überwiegt daher der energetische Unterschied an Anisotropieenergie ΔE_{ani} die Differenz an Streufeldenergie ΔE_d deutlich: $\Delta e_{ani} + \Delta\bar{e}_d \approx -1.5 \cdot 10^4$ J/m^3. Die Magnetisierung des Eindomänen-Zustands sollte entlang der [1$\bar{1}$0]-Richtung orientiert sein. Nach dieser Abschätzung beträgt der Unterschied der Gesamtenergie für eine Insel bzgl. einer Orientierung entlang [001] oder [1$\bar{1}$0] ca. 40 eV, so dass Entropieanteile vernachlässigt werden können. Somit bestätigen die theoretischen Überlegungen die Vermutung aus der qualitativen Analyse der experimentellen Ergebnisse, dass die Inselmagnetisierung entlang [1$\bar{1}$0] orientiert ist.

Bisher wurden die Inseln nur als freistehende Teilchen und separat von der Fe-ML betrachtet. In Abb. 4.21 b) findet man jedoch ausschließlich „dunkle“ Inseln, die weitgehend von einer „dunklen“ Domäne der Monolage umgeben sind. Entsprechendes gilt für die hell erscheinenden Fe-Strukturen. Dieses Verhalten zeigte sich analog in fünf weiteren Probenbereichen. Es gibt daher offensichtlich eine Wechselwirkung zwischen der Magnetisierung der Monolage und den Inseln. Diese Kopplung und die Form der ML-Domänen ist am ehesten verständlich, wenn die Magnetisierung der Inseln kollinear zur Magnetisierung der Monolage orientiert ist, so dass die Magnetisierung der Monolage präferenziell in die gleiche Richtung zeigt wie die Magnetisierung der jeweiligen Insel. Ein solches Verhalten wäre leicht durch die Austausch-Kopplung zwischen Monolage und Inseln erklärbar.
Die Form der ML-Domänen deutet zusätzlich darauf hin, dass das System möglichst Domänenwände entlang einer Stufenkante bildet. Dies ist energetisch günstig, da an dieser Stelle die Monolage nicht geschlossen ist, sondern ein vertikaler Versatz besteht, wodurch die aufzubringende Austauschenergie für eine Wand geringer ausfällt.

Da die Fe-Inseln schon bei RT ferromagnetisch sind, die Monolage hingegen aber erst unterhalb von 210-230 K [192], wäre es interessant, dieses System im Bereich der Monolagen-Curietemperatur zu untersuchen. Hierbei stellt sich die Frage, ob beim Abkühlen der Probe die Magnetisierung der Inseln unverändert bleibt, so dass die Inseln allein die Ausrichtung der ML-Domänen vorgeben [41] oder ob sich die Magnetisierung der Inseln ändert, d. h. Inseln schalten, und das gekoppelte System aus Inseln und Monolage ein Energieminimum sucht.

Der Zusammenhang von Insel-Magnetisierung und ML-Domäne zeigt sich noch einmal sehr deutlich in der dI/dU-Karte von Abb. 4.21 d). Als Ausnahme auf den untersuchten Bereichen dieser Probe befindet sich das linke Teilchen in einem Mehrdomänen-Zustand [42]. Dabei zeigt die Magnetisierung der unteren Domäne in die gleiche Richtung wie die Magnetisierung der rechten Insel im Eindomänen-Zustand. Das Domänenmuster der Insel in Abb. 4.21 d) ist ebenfalls im Einklang mit einer Orientierung der Magnetisierung in der oberen und unteren Domäne entlang der $[1\bar{1}0]$-Richtung. Wären obere und untere Domäne entlang [001] ausgerichtet, so müsste auch die Domänenwand in diese Richtung verlaufen, da sonst die Konfiguration in Abb. 4.21 d) mit einer Magnetisierung entlang [001] keine Streufeldenergie reduzieren würde.

In Kap. 4.1.4 wurde ein Übergang vom Eindomänen- zum Mehrdomänen-Zustand mit zunehmender Schichtdicke beschrieben. Dieser Übergang sollte insbesondere für sehr dünne und relativ große Teilchen fast ausschließlich durch die Dicke und fast nicht durch die laterale Ausdehnung bestimmt sein. Tatsächlich zeigt die Insel im Mehrdomänen-Zustand eine etwas höhere mittlere Schichtdicke $\bar{D} = 4.5$ nm als der Durchschnitt von 3.5-4 nm (s. Höhenprofil von Abb. 4.21 c)). Folglich haben die Inseln dieses Systems eine Dicke, die nahe der kritischen Dicke zum Mehrdomänen-Zustand liegt.

Der Vergleich mit Abb. 4.3 b) ergibt ebenfalls, dass die Inseln von Abb. 4.21 im Übergangsbereich vom Eindomänen-Zustand zum Mehrdomänen-Zustand liegen. Nähert man diese Inseln durch quadratische Teilchen mit einem Aspektverhältnis von $S/\bar{D} \approx 500/4 = 125$ an und verwendet für die spezifische Wandenergie γ_W in einer groben Abschätzung den Wert für eine unendlich lange Néelwand mit $\gamma_W^N \approx 0.5\sqrt{A \cdot K_d}$ bei einer Schichtdicke $\bar{D} \approx 1.2\sqrt{A/K_d}$ [119], so ergibt sich ein Wert für $S[\gamma_W/K_d] \approx 500\ \mathrm{nm}/(0.5\sqrt{\mathrm{A}/\mathrm{K_d}}) \approx 300$. Dieses Wertepaar $S/D \approx 125$ und $S[\gamma_W/K_d] \approx 300$ liegt nahe der Trennlinie zwischen Eindomänen- und Zweidomänen-Zustand in Abb. 4.3 b). Tatsächlich ergäbe Abb. 4.3 b) für quadratische Teilchen bei gleichen Annahmen bzgl. γ_W einen Übergang bei 8 nm. Da die Inseln aber im Vergleich zu Quadraten breite Rechtecke mit Aspektverhältnis $\approx 2.5/1$ darstellen, ist die Verschiebung aufgrund der hier größeren Streufeldenergie plausibel. Außerdem ist zu beachten, dass die Berechnung von Abb. 4.3 b) für hartmagnetische Teilchen durchgeführt wurde und wahrscheinlich der Einfluss

[41] Mögliche Ursachen könnten eine Austauschkopplung sein, die vom Inselrand ausgeht und sich dann fortsetzt und/oder ein Einfluss von Streufeldern der Inseln beim Temperaturdurchgang zur ferromagnetischen Phase der Monolage.

[42] Es konnte aufgrund einer dipolaren Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe über dem Zentrum der Mehrdomänen-Insel nicht endgültig geklärt werden, ob das Teilchen in einem Zweidomänen-Zustand mit Néelwand vorliegt oder ob es einen Vortex besitzt und die obere und untere Domäne gegenüber den Seitlichen sehr stark bevorzugt sind.

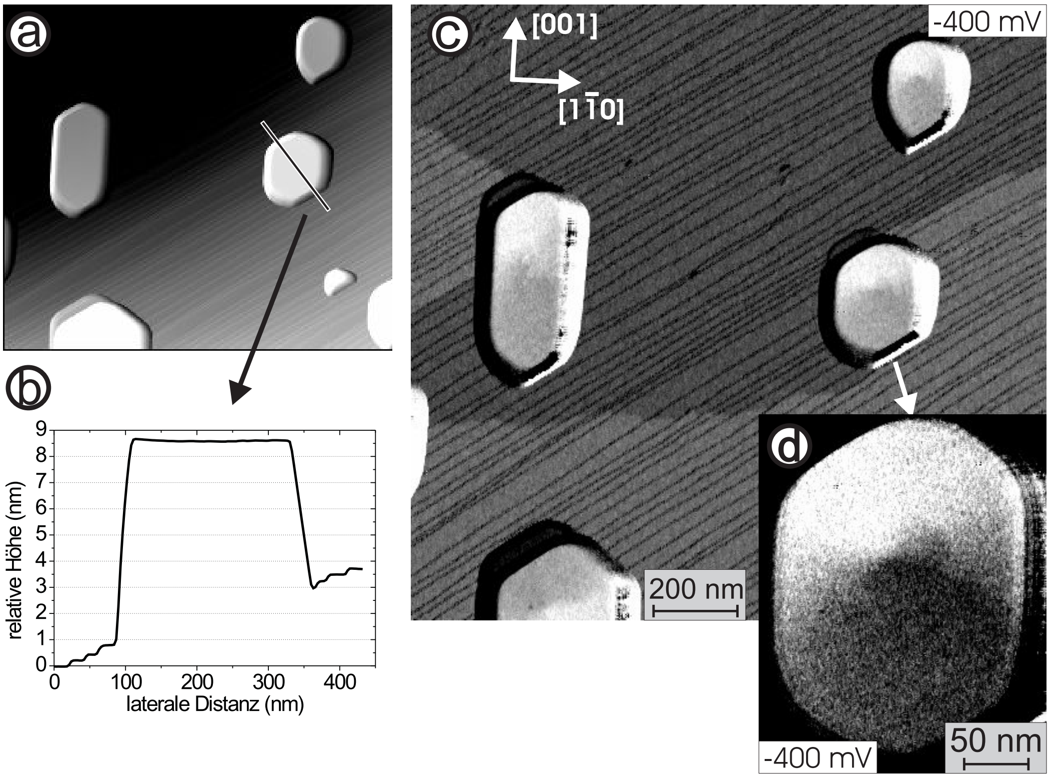

Abb. 4.22: Inselstrukturen und ihr magnetischer Zustand von einem 6 ML Fe-Film, der bei ca. 850 K getempert wurde. Die in-plane sensitive Spitze hatte eine Fe-Bedeckung von 10 ML. a) Topographie-Aufnahme teilweise differenziert. b) Höhenprofil einer Insel entlang des schwarz-weißen Balkens in a). c) simultan aufgenommene dI/dU-Karte mit Tunnelparametern: $U = -400$ mV, $I = 0.5$ nA. d) dI/dU-Karte höherer lateraler Auflösung über der in a) ausgewählten Insel bei denselben Einstellungen für Tunnelstrom und Tunnelspannung. In Übereinstimmung mit den RT-Untersuchungen nehmen diese Fe-Inseln mit einer mittleren Dicke von 6-8 nm überwiegend einen Vortexzustand ein. Auf der Fe-Monolage ergibt sich ein $K_{mag}(\mathrm{ML})$ von 9 % und die maximale dI/dU_{sp}-Änderung über der Insel in d) entlang einer Linie unter ca. 35° zur [001]-Richtung führt zu einem $K_{mag}(\mathrm{Ins.})$ von 18 %.

einer endlichen Breite der Domänenwand vernachlässigt wurde.

In Übereinstimmung mit RT-Messungen befinden sich dickere Teilchen ($\bar{D} > 6$ nm) ausschließlich in einem Mehrdomänen-Zustand. Hierzu zeigt Abb. 4.22 Daten von einem Inselsystem bei tiefen Temperaturen, dessen Fe-Strukturen eine mittlere Dicke von 6-8 nm haben und daher vergleichbar sind zu Inseln, die bei RT mittels SP-RTS untersucht wurden ($\bar{D}$ =7-9 nm). Man erkennt anhand der dI/dU-Karte in Abb. 4.22 c) über einem größeren Probenbereich, dass die Signalvariation über den verschiedenen Inseln mit einem Vortexzustand erklärt werden kann. Deutlicher wird dies in der dI/dU-Karte von Abb. 4.22 d) über einer einzelnen Insel bei höherer lateraler Auflösung. In dieser Detailaufnahme liegt die maximale dI/dU_{sp}-Variation entlang einer Linie unter 35° zur [001]-Richtung bei $K_{mag}(\mathrm{Ins}) = 18\%$, woraus für einen Vortexzustand eine Orientierung der in-plane Spitzenmagnetisierung von ca. 35° zur $[1\bar{1}0]$-Richtung folgt. Der Kontrast der Monolage $K_{mag}(\mathrm{ML}) = 9\%$ in der dI/dU-Karte von Abb. 4.22 c) bei gleichen Tunnelparametern mit identischer Spitze ist plausibel, wenn die Ausrichtung der Spitzenmagnetisierung und das Verhältnis der Kontrastwerte berücksichtigt wird. Es ergibt sich ein etwas größeres Verhältnis $K_{mag}(\mathrm{Ins.}) : \mathrm{K_{mag}}(\mathrm{ML})$ als in der dI/dU-Karte von Abb. 4.21 b) (17%:12%), die ebenfalls bei identischen Tunnelparametern aber mit einer anderen Spitze aufgenommen wurde [43]. Anhand von Abb. 4.22 lässt sich leicht die Konfiguration von Domänen mit einer Magnetisierung senkrecht zum Inselrand ausschließen. Unter der Annahme einer solchen Domänenkonfiguration würde man nämlich entweder eine hellere und dunklere seitliche Domäne anstatt einer helleren oberen und dunkleren unteren Domäne erwarten oder der magnetische Kontrast auf der Monolage sollte nahezu verschwinden. Auch eine Konfiguration, in der die Magnetisierung der Seitendomänen in dieselbe Richtung zeigt, lässt sich anhand Abb. 4.22 d) ausschließen. Eine solche Konfiguration würde einen spiegelsymmetrischen Kontrast zur [001]-Achse ergeben. Im Bild erkennt man jedoch eher eine Inversionssymmetrie um den zentralen Punkt, an dem sich die äußeren „Domänen" treffen. Anhand der Daten von Abb. 4.22 lässt sich ergo die Vortexkonfiguration verifizieren, auch wenn der Drehsinn nach wie vor nicht bestimmt werden kann. Auffällig ist aber erneut, dass alle drei Inseln den selben Drehsinn zeigen.

Eine Magnetisierungsverteilung mit einem Ringschluss, wie im Fall des Vortex, wird allgemein begünstigt durch eine kleine magnetische Anisotropie des Systems (s. Abschnitt 4.1.4). Die Fe-Strukturen mit einer mittleren Dicke von $\bar{D}$ =6-8 nm (30-40 ML) sind nun genau im Schichtdicken-Bereich, für den zumindest an geschlossenen Fe-Filmen der in-plane Reorientierungsübergang bei 35-40 ML gemessen wurde [156,160]. Daher unterstützt wahrscheinlich eine geringe in-plane Anisotropie, für die sich Oberflächen- und Volumenbeiträge gegenseitig kompensieren, die bevorzugte Stellung des Vortexzustands. Tatsächlich würde man den Reorientierungsübergang für relaxierte Inseln aufgrund des reduzierten Anteils an Volumenanisotropie bei dickeren Schichten erwarten. Die verbleibende Anisotropie für Inseln von $\bar{D} = 7$ nm ist nun einerseits mit der Streufeldenergie des Eindomänen-Zustands ins Verhältnis zu setzen. Nimmt man für den Volumenanteil der Anisotropie einen Wert von $4 \cdot 10^4$ J/m^3, dem Mittel zwischen verspanntem ($\approx 6.5 \cdot 10^4$ J/m^3) und unverspanntem Wert ($K_1/4 \approx 1.2 \cdot 10^4$ J/m^3), an, so ergäbe sich eine effektive in-plane Anisotropie mit Beiträgen der Oberflächenanisotropie von

[43] Ein derartiger Vergleich ist unter Vorbehalt zu betrachten. Auf den beiden unterschiedlichen Oberflächen von ML und Insel wird wahrscheinlich in einer dI/dU-Karte bei verschiedenen Spitze-Probe-Abständen gemessen. Mit verschiedenen Spitzen, die eine unterschiedliche elektronische Konfiguration aufweisen, können die Abstände selbst sowie die Relation der Abstände zwischen den beiden Messungen variieren. Da jedoch die Spinpolarisation der $LDOS$ laut Rechnungen stark vom Abstand abhängt [205], ist ein sinnvoller Vergleich von Kontrast-Verhältnissen verschiedener Messungen problematisch.

$K_p^{eff} \approx (0.4 - 4.5/7) \cdot 10^5$ J/m^3 $= -2.5 \cdot 10^4$ J/m^3 (leichte Achse: [1$\bar{1}$0]-Richtung). Im Vergleich liegt die mittlere Dichte der Streufeldenergie des Eindomänen-Zustands für die Inselabmaße von Abb. 4.22 d) nach einer Abschätzung mit Entmagnetisierungsfaktoren für ein Ellipsoid [119] bei mindestens $\bar{e}_d^{1Dom} \geq 0.03 K_d \approx 5.5 \cdot 10^4$ J/m^3. Offensichtlich sind bei der gegebenen Dicke die Kosten an Anisotropieenergie des Vortexzustands deutlich kleiner als der Gewinn an Streufeldenergie, die gegenüber dem Eindomänen-Zustand fast vollständig eingespart wird. Es ist noch zu berücksichtigen, dass der Vortexzustand auch ein erhebliches Maß an Austauschenergie kostet. Wenn man das Teilchen in Abb. 4.22 d) durch eine Kreisscheibe mit Durchmesser 200 nm und konstanter Dicke 7 nm annähert, so lässt sich die gesamte Austauschenergie für einen zylindersymmetrischen Vortexzustand mit Werten von $A = 2 \cdot 10^{-11}$ J/m und $K_d = 1.8 \cdot 10^6$ J/m^3 zu $E_{ex} = 24$ eV abschätzen, entsprechend einer mittleren Energiedichte von $\bar{e}_{ex} = 1.7 \cdot 10^4$ J/m^3 [47]. Die Streufeldenergie aufgrund der senkrechten Magnetisierung im Bereich des Vortexkerns fällt hierbei nur mit $E_d \approx 2$ eV [47] ins Gewicht, so dass die gesamte mittlere Energiedichte des Vortexzustands in der angenommenen Kreisscheibe ohne Kosten an Anisotropieenergie bei $\bar{e}^{Vor} \approx 2 \cdot 10^4$ J/m^3 und mit zusätzlichem Anteil an Anisotropieenergie von $\bar{e}_{ani}^{Vor} \approx 1/2 |K_p^{eff}|$ bei $\bar{e}_{tot}^{Vor} \approx 3.3 \cdot 10^4$ J/m^3 liegt; also deutlich unter der Streufeldenergie des Eindomänen-Zustands. Diese Werte zeigen daher, dass ein Übergang zum Vortexzustand im beobachteten Schichtdickenbereich plausibel ist.
Messungen an dickeren Inseln sollten zeigen, ob für volumenartige Verhältnisse der Kristallanisotropie ebenfalls ein Vortexzustand vorliegt. Dies ist zu erwarten, da die hohe Sättigungsmagnetisierung von Eisen bzw. die entsprechende Streufeld-Anisotropiekonstante die magnetokristalline Anisotropie dann stark dominiert ($K_d \gg K_1/4$, s. Kap. 4.1.2).

In Abb. 4.22 c) zeigt sich ebenfalls die Wechselwirkung zwischen ML-Magnetisierung und Insel-Magnetisierung. Die Verteilung der Magnetisierung im Innern der Insel entspricht der Konfiguration, die an der Oberfläche mittels SP-RTS gemessen wird. Eine Änderung über die sehr dünne Schichtdicke würde zuviel Austauschenergie kosten. Daher muss für einen Vortexzustand mit einem Ringschluss der Magnetisierung eine Domänenwand in der Monolage bzw. im Randbereich der Insel eingebaut werden. Von den beiden mittleren Inseln in Abb. 4.22 c) gehen zwei ML-Domänen entgegengesetzter Magnetisierung aus, wohingegen die obere Insel von einer einzelnen Domäne umgeben ist und daher die Domänenwand im Randbereich, der nicht untersucht werden kann, liegen sollte.

Auf dem gleichen Inselsystem, das in Abb. 4.22 dargestellt ist, zeigte ein Teilchen mit einer mittleren Dicke von 8 nm eine magnetische Konfiguration mit zwei Vortices, entsprechend einem Diamantzustand. Die Insel hatte dabei eine größere laterale Ausdehnung als der Durchschnitt der anderen. Die komplexe Verteilung der lokalen Magnetisierung ist aus der dI/dU-Karte in Abb. 4.23 a) nicht unmittelbar ersichtlich, da das dI/dU_{sp}-Signal mit dem Kosinus des Winkels zwischen $\vec{M}^s$ und $\vec{M}^p(\vec{r})$ variiert. Zum besseren Verständnis wurde für dieses Teilchen die lokale Magnetisierung in einer mikromagnetischen Simulation berechnet[44]. Die keilförmige Höhenverteilung der Insel

[44]Die mikromagnetischen Simulationen dieser Arbeit wurden in Zusammenarbeit mit A. Kubetzka und M. Bode durchgeführt.

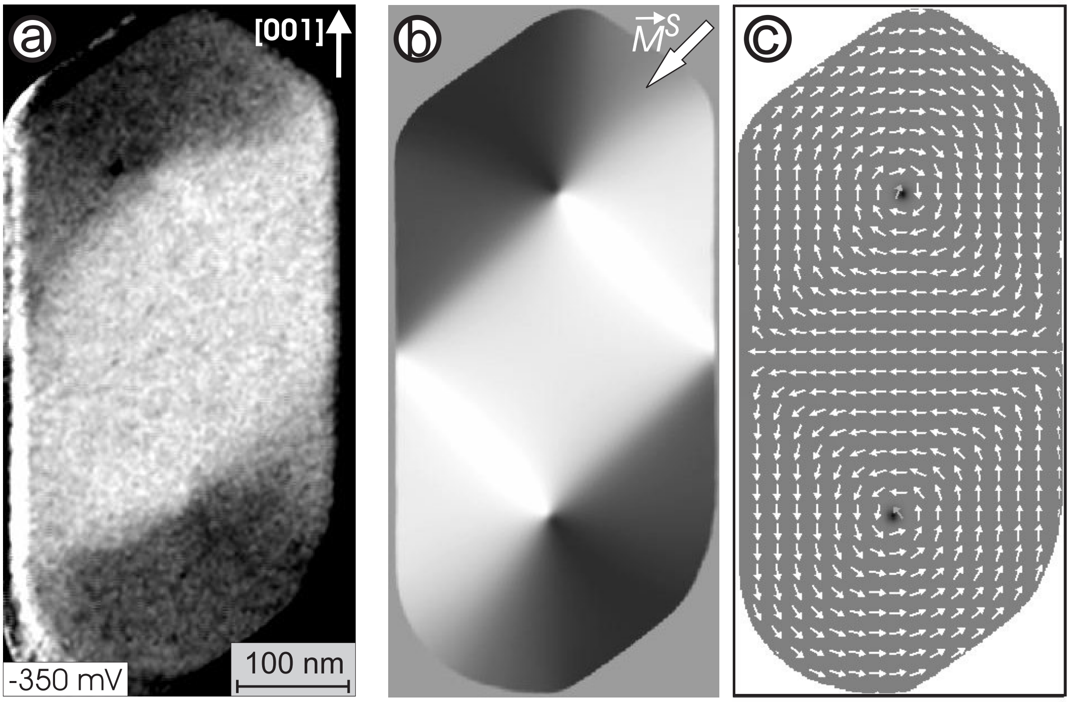

Abb. 4.23: Fe-Insel einer mittleren Dicke von $\bar{D} = 8$ nm auf der Probe aus Abb. 4.22 in einem Diamantzustand mit zwei Vortices (vgl. Abb. 4.4). a) dI/dU-Karte mit Fe-beschichteter Spitze bei $U = -350$ mV und $I = 0.5$ nA. b) Berechneter magnetischer Kontrast nach $\cos\theta(\vec{r})$ aus der simulierten Magnetisierungsverteilung $\vec{M}^{p}_{sim}(\vec{r})$ von c) für eine in-plane Spitzenmagnetisierung $\vec{M}^s$ entsprechend oben links eingezeichnet. c) Mikromagnetische Simulation mit dem Programm OOMMF: relaxierter Diamantzustand für eine Insel der gleichen lateralen Form und einer konstanten Dicke von 8 nm. Die einzelnen Vektoren geben die Richtung der lokalen Magnetisierung einer Zelle an. Es wurden Materialparameter von Volumen-Eisen verwendet und eine laterale Zellengröße von 1×1 nm^2 gewählt, d. h. die Magnetisierung wurde als unabhängig von der z-Koordinate senkrecht zur Inseloberfläche beschrieben (zweidimensionales Gitter). Materialparameter: $A = 2.1 \cdot 10^{-11}$ J/m, $K_1 = 4.8 \cdot 10^4$ J/m^3 und $M_{sat} = 1.7 \cdot 10^6$ A/m.

wurde hierbei durch eine konstante Dicke von 8 nm ersetzt und vereinfacht Volumen-Parameter von Eisen für die Kristallanisotropie verwendet. Dieses Vorgehen ist gerechtfertigt, da die exakten Anisotropie-Verhältnisse nicht bekannt sind, aber die Streufeld-Anisotropiekonstante K_d bei dieser Schichtdicke die in-plane Oberflächenanisotropie und Volumenanisotropie dominiert und dies ebenfalls unter der Annahme der magnetokristallinen Volumenanisotropie gilt (s. Kap. 4.1.2). Aufgrund der geringen Dicke der Insel kann wieder davon ausgegangen werden, dass sich die lokale Magnetisierung nicht wesentlich mit der Schichthöhe innerhalb der Insel ändert (s. Abschnitt 4.1.5). Daher ist eine zweidimensionale Simulation mit einem lateralen Gitter über der Inselform ausreichend, wobei hier eine Zellengröße von $1 \times 1 \times 8$ nm^3 gewählt wurde, d. h. die mittlere Dicke der Insel wurde in die Rechnung mit einbezogen. Die relaxierte Verteilung ist in Abb. 4.23 c) dargestellt. Der Übersicht wegen ist jedoch nur jeder 18. Magnetisierungsvektor des angesetzten Gitters eingezeichnet.

In Abb. 4.23 c) ist deutlich zu erkennen, dass die magnetische Struktur hauptsächlich aus zwei Vortices mit gegenläufigem Drehsinn besteht. Man sieht ebenfalls, dass die lokale Magnetisierung am Inselrand versucht, eine Orientierung parallel zur Kante einzunehmen, um Streufeldenergie zu minimieren. Oberhalb und unterhalb der beiden Vortexzentren lassen sich Domänen und Domänenwände wegen der geringen lateralen Ausdehnung der Insel nur schwer trennen. Vielmehr dreht die Magnetisierung kontinuierlich, wobei die Verteilung zu den Vortexzentren hin zunehmend rotationssymmetrisch wird. Abb. 4.23 b) zeigt den berechneten magnetischen Kontrast aus der simulierten lokalen Magnetisierung $M^{\vec{p}}_{sim}(\vec{r})$ von Abb. 4.23 c) bei vorgegebener Richtung der Spitzenmagnetisierung $M^{\vec{s}}_{sim}$ laut $\cos\theta(M^{\vec{s}}_{sim}, M^{\vec{p}}_{sim}(\vec{r}))$. Man findet eine sehr gute Übereinstimmung von Abb. 4.23 b) mit der gemessenen dI/dU-Karte aus Abb. 4.23 a) für eine angenommene Spitzenmagnetisierung, die unter einem Winkel von 45° zur [001]-Richtung steht. Diese Orientierung der Spitzenmagnetisierung weicht von der Messung aus Abb. 4.22 ab, weil sich die Ausrichtung von $\vec{M}^s$ bei einer Präparation mit einem Spannungspuls zwischen den einzelnen Messungen geändert hat. Es gilt wiederum, dass aus der dI/dU-Karte nicht die absolute Richtung der lokalen Probenmagnetisierung entnommen werden kann, sondern nur die Orientierung. Eine Verteilung nach Abb. 4.23 c) mit Vektoren, die einzeln jeweils um 180° gedreht sind, entsprechend dem umgekehrten Drehsinn der Vortices, ist ebenfalls mit dem gemessenen Signal verträglich.

Die errechnete Gesamtenergie des simulierten Diamantzustands ($e^{Dia}_{tot} \approx 2.5 \cdot 10^4$ J/m^3 entsprechend $E_{tot} \approx 190$ eV) ist geringfügig höher als die Energie eines simulierten Landauzustands (Vortexzustand) mit nur einem Vortex für die gleiche Insel ($e^{Lan}_{tot} \approx 2.2 \cdot 10^4$ J/m^3 entsprechend $E_{tot} \approx 170$ eV). Dabei besteht der Hauptunterschied in einem erhöhten Anteil an Austauschenergie im Fall des Diamantzustands. Der Eindomänen-Zustand mit einer Magnetisierung entlang [001]-Richtung hat die größte Gesamtenergie der drei simulierten Zustände ($e^{1Dom}_{tot} \approx 2.7 \cdot 10^4$ J/m^3, $E_{tot} \approx 205$ eV). Falls der errechnete Energieunterschied einer realen Energiedifferenz entspricht, dann befindet sich das Teilchen in einem metastabilen Zustand. Für reale Systeme ist dies jedoch gerade bei kleinen Energieunterschieden nicht untypisch. Hier hängt der tatsächliche magnetische Zustand von der Vorgeschichte eines Teilchens ab, z. B. von der Entstehung sowie vom Umfeld

einer Insel [45]. Es kann jedoch auch sein, dass die Annahme der magnetokristallinen Volumenanisotropie mit einer leichten Achse entlang der [001]-Richtung die tatsächlichen Energiewerte verfälscht. Die Magnetisierungsverteilung im Diamantzustand zeigt zwischen den beiden Vortices einen rautenförmigen Bereich mit Magnetisierungsvektoren entlang der $[1\bar{1}0]$-Richtung (s. Abb. 4.23 c)). Wenn nun die Oberflächenanisotropie zu einer effektiven in-plane Anisotropie für diese Insel mit einer leichten Achse entlang der $[1\bar{1}0]$-Richtung führt, dann wird die Gesamtenergie des Diamantzustands gegenüber der Gesamtenergie des Landauzustands abgesenkt, weil der Diamantzustand im Mittel mehr Bereiche mit einer Magnetisierung entlang $[1\bar{1}0]$-Richtung aufweist als der Landauzustand. Entsprechend $K_p^{eff}(D[\text{nm}]) \approx (0.4 - 4.5/D) \cdot 10^5$ J/m^3 [46] und $\bar{D} = 8$ nm ergäbe sich eine die $[1\bar{1}0]$-Richtung bevorzugende Anisotropie-Energiedichte (ohne Streufeldanteile) von $-1.6 \cdot 10^4$ J/m^3, die natürlich mit dem Volumen an zusätzlichen $[1\bar{1}0]$-Magnetisierungsbereichen zu multipizieren wäre. Es ist daher nicht auszuschließen, dass der Diamantzustand einen kleineren Energieunterschied zum Landauzustand hat oder sogar energetisch günstiger ist.
In jedem Fall zeigt dieser Abschnitt, dass vier verschiedene Domänenkonfigurationen durch selbstorganisiertes Wachstum von Fe auf W(110) erzeugbar sind.

4.5 Der Einfluss der Tunnelspannung auf den magnetischen Kontrast

In den vorhergehenden Abschnitten wurde die magnetische Konfiguration eines Systems aus der lateralen Signalvariation einer dI/dU-Karte bestimmt. Ein besonders hoher magnetischer Kontrast ist hierbei hilfreich. Während das Kontrastmuster hauptsächlich durch den $\cos\theta$-Term nach Formel (4.23) festgelegt wird, d. h. durch die relative räumliche Orientierung von Spitzenmagnetisierung und lokaler Probenmagnetisierung, skaliert die Stärke der Signalvariation mit der effektiven Spinpolarisation P^{sp} des Tunnelübergangs. In diese Größe geht wiederum die Spinpolarisation der Probe ein, so dass man nun aus spannungsabhängigen Messungen Informationen erhalten kann über die Spinpolarisation als Funktion der Energie. Interessant ist hierbei vor allem das Vorzeichen der Spinpolarisation, d. h. welche Sorte von Spinzuständen bezüglich einer Quantisierungsachse überwiegt und welche Bereiche der Zustandsdichte einen hohen Absolutwert aufweisen. Eine betragsmäßig hohe Spinpolarisation der Elektroden eines magnetoresistiven Tunnelelements führt zu einer großen relativen Widerstandsänderung (s. Kap. 2.6.1), die wiederum entscheidend sein kann für die technologische Relevanz eines bestimmten Materials.

Für eine spannungsabhängige Untersuchung an diesem System wurde ein komplettes

[45] Externe Magnetfelder wurden nicht bei der Präparation der Inseln sowie beim Abkühlen der Proben eingesetzt.

[46] In dieser Abschätzung wird ebenfalls im Volumenanteil ein mittlerer Wert von $4 \cdot 10^4$ J/m^3 zwischen dem verspannnten Wert $\tilde{K}_{V,p} \approx 6.5 \cdot 10^4$ J/m^3 [156] und der magnetokristallinen Volumenanisotropie von $K_1/4 \approx 1.2 \cdot 10^4$ J/m^3 angenommen.

Spektroskopie-Feld um den Bereich eines Vortexkerns auf einer Insel mit $\bar{D} = 8$ nm aufgenommen. Abb. 4.24 zeigt hierzu Daten aus dem Spektroskopie-Feld, wobei ein gepunkteter Kasten in der symbolischen Skizze den lateralen Bereich des Feldes veranschaulicht. Die verwendete Fe-Spitze mit einer Bedeckung von 3 ML zeigte eine in-plane Sensitivität. Wegen dem Ringschluss der lokalen Probenmagnetisierung um den Vortexkern mit einer Ausrichtung in der Ebene, treten alle möglichen $\cos\theta$-Terme in dem Gebiet auf, das von dem Spektroskopie-Feld abgedeckt wird, vorausgesetzt die Spitzenmagnetisierung liegt parallel zur Probenoberfläche [47]. Es lassen sich nun anhand des magnetischen Kontrasts in einer einzelnen dI/dU-Karte des Spektroskopie-Feldes, z. B. dem Schnitt bei -900 mV in Abb. 4.24 b), laterale Positionen identifizieren mit einer kollinearen Orientierung von $\vec{M}^s$ und $\vec{M}^p$ (Nr. 1, 2), entsprechend einem maximalen sowie minimalen dI/dU_{sp}-Signal. Analog finden sich Positionen mit einer senkrechten Einstellung (Nr. 3, 4), die durch einen mittleren Signalwert ausgezeichnet sind. Die ganzen Spektren an den markierten Positionen sind in Abb. 4.24 a) aufgetragen. Dabei entspricht eine Kurve der Mittelung über einzelne $\frac{dI}{dU}(U)$-Kurven von 4×4 lateralen Datenpunkten und die resultierenden Kurven K_{1-4} sind jeweils repräsentativ für ein ganzes Gebiet einer dI/dU-Karte mit identischem dI/dU_{sp}-Signal.

In der dI/dU-Karte bei -900 mV von Abb. 4.24 b) ist das dI/dU_{sp}-Signal an Position 1 am größten (helle Farbe). Demzufolge hat Kurve K_1 im Vergleich zu den anderen Kurven bei -900 mV den größten Wert (s. Abb. 4.24 a)). Genau der umgekehrte Fall tritt für Position 2 sowie Kurve K_2 ein. Der entsprechende Zusammenhang gilt analog für Nr. 3, 4 . Die relative Lage der verschiedenen $\frac{dI}{dU}(U)$-Kurven bei einem bestimmten Spannungswert spiegeln somit den magnetischen Kontrast der jeweiligen dI/dU-Karte wieder, wobei die Kurven K_3 und K_4 immer zwischen K_1 und K_2 liegen. Dieses Verhalten lässt sich gut anhand der verschiedenen dI/dU-Karten von Abb. 4.24 b) erkennen. Die Kontrastinversion beispielsweise zwischen -700 mV und -200 mV ist mit einem Vorzeichenwechsel von $P^{sp}(U)$ verbunden, da sich die relative Orientierung von $\vec{M}^s$ und $\vec{M}^p(\vec{r})$ bei verschiedenen Spannungen nicht ändert.

Die einzelnen Spektroskopie-Kurven K_{1-4} werden nun näher betrachtet. Alle Kurven zeigen Peaks bei Spannungen von -50 mV, -180 mV und -380 mV. Da Kurven K_3 und K_4 in einem Bereich von $\cos\theta = 0$ aufgenommen wurden, sollten sie nach Ausdruck (4.23) nur die spingemittelte Zustandsdichte wiedergeben. Diese Kurven können daher mit Messungen mit einer Wolfram-Spitze, wie in Abb. 4.15 enthalten, verglichen werden. Die entsprechende Spektroskopie-Kurve von Abb. 4.15 ($\Theta > 3$ ML) zeigt ebenfalls eine erhöhte Probenzustandsdichte unterhalb der Fermienergie, jedoch mit einem einzelnen Peak bei ca. -500 mV. Die gemessene Feinstruktur von K_3 und K_4 verschwindet vermutlich in der Raumtemperatur-Messung von Abb. 4.15 wegen der geringeren spektroskopischen Energieauflösung (ca. 80-100 meV) [48] und einer thermischen Aufwei-

[47] Falls $\vec{M}^s$ leicht aus der Ebene parallel zur Probenoberfläche zeigt, dann beziehen sich die folgenden Aussagen auf die in-plane Komponente der Spitzenmagnetisierung und es gilt wiederum, dass die angegebenen Polarisationen unteren Grenzwerten entsprechen.

[48] Für diese Abschätzung wurde verwendet: $\Delta E = \sqrt{(3k_bT)^2 + (2.5eU_{mod})^2}$ [81] und eine effektive Modulationsspannung der Lock-In-Technik $U_{mod}^{eff} = 20$ mV, typisch für RT-Messungen.

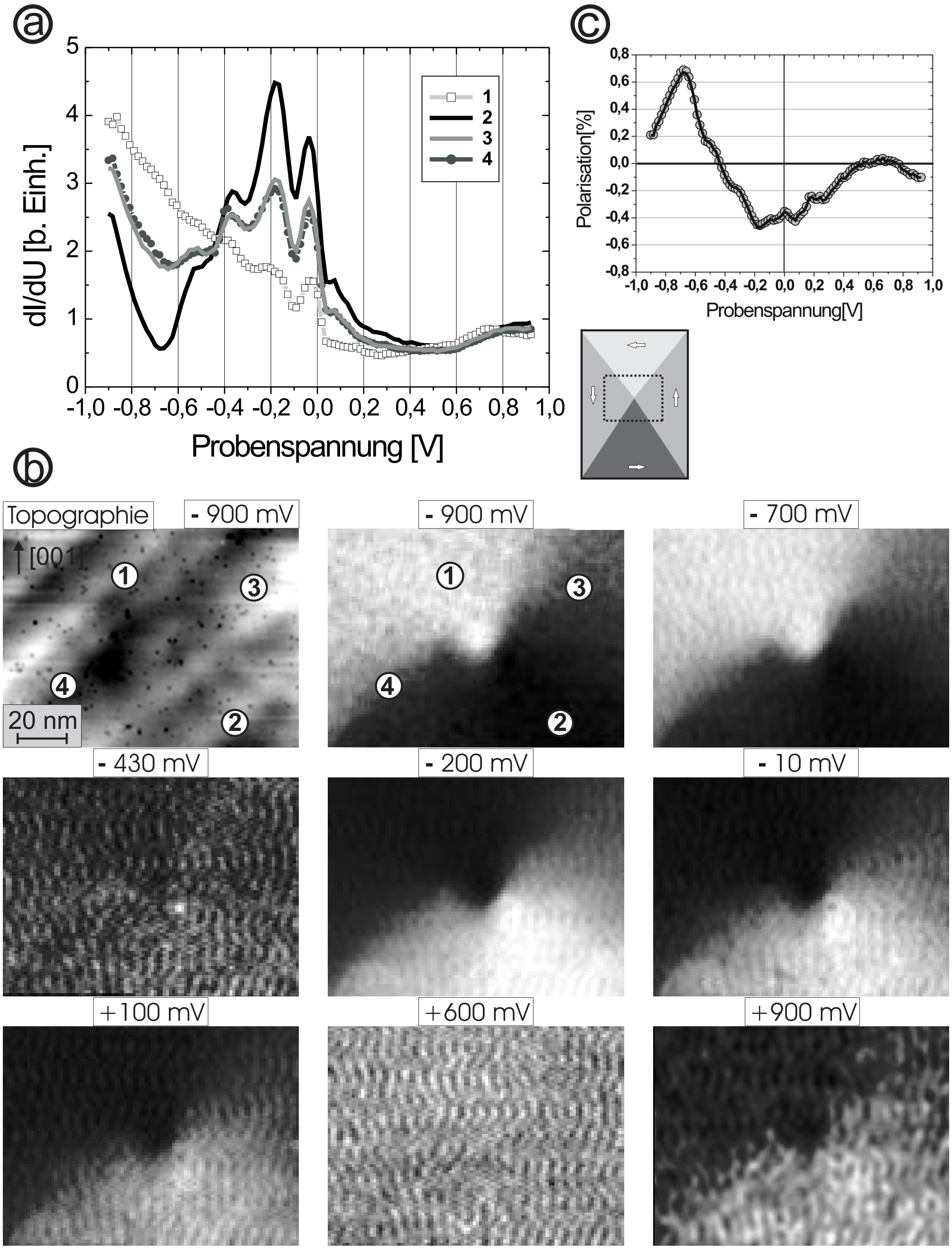

Abb. 4.24: Spektroskopie-Feld auf einem Bereich von $120 \times 90\ \mathrm{nm}^2$ um einen Vortexkern (s. symbolische Skizze) mit Fe-beschichteter Spitze und in-plane Sensitivität (Bedeckung entsprechend 3 ML). 100×75 ganze $dI/dU(U)$-Kurven von $U = -900$ mV bis $+900$ mV, Stabilisierung der Spitze: $U_0 = -900$ mV, $I_0 = 0.5$ nA, $U_{mod}^{eff} = 10\,\mathrm{mV}$. a) $dI/dU(U)$-Spektren an den in b) markierten Positionen 1-4. b) Topographie-Aufnahme aus den Stabilisierungspunkten sowie $\frac{dI}{dU}(U,x,y)$-Karten des Spektroskopie-Feldes bei ausgewählten Spannungen U. Die Farbskala für den Kontrast ist hierbei nicht einheitlich. c) Berechnete Polarisation des Tunnelübergangs $P^{sp}(U)$ aus den Kurven K_i von Abb. a) nach zwei Methoden: 1.) Kreise: $\frac{K_1-K_2}{K_1+K_2}$, 2.) schwarze Linie: $\frac{K_1-K_2}{K_3+K_4}$.

tung der Zustandsdichte-Peaks. Der Unterschied der Peak-Maxima einerseits bei -180 mV (Abb. 4.24 a)) und andererseits bei -500 mV (Abb. 4.15) ist weitgehend dadurch zu erklären, dass für die RT-Messung die zeitliche Verzögerung in der Datenerfassung aufgrund der endlichen Zeitkonstanten für die Mittelung in der Lock-In-Technik nicht berücksichtigt wurde und deshalb die $dI/dU(U)$-Kurve in Abb. 4.15 um ca. 200 mV in Richtung positiver Spannungen korrigiert werden muss [49]. In Ref. [207] werden ebenfalls Rastertunnelspektroskopische-Messungen bei RT mit W-Spitze auf mehreren nm hohen Fe-Inseln auf W(110) beschrieben. Diese $dI/dU(U)$-Kurven zeigen ein Peak-Maximum ohne Substruktur bei -250 mV, das im Rahmen der Messgenauigkeit mit dem gemessenen Peak-Maximum von Abb. 4.24 a) bei -180 mV übereinstimmt.

Die Kurven K_1 und K_2 enthalten nun einen spinpolarisierten Signalanteil entsprechend $\cos\theta = \pm 1$. Aus ihnen kann direkt die effektive Spinpolarisation des Tunnelübergangs $P^{sp}(U)$ nach (4.23) berechnet werden, wenn ein konstanter Spitze-Probe-Abstand an Position 1 und 2 vorliegt und eine exakte in-plane Magnetisierung der Spitze angenommen wird. Da sowohl der spingemittelte Signalanteil dI/dU_{sg} als auch P^{sp} abstandsabhängig sind, würde man andernfalls erwarten, dass K_1 und K_2 nicht symmetrisch um Kurve K_3 und K_4 liegen. Ein quantitativer Vergleich ergibt jedoch, dass die Abstände der Signalwerte von K_1 und K_2 zu K_3 bzw. K_4 im Rahmen von 5 % gleich sind [50]. Daher kann P^{sp} mit Formel (4.23) unter der Annahme $\cos\theta = \pm 1$ für K_1 und K_2 bestimmt werden. Abb. 4.24 c) zeigt die berechneten Werte der effektiven Spinpolarisation des Tunnelübergangs. Der Fehler entspricht dabei der gewählten Größe der Kreise. Die Polarisation hat einen maximalen Wert von ca. 65 % bei -700 mV und liegt im Bereich der Fermienergie bei 40 % mit einem entgegengesetzten Vorzeichen. Im Bereich von -400 mV findet man in Übereinstimmung mit Abb. 4.21 oder Abb. 4.22 einen Wert von etwa 20 % mit dem gleichen Vorzeichen wie für E_F, wobei zu beachten ist, dass die Fe-Bedeckung für die Spitze im Spektroskopie-Feld 3 ML betrug, in Abb. 4.21 und Abb. 4.22 aber eine Fe-Bedeckung von 10 ML verwendet wurde. Außerdem weichen die Stabilisierungsparameter des Spektroskopie-Feldes von den Tunnelparametern der genannten dI/dU-Karten ab.

Da die gemessenen Werte von $P^{sp} = P^s P^p$ ein Produkt aus Spinpolarisation von Probe und Spitze darstellen, sind sie relativ hoch im Vergleich zu Werten, die mit anderen experimentellen Methoden ermittelt wurden. Aus Tunnelmessungen an planaren Fe/Al_2O_3/Supraleiter Kontakten [27] und aus Experimenten mittels Punktkontaktspektroskopie unter Verwendung einer supraleitenden Spitze [208] wurde für Eisen eine Spinpolarisation von ca. 40-45 % an der Fermienergie bestimmt. Die Spinpolarisation der Probe würde in dieser Messung ebenfalls 40 % bei E_F betragen, wenn eine Spinpolarisation der Spitze von 100 % angenommen wird. Diese Annahme ist jedoch sehr unwahrscheinlich, da die eingesetzte Spitze auch mit Eisen beschichtet wurde. In Richtung

[49] private Mitteilung M. Bode.

[50] Desweiteren wurde in der Topographie der Stabilisierungspunkte (s. Abb. 4.24 b)) eine zusätzliche Höhenvariation von lediglich 3-5 pm im Bereich des Vortexkerns, d. h. am schärfsten Übergang zwischen den Gebieten von Pos. 1 und 2, gefunden. Hieraus lässt sich ebenfalls eine mögliche Abweichung der Differenz $|K_1 - K_{3,4}|$ zu $|K_2 - K_{3,4}|$ von ca. 5 % abschätzen.

definierter Symmetrieachsen kann die Spinpolarisation von den oben angegebenen Werten abweichen. So findet man in Experimenten mittels spinaufgelöster Photoemissionsspektroskopie an Eisenschichten mit einer (110)-Oberfläche und einer Dicke von 10 ML eine hohe negative Spinpolarisation von -80 % bei E_F (für senkrechten Einfall der Photonen) [200]. Die Spinpolarisation ändert ihr Vorzeichen bei 0.6 eV unterhalb E_F und beträgt dann ca. +80 %. [51]. Außerdem kann sich die Spinpolarisation im Vakuum von der Spinpolarisation der Oberflächenlage unterscheiden [205].

Es ist anzunehmen, dass die elektronische Struktur der Inseloberfläche für eine Dicke von 30-50 ML der elektronischen Struktur einer Fe(110)-Einkristalloberfläche gleicht. Theoretische Rechnungen im Rahmen der Dichtefunktionaltheorie zeigen für eine Fe(110)-Oberfläche bei E_F eine hohe negative Spinpolarisation der Vakuumzustandsdichte [205]. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Spinpolarisation der $LDOS$ stark vom Abstand der Probenoberfläche abhängt. Unterschiedliche Spinkanäle haben bei der gleichen Energie stark unterschiedliche Abfallkoeffizienten ins Vakuum [205]. Die berechnete Spinpolarisation für Fe(110) liegt um E_F bei ca. -60 % für einen Abstand zur Oberfläche von ca. 5 Å, der typisch für Spitze-Probe-Abstände in RTM-Messungen ist [52]. Die Spinpolarisation der Oberflächenlage ist bei E_F auch negativ, aber sehr viel kleiner (-15 %). Zudem hat sie ein positives Vorzeichen (+35 %) für eine Lage im Zentrum des berechneten Fe(110)-Films (insgesamt 15 Lagen) [205]. Desweiteren entsprechen die im Bereich der Fermienergie dominierenden Minoritätszustände weitgehend Oberflächenzuständen mit d-Wellencharakter, wohingegen die Majoritätszustände Charakteristiken von Volumenzuständen der d-Bänder aufweisen und schneller ins Vakuum abfallen.

Die theoretischen Resultate für einen Abstand von 5 Å zur Oberfläche stimmen ansonsten jedoch nicht mit den Messungen überein. Insbesondere ergibt sich ein Vorzeichenwechsel der Spinpolarisation bei -800 mV und nicht wie im Experiment bei -500 mV. Die Berechnungen zeigen darüberhinaus die höchste Zustandsdichte mit einer ebenfalls großen negativen Spinpolarisation (-(40-60) %) im Bereich der unbesetzten Zustände oberhalb der Fermienergie (0-800 meV) [205]. Dahingegen wird mit RTS bei Raumtemperatur und W-Spitze [198, 207] sowie bei tiefen Temperaturen mit Fe-Spitze ein Maximum in den besetzten Zuständen unterhalb E_F gefunden. Die Diskrepanzen sind noch nicht vollständig verstanden, weshalb eine weitere Diskussion hier nicht durchgeführt werden soll.

Wie schon erwähnt, hängt die gemessene Spinpolarisation des Tunnelübergangs $P^{sp}(U)$ stets auch von der energieabhängigen Spinpolarisation der Spitze $P^{s}(U)$ ab. Dies veran-

[51] Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, dass in der Photoemissionsspektroskopie (PES) einerseits bestimmte Auswahlregeln wegen Energie- und Impulserhaltung erfüllt sein müssen und andererseits in SP-RTM ausschließlich die Vakuumzustandsdichte gemessen wird, wohingegen PES sensitiv auf die elektronische Konfiguration der ersten Oberflächenlagen ist. Deshalb ist es nicht sicher, dass mit den verschiedenen Methoden SP-PES und SP-RTS die gleiche Spinpolarisation gemessen wird.

[52] Das absolute Vorzeichen der gemessenen Spinpolarisation P^{sp} wurde so gewählt, dass bei E_F ein negativer Wert wie in den Rechnungen auftritt [205]. Eine Normierung der spinpolarisierten Spektroskopiekurven K_{1-4} in Abb. 4.24 a) mit $[dI(U)/dU]/[I(U)/U]$, wie in Abschnitt 2.4 diskutiert, ist wegen dem stark unterschiedlichen Abklingverhalten der Majoritäts- und Minoritätszustände ins Vakuum [205] nicht sinnvoll und wurde deshalb nicht durchgeführt.

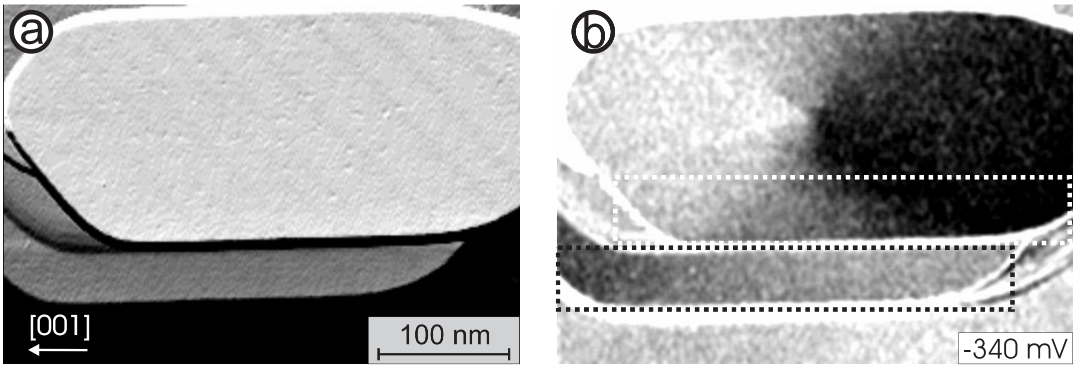

Abb. 4.25: a) Konstant-Strom-Aufnahme einer Insel mit einer „Mehrfach"-Spitze, wobei der untere Randbereich der Insel zweimal abgebildet wird. b) mit a) simultan aufgenommene dI/dU-Karte bei $U = -340$ mV und $I = 0.3$ nA mit einer Fe-beschichteten Spitze (Bedeckung entsprechend 3 ML und in-plane Sensitivität). Der magnetische Kontrast über der gesamten Insel entspricht einem Vortexzustand. Auf dem Teilbereich der Insel, der ein zweites Mal mit einer anderen Nano-Spitze abgefahren wird, ist eine Kontrastinversion in der dI/dU-Karte zu erkennen. Die beiden Bereiche sind jeweils durch einen Kasten mit einer gepunkteten Umrandung hervorgehoben.

schaulicht Abb. 4.25. Der untere Teilbereich einer Insel wird mehrfach, d. h. mit unterschiedlichen Nano-Spitzen abgebildet (s. Abb. 4.25 a)). Die Fe-Beschichtung dieser Spitze betrug ca. 3 ML. Aus dem lateralen Versatz der Inselkante in Abb. 4.25 a) lässt sich ein lateraler Abstand zwischen den zwei Nano-Spitzen von ca. 60 nm ableiten (s. Abb. 4.10). In der dI/dU-Karte von Abb. 4.25 b) kann man nun einen Wechsel des magnetischen Kontrasts zwischen den Bereichen erkennen, die mit verschiedenen lokalen Sonden gemessen wurden. Außerdem ist der Kontrast im unteren Bereich deutlich schwächer. Da in beiden Fällen der identische Probenbereich bei der gleichen Spannung spektroskopiert wird, ändert sich entweder das Vorzeichen von P^{sp} aufgrund einer unterschiedlichen elektronischen Konfiguration (Spinpolarisation) der Mini-Spitzen oder die „lokale" Spitzenmagnetisierung ändert sich um mehr als 90°. Letztere Erklärung würde eine Domänenwand zwischen den Nano-Spitzen verlangen und ist hier bei einem Abstand von 60 nm eher unwahrscheinlich. Dieses Beispiel verdeutlicht wie individuell sich einzelne Spitzen verhalten können. Nichtsdestotrotz sei noch einmal auf die mögliche extrem hohe Spinpolarisation des Tunnelübergangs von fast 70 % hingewiesen (Abb. 4.24 c)), die sehr kontrastreiche Messungen erlaubt.

4.6 Der Vortexkern

Nachdem die mesoskopische Domänenstruktur der Fe-Inseln in Abschnitt 4.4 beschrieben wurde, beschäftigt sich dieses Kapitel mit der mikroskopischen Magnetisierungsverteilung bzw. Spinstruktur im Bereich des topologisch interessanten Vortexkerns. Nach Kap. 4.1.5 wird der Magnetisierung direkt im Zentrum des Vortexkerns eine senkrechte Orientierung durch die dominierende Austausch-Wechselwirkung aufgezwungen. Weit entfernt vom Zentrum zeichnet sich der Vortexzustand durch einen Ringschluss der Magnetisierung in der Ebene aus. Es sollte daher einen kleinen Übergangsbereich geben, in dem die lokale Magnetisierung eine zirkulare Verteilung besitzt, die ihr durch die äußeren Gebiete vorgeschrieben wird und in dem sie gleichzeitig zum Zentrum hin zunehmend aus der Ebene dreht. Für eine Spitzenmagnetisierung in der Ebene ist folglich eine Abnahme der dI/dU_{sp}-Signalvariation im Bereich des Zentrums zu erwarten, da die in-plane Komponente der lokalen Probenmagnetisierung immer kleiner wird und somit der $\cos\theta$-Term ebenfalls vom Betrag abnimmt. Hieraus ergibt sich aber die Möglichkeit, die Größe des Kernbereichs auch mit in-plane sensitiven Spitzen indirekt zu bestimmen, sofern der Betrag der lokalen Probenmagnetisierung lateral konstant ist.

In Versuchen den Vortexkern mit Fe-beschichteten Spitzen genauer zu untersuchen, kam es jedoch gerade im kritischen Kernbereich, wo hohe Streufelder wegen der senkrechten Probenmagnetisierung vorhanden sind, zu Messartefakten. Diese sind auf eine dipolare Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe zurückzuführen und konnten auch nicht durch eine Reduzierung der Fe-Beschichtung der Spitze von 10 ML auf 3 ML vollständig beseitigt werden [53]. Ein Beispiel für solche Störungen mit einer Fe-Spitze der Bedeckung von 3 ML zeigt Abb. 4.26. Die Messartefakte lassen sich durch abrupte Signaländerungen in der dI/dU-Karte von Abb. 4.26 a), b) erkennen. Noch deutlicher erscheinen sie in der Topographie-Aufnahme von Abb. 4.26 c) als abrupte, sehr scharfe Sprünge mit einer relativen Höhenänderung von 10 pm, wenn dabei berücksichtigt wird, dass einzelne atomare oder molekulare Adsorbate als Vertiefungen mit einer lateralen Ausdehnung von ca. 1 nm abgebildet werden [54]. Durch Einsatz von Spitzen, die mit einem antiferromagnetischen Material beschichtet sind, kann eine dipolare Wechselwirkung von Spitze und Probe vermieden werden. Hierzu findet man in Ref. [43] einen überzeugenden Vergleich zwischen einer out-of-plane sensitiven GdFe-Spitze (ferromagnetisch) und einer Cr-Spitze (antiferromagnetisch) am Probensystem 2 ML Fe/W(110) für Messungen im externen Magnetfeld.

4.6.1 Messungen mit in-plane sensitiven Cr-Spitzen

Um einen Einfluss auf den Vortexkern durch die Messung selbst auszuschließen, war es notwendig, antiferromagnetische Spitzen zu verwenden. Es konnte mit dicken Cr-

[53] Hierbei war das Ziel, die Spitze einerseits magnetisch härter zu machen aufgrund eines zunehmenden Beitrags an Oberflächenanisotropie und gleichzeitig die Streufelder der Spitze zu minimieren.

[54] Ob in diesen Fällen die Spitzenmagnetisierung teilweise schaltet oder der Vortexkern beeinflusst wird (z. B. seitlich verschiebt), konnte nicht bestimmt werden.

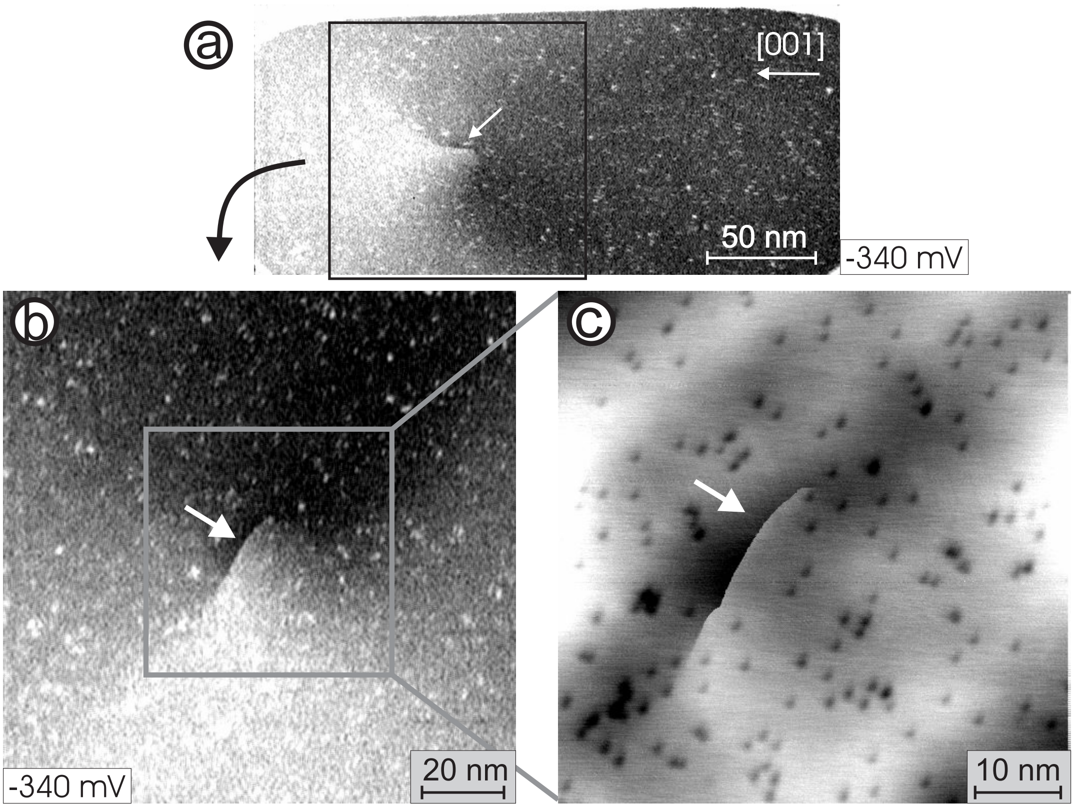

Abb. 4.26: Messartefakte aufgrund einer dipolaren Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe im Bereich des Vortexkerns für eine Fe-Spitze mit einer Bedeckung von 3 ML: a) dI/dU-Karte als Übersicht der ganzen Insel bei $U = -340\ \mathrm{mV}$ und $I = 0.3\ \mathrm{nA}$. Das typische Kontrastmuster für einen Landau- bzw. Vortexzustand ist erkennbar. b) dI/dU-Karte über dem markierten Bereich von a) mit einer höheren lateralen Auflösung um den Vortexkern bei denselben Tunnelparametern. c) Vergrößerter Topographie-Ausschnitt aus der mit b) simultan aufgenommenen Konstant-Strom-Aufnahme. Einzelne Adsorbate erscheinen hier als dunkle Vertiefungen. Der gegenseitige Einfluss von Spitze und Probe zeigt sich durch sprunghafte Signaländerungen in dI/dU-Karten und überlagerte Höhenvariationen ($\Delta z = 10\ \mathrm{pm}$) in den Topographie-Daten. Die Stellen sind durch Pfeile markiert.

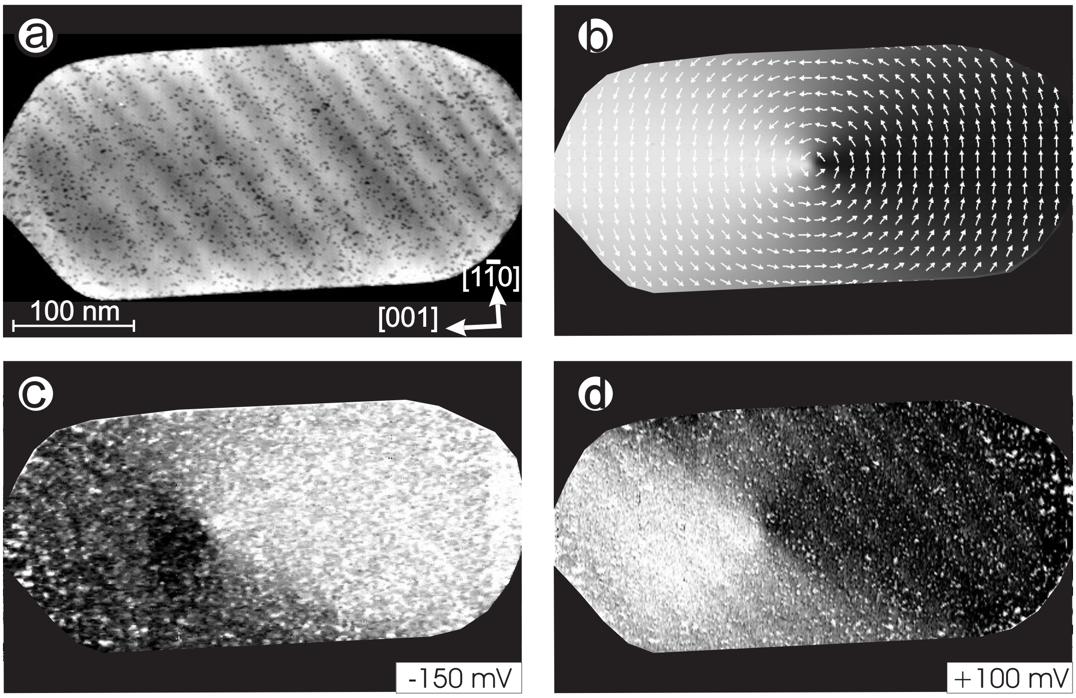

Abb. 4.27: Topographie a) und dI/dU-Karten c), d) einer Fe-Insel mit einer mittleren Dicke von $\bar{D} = 8$ nm, die mit Cr-beschichteter Spitze bei einer Bedeckung von 100-150 ML aufgenommen wurden. Tunnelparameter a), c): $U = -150$ mV, $I = 0.5$ nA und d) $U = +100$ mV, $I = 0.5$ nA. Die dI/dU_{sp}-Signalvariation in c) und d) ist konsistent für einen Vortexzustand der Insel bei einer in-plane Sensitivität der Spitze. Die Kontrastinversion zwischen den gemessenen dI/dU-Karten kommt durch ein unterschiedliches Vorzeichen von $P^{sp}(U)$ bei -150 mV und +100 mV zustande ($K^{c)}_{mag} = 11\,\%$ und $K^{d)}_{mag} = 15\,\%$). b) Mikromagnetische Simulation mit dem Programm OOMMF für ein Teilchen der gleichen lateralen Form und einer konstanten Dicke von 8 nm in einem Vortexzustand. Die Abb. b) zeigt die simulierte Magnetisierungsverteilung, unterlegt von einem Farbverlauf, der dem magnetischen Kontrast einer dI/dU-Karte entspricht für eine Orientierung der Spitzenmagnetisierung entlang $[1\bar{1}0]$ (entsprechend $\cos\theta[\vec{M^s_{sim}}, \vec{M^p_{sim}}(\vec{r})]$). Für die Berechnung wurden Materialparameter von bulk-Eisen verwendet und eine Zellengröße von $1 \times 1 \times 8$ nm^3 gewählt: laterales 2D-Gitter, $A = 2.1 \cdot 10^{-11}$ J/m, $K_1 = 4.8 \cdot 10^4$ J/m^3 und $M_{sat} = 1.7 \cdot 10^6$ A/m.

Beschichtungen von mehr als 50 ML ebenfalls eine in-plane Sensitivität für antiferromagnetische Spitzen erzielt werden. Abb. 4.27 gibt zunächst einen Überblick von Untersuchungen über den ganzen Bereich einer Fe-Insel, wobei die eingesetzte W-Spitze vor der Messung mit einem Cr-Film von ca. 100-150 ML bedampft wurde. Die Darstellung der Topographie-Aufnahme in Abb. 4.27 a) betont die Oberfläche der ausgewählten

Insel mit einer mittleren Dicke von $\bar{D} = 8$ nm. Einzelne Adsorbate werden als Vertiefungen abgebildet und erscheinen daher dunkler. Zusätzlich erkennt man eine leichte Höhenvariation als diagonale Streifen über der Inseloberfläche. Diese Höhenmodulation von ca. 10 pm verläuft entlang der vergrabenen Stufenkanten des W-Substrats und resultiert vom unterschiedlichen Lagenabstand der (110)-Ebenen in bcc-Wolfram und bcc-Eisen. Die dI/dU-Karten in Abb. 4.27 c) und d) zeigen das bekannte Kontrastmuster, das mit Fe-beschichteten Spitzen an Inseln in einem Vortexzustand gemessen wurde (vgl. z. B. Abb. 4.26 a), Abb. 4.22 d)). Hieraus folgt nun wiederum, dass diese Cr-Spitze eine in-plane Sensitivität besitzt und $\vec{M}^s$ [55] vornehmlich entlang $[1\bar{1}0]$ orientiert ist. Zum Vergleich zeigt Abb. 4.27 b) einen simulierten Vortexzustand der betrachteten Insel für eine konstante Dicke von $D = 8$ nm. Es wurden analog zur Simulation von Abb. 4.23 c) die Materialparameter von bulk-Eisen angesetzt und eine Unterteilung in Zellen von $1 \times 1 \times 8$ nm^3 gewählt. Die Vektoren geben die Magnetisierung einzelner Zellen an, wobei zusätzlich im Hintergrund die lokale Komponente der simulierten Verteilung $\vec{M}^p_{sim}$ in Richtung $[\bar{1}10]$ als Grauskala dargestellt ist. Diese farbliche Unterlegung entspricht ebenfalls der dI/dU_{sp}-Signalvariation einer spinpolarisierten Messung für $\vec{M}^s$ entlang $[\bar{1}10]$ und $P^{sp} > 0$. Es fällt gegenüber der berechneten Konfiguration auf, dass der Vortexkern im realen Teilchen keine zentrale Lage besitzt, jedoch ergeben umfangreichere Simulationen nur einen sehr geringen Energieunterschied zwischen diesen beiden Konfigurationen [162].

Weiterhin sieht man in der dI/dU-Karte von Abb. 4.27 c) den umgekehrten magnetischen Kontrast zu der dI/dU-Karte in Abb. 4.27 d). Beide Karten wurden bei verschiedenen Spannnungen aber im zeilenweise Hin- und Rücklauf des Bildaufbaus aufgenommen. Da Abb. 4.27 c) ein invertiertes Kontrastmuster zu Abb. 4.27 d) zeigt und nicht etwa beispielsweise in einer der beiden dI/dU-Karten die obere und untere Domäne heller und dunkler erscheint als die seitlichen Domänen, ist diese Kontrastinversion auf einen Vorzeichenwechsel der effektiven Spinpolarisation des Tunnelübergangs $P^{sp}(U)$ zurückzuführen. Bei diesen Spannungswerten taucht in dem Spektroskopie-Feld, das mit Fe-beschichteter Spitze aufgenommen wurde, kein Kontrastwechsel auf (vgl. Abb. 4.24). Dies deutet auf ein unterschiedliches energieabhängiges Verhalten der Spinpolarisation der Cr-Spitze hin. Es sei darauf hingewiesen, dass die einzelnen weißen Punkte in den dI/dU-Karten keinen magnetischen Ursprung haben. Das dI/dU_{sp}-Signal variiert über den angesprochenen Adsorbaten aufgrund einer unterschiedlichen, spingemittelten *LDOS* und eines veränderten Spitze-Probe-Abstands. Dieser Effekt tritt besonders in dI/dU-Karten von kleinen Probengebieten zum Vorschein.

Die dI/dU-Karte in Abb. 4.28 a) zeigt den Bereich um den Vortex mit höherer lateraler Auflösung. Da der spingemittelte Signalanteil auf der Inseloberfläche neben Adsorbaten einen konstanten Untergrund liefert, vereinfacht sich Formel (4.23) für eine bestimmte

[55] Es wird im Folgenden weiterhin der Begriff Spitzenmagnetisierung $\vec{M}^s$ verwendet, da für die Interpretation der Daten nur eine ausgezeichnete Quantisierungsachse der Spinzustände benötigt wird. Für Cr-beschichtete Spitzen ist diese durch die Orientierung des magnetischen Moments am vordersten Spitzenatom gegeben (s. Abb. 2.12).

Tunnelspannung U und für einen lateral konstanten Spitze-Probe-Abstand zu [56]:

$$\frac{dI}{dU}_{sp}(\vec{r}) \propto [1 + P^{sp} \cos\theta(\vec{M}^s,\vec{M}^p(\vec{r}))] \quad \text{mit } \vec{r} = (x,y) \text{ und } P^{sp} = \text{const} \; . \tag{4.25}$$

Der $\cos\theta$-Term wird nur durch die Richtung von $\vec{M}^s$ und $\vec{M}^p$ bestimmt und kann daher als Skalarprodukt der reduzierten Magnetisierungen von Probe $\vec{m}^p = \vec{M}^p/|\vec{M}^p|$ und Spitze $\vec{m}^s$ geschrieben werden: $\cos\theta = \vec{m}^s \cdot \vec{m}^p$. Wenn man die reduzierte Magnetisierung in eine Komponente senkrecht und parallel zur Oberfläche zerlegt ($\vec{m} = \vec{m}_z + \vec{m}_{||}$), wird ersichtlich, dass im Fall einer in-plane sensitiven Spitze mit $\vec{m}^s_z = 0$ der $dI/dU_{sp}(\vec{r})$-Wert nur vom Skalarprodukt $\vec{m}^s \cdot \vec{m}^p_{||}(\vec{r})$ abhängt. Für eine kontinuierliche Drehung der lokalen Magnetisierung um den Vortexkern erwartet man daher entlang einer Kreislinie um den Vortexkern eine dI/dU_{sp}-Signaländerung mit einem Kosinus-Verlauf (s. Abb. 4.28 a)). Die Signalvariation auf einem Kreis in einem Abstand von 19 nm zum Vortexkern ist in Abb. 4.28 b) aufgetragen und bestätigt nahezu den Verlauf für eine zirkularsymmetrische Magnetisierungsverteilung mit einem Wert von $P^{sp}(300\,\text{mV}) \approx 0.23$, wie schon oft bei ca. -300 mV mit Fe-Spitze gefunden (z. B. Abb. 4.24). Tatsächlich ergeben sich bei diesem Vortexkern leichte Abweichungen von einem Kosinus-Verlauf (s. Abb. 4.28 b)), die hier aber nicht weiter diskutiert werden sollen.

Ein erster Wert für die Breite des Vortexkerns kann nun aus den Signalwerten entlang einer Linie durch das Zentrum mit maximaler dI/dU_{sp}-Änderung ermittelt werden. Auf dem Linienschnitt entlang des schwarzen Balkens aus Abb. 4.28 a), der in Abb. 4.28 c) aufgetragen ist, sind $\vec{m}^s_{||}$ und $\vec{m}^p_{||}(\vec{r})$ aus Symmetriegründen kollinear ausgerichtet. Für eine Spitze mit $\vec{m}^s_z \neq 0$ wäre der Signalverlauf in Abb. 4.28 c) nicht inversionssymmetrisch um den Mittelwert, sondern es würde im Bereich des Zentrums einen kleinen Über- oder Unterschwinger geben. Die gemessenen Signalwerte bestätigen $\vec{m}^s_z = 0$ für diese Cr-Spitze. Folglich ist der jeweilige dI/dU_{sp}-Wert eindeutig gegeben durch die lokale in-plane Komponente der reduzierten Probenmagnetisierung, die im Zentrum des Vortexkerns identisch verschwindet. In Abb. 4.28 c) ist ebenfalls als weiße Linie die theoretische Lösung von Feldtkeller und Thomas nach dem Ritzschen Verfahren im Grenzfall $D \to 0$ eingezeichnet [47]. Es wurde hierzu die berechnete in-plane Komponente der reduzierten Magnetisierung (aus Gl. (4.22) mit $m_{||}(\rho) = \sqrt{1 - (M_z(\rho)/M_{sat})^2}$) an die gemessenen dI/dU-Werte in großem Abstand vom Kern angepasst. Für den vorerst einzig freien Parameter $l_d = \sqrt{A/K_d} = 3.4$ nm wurden Materialwerte von bulk-Eisen angenommen: $A = 2.1 \cdot 10^{-11}$ J/m und $M_{sat} = 1.7 \cdot 10^6$ A/m bzw. $K_d = \frac{1}{2}\mu_0 M_{sat}^2 = 1.8 \cdot 10^6$ J/m^3.

Man sieht anhand Abb. 4.28 c), dass Experiment und Theorie recht gut übereinstimmen, jedoch beschreibt die theoretische Lösung einen etwas schmaleren Vortexkern. Quantitativ zeigt sich dieser Unterschied im Vergleich der Vortexbreiten. Aus den Schnittpunkten der Tangente an die Signalwerte im Vortexzentrum mit den Linien durch die gemessenen dI/dU-Werte in großem Abstand vom Zentrum ergibt sich

[56] Aus der Topographie-Aufnahme, die simultan mit der dI/dU-Karte von Abb. 4.28 a) aufgenommen wurde, ergibt sich eine Variation des Spitze-Probe-Abstands kleiner 5 pm. Diese führt zu vernachlässigbaren zusätzlichen dI/dU-Variationen kleiner als 5 % (s. Kap. 2.4), so dass Gl. (4.23) für konstanten Spitze-Probe-Abstand gilt.

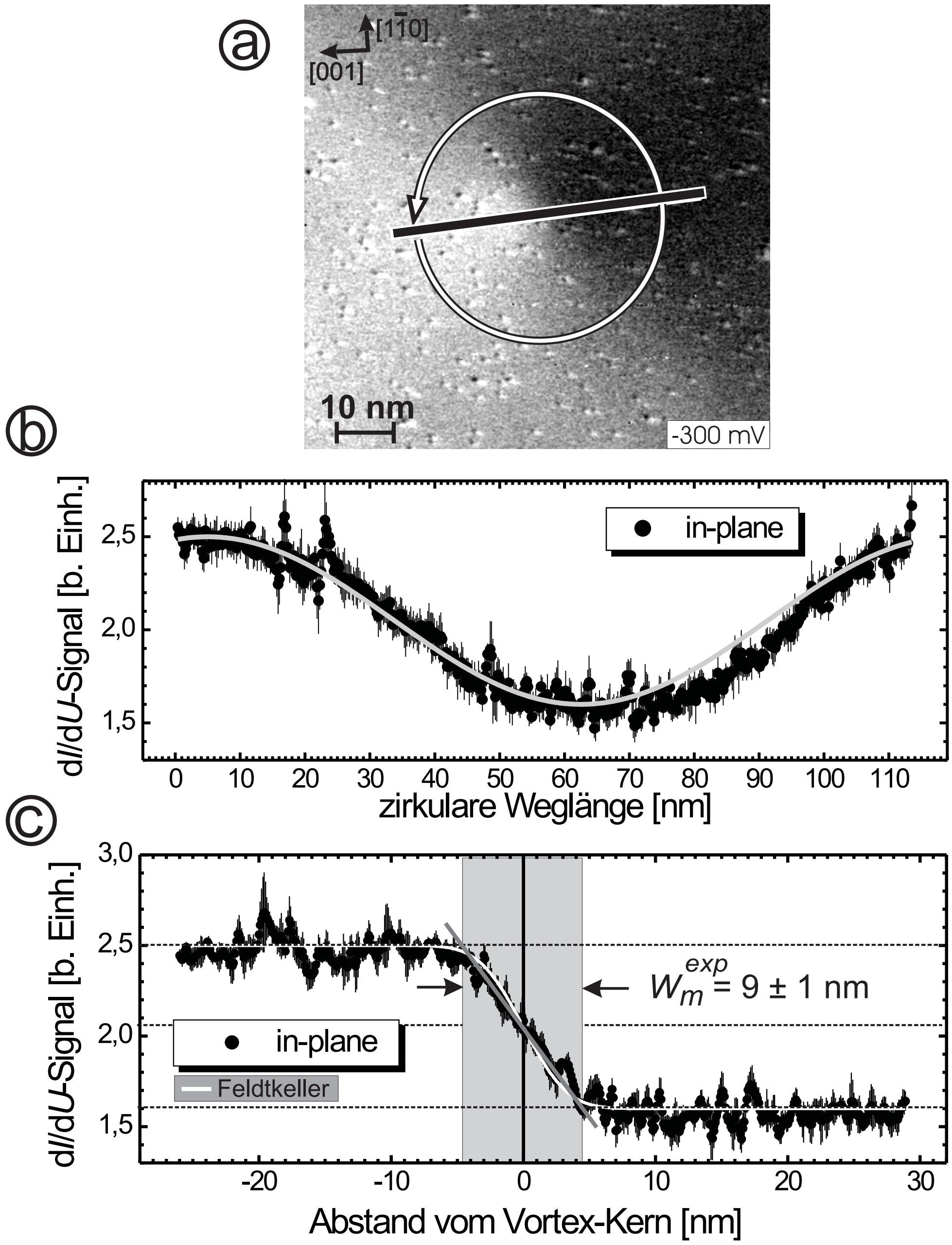

Abb. 4.28: Vergrößerter Ausschnitt um den Vortexkern von Abb. 4.27. a) dI/dU-Karte mit in-plane sensitiver Cr-Spitze (Bedeckung 100-150 ML) bei $U = -300$ mV und $I = 0.6$ nA. b) dI/dU-Signal aus a) auf dem zirkularen Pfad um den Vortexkern, dabei beträgt der Abstand zum Zentrum 19 nm. c) dI/dU-Signal aus a) entlang der Linie durch den Vortexkern. Über die Tangente an das dI/dU-Signal im Zentrum ergibt sich eine experimentelle Breite von: $w_m^{exp} = 2R_m^{exp} = 9 \pm 1$ nm. Die weiße Linie entspricht dem erwarteten Signalverlauf für eine Magnetisierungsverteilung entsprechend der theoretischen Berechnung von Feldtkeller und Thomas [47] über das Ritzsche Verfahren im Grenzfall der Schichtdicke $D \to 0$ und für $l_d = \sqrt{A/K_d} = 3.4$ nm (s. Gl. (4.22) für $\sin\theta(\rho)$).

ein experimenteller Wert von $w_m^{exp} = 2R_m^{exp} = 9 \pm 1$ nm. Die entsprechende Breite für die eingezeichnete Lösung beträgt $w'_m = 2R'_m = 2l_d = 6.8$ nm (vgl. Kap. 4.1.5). Der vorhandene Unterschied kann nicht durch Volumen- oder Oberflächenanisotropien erklärt werden, die im theoretischen Modell nicht berücksichtigt werden. Volumenanteile sind in der Größenordnung von $K_1 = 4.8 \cdot 10^4$ J/m^3 und können von vornherein gegenüber der Streufeldanisotropie-Konstanten K_d vernachlässigt werden. An dünnen Fe-Filmen auf W(110) wurde eine out-of-plane Oberflächenanisotropie von $\tilde{K}_{S,o} = -1.0 \cdot 10^{-3}$ J/m^2 ermittelt [156, 160] (s. Kap. 4.1.2), jedoch bevorzugt diese eine in-plane Magnetisierung, d. h. sie würde einen schmaleren Vortexkern bewirken und somit in die „falsche" Richtung tendieren. Außerdem erkennt man, wenn der angegebene Wert auf die mittlere Schichtdicke der Inseln bezogen wird $K_{S,o}^{eff}(D) \approx -1.2 \cdot 10^5$ J/m^3 für $D = 8$ nm, dass ihr Einfluss ebenfalls gegenüber $K_d \approx 15 \times K_{S,o}^{eff}$ zu vernachlässigen ist. Der verbleibende Unterschied könnte desweiteren durch falsch angenommene Werte für A, K_d zustande kommen. Für eine Übereinstimmung wäre ein kleineres K_d und/oder größeres A notwendig. Die mittlere Dicke der Insel beträgt aber ca. 40 ML und die lokale Magnetisierung ist über die Schichthöhe durch die Austausch-Wechselwirkung stark gekoppelt, so dass für diese Dicke die Annahme einer konstanten Sättigungsmagnetisierung entsprechend einer Kontinuumsbeschreibung mit dem bulk-Wert gut gerechtfertigt ist [155]. Bei festem K_d müsste nun die effektive Austauschkonstante A beinahe den doppelten Wert besitzen, damit die gemessenen Daten mit dieser theoretischen Kurve übereinstimmen. Eine Abweichung um diese Größenordnung ist sehr unwahrscheinlich.

Die experimentelle Kurve wurde bisher nur mit einer theoretischen Vorhersage im Grenzfall $D \to 0$ verglichen. In Kap. 4.1.5 wird beschrieben, dass die Theorie einen breiteren Vortex-Kern für endliche Schichtdicken vorhersagt (s. Abb. 4.7 [57]). Nach dem Modell von Feldtkeller und Thomas ergibt sich unter der Annahme $l_d = 3.4$ nm eine Vortexbreite von $w'_m(D) = 2R'_m(D) =$ 8-9 nm für eine Dicke D von 2-3 l_d, entsprechend der mittleren Inselhöhe $\bar{D} = 8$ nm [47]. Dieser Wert ist im Einklang mit der experimentell bestimmten Breite.

Zwei Punkte sind jedoch zu diesem Abschnitt anzumerken. Erstens nimmt das theoretische Modell, das hier für den Vergleich herangezogen wurde, vereinfachend eine bestimmte funktionale Abhängigkeit der lokalen Magnetisierung an, die im gewählten Ansatz der Berechnung vorgegeben ist (vgl. Abschnitt 4.1.5). Zweitens konnte der Vortexkern in diesem Teil nur indirekt über die Abnahme der in-plane Magnetisierung nachgewiesen werden. Im folgenden Abschnitt werden daher Messungen der out-of-plane Komponente des Kerns behandelt und es erfolgt eine genaue Analyse im Vergleich mit einer mikromagnetischen Simulation.

[57] Beim Vergleich mit der Grafik in Abb. 4.7 ist zu beachten, dass *line width* den Radius bezeichnet und dieser dort über die Steigung des Winkels definiert wird und nicht, wie hier, über die in-plane Komponente der lokalen reduzierten Probenmagnetisierung.

4.6.2 Messungen mit out-of-plane sensitiven Cr-Spitzen

Um die senkrechte Komponente der lokalen Probenmagnetisierung im Vortexkern zu untersuchen, wurden Wolfram-Spitzen mit einer Chrom-Beschichtung von 30-40 ML verwendet. Die präparierten Fe-Inseln hatten eine mittlere Dicke von 7-9 nm, so dass man aus Messungen mit in-plane sensitiven Spitzen einen Vortexzustand in einer großen Mehrheit der Inseln erwartet. Eine dI/dU-Karte über den Bereich einer ganzen Inseloberfläche zeigt Abb. 4.29 a). Im Vergleich zu dI/dU-Karten, die mit in-plane sensitiven Fe- oder Cr-Spitzen aufgenommen wurden, lassen sich die äußeren Domänen nicht unterscheiden, da für eine out-of-plane sensitive Spitze $\vec{M}^s$ bzw. $\vec{m}^s$ senkrecht zur Probenoberfläche steht und für eine beliebige Orientierung der lokalen Probenmagnetisierung in der Ebene ($\vec{m}^p(\vec{r}) = \vec{m}^p_{||}$) und somit $\cos\theta = \vec{m}^s \cdot \vec{m}^p = 0$ gilt. Folglich tritt nur dann eine dI/dU_{sp}-Variation auf, wenn sich die senkrechte Komponente der lokalen Probenmagnetisierung lateral ändert. Tatsächlich zeigt nun Abb. 4.29 a) in der Mitte der Insel einen kleinen Bereich mit reduziertem dI/dU-Signal (s. Pfeil in Abb. 4.29a)). Der Vortexkern sollte nach den bekannten Daten mit in-plane sensitiven Spitzen auch in diesem Bereich der Insel sein. Eine Ausschnittsvergrößerung um den Vortexkern sieht man in der dI/dU-Karte von Abb. 4.29 b). Es ist zu erkennen, dass ein dI/dU-Signal mit graduellem Abfall gemessen wird, d. h. die Magnetisierung im Kern kontinuierlich aus der Ebene dreht. Der Linienschnitt in Abb. 4.29 d) zeigt diesen Verlauf bis in das Zentrum des Kerns. Wenn man den nahezu konstanten Untergrund, der durch die Signalwerte weit außerhalb vom Kern gegeben ist, vom ortsaufgelösten dI/dU-Signal in Abb. 4.29 d) abzieht, dann ist die verbleibende Signalvariation wegen $\cos\theta(\vec{r}) = \vec{m}^s_z \cdot \vec{m}^p(\vec{r})$ mit $\vec{m}^s = \vec{m}^s_z$ direkt proportional zur out-of-plane Komponente der lokalen Probenmagnetisierung $\vec{m}^p_z(\vec{r})$. Dieser Zusammenhang wird in Abb. 4.29 c) graphisch illustriert. Es fällt bei einer genauen Betrachtung des Linienschnitts in Abb. 4.29 d) auf, dass der hauptsächliche Abfall der senkrechten Komponente in einem Gebiet stattfindet, das mit der ermittelten Vortexbreite aus Daten mit in-plane sensitiven Cr-Spitzen gut übereinstimmt (s. grauen Kasten in Abb. 4.29 d)). Dies muss auch gelten, da in-plane und out-of-plane Komponente der lokalen (reduzierten) Magnetisierung gekoppelt sind: $\vec{m}^p_z(\vec{r})^2 + \vec{m}^p_{||}(\vec{r})^2 = 1$. Es konnte in unabhängigen Messungen der jeweiligen Komponente, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, keine Abweichung von dieser Nebenbedingung festgestellt werden [58]. Der Vortexkern erscheint in den dI/dU-Karten von Abb. 4.29 als dunkler Bereich entsprechend einem reduzierten dI/dU_{sp}-Signal. Aufgrund der schon öfters erwähnten Ungewissheit über die absolute Richtung von $\vec{m}^s$ sowie das Vorzeichen von $P^{sp}(U)$ kann in dieser Messung nicht ermittelt werden, in welche senkrechte Richtung (aus der Ebene heraus oder in die Ebene hinein) die lokale Magnetisierung im Zentrum des Kerns zeigt. Experimente im externen Magnetfeld, die anschließend beschrieben werden, ermög-

[58] Aus den Daten mit out-of-plane sensitiven Cr-Spitzen kann die out-of-plane Komponente der reduzierten Magnetisierung im Kernbereich bestimmt werden und die in-plane Komponente kann über die Nebenbedingung errechnet werden. Diese lässt sich dann wiederum vergleichen mit der experimentell bestimmten in-plane Komponente aus Daten mit in-plane sensitiven Cr-Spitzen. Die Werte von $\vec{m}^p_{||}(\vec{r})$, die nach beiden Methoden ermittelt wurden, sind identisch, sofern Positionen über Adsorbaten ausgeschlossen werden, an denen eine dI/dU-Variation ohne magnetische Ursache auftritt.

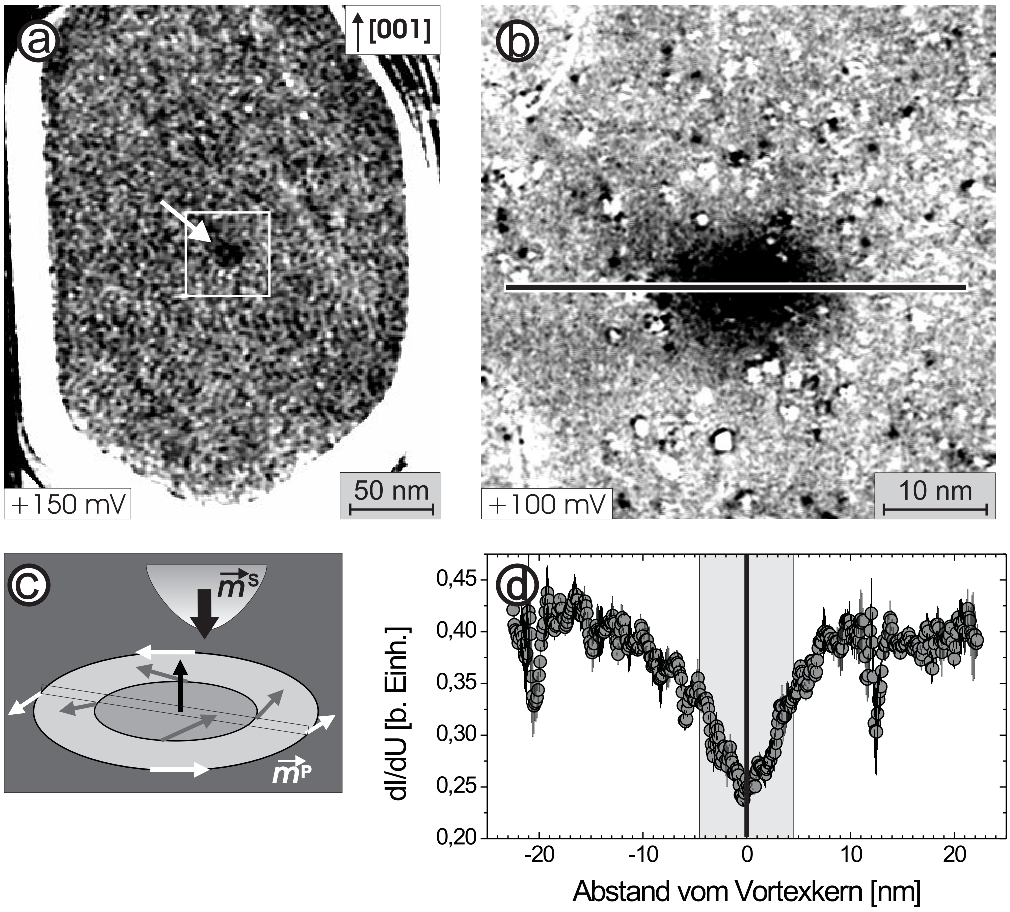

Abb. 4.29: a), b) dI/dU-Karten gemessen mit einer out-of-plane sensitiven Cr-Spitze (Bedeckung 30-40 ML) von einer Insel der mittleren Dicke $\bar{D} = 9$ nm in einem Vortexzustand. Der Vortexkern erscheint in den dI/dU-Karten als ein kleiner Bereich mit reduziertem Signal gegenüber der ansonsten homogenen dI/dU-Intensität auf der gesamten Inseloberfläche. Tunnelparameter der Übersicht a) $U = +150$ mV, $I = 0.8$ nA und der Ausschnittsvergrößerung b) $U = +100$ mV und $I = 1.0$ nA. c) Symbolische Zeichnung zur lokalen Verteilung der Probenmagnetisierung im Vortexkern und zur Kontrastbildung nach $\cos\theta(\vec{r}) = \vec{m}^s \cdot \vec{m}^p$ für $\vec{m}^s = \vec{m}^s_z$. d) dI/dU_{sp}-Signal entlang der schwarzen Linie durch den Kern von Karte b). Der graue Kasten gibt die Vortexbreite nach den in-plane Daten aus Abb. 4.28 c) $w_m^{exp} = 2R_m^{exp} = 9 \pm 1$ nm an ($P^{sp}(+100mV) \approx 0.40$)

lichen hingegen eine Bestimmung der absoluten Richtung von $\vec{m}_z^p$.

Ein Beispiel für einen Kernbereich mit erhöhtem dI/dU-Signal auf einer Insel mit $\bar{D} =$ 8 nm zeigt Abb. 4.30 a). Da diese Aufnahme mit einer anderen Spitze als die dI/dU-Karten von Abb. 4.29 aufgenommen wurde, kann jedoch der Kontrast nicht mit der tatsächlichen Orientierung der senkrechten Magnetisierung im Vortexkern in Verbindung gebracht werden. Der Linienschnitt durch den Vortexkern, dargestellt in Abb. 4.30 d), hat zwar einen invertierten aber sonst sehr ähnlichen Verlauf zum Schnitt von Abb. 4.29 d). Auch in diesem Fall hat die verwendete Cr-Spitze eine nahezu (reine) out-of-plane Sensitivität. Ein leichter magnetischer Kontrast außerhalb der Kernregion verrät jedoch eine kleine in-plane Komponente von $\vec{m}^s$, weshalb die zirkulare Verteilung der Probenmagnetisierung ebenfalls in Abb. 4.30 a) schwach erkennbar ist. Abb. 4.30 c) zeigt die entsprechende Kosinus-Modulation des dI/dU-Signals auf einer Kreislinie um den Vortexkern bei einem Abstand von 19 nm (vgl. Abb. 4.28 b). In der Topographie-Aufnahme von Abb. 4.30 b), die simultan mit der dI/dU-Karte aufgenommen wurde, sieht man die Höhenmodulation (ca. 10 pm) der Inseloberfläche aufgrund der verschiedenen (110)-Lagenabständen in Wolfram und Eisen. Über dem Kernbereich wurde eine zu vernachlässigende Variation des Spitze-Probe-Abstands von $\leq$ 3 pm bestimmt. Ein schwarzer Pfeil markiert diesen Kernbereich in Abb. 4.30 b) und das hervortretende dI/dU-Signal über den zwei einzelnen Adsorbaten unterhalb des Kernbereichs ist als Anhaltspunkt in der zugehörigen dI/dU-Karte von Abb. 4.30 a) mit einem weißen Pfeil gekennzeichnet. Das dI/dU_{sp}-Signal ist demnach wiederum eindeutig durch $\cos\theta(\vec{r}) = (\vec{m}_z^s + \vec{m}_{||}^s) \cdot (\vec{m}_z^p + \vec{m}_{||}^p)$ bestimmt. Da in größerer Entfernung vom Kern die Probenmagnetisierung exakt in der Ebene liegt und im Zentrum des Kerns nur eine out-of-plane Komponente vorliegt, kann der Verkippungswinkel α von $\vec{m}^s$ zur Oberflächennormalen aus dem Verhältnis der Amplitude des Kosinus-förmigen Signalverlaufs um den Vortexkern (s. Abb. 4.30 c)) und dem Unterschied zwischen dem mittleren Signalwert bei großem Abstand vom Kern ($\rho \gg l_d$) und dem Signalwert im Zentrum des Kerns ($\rho = 0$) bestimmt werden (s. Abb. 4.30 c), d)):

$$\tan\alpha = \frac{|\vec{m}_{||}^s|}{|\vec{m}_z^s|} = \frac{\Delta dI/dU_{\cos-\mathrm{Ampl.}}}{dI/dU(\rho = 0) - \overline{dI/dU}(\rho \gg l_d)} \tag{4.26}$$

Für die eingesetzte Cr-Spitze ermittelt man aus den Signalverläufen von Abb. 4.30 c), d) nach Gl. (4.26) einen Verkippungswinkel von 17-18 °. Auch die Richtung der Verkippung kann anhand der Richtung des maximalen oder minimalen Signalwerts im Kosinus-Verlauf von Abb. 4.30 c) bestimmt werden, so dass andererseits der Vortexkern zur Eichung der lokalen Magnetisierungdichte-Orientierung $\vec{m}^s$ einer (Cr-)Spitze verwendet werden kann [59].

Hierbei stellt sich die Frage, in wieweit die Position des maximalen dI/dU-Signals mit der tatsächlichen Position des Vortexzentrums ($\vec{m}_{||}^p(\vec{r}) = 0$) übereinstimmt und welcher Fehler in α eingeht, falls das maximale dI/dU-Signal anstelle des Signals im Zentrum verwendet wird. Im Bereich des Vortexkerns und dessen Umfeld sind alle Richtungen

[59]Die Orientierung von $\vec{m}^s$ ist hiernach bis auf zwei Achsen festgelegt.

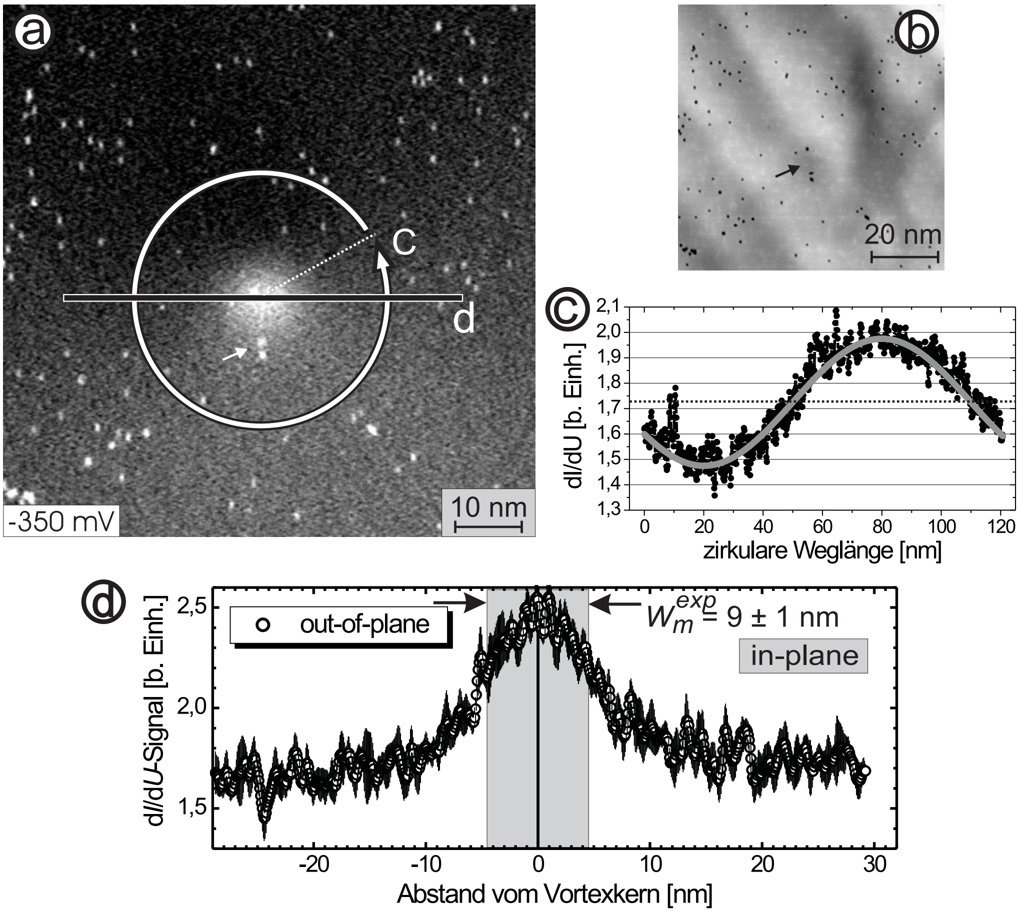

Abb. 4.30: Vortexkern einer Insel der mittleren Dicke $\bar{D} = 8$ nm: dI/dU-Karte a) und gleichzeitig aufgenommene Topographie b) bei $U = -350$ mV, $I = 1.0$ nA mit einer nahezu out-of-plane sensitiven Cr-Spitze (Bedeckung 30-40 ML). Der schwarze Pfeil in b) markiert die Vortexkern-Position. c) dI/dU-Signal entlang einer Kreislinie um den Vortexkern im Abstand von 19 nm. d) dI/dU-Signal auf dem Linienschnitt durch den Vortexkern. Der graue Kasten symbolisiert die experimentell bestimmte Vortexbreite aus der Messung mit in-plane sensitiver Cr-Spitze. Für die Spitze dieser Aufnahme beträgt der Verkippungswinkel α zwischen $\vec{m}^s$ und der Oberflächennormalen 17-18°(aus $\tan\alpha \approx 0.25/0.8$, siehe Text).

der Probenmagnetisierung auf einer Halbkugel vorhanden, deshalb ist das dI/dU-Signal immer an der Stelle maximal, an der $\vec{m}^s$ und $\vec{m}^p$ parallel zueinander ausgerichtet sind (bei Annahme von $P^{sp} > 0$), d. h. wenn die lokale Probenmagnetisierung den gleichen Verkippungswinkel zur Oberflächennormalen wie $\vec{m}^s$ hat. In diesem Fall ist daher die Position des maximalen dI/dU-Signals in Richtung der helleren äußeren Domäne gegenüber dem tatsächlichen Zentrum verschoben. Wenn man nun von einer Verteilung der Magnetisierungrichtung nach der Lösung von FELDTKELLER und THOMAS. im Grenzfall $D \to 0$ ausgeht [47], die der realen Konfiguration nach den in-plane Daten sehr nahe kommt, dann lässt sich aus Abb. 4.6 abschätzen, dass die laterale Abweichung für einen Verkippungswinkel $\alpha < 20°$ unter $l_d/3 = \sqrt{A/K_d}/3$ liegt, also unterhalb 1.2 nm bei Annahme von $l_d = 3.4$ nm. Für einen Verkippungswinkel $\alpha < 20\,°$ wird hiernach der Nenner von Gl. (4.26) aufgrund der dI/dU-Variation mit $\cos\theta$ nur mit maximal 7 % überschätzt, falls der maximale dI/dU-Wert anstelle des Signals im tatsächlichen Zentrum verwendet wird. Der Fehler ist daher für kleine Verkippungswinkel vernachlässigbar, kann aber prinzipiell durch aufwendige Simulation des Signals auch komplett kompensiert werden.

Um den Effekt einer verkippten Spitzenmagnetisierung zu veranschaulichen sowie einen besseren Eindruck von der lateralen dI/dU-Variation im Bereich des Vortexkerns zu erhalten, wurde der magnetische Kontrast entsprechend des $\cos\theta$-Terms simuliert. Das kontinuierliche Modell von FELDTKELLER und THOMAS nach Gl. (4.22) diente dabei erneut als Grundlage für die Verteilung der lokalen Magnetisierung (Grenzfall $D = 0$). Abb. 4.31 zeigt die berechnete $\cos\theta$-Variation für den Fall einer in-plane sensitiven Spitze mit $\alpha = 90$ a) und für immer kleinere Verkippungswinkel $\alpha = 45$ b), $\alpha = 22$ c), $\alpha = 10$ d). Die Kantenlänge der Bilder beträgt $8l_d$ und entspricht somit für $l_d = 3.4$ nm einem relativ kleinen Ausschnitt von 27×27 nm^2 um den Vortexkern. Das tatsächliche Zentrum der angenommenen Verteilung befindet sich in der Bildmitte und ist durch einen schwarzen Punkt, dessen Durchmesser auf dieser Skala 1 nm beträgt, gekennzeichnet. Die simulierten Kontrastverteilungen haben einen hohen Wiedererkennungswert mit den gemessenen dI/dU-Karten. Insbesondere verdeutlicht Abb. 4.31 b) für einen großen Verkippungswinkel $\alpha = 45$, dass der maximale Wert von $\cos\theta = 1$ an einer Position vorliegt, die gegenüber der „wahren“ Kernmitte lateral um wenige nm versetzt ist.

Unter Berücksichtigung bzw. Einschätzung des beschriebenen Effekts lässt sich die out-of-plane Komponente der lokalen Magnetisierung im Vortexkern aus den gemessenen dI/dU-Daten sehr exakt bestimmen und kann mit dem Ergebnis einer mikromagnetischen Simulation verglichen werden. Diesen Vergleich zeigt Abb. 4.32 für zwei verschiedene Vortices, die mit verschiedenen Spitzen vergleichbarer Cr-Bedeckung (30-40 ML) untersucht wurden [60]. Beide Fe-Inseln hatten dieselbe mittlere Dicke von $\bar{D} = 8$ nm. Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern, wurden die dI/dU-Daten über Kreislinien um den Vortexkern gemittelt. Wegen der zirkular symmetrischen Magnetisierungsverteilung hebt sich dabei der Beitrag einer in-plane Komponente heraus (s. Kosinus-Verlauf in Abb. 4.30 c)) und nur der Anteil des dI/dU-Signals verbleibt, der die Information über die out-of-plane Komponente $m_z(\rho) = M_z/M_{sat}(\rho)$ enthält. In einem gewissen Ab-

[60] Der Verkippungswinkel beträgt 19-20 ° für die dI/dU-Karte in Abb. 4.32 a) und 17-18 ° für Abb. 4.32 b) identisch zu Abb. 4.30 a).

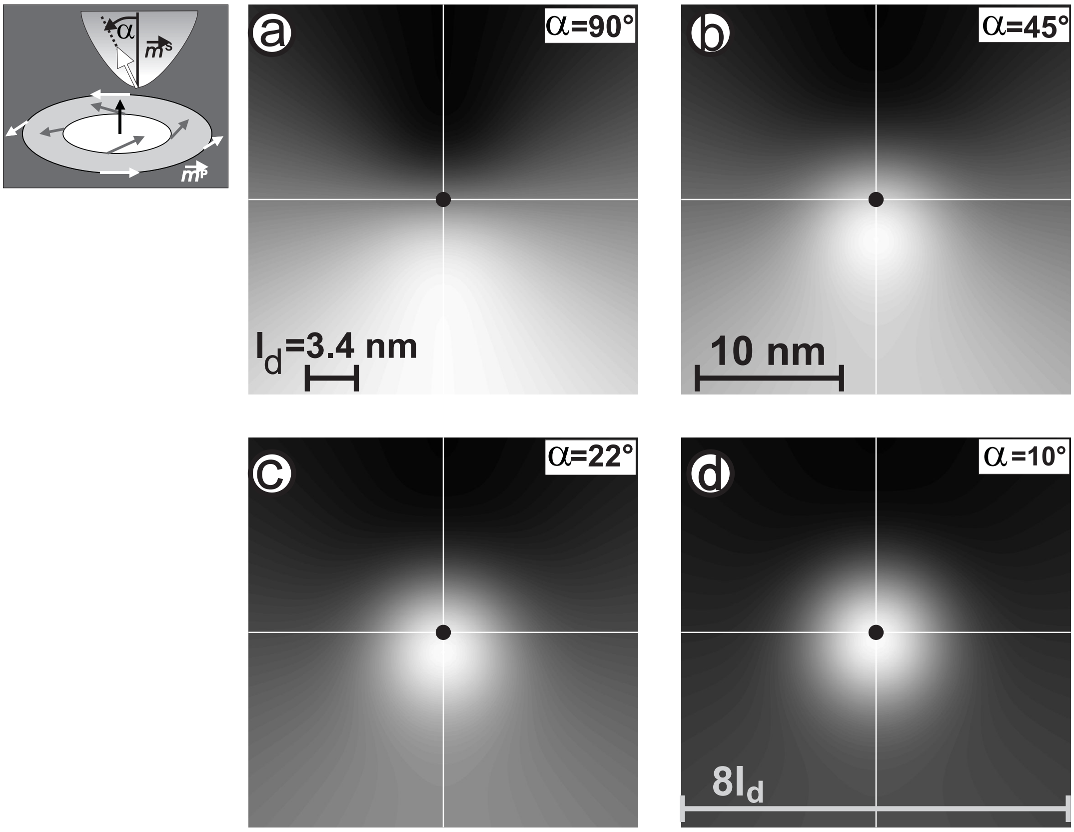

Abb. 4.31: Die einzelnen Grauskalenbilder zeigen mit dem Skalarprodukt $\vec{m}^s \cdot \vec{m}^p(\vec{r})$ berechnete $\cos\theta(x,y)$-Werte um den gleichen Bereich eines theoretischen Vortexkerns für unterschiedliche Verkippungswinkel α von $\vec{m}^s$ gegenüber der Oberflächennormalen (s. Skizze). Dies entspricht dem magnetischen Kontrast einer dI/dU_{sp}-Karte für $P^{sp} > 0$. Für die Verteilung der reduzierten Probenmagnetisierung wurde die Lösung von FELDTKELLER und THOMAS im Grenzfall $D \to 0$ nach Gl. (4.22) angenommen (s. Abb. 4.6), wobei das Zentrum des Vortexkerns mit $\vec{m}^p_{||}(\rho = 0) = 0$ in der Bildmitte liegt (schwarzer Punkt). Die Kantenlänge der Bilder beträgt $8l_d \simeq 27$ nm für $l_d = 3.4$ nm. Mit steigendem Verkippungswinkel verschiebt die Position des Werts $\cos\theta = 1$ zunehmend in Richtung der helleren äußeren Domäne (hier auf der vertikalen Linie nach unten), wo die in-plane Komponenten von $\vec{m}^s$ und $\vec{m}^p(\vec{r})$ parallel ausgerichtet sind.

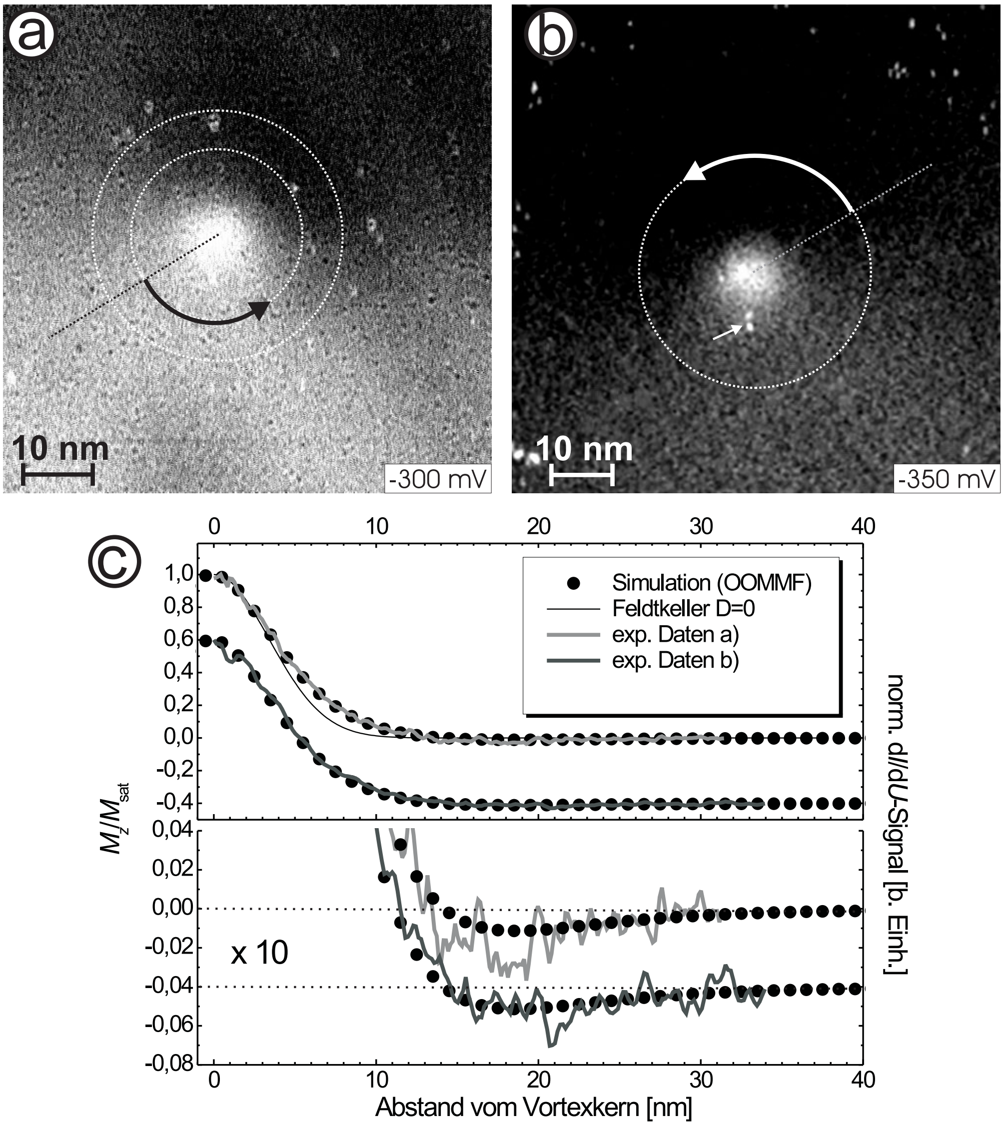

Abb. 4.32: dI/dU-Karten von zwei Vortices auf verschiedenen Inseln mit $\bar{D} = 8$ nm, dabei sind teilweise in b) die erhöhten Signalwerte an Adsorbaten durch den Untergrund ersetzt (vgl. Orginaldaten in Abb. 4.30 a)). Tunnelparameter: a) $U = -300$ mV, $I = 0.7$ nA, b) $U = -350$ mV, $I = 1.0$ nA. c) Experimentelle (dicke Linien) und berechnete Daten der out-of-plane Komponente der reduzierten Magnetisierung als Funktion des Abstands ρ vom Vortexkern. Experimentelle Daten: Mittelung der dI/dU-Werte über Kreislinien um den Vortexkern und Normierung der Kurven auf den Wert 1 bei $\rho = 0$ und den Wert 0 bei $\rho = \rho_{max}$ (Daten aus b) in oberer (unterer) Grafik um 0.4 (0.04) Einheiten nach unten versetzt). Die dünne Linie zeigt die Lösung nach Gl. (4.22) und die schwarzen Punkte sind das Resultat einer mikromagnetischen Simulation [164] (Simulationsparameter analog zu Abb. 4.27). In der unteren Grafik zeigen sowohl experimentelle als auch berechnete Werte in einem Abstand von ca. 18 nm eine kleine senkreche Magnetisierungskomponente in entgegengesetzter Richtung zur Magnetisierung im Vortexkern.

standsgebiet zum Kern wurden in der dI/dU-Karte von Abb. 4.32 b) zusätzlich vor der zirkularen Mittelung die dI/dU-Signale an einzelnen Adsorbaten (helle Punkte) durch den Mittelwert der dI/dU-Werte in unmittelbarer Nachbarschaft ersetzt [61]. Man erkennt dies durch den Vergleich von Abb. 4.32 b) mit den Orginaldaten in Abb. 4.30 a). Die experimentellen Werte der zirkularen Mittelung sind als Linien in Abb. 4.32 c) eingezeichnet, wobei jede Kurve entsprechend der erwarteten senkrechten Komponente auf den Wert 1 im Zentrum und den Wert 0 bei größtem Abstand zum Kern normiert wurde. Die Daten aus Abb. 4.32 b) sind zur Übersicht um 0.4 (bzw. 0.04) Einheiten in der oberen (bzw. unteren) Grafik von Abb. 4.32 c) nach unten versetzt. In Übereinstimmung mit den in-plane Daten beschreiben die experimentellen Werte der out-of-plane Komponente ebenfalls einen breiteren Vortexkern als die theoretische Lösung von Feldtkeller und Thomas für $D = 0$ (vgl. dünne Linie in Abb. 4.32 c) nach Formel (4.22)).
Für einen genauen Vergleich mit der Theorie wurde die Magnetisierungsverteilung im Vortexkern in einer mikromagnetischen Simulation mit dem Programm OOMMF [164] berechnet. Der Vorteil einer Simulation ist einerseits durch die exaktere Berechnung des Streufeldes gegeben, weshalb die Magnetisierungsverteilung selbstkonsistent errechnet wird und nicht ein bestimmter Verlauf vorweg angesetzt wird. Desweiteren kann die endliche Dicke der Fe-Struktur berücksichtigt werden. Nach den theoretischen Vorhersagen aus Kap. 4.1.5 sollte sich die lokale Konfiguration der Magnetisierung für eine Dicke $D = 8$ nm $\simeq 2.5\mathrm{l_d}$ nicht über die Schichthöhe verändern, d.h. unabhängig von der z-Koordinate sein [119]. Aus diesem Grund ist wieder eine quasi-zweidimensionale Berechnung unter Berücksichtigung der mittleren Schichtdicke ausreichend. Eine kleine laterale Zellengröße ist hierbei notwendig, um die stark lateral variierende Magnetisierungsverteilung des Vortexkerns gut zu beschreiben. Es wurden daher Zellen von $1 \times 1 \times 8$ nm^3 gewählt [62]. Außerdem wurden die Materialparameter von bulk-Eisen verwendet: $A = 2.1 \cdot 10^{-11}$ J/m, $K_1 = 4.8 \cdot 10^4$ J/m^3 und $M_{sat} = 1.7 \cdot 10^6$ A/m bzw. $K_d = 1.8 \cdot 10^6$ J/m^3. Nach der Diskussion für die in-plane Daten in Abschnitt 4.6.1 haben Volumen- und Oberflächenanisotropien in diesem System keinen bedeutenden Einfluss auf die Verteilung der lokalen Magnetisierung in der Kernregion. Da die laterale Form der Insel ebenfalls die Konfiguration des Vortexkerns nicht mitbestimmt, wurde die Simulation mit der lateralen Inselform aus Abb. 4.27 durchgeführt, obwohl die tatsächlichen Inseln eine leicht unterschiedliche Form aufweisen.
Die schwarzen Punkte in Abb. 4.32 c) geben die berechnete senkrechte Komponente $m_z(\rho)$ der reduzierten Magnetisierung an. Man erkennt eine sehr gute Übereinstim-

[61] Hierzu wurden alle dI/dU-Werte in einem Kasten von ca. 2×2 nm^2 um ein Adsorbat durch den Mittelwert auf den Kanten des Kastens ersetzt.

[62] In der mikromagnetischen *Simulation* kann prinzipiell eine beliebig kleine Zellengröße gewählt werden. Das Ergebnis der Simulation verrät dabei nicht, inwieweit die Näherung des Kontinuummodells für einen speziellen Fall gültig ist. Mit der gewählten Diskretisierung wird die senkrechte Komponente einer kontinuierlich beschreibbaren Magnetisierungsverteilung des Vortexkerns jedoch zu über 90% aufgelöst. Die numerischen Diskretisierungsfehler sind auch für Winkel von 20-30° zwischen den diskreten Magnetisierungsvektoren benachbarter Zellen relativ gering. Dies wird durch ein relativ glattes, errechnetes Profil für die gewählte Diskretisierung bestätigt (priv. Mitteilung R. Hertel und Kin Ha [209]). Die Zellengröße ist folglich ausreichend für die Berechnung des Vortexkerns im Kontinuumsmodell. Mögliche Grenzen des Modells werden in Abschnitt 4.6.4 diskutiert.

mung von experimentellen Daten und der simulierten Verteilung. In der unteren Grafik von Abb. 4.32 c) sind die Werte in größerem Abstand zum Kern in einer aufgeweiteten y-Skala dargestellt. Die simulierte Verteilung zeigt bei einem Abstand von ca. 18 nm eine kleine senkrechte Komponente in entgegengesetzter Richtung zur Magnetisierung im Kern. Sie beträgt entsprechend ca. 1% der out-of-plane Magnetisierung im Zentrum. Wie in Abschnitt 4.1.5 erwähnt, führt diese leichte Verkippung ($\approx 0.5°$) der lokalen Magnetisierung in die entgegengesetzte senkrechte Richtung zu einer Reduzierung des Anteils an Streufeldenergie. Die entgegengesetzte Komponente sollte mit dem gesamten magnetischen Moment des Kernbereichs anwachsen und deshalb in dickeren Teilchen stärker ausfallen [119, 182, 210]. In den experimentellen Daten beider dI/dU-Karten wird ebenfalls ein entsprechender Verlauf von $m_z(\rho)$ gefunden. Dies verdeutlicht die bemerkenswert hohe Auflösung der Messmethode.

Die Verteilung der lokalen Magnetisierung im Vortexkern wurde für Inseln mit einer Dicke von 7-9 nm aus einem bestimmten Material genau untersucht. Die experimentellen Daten stimmen sehr gut mit dem berechneten Verlauf überein. Jedoch wird das Ergebnis durch die angenommenen Materialparameter A, M_{sat} bzw. K_d bestimmt. An Teilchen aus einem anderen Material könnte die Auswirkung von unterschiedlichen Materialparametern (A, M_{sat}) auf die Vortexbreite mittels SP-RTM untersucht und mit einer mikromagnetischen Simulation erneut verglichen werden. Experimentelle Voraussetzungen sind ein geeignetes Wachstum von Strukturen unter UHV-Bedingungen. Zusätzlich müssten für das System Volumen- und Oberflächenanisotropien gegenüber der Streufeld-Anisotropiekonstanten K_d klein sein, damit eine magnetische Konfiguration mit einem Ringschluss der Magnetisierung energetisch günstig ist, d. h. die Teilchen in einem Vortexzustand vorliegen. Dieser Weg ist aufwendig und außerdem mit Unsicherheiten verbunden. Eine Möglichkeit, die Vortexbreite an dem hier untersuchten System zu variieren, ist ein Experiment im externen Magnetfeld mit Feldrichtung senkrecht zur Probenoberfläche. Die entsprechenden Resultate werden im nächsten Kapitel beschrieben.

4.6.3 Messungen mit externem Magnetfeld

Die Experimente im externen Feld wurden mit einer Feldrichtung senkrecht zur Probenoberfläche bzw. kollinear zur Magnetisierung im Zentrum des Vortexkerns durchgeführt. Es wird zunächst qualitativ beschrieben, welche Änderungen der Magnetisierungsverteilung zu erwarten sind und welche Magnetfelder benötigt werden, um die Spinverteilung im Kern signifikant zu beeinflussen.

Ohne äußeres Feld wird die magnetische Konfiguration des Vortexkerns durch ein Gleichgewicht zwischen der Austauschenergie E_{ex} und der magnetostatischen Selbstenergie E_d bestimmt (s. Kap 4.1.5). Die Austausch-Wechselwirkung erzwingt dabei eine möglichst langsame Drehung der lokalen Magnetisierung von der senkrechten Einstellung im Zentrum zurück in die Ebene und somit einen eher breiten Vortexkern, wohingegen die Streufeldenergie für einen möglichst schmalen Vortexkern reduziert wird. Im Fall eines externen Feldes kommt nun zu diesen beiden entscheidenden Energiebeiträgen noch die Zeeman-Energie hinzu. Ihr Beitrag wird minimal für eine parallele Ausrichtung der lokalen Magnetisierung zur äußeren Feldrichtung. Demnach wird sich die neue Gleichgewichtsverteilung, die ein Minimum aller drei Energieanteile darstellt, von der Verteilung im Nullfeld durch ein zusätzliches Verkippen der lokalen Magnetisierung in Richtung des äußeren Feldes unterscheiden. Für ein äußeres Feld parallel zur Magnetisierung im Zentrum erwartet man daher einen breiteren Vortexkern, weil nun der Bereich mit einer senkrechten Komponente im Vergleich ohne externes Feld insgesamt weniger Energie kostet. Dagegen sollte der Vortexkern für ein antiparalleles Feld energetisch noch ungünstiger sein, und die Verteilung versucht dies, durch einen schmaleren Vortexkern auszugleichen. Dieses Verhalten veranschaulicht Abb. 4.33 in schematischen Skizzen. Zusätzlich ermöglicht dieser Effekt mit bekannter Richtung des äußeren Feldes die absolute Richtung der Magnetisierung im Kern zu bestimmen.

Für die Abschätzung des Einflusses eines externen Feldes muss berücksichtigt werden, dass in der Gleichgewichtskonfiguration ohne externes Magnetfeld die lokale Magnetisierung in unmittelbarer Nähe zum Zentrum annähernd senkrecht zur Oberfläche orientiert ist. Sie ist somit bereits entgegen einem entmagnetisierenden Feld einer dünnen Schicht ausgerichtet, das durch die Größe der Sättigungsmagnetisierung gegeben ist (vgl. Abschnitt 4.1.2). Im Grenzfall der Schichtdicke gegen Null hat dieses lokale entmagnetisierende Feld den Wert: $\vec{H}_d(\rho) = -M_{sat}\vec{m}_z(\rho) = -M_{sat}\cos\alpha(\rho)$ mit α dem Winkel zwischen lokaler Magnetisierungsrichtung und Oberflächennormalen. Dies bedeutet für $\cos\alpha \approx 1$ entspricht dieser Wert übertragen auf ein externes B-Feld: $B^{ext} = \mu_0 H^{ext} = \mu_0 M_{sat} \approx 2.1$ T. Da der Grenzfall einer unendlich dünnen Schicht einer oberen Abschätzung entspricht (Entmagnetisierungsfaktor $N_z = 1$), würde also ein externes Feld in dieser Größe den Einfluss des entmagnetisierenden Feldes vollständig kompensieren und die Insel in die senkrechte Konfiguration überführen. Der Vortexzustand würde in einen Eindomänenzustand mit Magnetisierung in Feldrichtung übergehen. Bei kleineren externen Feldern würde die lokale Magnetisierung über die gesamte Insel eine senkrechte Komponente in Feldrichtung besitzen, wie dies in den Zeichnungen von Abb. 4.33 angedeutet ist, und der Vortexkern würde je nach Richtung des externen B-Feldes breiter oder schmäler.

In dieser Arbeit wurden Messungen mit einem externen B-Feld bis 800 mT in beide senkrechte Richtungen durchgeführt. Hierzu zeigt Abb. 4.34 dI/dU-Karten von der gleichen Fe-Insel mit einer mittleren Dicke von $\bar{D} = 8$ nm mit einer nahezu out-of-plane sensitiven Cr-Spitze (Cr-Bedeckung der Spitze: 30-40 ML). Der Vortexkern erscheint als kleiner heller Bereich entsprechend einem erhöhtem dI/dU_{sp}-Signal. Er befindet sich im Nullfeld weitgehend zentral auf der Insel (s. Abb. 4.34 a)). In einem äußeren Feld von -800 mT erkennt man den Vortexkern am rechten Inselrand (Abb. 4.34 b)). Im entgegengesetzten Feld von +800 mT nimmt er eine Position am linken Inselrand ein (Einsatz Abb. 4.34 c)). Dieses Phänomen ist zunächst verwunderlich, da ein senkrechtes Feld angelegt wurde. Aus der Literatur ist jedoch bekannt, dass der Vortexkern bereits für eine relativ kleine in-plane Komponente des externen Feldes in der Ebene lateral verschiebt [177, 179, 211]. Die Zeeman-Energie wird in diesem Fall reduziert, wenn die äußere „Domäne“ mit einer lokalen Magnetisierung parallel zur Richtung des äu-

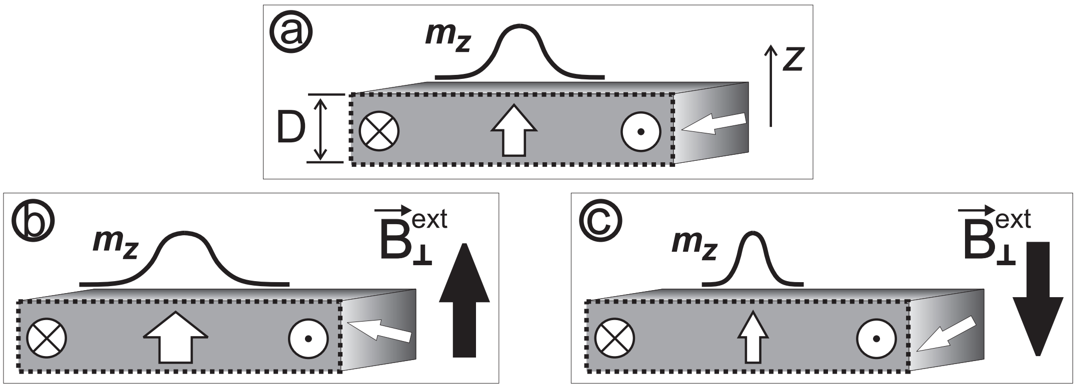

Abb. 4.33: Die schematischen Skizzen zeigen einen vertikalen Schnitt durch die Insel und den Vortexkern der lokalen Magnetisierungsverteilung im Gleichgewicht. Dargestellter Fall in a) Nullfeld, b) externes Feld parallel zur senkrechten Komponente im Vortexkern und c) antiparalleles Feld. Die vertikalen Pfeile symbolisieren das gesamte magnetische Moment im Vortexkern. Im parallelen Fall wird der Vortexkern breiter, dagegen im antiparallelen Fall schmaler. Desweiteren dreht die lokale Magnetisierung über die gesamte Insel teilweise in Richtung des externen Feldes, bis sich ein Gleichgewicht mit dem entmagnetisierenden Feld einstellt.

ßeren in-plane Feldes an lateraler Ausdehnung zunimmt, wodurch der Vortexkern an den Rand der Struktur und senkrecht zur in-plane Feldrichtung wandert. Dieser Effekt ist in den Zeichnungen unter den dI/dU-Karten von Abb. 4.34 schematisch skizziert. Das beobachtete Verhalten wird verständlich, wenn man nun annimmt, dass die externe Feldrichtung nicht exakt mit der Oberflächennormalen der Insel zusammenfällt und somit eine kleine in-plane Komponente des externen Feldes vorhanden ist. Die laterale Verschiebung in die umgekehrte Richtung für das entgegengesetzte Feld unterstützt diese Vermutung [63]. Aus den geometrischen Verhältnissen von Probenlage gegenüber der senkrechten Achse des Kryostaten, in dem die supraleitenden Spulen für das externe Feld enthalten sind, lässt sich eine Fehlorientierung mit einem Winkel von $\leq 5°$ abschätzen. Hieraus folgt eine in-plane Komponente des äußeren Feldes von $B_{||}^{ext} \leq \pm 70$ mT. Desweiteren zeigen systematische Untersuchungen an mikrostrukturierten Permalloy-Kreisscheiben in einem Vortexzustand mit ähnlicher Dicke und vergleichbaren lateralen Ausmaßen, dass der Vortexkern schon für in-plane Felder von 20-50 mT seitlich aus der Struktur herausgetrieben wird, wodurch das Teilchen dann einen Eindomänen-Zustand einnimmt [177,179] [64]. Dies ist ebenfalls konsistent mit der angegebenen Größenordnung

[63] Die gesamte Messreihe an dieser Insel enthält Felder von $B^{ext} = 0\,\mathrm{mT}, -200\,\mathrm{mT}, -400\,\mathrm{mT}, -800\,\mathrm{mT}$, 0 mT, $+400$ mT, $+800$ mT, 0 mT. Dabei ist mit anwachsendem Feld ein schrittweises Wandern an den Inselrand zu beobachten und im Fall ohne externes Feld befindet sich der Vortexkern jedesmal beinahe an der gleichen Position mit einer lateralen Abweichung kleiner als 10 nm.

[64] Bei Reduzierung des externen Feldes tritt der Vortexzustand erst bei wesentlich kleineren Feldern

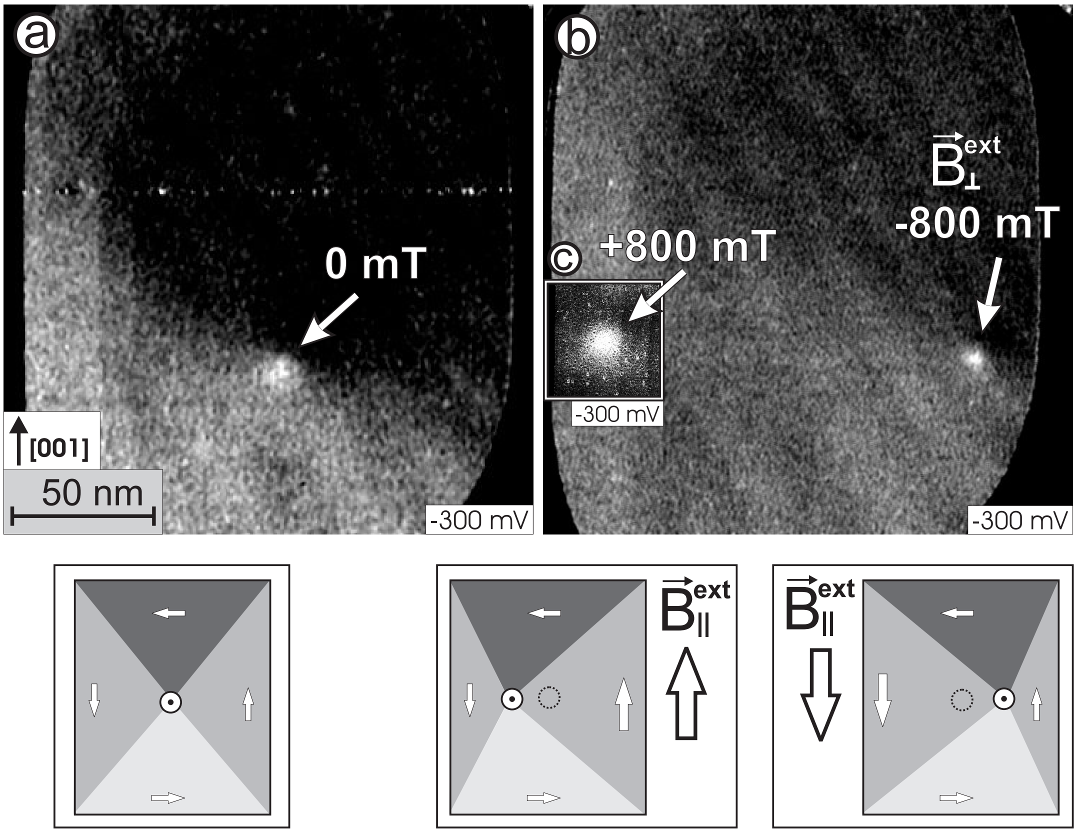

Abb. 4.34: dI/dU-Karten der gleichen Insel, aufgenommen mit einer annähernd out-of-plane sensitiven Cr-Spitze im Nullfeld a) und im senkrechten Feld von $B^{ext} = \mu_0 H^{ext} = -800$ mT b). Der größengetreue Einsatz c) zeigt den Vortexkern an der Position bei $B^{ext} = +800$ mT. Die verwendeten Tunnelparameter betragen jeweils $U = -300$ mV und $I = 0.5$ nA. Die laterale Bewegung des Vortexkerns ist auf eine kleine in-plane Komponente des externen Feldes zurückzuführen, die von einer nicht perfekten Ausrichtung des senkrechten Feldes bezüglich der Oberflächennormalen der Insel resultiert. Schema-Skizzen unter den dI/dU-Karten symbolisieren das laterale Verschieben des Vortexkerns. Aufgrund der in-plane Komponente des externen Feldes wird die äußere Domäne mit einer Magnetisierung parallel zum vorhandenen in-plane Feld energetisch bevorzugt, weshalb diese wiederum in ihrer Größe anwächst und dadurch der Vortexkern lateral verschiebt.

für die in-plane Komponente des externen Feldes, wobei für einen genauen Vergleich zu beachten ist, dass die Sättigungsmagnetisierung von bulk-Eisen ungefähr doppelt so groß ist wie die von Permalloy und daher der Eindomänen-Zustand in Fe-Inseln vermutlich bei etwas höheren in-plane Feldern erreicht wird.

Es soll nun der Einfluss der senkrechten Feldkomponente auf den Vortexkern näher untersucht werden. Die in-plane Komponente des externen Feldes wird hierbei vernachlässigt, da sie nur einen geringen und zudem unbestimmten Anteil am gesamten Feld ausmacht. Alle dI/dU-Karten von Abb. 4.34 a-c) sind mit derselben Cr-Spitze bei den gleichen Tunnelparametern aufgenommen und zeigen einen ähnlichen magnetischen Kontrast mit einem hellen Vortexkern. Daher zeigt die senkrechte Magnetisierungskomponente im Vortexkern in den drei Fällen in die gleiche Richtung [65]. Einen besseren Einblick in den Bereich des Vortexkerns von Abb. 4.34 geben die dI/dU-Karten von Abb. 4.35 mit gleicher lateraler Größe, höherer Auflösung und identischen Tunnelparametern. Man erkennt zunächst im Vergleich dieser dI/dU-Karten einen breiteren Vortexkern bei +800 mT (Abb. 4.35 b)) als bei -800 mT (Abb. 4.35 c)), d. h. der gleichorientierte, parallele Fall von externer Feldrichtung und senkrechter Magnetisierungsrichtung im Vortexkern liegt hier bei +800 mT vor. Aus der bekannten Richtung des externen Feldes folgt eine senkrechte Magnetisierung im Kern, die aus der Inseloberfläche herauszeigt. Weiterhin fällt auf, dass die dI/dU-Karte im antiparallelen Fall (Abb. 4.35 c) bei -800 mT den stärksten magnetischen Kontrast zwischen Kernregion und der Umgebung zeigt. Dies kann wiederum erklärt werden mit der zusätzlichen z-Komponente der lokalen Magnetisierung über die gesamte Insel, die in diesem Fall entgegengesetzt zur z-Komponente der Magnetisierung im Vortexkern ausgerichtet ist (vgl. Abb. 4.33). Wie weit die lokale Magnetisierung neben dem Vortexkern hierbei aus der Ebene dreht, kann mit dem Kontinuums-Modell für eine sehr dünne Schicht abgeschätzt werden. Es ergibt sich aus dem Minimum der lokalen Streufeldenergiedichte $e_d = K_d \cos^2 \alpha = \frac{1}{2}\mu_0 M_{sat}^2 \cos^2 \alpha$ (Annahme: Entmagnetisierungsfaktor $N_z = 1$, s. Gl. (4.12)) und der Zeeman-Energiedichte $e_{zeeman} = -\mu_0 M_{sat} H_z^{ext} \cos \alpha$, wobei α den Winkel zwischen lokaler Magnetisierungsrichtung und Oberflächennormalen bezeichnet, eine z-Komponente von: $m_z = \cos \alpha = \mu_0 H_z^{ext} / \mu_0 M_{sat}$ und somit bei externen Feldern von $\mu_0 H_z^{ext} \pm 800$ mT ein Wert von $m_z = \pm 0.38$ bzw. $\alpha = 67°$ und $\alpha = 113°$.

In Abb. 4.35 d) ist nun der quantitative Vergleich zwischen experimentellen und berechneten Daten von $m_z(\rho)$ als Funktion des Abstands ρ vom Vortexkern dargestellt. Die Magnetisierungsverteilung wurde mit den analogen Simulationsparametern (Zellengröße, Materialwerte) wie für den Vergleich im Nullfeld berechnet, wobei in der mikromagnetischen Simulation das externe Feld exakt senkrecht zur Inseloberfläche mit ±800 mT angesetzt wurde und daher der Vortexkern in der Inselmitte bleibt. Die experimentellen dI/dU-Daten aus Abb. 4.35 a-c) wurden wieder über Kreisringe um das Vortexzentrum

wieder auf, so dass Magnetisierungsmessungen eine Hysterese zeigen [177]. Zusätzlich kann der Drehsinn des Vortexzustands durch eine komplette Hystereseschleife über entgegengesetzte in-plane Sättigungsfelder umgedreht werden [179, 212].

[65] In diesem Zusammenhang sei erwähnt, dass sich die senkrechte Magnetisierung im Vortexkern prinzipiell durch eine Sättigung in senkrechter Richtung und anschließender Reduktion des äußeren Feldes parallel zur Feldrichtung einstellen lässt [213].

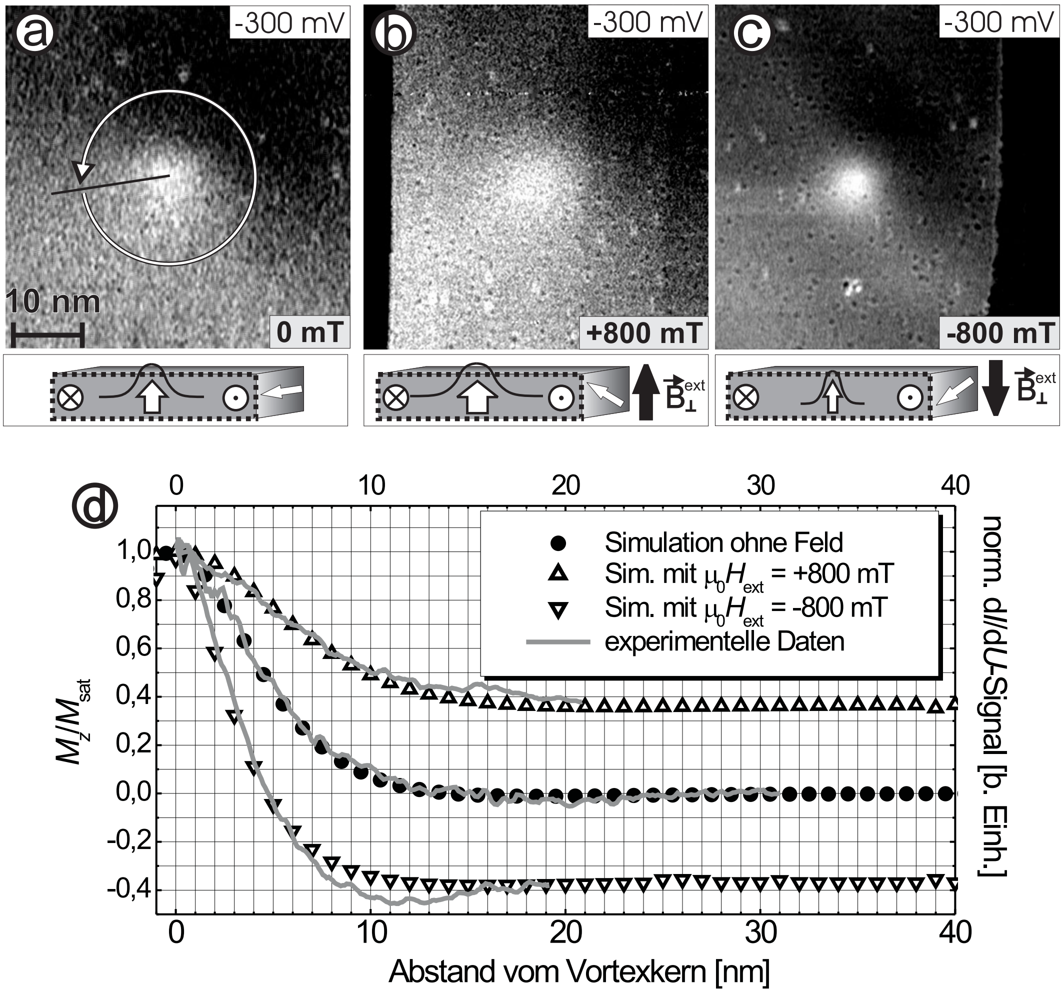

Abb. 4.35: Die dI/dU-Karten zeigen einen gleichen lateralen Ausschnitt von 50×50 nm^2 um den Bereich des Vortexkerns von Abb. 4.34 im Nullfeld a), bei +800 mT b) und -800 mT c). Die Tunnelparameter $U = -300$ mV und $I = 0.5$ nA und Spitzeneigenschaften (Spinpolarisation, Verkippungswinkel) sind jeweils gleich. Der Vortexkern wird schmaler im antiparallelen Fall (-800 mT c)) von senkrechter Feldrichung und lokaler Magnetisierungsrichtung im Vortexzentrum und tritt zusätzlich deutlicher gegenüber der Umgebung hervor als im parallelen Fall (+800 mT b)). d) Experimentelle Daten (Linien) und Daten einer mikromagnetischen Simulation (Symbole) [164] der out-of-plane Komponente der lokalen Magnetisierungsrichtung $m_z(\rho)$ als Funktion des Abstands ρ vom Vortexkern. Die mikromagnetischen Simulationen wurde mit einem exakt senkrechten Feld zur Inseloberfläche von $\mu_0 H_z^{ext} = \pm 800$ mT durchgeführt. Die weiteren Simulationsparameter waren identisch zu den Berechnungen ohne externes Feld: $A = 2.1 \cdot 10^{-11}$ J/m, $K_1 = 4.8 \cdot 10^4$ J/m^3 und $M_{sat} = 1.7 \cdot 10^6$ A/m, Zellengröße lateral 1×1 nm^2 und vertikal 8 nm, entsprechend der mittleren Inseldicke von $\bar{D} = 8$ nm.

gemittelt. Anschließend erfolgte eine Skalierung und Verschiebung der Kurven auf den Wert $m_z(\rho = 0) = 1$ und den berechneten Wert von $m_z^{sim}(\rho)$ bei maximal gemessenem Abstand $\rho = \rho_{max}$. Für die Skalierung wurde hierbei ein nahezu identischer Faktor ($f = 1.43 \pm 0.03$) für alle drei Kurven verwendet, weshalb neben den berechneten Werten der Simulation auch die experimentellen Werte eine senkrechte Magnetisierungskomponente bei größerer Entfernung zum Kern liefern, die recht exakt durch die vorherige Abschätzung wiedergegeben wird. Insbesondere zeigen die experimentellen und berechneten Daten eine identische Breite des Vortexkerns bzw. einen gleichen Abfall der senkrechten Magnetisierungskomponente mit zunehmendem Abstand ρ vom Vortexkern. Dieser wird im Fall mit angelegtem Feld durch die Minimierung von drei Energietermen bestimmt [66].

Für den Fall mit externem Magnetfeld sind jedoch im Abstandsbereich von 8-16 nm Abweichungen zwischen experimentellen Kurven und berechneten Werten erkennbar. Hierzu ist vorerst anzumerken, dass die absoluten dI/dU_{sp}-Signalvariationen dieser Karten wesentlich geringer sind als in den dI/dU-Karten von Abb. 4.32. Dies ist auf eine kleinere Spinpolarisation des Tunnelübergangs zurückzuführen. Zusätzlich hat die Cr-Spitze in den Messungen der Feldreihe einen größeren Verkippungswinkel von $\vec{m}^s$ gegen die Oberflächennormale (ca. 28°), woraus eine geringere Sensitivität auf die z-Komponente der Probenmagnetisierung folgt. Beides ergibt in den dI/dU-Karten von Abb. 4.35 ein schlechteres Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Abb. 4.32 b) und Abb. 4.35 a) zeigen den gleichen Vortexkern im Nullfeld, aber die Eigenschaften der Cr-Spitze (Spinpolarisation, Verkippungswinkel) haben sich durch eine Präparation mit einem kurzzeitigen Spannungspuls zwischen den Aufnahmen der dI/dU-Karten verändert. Die Abweichungen sind jedoch nicht durch das Rauschen erklärbar. Allerdings befindet sich der Vortexkern im Experiment bei angelegtem Feld nahe am Inselrand. Wahrscheinlich kommt es hier bei größeren Abständen vom Vortexkern zu leichten Abweichungen von einer zirkularsymmetrischen Verteilung der lokalen Magnetisierung. Auf der einen Seite fehlt magnetisches Material. Deshalb muss lokal wegen eines geringeren entmagnetisierenden Feldes weniger Streufeldenergie bezahlt werden, falls die Magnetisierung in einem schmalen Bereich entlang des Inselrandes weiter aus der Ebene herausdreht. Das Gleichgewicht mit dem externen Feld tritt erst „später“ ein, wodurch mehr Zeeman-Energie gewonnen wird [67].

Trotz der geringen Abweichungen bestätigt die sonst gute Übereinstimmung in Abb. 4.35 c) im *Einzelnen* die angenommenen Materialparameter M_{sat} und A. Dieses ergibt sich aus den nahezu identischen Vortexbreiten der experimentellen und berechneten Werte für das externe Magnetfeld, die in diesem Fall aus dem Wechselspiel von drei Energietermen resultieren, sowie durch das nahezu identische $m_z(\rho)$ neben dem Vortexkern, letzteres hängt nur vom Materialparameter M_{sat} ab. Die Tatsache, dass nun auch

[66] Im Experiment befindet sich der Vortexkern am Inselrand und daher wegen der keilförmigen Inselstruktur streng genommen bei einer lokalen Schichtdicke mit einem Unterschied zur mittleren Inselhöhe von ca. 1-2 nm. Die Simulationen wurden dagegen für eine Insel mit einer Dicke von 8 nm durchgeführt. Eine Abweichung aufgrund der Schichtdicken-Abhängigkeit der Kernbreite ist im Vergleich von Abb. 4.35 d) nicht zu erkennen und sollte nach Abb. 4.7 auch gering sein.

[67] In der Simulation ist die z-Komponente der lokalen Magnetisierung in einem Streifen von 10-15 nm entlang der Kante der Inseloberfläche um ca. $\Delta m_z \approx 0.04$ größer als in der Inselmitte und gleicht sich dann für größere Abstände vom Rand an. Die dI/dU_{sp}-Daten bestätigen dieses Verhalten tendenziell.

der Vortexkern mit richtiger Breite im Nullfeld (Abb. 4.32 c)) und mit externem Magnetfeld (Abb. 4.35 c)) wiedergegeben wird, bestätigt dann den angenommenen Wert der effektiven Austauschkonstanten A.

Somit folgt aus den Untersuchungen zur Spinstruktur des Vortexkerns, dass eine konsistente Beschreibung der experimentellen Resultate im Rahmen des Mikromagnetismus möglich ist. Dies mag überraschend sein, da die untersuchten komplexen Strukturen offensichtlich nur Ausdehnungen im nm-Bereich haben, also nur wenige 100 atomare Gitterplätze lateral umfassen. Es gibt zum Teil verschiedene Auffassungen, auf welcher Größenskala die Kontinuumstheorie ihre Gültigkeit verliert (s. [119] S. 267 und [147] S. 135).

4.6.4 Diskussion der Gültigkeit des Kontinuummodells

Wie würde sich zeigen, dass die mikromagnetische Theorie nicht mehr gültig ist? Entweder sollte eine Inkonsistenz innerhalb der experimentellen Daten auftreten oder der Verlauf von $m_z(\rho)$ der experimentellen Daten sollte nicht mit dem funktionellen Verlauf von $m_z^{sim}(\rho)$ einer mikromagnetischen Simulation übereinstimmen oder die zur Übereinstimmung benötigten Materialwerte als Eingabeparameter für die Simulation ließen sich nicht sinnvoll physikalisch motivieren.

Zunächst ist anzumerken, dass die spinpolarisierte Rastertunnelspektroskopie nicht direkt die lokale Magnetisierung misst, sondern der spinpolarisierte Anteil zum dI/dU_{sp}-Signal von den Spindichten der Spitze und Probe abhängt. Die lokale Spindichte bzw. Magnetisierungsdichte von Spitze oder Probe ist jeweils gegeben durch [72,73]: $\vec{m}(\vec{r},E) = \sum_\mu \delta(E - E_\mu)\Psi_\mu^*(\vec{r})\vec{\sigma}\Psi_\mu(\vec{r})$, mit einem allgemeinen Spinorzustand $\Psi_\mu = (\psi_{\mu\uparrow},\psi_{\mu\downarrow})$, wobei $\psi_\mu(\vec{r})$ die Ortswellenfunktion des jeweiligen Zustands μ enthält und $\vec{\sigma}$ die Pauli-Spinmatrizen bezeichnet. Für eine kollineare ferromagnetische Probe sind die Spinorzustände bezüglich einer bestimmten Quantisierungsachse reine Spinzustände $\Psi_\mu = (\psi_{\mu\uparrow},0)$ oder $\Psi_\mu = (0,\psi_{\mu\downarrow})$ [73] und die Spindichte vereinfacht sich zu $\vec{m}(\vec{r},E) = (0,0,\rho_\uparrow - \rho_\downarrow)$ mit $\rho_{\uparrow,\downarrow}(\vec{r},E)$ der Zustandsdichte einer Sorte von reinen Spinzuständen. Für den Tunnelprozess unter Spinerhaltung müssen die Systeme von Spitze und Probe mit ihren Quantisierungsachsen in Bezug gesetzt werden, bzw. die reinen Spinzustände der Probe müssen beispielsweise in das Eigensystem der Spinzustände der Spitze transformiert werden, wodurch sie wiederum eine allgemeine Form des Spinorzustands erhalten. Dies führt schließlich wiederum auf eine $\cos\theta$-Abhängigkeit in Formel (4.23) [72,73]. Im Vortexkern hat man jedoch offensichtlich keine kollineare ferromagnetische Ausrichtung. Die Zustände werden also nicht durch reine Eigenzustände des Spinors bezüglich einer fixierten Quantisierungsachse beschrieben, sondern sind Mischzustände $\Psi_\mu = (\psi_{\mu\uparrow},\psi_{\mu\downarrow})$. Die Messung bezüglich der Quantisierungsachse der Spitze projiziert die beiden Anteile entsprechend $|\psi_{\mu\uparrow}|^2 - |\psi_{\mu\downarrow}|^2$ auf die Messachse [72,73]. Nach längerer Rechnung [72] ergibt auch dies einen $\cos\theta$-Term im Tunnelstrom. Im Fall eines ferromagnetischen Systems und einer elektronisch homogenen Oberfläche ist also für die laterale dI/dU_{sp}-Variation entsprechend $\cos\theta(\vec{m}^s,\vec{m}^p(\vec{r}))$ die lokale räumliche Orientierung der Quantisierungsachsen der Spinzustände von Spitze und Probe entscheidend. Im Folgenden wird daher wieder der Ausdruck reduzierte Magnetisierung für den Richtungsvektor $\vec{m}^p$ verwendet.

Die Übereinstimmung der experimentellen Daten mit der Kontinuumstheorie des Mikromagnetismus wird durch die unabhängige Messung der in-plane und out-of-plane Komponente von $\vec{m}^p(\rho)$, die in sich konsistent sind [68], bestätigt. In der Gegenüberstellung von experimentellen und berechneten Werten ist zu berücksichtigen, dass bei festen Materialwerten in der mikromagnetischen Simulation dann kein Fitparameter mehr enthalten ist, abgesehen von der notwendigen Anpassung der dI/dU_{sp}-Daten auf die Skala eines Richtungsvektors unter der Bedingung $m_z(\rho = 0) = 1$. Die mikromagnetischen Simulationen stimmen dann bei Annahme von Volumen-Materialparametern von Eisen (M_{sat}, A) mit den experimentellen Werten überein.

Der Wert der Sättigungsmagnetisierung, der die Streufeldenergie über $K_d = \frac{1}{2}\mu_0 M_{sat}^2$ bestimmt, ist bei einer mittleren Dicke der Inseln von 8 nm entsprechend ca. 40 ML verständlich [155]. Erstaunlich ist eher die gute Übereinstimmung mit der effektiven Austauschkonstanten A, die sich bei festem $M_{sat} = 1.7 \cdot 10^6$ A/m aus dem Vergleich von Experiment und Simulation zu $A = (2.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-11}$ J/m^3 ergibt, wenn man mit einbezieht, dass A normalerweise durch eine Taylorentwicklung für kleine Winkel zwischen benachbarten Spins hergeleitet wird (s. Abbschnitt 4.1.2). Im Experiment treten Winkel zwischen Spins auf benachbarten Gitterplätzen von bis zu 8° auf (z. B. in Abb. 4.32). Die höheren Ordnungen der Taylorreihe machen aber selbst bei 8° noch weniger als 1% des Austauschterms aus. Andererseits wurde für die Verbindung von A zur Quantenmechanik vom Heisenberg-Hamiltonian ausgegangen, der nach seinem Ansatz magnetische Systeme mit stark lokalisierten Spins besser beschreibt. Dies sollte für Eisen mit weitgehend delokalisierten $3d$-Elektronen, die zum magnetischen Moment beitragen, nicht besonders gut geeignet sein. Der verwendete Wert der effektiven Austauschkonstanten A stammt demnach auch nicht aus ab-initio Berechnungen zur Austausch-Wechselwirkung, sondern wurde aus der Dispersionsrelation von niederenergetischen Spinwellen ermittelt. Infolgedessen ist die Übereinstimmung mit der mikromagnetischen Simulation zunächst ein experimentell eindeutiges Resultat, das aber auch theoretisch plausibel erscheint.

Schließlich ist zu erwarten, dass auf sehr kleiner Skala die Anisotropie der Austausch-Kopplung aufgrund einer anisotropen Anordnung von Nachbaratomen in der (110)-Oberfläche bzw. Ebene eine Rolle spielt. Dieser Effekt sollte jedoch nur in sehr dünnen Schichten im Monolagenbereich zu beobachten sein [214]. An den untersuchten Inseln wird der Effekt durch die relativ hohe Schichtdicke ($\bar{D}$ ca. 30-40 ML) weitgehend kompensiert.

[68]Nach der Nebenbedingung $\vec{m}^s_{||}(\rho)^2 + \vec{m}^s_z(\rho)^2 = 1$.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine 300 mK-14 T-Rastertunnelmikroskopie-Apparatur im UHV aufgebaut und spinpolarisierte RTS-Messungen an dünnen ferromagnetischen Fe-Inseln durchgeführt. Die RTM-Anlage ermöglicht RTM/RTS-Messungen in einem Temperaturbereich von 300 mK bis (derzeit) 100 K bei einem Basisdruck $p < 1 \cdot 10^{-10}$ mbar und in Magnetfeldern bis ± 14 T.

Unter Pumpen am 1 K-Topf wird eine Basistemperatur am RTM von 262 ± 5 mK mit einer Standzeit von 130 h erreicht. Wird nicht extern am 1 K-Topf gepumpt, dann kann eine leicht erhöhte Basistemperatur von 315 ± 5 mK für 30 h stabil gehalten werden. Beide Zeitfenster erlauben zeitaufwendige spektroskopische Messungen. Das RTM kann aufgrund einer besonderen Konstruktion des ^{3}He-Kühlsystems zwischen der Messposition im Tieftemperaturbereich des Kryostaten und einer Transferposition in einer dem Kryostaten von unten angeflanschten UHV-Kammer vertikal verfahren werden. Es wurde ein Mechanismus zum Proben- *und* Spitzenwechsel in das kompakte TT-RTM implementiert, wodurch diese insitu im UHV ausgetauscht werden können. Bei einem solchen Austausch existieren sehr reine Umgebungsbedingungen ($p < 1 \cdot 10^{-10}$ mbar), die wiederum aus der Ausheizbarkeit des kompletten Innenbereichs dieses ^{3}He-Verdampfungskryostaten resultieren.
In die Gesamtanlage ist ein vielseitiger Raumtemperatur-UHV-Bereich integriert mit umfangreichen Möglichkeiten für eine aufwendige Präparation von RTM-Proben (Ionenbeschuss, Molekularstrahlverdampfer, moderates Heizen < 900 K, kurzzeitiges hohes Heizen ≤ 2400 K, MBE-RTM) und Methoden zur weiteren, teilweise komplementären Charakterisierung (temperaturvariables MOKE-System, LEED/Auger-Einheit). Darüberhinaus besitzt die Anlage eine Schleuse, die ebenfalls kompatibel ist für einen Probentransfer zwischen der MBE-Anlage des Instituts und dem UHV-RTM-System, ausschließlich unter UHV-Bedingungen.
Die Gesamtanlage besitzt ein mehrstufiges externes Dämpfungssystem, dessen positive Wirkung in Kombination mit dem kompakten und rigiden Aufbau des RTMs bereits in ersten Testmessungen bestätigt wird. In einem noch nicht optimierten Aufbau der Gesamtanlage liegt das z-Rauschen bei 315 mK ohne Magnetfeld und mit Magnetfeld bei ca. 3 pm$_{\text{pp}}$. Messungen mit Rastertunnelspektroskopie bei Basistemperatur an signalschwachen Strukturen deuten auf eine hohe Stabilität sowie Reproduzierbarkeit mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von ca. 20 hin. RTS-Messungen in nächster Zukunft auf $NbSe_2$ werden Aussagen zulassen, wie nahe man tatsächlich am thermischen Limit der Energieauflösung (≈ 75 μeV) liegt.

Ferner wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit bereits spinpolarisierte RTS-Messungen in der neu aufgebauten Anlage bei Raumtemperatur durchgeführt. Sämtliche für die neue Messmethode notwendigen Präparationsschritte können in der Anlage vollzogen werden, so dass die Tieftemperatur-Anlage ebenfalls zum Einsatz von spinpolarisierten RTM/RTS-Messungen bereit steht. Es existieren RTM-Anlagen die einzelne Aspekte dieser neuen Anlage erreichen oder zum Teil übertreffen, jedoch gibt es wahrscheinlich weltweit keine RTM-Anlage mit gleicher Flexibilität bezüglich Probenauswahl, Spitzenauswahl, Temperatur und Magnetfeld.

Der gewählte Weg, die „Tür“ zu spinpolarisierten Messungen in der neuen Anlage zu öffnen, führte zu den Untersuchungen an dünnen ferromagnetischen Eisen-Inseln. Durch ein selbstorganisiertes Wachstum im Stranski-Krastanov-Modus von Fe auf W(110) konnten Fe-Inseln mit einkristalliner Struktur sowie technologisch relevanten Größenverhältnissen bei lateralen Ausmaßen von 200-600 nm in [001]-Richtung bzw. 150-300 nm in $[1\bar{1}0]$-Richtung und einer mittleren Inseldicke im Bereich von 3 bis 9 nm hergestellt werden. Verschiedene Domänenkonfigurationen der Inseln wurden dickenabhängig mittels spinpolarisierten RTS-Messungen (SP-RTS) bei $T = 14\,\mathrm{K}$ beobachtet.
Sehr dünne Inseln (Dicke $\approx$ 3-4 nm) nehmen einen Eindomänen-Zustand mit einer Orientierung der Magnetisierung entlang der $[1\bar{1}0]$-Richtung ein. Hier besteht eine eindeutige Kopplung zwischen der Magnetisierung der eindomänigen Inseln und der Domänenstruktur der dazwischen liegenden Fe-Monolage. Eine einzelne, etwas dickere Insel besitzt eine nahezu zweidomänige Konfiguration.
Noch dickere Inseln (Dicke $\approx$ 6-9 nm) zeigen vorwiegend eine Verteilung der lokalen Magnetisierung mit einem Ringschluss in der Ebene, den sogenannten Vortexzustand. In diesem Dickenbereich konnte auch eine Insel mit einem zweifachen Ringschluss der Magnetisierung bzw. ein sog. Diamantzustand beobachtet werden.
Aus topologischen Gründen dreht die lokale Magnetisierung in unmittelbarer Nähe des Zentrums der Vortexkonfiguration aus der Schichtebene und ist direkt im Zentrum senkrecht zur Schichtebene orientiert. Die laterale Ausdehnung dieses Vortexkerns beträgt nur einige Nanometer, wobei die charakteristische Längenskala durch die magnetische Austauschlänge der Streufeldenergie $l_d = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_{sat}^2}}$ gegeben ist, die für Eisen lediglich $l_d^{Fe} = 3.4$ nm beträgt. Mittels SP-RTS konnte erstmals sowohl die zirkulare in-plane Komponente der lokalen Magnetisierung als auch die out-of-plane bzw. z-Magnetisierungskomponente im Bereich des Vortexkerns mit einer deutlich kleineren Auflösung als l_d vermessen werden. Hierzu wurde eine antiferromagnetische Cr-Beschichtung der Spitze verwandt, um den Einfluss von Streufeldern der Spitze zu minimieren. Erstmals konnten solche Cr-Spitzen auch zur Untersuchung der in-plane Komponente hergestellt werden.
Die senkrechte Komponente der Magnetisierung beträgt in einem Radius von 4.5 nm um das Zentrum des Vortexkerns nur noch 50% und in einem Abstand von 9-10 nm nur noch 10%; entsprechend wird eine experimentelle Breite definiert über die in-plane Komponente des Vortexkerns von $w_m^{exp} = 2R_m^{exp} = 9 \pm 1$ nm beobachtet, die gut mit der Breite von $w_m = 2l_d \approx 6.8$ nm nach einem einfachen theoretischen Modell [47] übereinstimmt. Die verbleibende Diskrepanz kann durch die endliche Schichtdicke qualitativ

erklärt werden. Insbesondere wird der nach mikromagnetischen Simulationen erwartete Verlauf der Magnetisierungsverteilung im Experiment im Detail reproduziert.
Experimente im externen B-Feld bis ± 800 mT mit Magnetfeldrichtung senkrecht zur Probenoberfläche ergeben, entsprechend den Erwartungen, einen breiteren Vortexkern im parallelen Fall von Magnetisierungsrichtung im Vortexzentrum und externer Feldrichtung sowie einen schmaleren Kern im antiparallelen Fall. Man findet wiederum eine gute Übereinstimmung mit der Theorie respektive einer mikromagnetischen Simulation [164].
Der Vergleich der experimentellen Daten mit semi-analytischen Theorien [47, 119] und mikromagnetischen Simulationen [164] ergibt eine konsistente Beschreibung im Rahmen des klassischen Mikromagnetismus auch für komplexe Magnetisierungskonfigurationen auf der nm-Längenskala. Die magnetische Konfiguration des Vortexkerns wird dabei allein durch die Materialparameter der Spinsteifheit A und der Sättigungsmagnetisierung M_{sat} bestimmt. Dagegen spielen für das untersuchte System Oberflächenanisotropien, magnetokristalline Volumenanisotropien sowie magnetoelastische Anisotropiebeiträge im Vortexkern eine untergeordnete Rolle.

Die SP-RTS-Untersuchungen der Magnetisierung dünner Inseln und der Aufbau der 300 mK-RTM-Anlage soll in Zukunft im Rahmen des Studiums von Ferromagnet-Halbleiter-Grenzflächen zusammengeführt werden.

Literaturverzeichnis

[1] G. Binnig, H. Rohrer: Helv. Phys. Acta **55**, 726 (1982).

[2] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, E. Weibel: *Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy.* Phys. Rev. Lett. **49**, 57 (1982).

[3] R. Wiesendanger: *Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy.* Cambridge University Press (1994).

[4] D. M. Eigler, E. K. Schweizer: *Positioning single atoms with a scanning tunneling microscope.* Nature **344**, 524 (1990).

[5] M. Morgenstern, J. Klijn, C. Meyer, M. Getzlaff, R. Adelung, R. Römer, K. Rossnagel, L. Kipp, M. Skibowski, R. Wiesendanger: *Direct Comparison between Potential Landscape and Local Density of States in a Disordered Two-Dimensional Elektron System.* Phys. Rev. Lett. **89**, 136806 (2002).

[6] M. Morgenstern, J. Klijn, C. Meyer, R. Wiesendanger: *Real-Space Observation of Drift States in a Two-Dimensional Electron System at High Magnetic Fields.* Phys. Rev. Lett. **90**, 56804 (2003).

[7] D. Bimberg, M. Grundmann, N. N. Ledentsov: *Quantum Dot Heterostructures.* Wiley, Chichester, New York (1999).

[8] M. F. Crommie, C. P. Lutz, D. M. Eigler: *Imaging standing waves in a two dimensional electron gas.* Nature **363**, 524 (1993).

[9] M. F. Crommie, C. P. Lutz, D. M. Eigler: *Confinement of electrons to quantum corrals on a metal surface.* Science **262**, 218 (1993).

[10] V. Madhavan, W. Chen, T. Jamneala, M. Crommie, N. Wingreen: *Tunneling into a Single Magnetic Atom: Spectroscopic Evidence of the Kondo Resonance.* Science **280**, 567 (1998).

[11] T. Jamneala, V. Madhavan, M. F. Crommie: *Kondo Response of a Single Antiferromagnetic Chromium Trimes.* Phys. Rev. Lett. **87**, 256804 (2001).

[12] H. Manoharan, C. Lutz, D. Eigler: *Quantum mirages formed by coherent projection of electronic structure.* Nature **403**, 512 (2000).

[13] J. Carpenelli, H. Weitering, E. Plummer, R. Stumpf: *Direct observation of a surface charge density wave.* Nature **381**, 398 (1996).

[14] N. Nilius, T. M. Wallis, W. Ho: *Development of One-Dimensional Band Structure in Artificial Gold Chains.* Science **297**, 1853 (2002).

[15] D. C. Tsui, H. L. Störmer, A. C. Gossard: *Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit.* Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).

[16] Z. Fisk, D. Hess, C. Pethick, D. Pines, J. Smith, J. Thompson, J. Willis: *Heavy-Electron Metals: New Highly Correlated States of Matter.* Science **239**, 33 (1988).

[17] M. Jourdan, M. Huth, H. Adrian: *Superconductivity mediated by spin fluctuations in the heavy-fermion compound UPd_2Al_3.* Nature **398**, 47 (1999).

[18] K. Ishida *et al.*: *Spin-triplet superconductivity in Sr_2RuO_4 identified by ^{17}O Knight shift.* Nature **396**, 658 (1998).

[19] H. Sakata, N. Nishida, M. Hedo, K. Sakurai, Y. Inada, Y. Ōnuki, E. Yamamoto, Y. Haga: *Vortex Lattice and Quasiparticle Density of States in $CeRu_2$ Studied by Scanning Tunneling Spectroscopy.* J. Phys. Soc. Japan **69**, 1970 (2000).

[20] J. E. Hoffman, K. McElroy, D. H. Lee, K. M. Lang, H. Eisaki, S. Uchida, J. C. Davis: *Imaging Quasiparticle Interference in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x-}$.* Science **295**, 1148 (2002).

[21] K. M. Lang, V. Madhavan, J. E. Hoffman, E. W. Hudson, H. Eisaki, S. Uchida, J. C. Davis: *Imaging the granular structure of high T_c-superconductivity in underdoped $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x-}$.* Nature **415**, 412 (2002).

[22] E. W. Hudson, K. M. Lang, V. Madhavan, S. H. Pan, H. Eisaki, S. Uchida, J. C. Davis: *Interplay of magnetism and high T_c-superconductivity at individual Ni impurity atoms in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$.* Nature **411**, 920 (2001).

[23] S. Pan, J. O'Neal, R. Badzey, C. Chamon, H. Ding, J. Engelbrecht, Z. Wang, H. Eisaki, S. Uchida, A. Gupta, K.-W. Ng, E. Hudson, K. Lang, J. Davis: *Microscopic electronic inhomogeneity in the high-T_c superconductor $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$.* Nature **413**, 282 (2001).

[24] M. Kugler, Ø. Fischer, C. Renner, S. Ono, Y. Ando: *Scanning Tunneling Spectroscopy of $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$: New Evidence for the Common Origin of the Pseudogap and Superconductivity.* Phys. Rev. Lett. **86**, 4911 (2001).

[25] S. H. Pan, E. W. Hudson, J. C. Davis: *^{3}He refrigerator based very low temperature scanning tunneling microscope.* Rev. Sci. Inst. **70**, 1459 (1999).

[26] P. M. Tedrow, R. Meservey: *Spin-Dependent Tunneling into Ferromagnetic Nickel.* Phys. Rev. Lett. **26**, 192 (1971).

[27] R. Meservey, P. M. Tedrow: *Spin-polarized electron tunneling.* Phys. Rep. **238**, 173 (1994).

[28] R. E. Prange, S. M. Girvin: *The Quantum Hall Effect, 2nd ed.* Springer New York, Berlin, Heidelberg (1990).

[29] G. Meier, T. Matsuyama, U. Merkt: *Field effect in InAs/permalloy hybrid transistors.* Phys. Rev. B **65**, 125327 (2002).

[30] O. Wunnicke, P. Mavropoulos, R. Zeller, P. H. Dederichs, D. Grundler: *Ballistic spin injection from Fe(001) into ZnSe and GaAs.* Phys. Rev. B **65**, 241306 (2002).

[31] C. M. Hu, J. Nitta, A. Jensen, J. B. Hansen, H. Takayanagi: *Spin-polarized transport in a two dimensional electron gas with interdigital-ferromagnetic contacts.* Phys. Rev. B **63**, 125333 (2001).

[32] G. Schmidt, G. Richter, P. Grabs, C. Gould, D. Ferrand, L. W. Mohlenkamp: *Large magnetoresistance effect due to spin injection into a nonmagnetic semiconductor.* Phys. Rev. Lett. **87**, 227203 (2001).

[33] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuschner, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag, L. W. Mohlenkamp: *Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode.* Nature **402**, 787 (1999).

[34] Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, D. D. Awschalom: *Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor hetreostructure.* Nature **402**, 790 (1999).

[35] S. Datta, B. Das: *Electronic analog of the electro-optic modulator.* Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1989).

[36] G. Prinz: *Magnetoelectronics.* Physics Today **58**, 24 (1995).

[37] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, B. J. van Wees: *Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor.* Phys. Rev. B **62**, R4790 (2000).

[38] D. Grundler: *Oscillatory Spin-Filtering due to Gate Control of Spin-Dependent Interface Conductance.* Phys. Rev. Lett. **86**, 1058 (2001).

[39] C. M. Hu, T. Matsuyama: *Spin injection across a heterojunction: A ballistic picture.* Phys. Rev. Lett. **87**, 66803 (2001).

[40] R. M. Stroud, A. T. Hanbicki, Y. D. Park, G. Kioseoglou, A. G. Petukhov, B. T. Jonker, G. Itskos, A. Petrou: *Reduction of Spin Injection Efficiency by Interface Defect Spin Scattering in ZnMnSe/AlGaAs-GaAs Spin-Polarized Light-Emitting Diodes.* Phys. Rev. Lett. **89**, 166602 (2002).

[41] R. Wiesendanger, H. Güntherodt, G. Güntherodt, R. Gambino, R. Ruf: *Observation of Vacuum Tunneling of Spin-Polarized Electrons with the STM.* Phys. Rev. Lett. **65**, 247 (1990).

[42] M. Bode, M. Getzlaff, R. Wiesendanger: *Spin-Polarized Vacuum Tunneling into the Exchange-Split Surface State of Gd(0001).* Phys. Rev. Lett. **81**, 4256 (1998).

[43] A. Kubetzka, M. Bode, O. Pietzsch, R. Wiesendanger: *Spin-Polarized Scanning Tunneling Microscopy with Antiferromagnetic Probe Tips.* Phys. Rev. Lett. **88**, 057201 (2002).

[44] O. Pietzsch, A. Kubetzka, M. Bode, R. Wiesendanger: *Observation of Magnetic Hysteresis at the Nano-Scale by Spin Polarized Scanning Tunneling Spectroscopy.* Science **292**, 2053 (2001).

[45] S. Heinze, M. Bode, A. Kubetzka, O. Pietzsch, X. Nie, S. Blügel, R. Wiesendanger: *Real-Space Imaging of Two-Dimensional Antiferromagnetism on the Atomic Scale.* Science **288**, 1805 (2000).

[46] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: *Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores.* Science **298**, 577 (2002).

[47] E. Feldtkeller, H. Thomas: *Struktur und Energie von Blochlinien in dünnen ferromagnetischen Schichten.* Phys. Kondens. Materie **4**, 8 (1965).

[48] J. Tersoff, D. R. Hamann: *Theory of the STM.* Phys. Rev. B **31**, 805 (1985).

[49] J. Bardeen: *Tunneling from a Many-Particle Point of View.* Phys. Rev. Lett. **6**, 57 (1961).

[50] J. Tersoff, D. R. Hamann: *Theory and Application for the Scanning Tunneling Microscope.* Phys. Rev. Lett. **50**, 1998 (1983).

[51] J. Wintterlin, J. Wiechers, H. Brune, T. Gritsch, H. Höfer, R. J. Behm: *Atomic-Resolution Imaging of Close-Packed Metal Surfaces by Scanning Tunneling Microscopy.* Phys. Rev. Lett. **62**, 59 (1989).

[52] V. M. Hallmark, S. Chiang, J. F. Raboldt, J. D. Swalen, R. J. Wilson: *Observation of Atomic Corrugation on Au(111) by Scanning Tunneling Microscopy.* Phys. Rev. Lett. **59**, 2879 (1987).

[53] J. R. Hahn, W. Ho: *Single Molecule Imaging and Vibrational Spectroscopy with a Chemically Modified Tip of a Scanning Tunneling Microscope.* Phys. Rev. Lett. **87**, 196102 (2001).

[54] C. J. Chen: *Origin of atomic resolution on metal surfaces in scanning tunneling microscopy.* Phys. Rev. Lett. **65**, 448 (1990).

[55] C. J. Chen: *Tunneling matrix elements in three-dimensional space: The derivative rule and the sum rule.* Phys. Rev. B **42**, 8841 (1990).

[56] C. J. Chen: *Microscopic view of scanning tunneling microscopy.* J. Vac. Sci. Tech. A **9**, 44 (1990).

[57] W. A. Hofer, A. J. Fischer, R. A. Wolkov, P. Grütter: *Surface Relaxations, Current Enhancements, and Absolute Distances in High Resolution Scanning Tunneling Microscopy.* Phys. Rev. Lett. **87**, 236104 (2001).

[58] S. Ciraci, A. Baratoff, I. B. Batra: *Site-dependent electronic effects, forces, and deformations in scanning tunneling microscopy of flat metal surfaces.* Phys. Rev. B **42**, 7618 (1990).

[59] A. Selloni, P. Carnevali, E. Tosatti, C. D. Chen: *Voltage-dependent scanning-tunneling microscopy of a crystal surface: Graphite.* Phys. Rev. B **31**, 2602 (1985).

[60] R. J. Hamers: *Atomic-resolution surface spectroscopy with the scanning tunneling microscope.* Annu. Rev. Phys. Chem. **40**, 531 (1989).

[61] R. M. Feenstra, J. A. Stroscio, A. P. Fein: *Tunneling Spectroscopy of the Si(111)2 x 1 Surface.* Surf. Sci. **181**, 295 (1987).

[62] J. A. Stroscio, R. M. Feenstra, A. P. Fein: *Electronic Structure of the Si(111)2 x 1 Surface by Scanning Tunneling Microscopy.* Phys. Rev. Lett. **57**, 2579 (1986).

[63] V. A. Ukraintsev: *Data evaluation technique for electron-tunneling spectroscopy.* Phys. Rev. B **53**, 11176 (1996).

[64] M. Morgenstern, D. Haude, V. Gudmundsson, C. Wittneven, R. Dombrowski, C. Steinebach, R. Wiesendanger: *Low temperature scanning tunneling spectroscopy on InAs(110).* J. Electr. Micr. Rel. Phen. **109**, 127 (2000).

[65] I. Giaever: *Energy gap in superconductors measured by electron tunneling.* Phys. Rev. Lett. **5**, 147 (1960).

[66] I. Giaever, K. Megerle: *Study of Superconductors by Electron Tunneling.* Phys. Rev. **122**, 1101 (1961).

[67] M. Tinkham: *Introduction to Superconductivity, 2nd. Ed.* McGraw-Hill, Inc. (1996).

[68] H. F. Hess, R. B. Robinson, R. C. Dynes, J. M. Valles, J. V. Waszczak: *Spectroscopic and spatial characterization of superconducting vortex core states with a scanning tunneling microscope.* J. Vac. Sci. Tech. A **8**, 450 (1990).

[69] S. H. Pan, E. W. Hudson, J. C. Davis: *Vacuum tunneling of superconducting quasiparticles from atomically sharp scanning tunneling microscope tips.* Appl. Phys. Lett. **73**, 2992 (1998).

[70] J. C. Slonczewski: *Conductance and Exchange Coupling of two Ferromagnets separated by a tunneling barrier.* Phys. Rev. B **39**, 6995 (1989).

[71] T. Miyazaki, N. Tezuka: *Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al2O3/Fe junction.* J. Magn. Magn. Mater. **139**, L231 (1995).

[72] S. Heinze: *First Principle Theory of Scanning Tunneling Microscopy Applied to Transition-Metal Surfaces.* Dissertation, Universität Hamburg (2000).

[73] D. Wortmann, S. Heinze, P. Kurz, G. Bihlmayer, S. Blügel: *Resolving Complex Atomic-Scale Spin Structures by Spin-Polarized Scanning Tunneling Microscopy.* Phys. Rev. Lett. **86**, 4132 (2001).

[74] S. Blügel, D. Pescia, P. H. Dederichs: *Ferromagnetism versus antiferromagnetism of the Cr(001) surface.* Phys. Rev. B **39**, 1392 (1989).

[75] M. Pratzer, H. J. Elmers, M. Bode, O. Pietzsch, A. Kubetzka, R. Wiesendanger: *Atomic-Scale Magnetic Domain Walls in Quasi-One-Dimensional Fe Nanostripes.* Phys. Rev. Lett. **87**, 127201 (2001).

[76] M. Kleiber, M. Bode, R. Ravlić, R. Wiesendanger: *Topology-induced spin frustrations at the Cr(001) surface studied by spin-polarized scanning tunneling spectroscopy.* Phys. Rev. Lett. **85**, 4606 (2000).

[77] J. Wiebe: Dissertation, Universität Hamburg (2003).

[78] B. Huckestein, B. Kramer, L. Schweitzer: *Characterization of the electronic states near the centres of the Landau bands under quantum Hall conditions.* Surf. Sci. **263**, 125 (1992).

[79] J. Klijn: Dissertation, Universität Hamburg (2003).

[80] J. Wiebe, C. Meyer, J. Klijn, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: *From Quantized States to Percolation: Scanning Tunneling Spectroscopy of a Strongly Disordered Two-Dimensional Electron System.* Eingereicht bei Phys. Rev. B (2003).

[81] D. Haude: *Rastertunnelspektroskopie auf der InAs(110)-Oberfläche: Untersuchungen an drei-, zwei- und nulldimensionalen Elektronensystemen im Magnetfeld.* Dissertation, Universität Hamburg (2001).

[82] C. Wittneven, R. Dombrowski, S. H. Pan, R. Wiesendanger: *A low-temperature ultrahigh-vacuum scanning tunneling microscope with rotatable magnetic field.* Rev. Sci. Instrum. **68**(10), 3806 (1997).

[83] M. Kugler, C. Renner, O. Fischer: *A ^{3}He refrigerated scanning tunneling microscope in high magnetic fields and ultrahigh vacuum.* Rev. Sci. Instrum. **71**(3), 1475 (2000).

[84] S. H. Pan, E. W. Hudson, J. C. Davis: *^{3}He refrigerator based very low temperature scanning tunneling microscope.* Rev. Sci. Instrum. **70**(2), 1459 (1999).

[85] J. W. G. Wildöer, A. van Oudenaarden, C. J. P. M. Harmans, H. van Kempen: *Scanning tunneling microscope tip as a positionable contact: Probing a Josephson-junction array at subkelvin temperatures.* J. Vac. Sci. Technol. B **16**(5), 2837 (1998).

[86] A. P. Fein, J. R. Kirtley, R. M. Feenstra: *Scanning tunneling microscope for low temperature, high magnetic field, and spatially resolved spectroscopy.* Rev. Sci. Instrum. **58**(10), 1806 (1987).

[87] S. H. Tessmer, P. I. Glicofridis, R. C. Ashoori, L. S. Levitov, M. R. Melloch: *Subsurface charge accumulation imaging of a quantum Hall liquid.* Nature **392**, 51 (1998).

[88] S. Urazhdin, I. J. Maasilta, S. Chakraborty, I. Moraru, S. H. Tessmer: *High-scan-range cryogenic scanning probe microscope.* Rev. Sci. Instrum. **71**(11), 4170 (2000).

[89] D. V. Pelekhov, J. B. Becker, J. G. Nunes: *Atomic force microscope for operation in high magnetic fields at millikelvin temperatures.* Rev. Sci. Instrum. **70**(1), 114 (1999).

[90] P. Davidsson, et. al.: *Subsurface charge accumulation imaging of a quantum Hall liquid.* Ultram. **42-44**, 1470 (1992).

[91] H. Fukuyama, H. Tan, T. Handa, T. Kumakura, M. Morishita: *Construction of an ultra-low temperature scanning tunneling microscope.* Czechoslovak Journal of Physics **46**(suppl. 5), 2847 (1996).

[92] H. F. Hess, R. B. Robinson, J. V. Waszczak: *STM spectroscopy of vortex cores and the flux lattice.* Physica B **169**, 422 (1991).

[93] N. Moussy, H. Courtois, B. Pannetier: *A very low temperature scanning tunneling microscope for the local spectroscopy of mesoscopic structures.* Rev. Sci. Instrum. **72**(1), 128 (2001).

[94] C. Enss, S. Hunklinger: *Tieftemperaturphysik.* Springer, Berlin (2000).

[95] K. Nagaoka, T. Jamneala, M. Grobis, M. F. Crommie: *Temperature Dependence of a Single Kondo Impurity.* Phys. Rev. Lett **88**, 77205 (2002).

[96] T. Matsui, H. Kambara, H. Fukuyama: *Development of a new ULT Scanning Tunneling Microscope at University of Tokyo.* J. Low Temp. Phys. **121**(5-6), 803 (2000).

[97] Oxford Instruments/Research Instruments, Tubney Woods, Abingdon, Oxon, OX13 SQX, England.

[98] D. W. Pohl: IBM J. Res. Develop. **30**, 417 (1986).

[99] C. J. Chen: *Introduction to Scanning Tunneling Microscopy.* Oxford University Press, New York, Oxford (1993).

[100] *Newport Cooporation.* Irvine, California, U.S.A.

[101] *Kark Maschinenfabrik GmbH.* Cuxhavener Str. 60 A, 21149 Hamburg.

[102] *Epo-Tek H77.* Polytec GmbH, 76333 Waldbronn.

[103] *Lake Shore Cryotronics.* www.lakeshore.com, Westerville, Ohio USA.

[104] *Cryophysics GmbH.* D-64293 Darmstadt.

[105] *Vacseal.* Space Environment Laboratories, 1061 Boulder, Colorado 80306, USA.

[106] V. J. Johnson (ed.): *Properties of Materials at Low Temperatures.* Pergamon Press Oxford (1961).

[107] *Spezialanfertigung, Habia Cable AG.* Isotec GmbH, D-22844 Norderstedt.

[108] J. G. Hust: *Thermal Anchoring of Wires in Cryogenic Apparatus.* Rev. Sci. Inst. **41**, 622 (1970).

[109] O. Pietzsch, A. Kubetzka, D. Haude, M. Bode, R. Wiesendanger: *A LT UHV STM with a split-coil magnet and a rotary motion stepper motor for high spatial resolution studies of surface magnetism.* Rev. Sci. Inst. **71**, 424 (2000).

[110] S. H. Pan: *Piezo-electric motor, International Patent Publication Number WO 93/19494, International Bureau, World Intellectual Property Organization, 30. Sept. 1993.*

[111] K. Besocke: *An Easily Operable Scanning Tunneling Microscope.* Surf. Sci. **181**, 145 (1987).

[112] *EBL# 4.* Staveley Sensors Inc., East Hartford, CT, USA.

[113] *Gebrüder Wild Edelsteine.* D-55719 Idar-Oberstein.

[114] *Epo-Tek 417, H20E.* Polytec GmbH, 76333 Waldbronn.

[115] *Torr Seal.* Varian Vacuum Technologies, Lexington, MA 02421, USA.

[116] *Omicron Scala Pro.* Omicron Vakuumphysik GmbH, D-65232 Taunusstein.

[117] M. Morgenstern, J. Wiebe, A. Wachowiak, M. Getzlaff, J. Klijn, L. Plucinski, R. L. Johnson, R. Wiesendanger: *Co on p-InAs(110): An island-induced two dimensional electron system consisting of electron droplets.* Phys. Rev. B **65**, 155325 (2002).

[118] F. Meier: *Aufbau eines temperaturvariablen MOKE-Systems zur Charakterisierung ultradünner Schichten im Ultrahochvakuum.* Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg (2002).

[119] A. Hubert, R. Schäfer: *Magnetic Domains.* Springer, Berlin, Heidelberg (2000).

[120] R. Schneider: *Aufbau eines UHV-Rastertunnelmikroskops und Anwendung auf das Wachstum dünner Schichten auf InAs(110).* Diplomarbeit, Universität Hamburg (1998).

[121] C. Witt, U. Mick, M. Bode, R. Wiesendanger: *An ultrahigh vacuum scanning tunneling microscope for in situ studies of thin-film growth.* Rev. Sci. Inst. **68**, 1455 (1997).

[122] Osram, Halogen Halostar, Typ 54, Kontaktabstand GY6.35.

[123] J. V. Barth, H. Brune, G. Ertl, R. J. Behm: *Scanning tunneling microscopy observations on the reconstructed Au(111) surface: Atomic structure, long range superstructure, rotational domains, and surface defects.* Phys. Rev. B **42**, 9307 (1990).

[124] S. Narasimhan, D. Vanderbilt: *Elastic Stress Domains and the Herringbone Reconstruction on Au(111).* Phys. Rev. Lett. **69**, 1564 (1992).

[125] B. Voigtländer, G. Meyer, N. M. Amer: *Epitaxial growth of thin magnetic cobalt films on Au(111) studied by scanning tunneling microscopy.* Phys. Rev. B **44**, 10354 (1991).

[126] Y. Hasegawa, p. Avouris: *Direct Obeservation of Standing Wave Formation at Surface Steps Using Scanning Tunneling Spectroscopy.* Phys. Rev. Lett. **71**, 1071 (1993).

[127] W. Chen, V. Madhavan, T. Jamneala, M. F. Crommie: *Scanning Tunneling Microscopy Observation of an Electronic Superlattice at the Surface of Clean Gold.* Phys. Rev. Lett. **80**, 1469 (1998).

[128] J. Friedel: Nuovo Cimento **7**, 287 (1958).

[129] P. T. Sprunger, L. Petersen, E. W. Plummer, E. L. amd F. Besenbacher: *Giant Friedel Oszillations on the Beryllium(0001) Surface.* Science **275**, 1764 (1997).

[130] C. Wittneven: *Aufbau eines Ultrahochvakuum-Tieftemperatur-Rastertunnelmikroskops mit drehbarem Magnetfeld und Untersuchung der Streuzustände ionisierter Dotieratome an InAs(110).* Dissertation, Universität Hamburg (1998).

[131] C. Wittneven, R. Dombrowski, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: *Scattering States of Ionized Dopants Probed by Low Temperature Scanning Tunneling Spectroscopy.* Phys. Rev. Lett **81**, 5616 (1998).

[132] C. B. Duke, A. Paton, A. Kahn, C. R. Bonapace: *Dynamical analysis of low-energy electron-diffraction intensities from InAs(110).* Phys. Rev. B **27**, 6189 (1983).

[133] C. Mailhiot, C. B. Duke, D. J. Chadi: *calculations of the atomic geometries of the (110) surfaces of III-V compound semiconductors.* Surf. Sci. **149**, 366 (1985).

[134] J. Klijn, L. Sacharow, C. Meyer, S. Blügel, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: *STM measurements of the InAs(110) surface directly compared with surface electronic structure calculations* (to be sent to Phys. Rev. B.).

[135] R. Dombrowski, C. Steinbach, C. Wittneven, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: *Tip-induced band bending by scanning tunneling spectroscopy of the states of the tip-induced quantum dot on InAs(110).* Phys. Rev. B **59**, 8043 (1999).

[136] M. Morgenstern, D. Haude, J. Klijn, R. Wiesendanger: *Coulomb pseudogap caused by partial localization of a three-dimensional electron system in the extreme quantum limit.* Phys. Rev. B **66**, 121102 (2002).

[137] G. A. Prinz: *Magnetoelectronics.* Science **282**, 1660 (1998).

[138] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. V. Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas: *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices.* Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).

[139] P. Grünberg, R. Schreiber, M. Vohl: *European Patent document 0442 407(A1).*

[140] K. J. Kirk, J. N. Chapman, S. McVitie, P. R. Aitchison, C. D. W. Wilkinson: *Switching of nanoscale magnetic elements.* Appl. Phys. Lett. **75**, 3683 (1999).

[141] Y. Zheng, J. G. Zhu: *Switching field variation in patterned submicron magnetic film elements.* J. Appl. Phys. **81**, 5471 (1997).

[142] T. N. Fang, J. G. Zhu: *Switching fluctuations and density limitations of pseudospin valve geometry.* J. Appl. Phys. **87**, 7061 (2000).

[143] K. Bussmann, G. A. Prinz, S.-F. Cheng, D. Wang: *Switching of vertical giant magnetoresistance devices by current through the device.* Appl. Phys. Lett. **75**, 2476 (1999).

[144] J. G. Zhu, Y. Zheng, G. A. Prinz: *Ultrahigh density vertical magnetoresistive random access memory.* J. Appl. Phys. **87**, 6668 (2000).

[145] J. Rothman, M. Kläui, L. Lopez-Diaz, C. A. F. Vaz, A. Bleloch, J. A. C. Bland, Z. Cui, R. Speaks: *Observation of a Bi-Domain State and Nucleation Free Switching in Mesoscopic Ring Magnets.* Phys. Rev. Lett. **86**, 1098 (2001).

[146] W. F. Brown: *Magnetostatic Principles in Ferromagnetism.* North Holland Publishing Company, Amsterdam (1962).

[147] A. Aharoni: *Introduction to the Theory of Ferromagnetism.* Oxford University Press, New York (1996).

[148] C. Kittel: *Physical Theory of Ferromagnetic Domains.* Rev. Mod. Phys. **21**, 541 (1949).

[149] M. R. Scheinfein, J. L. Blue: *Micromagnetic calculations of 180° Surface domain wall.* J. Appl. Phys. **69**, 7740 (1991).

[150] G. Shirane, V. J. Minkiewicz, R. Nathans: *Spin Waves in 3d Metals.* J. Appl. Phys. **39**, 383 (1968).

[151] C. Chikazumi: *Physics of Ferromagnetism.* Oxford University Press, Oxford (1997).

[152] J. A. C. Bland, B. Heinrich: *Ultrathin Magnetic Structures I.* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1994).

[153] R. Koch: *Magnetoelastische Kopplung in epitaktischen Dünnschichten.* Volesungsmanuskript des 30. IFF-Ferienkurses: Magnetische Schichtsysteme (1999).

[154] L. Néel: Le Journal de Physique et le Radium **15**, 225 (1954).

[155] W. J. M. de Jonge, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder: in *Ultrathin Magnetic Structures I* hrsg. von J. A. C. Bland and B. Heinrich. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1994).

[156] H. J. Elmers, U. Gradmann: *Magnetic Anisotropies in Fe(110) films on W(110).* Appl. Phys. A **51**, 255 (1990).

[157] R. Allenspach, M. Stampanoni, A. Bischof: *Magnetic Domains in Thin Epitaxial Co/Au(111) Films.* Phys. Rev. Lett. **65**, 3344 (1990).

[158] M. Speckmann, H. P. Oepen, H. Ibach: *Magnetic Domain Structures in Ultrathin Co/Au(111): On the Influence of Film Morphology.* Phys. Rev. Lett. **75**, 2035 (1995).

[159] A. Berger, H. Hopster: *Nonequilibrium Magnetization near the Reorientation Phase Transition of Fe/Ag(100) Films.* Phys. Rev. Lett. **76**, 519 (1996).

[160] H. J. Elmers, T. Furubayashi, M. Albrecht, U. Gradmann: *Analysis of magnetic anisotropies in ultrathin films by magnetometry in situ in UHV.* J. Appl. Phys. **70**, 5764 (1991).

[161] A. Hubert: *Stray-Field-Free and Related Domain Wall Configuration in Thin Magnetic Films (II).* phys. stat sol. **699**, 38 (1970).

[162] H. Kronmüller, R. Hertel: *Computational micromagnetism of magnetic structures and magnetisation processes in small particles.* J. Magn. Magn. Mater. **215-216**, 11 (2000).

[163] M. E. Schwabes: *Micromagnetic theory of non-uniform magnetization processes in magnetic recording particles.* J. Magn. Magn. Mater. **95**, 249 (1991).

[164] OOMMF: *Object Oriented Micromagnetic Framework, Version 1.2 alpha 2,* http://math.nist.gov/oommf/).

[165] W. F. Brown: *Theory of the Approach to Magnetic Saturation.* Phys. Rev. **58**, 736 (1940).

[166] M. Kleiber, F. Kümmerlen, M. Löhndorf, A. Wadas, D. Weiss, R. Wiesendanger: *Magnetization switching of submicrometer Co dots induced by a magnetic force microscope tip.* Phys. Rev. B **58**, 5563 (1998).

[167] G. Meier, M. Kleiber, D. Grundler, D. Heitmann, R. Wiesendanger: *Vertical polarization of quantum magnets in high density arrays of nickel dots with small height-to-diameter ratio.* Appl. Phys. Lett. **72**, 2168 (1998).

[168] G. Grundler, G. Meier, H.-B. Broocks, C. Heyn, D. Heitmann: *Magnetization of small arrays of interacting single-domain particles.* J. Appl. Phys. **85**, 6175 (1999).

[169] M. Sato, Y. Ishii, H. Nakae: *Magnetic domain structures and domain walls in iron fine paticles.* J. Appl. Phys. **53**, 6331 (1982).

[170] M. Sato, Y. Ishii: *Critical sizes of cobalt fine particles with uniaxial magnetic anisotropy.* J. Appl. Phys. **54**, 1018 (1983).

[171] R. Hertel, H. Kronmüller: *Finite element calculation on the single-domain limit of a ferromagnetic cube - a solution to muMAG Standart Problem No. 3.* J. Magn. Magn. Mater. **238**, 185 (2002).

[172] A. Aharoni: *Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms.* J. Appl. Phys. **83**, 3432 (1998).

[173] R. Hertel: *Thickness dependence of magnetization structures in thin Permalloy rectangles.* Z. Metallkd. **93**, 957 (2002).

[174] F. Marty, A. Vaterlaus, V. Weich, C. Stamm, U. Maier, D. Pescia: *Ultrathin magnetic particles.* J. Appl. Phys. **85**, 6166 (1999).

[175] C. Stamm, F. M. and A. Vaterlaus, V. Weich, S. Egger, U. Maier, U. Ramsperger, H. Fuhrmann, D. Pescia: *Two-Dimensional Magnetic Particles.* Science **282**, 449 (1998).

[176] R. D. Gomez, T. V. Luu, A. O. Pak, K. J. Kirk, J. N. Chapman: *Domain Configurations of nanostructured Permalloy elements.* J. Appl. Phys. **85**, 6163 (1999).

[177] R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, D. M. Tricker: *Single Domain Circular Nanomagnets.* Phys. Rev. Lett. **83**, 1042 (1999).

[178] H. Hoffmann, F. Steinbauer: *Single domain and vortex state in ferromagnetic circular nanodots.* J. Appl. Phys. **92**, 5463 (2002).

[179] M. Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck: *Lorentz microscopy of circular ferromagnetic permalloy nanodisks.* Appl. Phys. Lett. **77**, 2909 (2000).

[180] A. Hubert: *The role of magnetization swirls in soft magnetic materials.* J. de Phys. (Coll.) C8 **49**, 1859 (1989).

[181] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, T. Ono: *Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy.* Science **289**, 930 (2000).

[182] J. Raabe, R. Pulwey, R. Sattler, T. Schweinböck, J. Zweck, D. Weiss: *Magnetization pattern of ferromagnetic nanodisks.* J. Appl. Phys. **88**, 4437 (2000).

[183] J. M. Cowley, M. Mankos, M. R. Scheinfein: *Greatly defocused, point-projection, off-axis electron holography.* Ultram. **63**, 133 (1996).

[184] M. Mankos, J. M. Cowley, M. R. Scheinfein: *Quantitative Micromagnetics at High Spatial Resolution Using Far-out-of-Focus STEM Electron Holography.* phys. stat sol. (a) **154**, 469 (1996).

[185] H. Bethge, D. Heuer, C. Jensen, K. Reshöft, U. Köhler: *Misfit-related effects in the epitaxial growth of iron on W(110).* Surf. Sci. **331-333**, 878 (1995).

[186] G. Güntherodt, U. Rüdiger: *Magnetische Festkörper ein Überblick.* Volesungsmanuskript des 30. IFF-Ferienkurses: Magnetische Schichtsysteme (1999).

[187] D. Sanders, R. Skomski, A. Enders, C. Schmidthals, D. Reuter, J. Kirschner: *The correlation between mechanical stress and magnetic properties of ultrathin films.* J. Phys. D: Appl. Phys. **31**, 663 (1998).

[188] U. Gradmann, G. Liu, H. J. Elmers, M. Przybylski: *The ferromagnetic monolayer Fe(110) on W(110).* Hyperfine Interactions **57**, 1845 (1990).

[189] J. Malzbender, M. Przybylski, G. Giergiel, J. Kirschner: *Epitaxial growth of Fe on Mo(110) studied by scanning tunneling microscopy.* Surf. Sci. **414**, 187 (1908).

[190] M. Bode: *Structural and Local Electronic Properties of ultra-thin Fe-films on W(110).* Dissertation, Universität Hamburg (1996).

[191] M. Bode, R. Pascal, R. Wiesendanger: *Carbon-induced reconstructions of W(110): Strong evidence for a surface lattice deformation.* Surf. Sci. **344**, 185 (1995).

[192] H. J. Elmers, J. Hauschild, H. Höche, U. Gradmann, H. Bethge, D. Heuer, U. Köhler: *Submonolayer magnetism of Fe/W(110): finite width scaling and percolation between islands.* Phys. Rev. Lett. **73**(6), 898 (1994).

[193] C. Jensen, K. Reshöft, U. Köhler: *Direct observation of strain relaxation in iron layers on W(110) by time-resolved STM.* Appl. Phys. A **62**, 217 (1996).

[194] L. Z. Mezey, J. Giber: Jpn. J. Appl. Phys. **21**, 1569 (1980).

[195] U. Gradmann, G. Waller: *Periodic lattice distortions in epitaxial films of Fe/W(110).* Surf. Sci. **116**, 539 (1982).

[196] M. Albrecht, H. Fritzsche, U. Gradmann: *Kinetic facetting in homoepitaxy of Fe(110) on Fe(110).* Surf. Sci. **294**, 1 (1993).

[197] U. Köhler, C. Jensen, A. C. Schindler, L. Brendel, D. E. Wolf: *Scanning tunneling microscopy and Monte Carlo studies of homoepitaxy on Fe(110).* Philos. Mag. B **80**(2), 283 (2000).

[198] M. Bode, R. Pascal, M. Dreyer, R. Wiesendanger: *Nanostrustructural and local electronic properties of Fe/W(110) correlated by scanning tunneling spectroscopy.* Phys. Rev. B **54**(12), 8385 (1996).

[199] A. M. Turner, J. L. Erskine: *Exchange splitting and critical-point binding energies for iron(110).* Phys. Rev. B **25**(3), 1983 (1982).

[200] R. Kurzawa, K. P. Kämper, W. Schmitt, G. Güntherodt: *Spin-resolved photoemission study of in situ grown epitaxial Fe layers on W(110).* Sol. State Commun. **60**(10), 777 (1986).

[201] O. Pietzsch, A. Kubetzka, M. Bode, R. Wiesendanger: *Real-Space Observation of Dipolar Antiferromagnetism in Magnetic Nanowires by SP-STS.* Phys. Rev. Lett. **84**, 5212 (2000).

[202] M. Bode, O. Pietzsch, A. Kubetzka, R. Wiesendanger: *Imaging magnetic nanostructures by spin-polarized scanning tunneling spectroscopy.* J. Electr. Spectr. Relat. Phenom. **114-116**, 1055 (2001).

[203] H. Zabel: *Chrom als Einzel- und Zwischenschicht.* Volesungsmanuskript des 30. IFF-Ferienkurses: Magnetische Schichtsysteme (1999).

[204] U. Gradmann, J. Korecki, G. Waller: *In-Plane Magnetic Surface Anisotropies in Fe(110).* Appl. Phys. A **39**, 101 (1986).

[205] S. Heinze, S. Blügel, R. Pascal, M. Bode, R. Wiesendanger: *Prediction of bias-voltage-dependent corrugation reversal for STM images of bcc (110) surfaces: W(110), Ta(110), and Fe(110).* Phys. Rev. B **58**, 16432 (1998).

[206] S. Heinze: *Ab-initio Elektronenstrukturrechnungen im Hinblick auf RTM-Experimente an Fe/W(110).* Diplomarbeit, Universität Hamburg (1997).

[207] C. Zarnitz: *Rastertunnelmikroskopie und -spektroskopie von Fe- und Gd-Clustern sowie $GdFe_2$-Mischfilmen.* Dissertation, Universität Hamburg (2000).

[208] R. J. Soulen, J. M. Byers, M. S. Osofsky, B. Nadgorny, T. Ambrose, S. F. Cheng, P. R. Broussard, C. T. Tanaka, J. Nowak, J. S. Moodera, A. Barry, J. M. D. Coey: *Measuring the Spin Polarization of a Metal with a Superconducting Point Contacht.* Science **282**, 85 (1998).

[209] J. K. Ha, R. Hertel, J. Kirschner: *Configurational stability and magnetization processes in submicron permalloy disks.* Phys. Rev. B **67**, 64418 (2003).

[210] R. Höllinger, A. Killinger, U. Krey: *Statics and Fast Dynamics of Nanomagnets with Vortex structure.* J. Magn. Magn. Mater. arXiv:cond–mat/0204541v3 (2002).

[211] N. Natali, I. L. Prejbeanu, A. Lebib, L. D. Buda, K. Ounadjela, Y. Chen: *Correlated Magnetic Vortex Chains in Mesoscopic Cobalt Dot arrays.* Phys. Rev. Lett. **88**, 157203 (2002).

[212] M. Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck: *Magnetic switching of single vortex permalloy elements.* Appl. Phys. Lett. **79**, 3113 (2001).

[213] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, T. Shinjo: *MFM study of magnetic vortex cores in circular permalloy dots: behavior in external field.* J. Magn. Magn. Mater. **240**, 1 (2002).

[214] A. Kubetzka: *Spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie an magnetischen Nanostrukturen: Fe/W(110).* Dissertation, Universität Hamburg (2002).

Veröffentlichungen

1. R. Wiesendanger, M. Bode, A. Kubetzka, O. Pietzsch, M. Morgenstern, A. Wachowiak, J. Wiebe: *Fundamental studies of magnetism down to the atomic scale: present status and future perspectives of spin-polarized scanning tunneling microscopy.* ICM 2003 Conference Proceedings , Eingereicht bei J. Magn. Magn. Mater. (2003).

2. A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: *Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores.* Science **298**, 577 (2002).

3. M. Morgenstern, J. Wiebe, A. Wachowiak, M. Getzlaff, J. Klijn, L. Plucinski, R.L. Johnson, R. Wiesendanger: *Co on p-InAs(110): An island-induced two-dimensional electron system consisting of electron droplets.* Phys. Rev. B **65**, 155325 (2002).

4. M. Morgenstern, M. Getzlaff, J. Klijn, Ch. Meyer, A. Wachowiak, J. Wiebe, L. Plucinski, R.L. Johnson, R. Adelung, K. Roßnagel, and R. Wiesendanger: *Photoemission on two-dimensional electron systems.* HASYLAB annual report 2000, p. 297.

Präsentationen

1. M. Morgenstern, D. Haude, A. Wachowiak, and R. Wiesendanger: *A nanoscale view to Landau oscillations and spin splitting of a quantum dot.* 11. Int. Winterschule Mauterndorf: Low Dimensional Systems, Fundamentals and Applications. Austria, Februar 2000 (Poster).

2. A. Wachowiak, J. Wiebe, D. Haude, M. Morgenstern, und R. Wiesendanger: *Aufbau einer (300 mK / 14 T)-Rastertunnelmikroskopie-Anlage.* Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Regensburg, Germany, März 2000 (Poster).

3. A. Wachowiak and J. Wiebe: *Planning and Assembly of a 300mK-UHV-Scanning-Tunneling-Microscope with 14T-magnet.* Workshop des Graduiertenkollegs „Physik nanostrukturierter Festkörper“, Schwerin, Germany, Oktober 2000 (Vortrag).

4. A. Wachowiak, J. Wiebe, D. Haude, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger: *A Scanning Tunneling Microscope for Ultra High Vacuum Investigations at 300mk.* 11th International Conference on Scanning Tunneling Microscopy/Spectroscopy and Related Techniques STM '01, Vancouver, Canada, July 2001 (Poster).

5. A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Morgenstern, M. Bode, and R. Wiesendanger: *Nano-Scale Study of a Ferromagnetic Vortex Structure.* SFB-Workshop on „Quantum Materials“, SFB-508, Haus Rissen, Hamburg Germany, Oktober 2002 (Vortrag).

Danksagung

In diesem wichtigen Teil der Arbeit möchte ich mich bei allen Menschen recht herzlich bedanken, die maßgeblich zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Dies gilt insbesondere bezüglich der komplexen 300 mK-Anlage, deren Aufbau in dieser Form nur durch Mithilfe und Unterstützung vieler Personen möglich wurde. Besonderer Dank gebührt:

- Herrn Prof. Dr. Roland Wiesendanger für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Möglichkeit an seinem Lehrstuhl diese Doktorarbeit anfertigen zu können. Speziell möchte ich mich für das hervorragende wissenschaftliche Umfeld, den stetigen Optimismus sowie Ansporn, die allzeit schnelle Hilfsbereitschaft und die sehr guten finanziellen Rahmenbedingungen für die Anlage bedanken.

- Priv. Doz. Dr. Markus Morgenstern für die unermütliche Begeisterung sowie Aufmunterung, die vielen wertvollen physikalischen Diskussionen, Anregungen sowie das ständig offene „Ohr" und die kritische Durchsicht der Rohfassung. Insbesondere für die Anerkennung und Bestätigung bei wichtigen Zwischenschritten im Aufbau der Anlage, die zwar noch keine wissenschaftlichen Ergebnisse hervorbrachten, aber gerade in dieser Phase ist ein Lob meiner Ansicht nach oft bedeutender, als wenn die physikalischen Resultate kommen und die Dinge gut funktionieren.

- Jens Wiebe ist mit mir von Beginn an (Nov. '98) durch alle Höhen und Tiefen der Anlage durchgegangen und hat den Großteil der Messungen mit durchgeführt. Den Dank an ihn auch privat, ist hier nicht in zwei Sätzen aufzuschreiben. Eins steht fest, durch das Vertrauen in unseren Kern des Teams wurde ein möglicher Projektwechsel nicht ernsthaft in Betracht gezogen.

- Dr. Daniel Haude für die exzellente, praktische Einführung in die Thematik UHV-TT-RTM, sogar inklusive Hürdennehmen in „Lab014" anno '99, die wertvollen Tips und Tricks zum Mikroskop-Aufbau sowie die generell fruchtbare Zusammenarbeit in vielen technischen Umsetzungen und natürlich für das „Elektronik-Feedback" (spez. die Auswertelektronik).

- Focko Meier für den exakten Aufbau der UHV-Kammer 1 im Rahmen seiner Diplomarbeit sowie die Fortsetzung seiner wissenschaftlichen Tätigkeit an der 300 mK-Anlage im Rahmen einer Doktorarbeit. Aufgrund der genauen Weiterführung des Projekts zusammen mit Dr. Daniel Haude während der Testphase sind RTM-Messungen bei Basistemperatur im Zeitrahmen dieser Arbeit zustandegekommen.

- Christian Meyer und Jan Kljin für die zahlreiche Unterstützung bzgl. Bits und Bytes hauptsächlich in der letzten Phase der Arbeit nach „Computer-Klau“ und „Festplatten-Crash“.
- Dr. Alexander Schwarz, Dr. Marcus Liebmann, Dr. Matthias Bode und Dr. Oswald Pietzsch für etliche Diskussionen und den fruchtbaren Erfahrungsaustausch in Bezug auf Anlagen Design und Mikroskop-Aufbau.
- Trotz der terminlichen Schwierigkeiten mit Oxford Instruments bei der Auslieferung des Kryostaten, möchte ich dem technischen Leiter des ausheizbaren ^{3}He-Verdampfungskryostaten Tim Foster sowie dem ausführenden Techniker Terry Janaway großen Dank aussprechen. Das ständige Bemühen, dass diese beiden Personen endlich nach 2 Jahren auf unser Hamburg-Projekt angesetzt wurden, hat sich in der wünschenswerten Kooperationsbereitschaft, der Flexibilität für Sonderanfertigungen sowie der Zuverlässigkeit und der akkuraten Funktionsfähigkeit dieses speziellen ^{3}He-Kryostaten bezahlt gemacht. Vielen Dank Tim und Terry.
- Der mechanischen Werkstatt des Instituts, insbesondere Herrn Benecke, Herrn Schmidt, Herrn Cernicky und Herrn Busch für viele wertvolle Ratschläge in Bezug auf Praxisnähe, für einige mühsame Gewicht-Tests und eine stets zügige Bearbeitung von Aufträgen. Herrn Cernicky danke ich für die akribische Anfertigung der „kleinen“ Gestellteile, der handgedrehten Titankugeln (D=2 mm) und für die exakten, filigranen Teile des RTM sowie der thermischen Ankopplung inklusive Steckerteile („einfach phänomenal“).
- Dr. Eric Gross (TU Harburg) für die Kooperation bzgl. des Entwurfs zum großen Gestell der Anlage und Herrn Rütten, Herrn Wendt sowie Herrn Erbslöh (Firma Kark) für die Umsetzung des Modells in die Realität mit sehr hoher Präzision.
- Der elektronischen Werkstatt des Instituts unter Leitung von Herrn Biedermann für das Lösen elektronischer Probleme im Bereich der UHV-RTM-Anlage. Außerdem Herrn Hatje für die nie versiegende Versorgung mit flüssigem Helium.

Im Zusammenhang mit den spinpolarisierten RTM-Messungen auf Fe/W(110) gebührt besonderer Dank:

- Dr. Matthias Bode für die unsägliche experimentelle Erfahrung und Effizienz in spinpolarisierter Rastertunnelspektroskopie sowie in der Präparation von Metall-Metall-Systemen. Ebenso konnte ich sehr viel von seiner steten Hilfsbereitschaft, Konzentration auf das Wesentliche und seinem anschaulichen Zugang zu physikalischen Problemen profitieren bzw. lernen.
- Dr. Oswald Pietzsch, Dr. Andre Kubetzka, Kirsten von Bergmann und Dr. Matthias Bode für das geschenkte Vertrauen und die Hilfestellungen bei der Verwendung der sehr vielseitigen und flexiblen 14 K-UHV-RTM-Anlage. Zudem Dr. Andre Kubetzka für die Unterstützung in mikromagnetischen Simulationen und Fragestellungen. Außerdem Kirsten von Bergmann für die wichtige Information, dass das

System 2 ML Eisen auf W(110) bei RT keine ferromagnetische Streifenphase besitzt.

Schließlich sei den nicht namentlich erwähnten Mitgliedern der Arbeitsgruppe Rastersensormethoden und den Mitarbeitern des Instituts für Angewandte Physik für eine sehr angenehme und überaus hilfsbereite Arbeitsatmosphäre gedankt. In diesem Zusammenhang sind wertvolle Kontakte zu den Arbeitsgruppen von Herrn Prof. Dr. D. Heitmann, Herrn Prof. Dr. U. Merkt, Herrn Prof. Dr. H. P. Oepen und Herrn Prof. Dr. W. Hansen zu nennen. Auch das wöchentliche Fußballspielen (nicht im Winter) ist anzufügen, das ebenfalls über die einzelnen Arbeitsgruppen hinweg einen schönen Zusammenhalt liefert.

Natürlich benötigte diese Arbeit neben dem physikalischen ebenso den privaten Rückhalt im Freundeskreis und in der Familie. Einige der oben genannten Personen sind diesbezüglich mit eingeschlossen. Außerhalb des Instituts möchte ich großen Dank für Unterstützung, jedoch auch Abwechslung meinem/r WG-Mitbewohner/in Boris Simons und Gwen Genée aussprechen. Insbesondere danke ich meiner langjährigen Freundin Ruth Greifeld für den stetigen Zuspruch sowie ihre unermütliche Geduld und Hilfe. Gleichfalls danke ich meinen Brüdern Robin und Dirk Wachowiak für die Aufmunterung in schwierigen Phasen und nicht zuletzt danke ich meinen Eltern Brigitte und Horst Wachowiak, ohne die ein Gelingen der Arbeit wahrhaftig fraglich gewesen wäre („Spass“ beiseite). Ihnen danke ich vor allem für ihr großes Vertrauen, ihr stetes Verständnis und ihre kraftgebende Unterstützung während der gesamten Ausbildungszeit und Doktorarbeit.