Magnetkraftmikroskopische Untersuchungen an stromführenden parallelen Leiterbahnen

Diplomarbeit

zur Erlangung des Grades eines
Diplom-Physikers

der Fakultät für Naturwissenschaften der
Gerhard-Mercator-Universität Duisburg
vorgelegt von

Thomas Kebe

aus Duisburg

Duisburg, November 2002

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit einem Verfahren zur Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften von Spitzen für die Magnetkraftmikroskopie (MFM). Ziel war es, MFM-Spitzen im Streufeld paralleler Leiterbahnen zu kalibrieren. Dazu wurden mit Hilfe von Elektronenstrahllithographie parallele Leiterbahnen aus Gold mit unterschiedlichen Abständen und Leiterbahnweiten mit Abmessungen im Nanometerbereich auf GaAs-Substraten hergestellt. Mit elektrischen Strömen von bis zu $I = 9\ mA$ und Stromdichten von bis zu $10^{11}\ A/m^2$ werden so Magnetfelder mit definierter Streufeldgeometrie erzeugt, die mit MFM untersucht werden.

Die magnetischen Eigenschaften der MFM-Spitzen werden im Rahmen des sog. ,,Punksondennmodells" kalibriert, wobei die reale MFM-Spitze durch eine Punktsonde idealisiert wird, die entweder Punktdipol- oder Punktmonopoleigenschaften hat. Damit ist es möglich die Wechselwirkung der magnetischen Spitze mit dem Streufeld der Leiterbahnen zu berechnen, und damit wiederum den Magnetkontrast quantitativ auszuwerten. Mit systematischen MFM-Untersuchungen an den parallelen Leiterbahnen gelingt es, das Dipolmoment, das Monopolmoment und die Position der Punktsonde innerhalb der Spitze (i) in Abhängigkeit der geometrischen Abmessungen und (ii) in Abhängigkeit der Abklinglänge des Magnetfeldes der Leiterbahnen in z-Richtung zu bestimmen. Ausserdem wird das effektive, für die Kontrastentstehung relevante Volumen der realen Spitze ermittelt, das von der Reichweite des Magnetfeldes abhängt und durch die Position der Punktsonde innerhalb der Spitze beschrieben wird. Damit sind die MFM-Spitzen im Rahmen des Punktsondenmodells vollständig kalibriert.

Die Ergebnisse der Kalibrierung können auf zukünftige quantitative MFM-Untersuchungen an Proben derselben Streufeldgeometrie übertragen werden. Dies könnten nanoskalige Proben mit einer in-plane Magnetisierung sein. Dazu wird eine dimensionslose Abklinglänge ξ' des Streufeldes paralleler Leiterbahnen abgeleitet, die nur von *einer* reduzierten geometrischen Variablen abhängt. Für eine beliebige ferromagnetische Probe mit geeigneten geometrischen Abmessungen und einer dimensionslosen Abklinglänge, die identisch mit derjenigen paralleler Leiterbahnen ist, kann dann die Magnetisierung mit MFM gemessen werden.

Abstract

The present diploma-thesis deals with an experimental method aimed at the characterization of the magnetic properties of tips for magnetic force microscopy (MFM) using the stray-field produced by current carrying parallel wires. Guilded parallel wires with various distances in between as well as various wire-widths with nanometer dimensions were fabricated by electron beam lithography onto GaAs substrates. By using electrical DC-currents of up to $I = 9\ mA$, resulting in current-densities of up to $10^{11}\ A/m^2$, magnetic stray-fields with definitive stray-field geometry are produced, which were investigated via MFM.

The magnetic properties of MFM-tips are calibrated within the framework of the so-called ,,point-probe-model", within which the real MFM-tip is idealized by a point-probe which is given either as a point-dipole or a point-monopole moment. This allows for the calculation of the interaction of the magnetic tip with the stray-field of the parallel wires, and therefore to quantitatively analyse the MFM-contrast. Thus, systematic MFM-studies performed on current carrying parallel wires yield the tip-dipole-moment, the tip-monopole-moment as well as the imaginary position of the point-probe within the real tip (i) with respect to the geometrical dimensions and (ii) with respect to the decay length of the magnetic field of parallel wires in z-direction. Moreover, the effective tip-volume of the real MFM-tip, which is relevant in MFM-imaging, is determined. On the one hand, it depends on the decay length of the magnetic stray-field and on the other hand it is given by the position of the point-probe within the tip. With this, the MFM-tip is completely calibrated within the point-probe-model.

The results of the present tip-calibration may be mapped onto quantitative investigations on samples having the same (or similar) stray-field symmetry. Such may be samples with nanoscale dimensions having an in-plane magnetic anisotropy. In order to allow for such a mapping, a dimension-less decay length ξ' of the stray-field of parallel wires is calculated which depends on only one *single* reduced geometrical variable. For an arbitrary ferromagnetic sample with a given geometry, such, that a suitable dimension-less decay length is identical to the one of parallel wires, the magnetization may then be measured quantitatively with MFM.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung **2**

2. Experimentelle und theoretische Grundlagen **6**

2.1 Grundlagen der Magnetkraftmikroskopie (MFM) 6

2.2 Quantitative Magnetkraftmikroskopie 15

2.3 Magnetisches Streufeld stromführender paralleler gerader Leiterbahnen . 19

3. Experimentelles **26**

3.1 Herstellung und Kontaktierung nanostrukturierter Leiterbahnen 26

3.2 Charakterisierung von MFM-Spitzen 40

4. Ergebnisse und Diskussion **43**

4.1 Kalibrierung von MFM-Spitzen mit Hilfe stromführender paralleler Leiterbahnen 43

4.1.1 Magnetische Momente und deren Position innerhalb der Spitze . . 43

4.1.2 Zusammenhang zwischen Kalibrierungsparametern und der Geometrie der Leiterbahnen 54

4.1.3 Effektives Spitzenvolumen und charakteristische Abklinglänge . . 62

4.2 Mögliche Anwendungen für quantitative magnetkraftmikroskopische Untersuchungen 66

4.2.1 Skalierung der Abklinglänge 67

4.2.2 Magnetisierungsmessungen mit kalibrierten MFM-Spitzen 72

5. Zusammenfassung **76**

6. Anhang **79**

Literaturverzeichnis **82**

1. Einleitung

Die Magnetkraftmikroskopie (MFM; engl.: **M**agnetic **F**orce **M**icroscopy) ist ein Rastersondenverfahren, das sich in den letzten Jahren zu einer Standardmethode bei der Untersuchung magnetischer dünner Schichten und nanostrukturierter Proben entwickelt hat [1–4]. Bei einer MFM-Untersuchung wird eine *magnetische* Spitze zeilenweise in geringem Abstand über eine Probenoberfläche gerastert (typisch 100 nm). Die Spitze ist normalerweise senkrecht zur Probenoberfläche (z-Richtung) magnetisiert, und sie befindet sich am äusseren Ende eines Biegebalkens, der zu einer oszillatorischen Schwingung in z-Richtung angeregt wird. Beim Rastern über eine magnetische Oberfläche, die von einem magnetischen Streufeld umgeben ist, wirken Kräfte und Kraftgradienten in z-Richtung auf die Spitze aufgrund einer magnetostatischen Wechselwirkung zwischen der Spitze und dem Streufeld der Probe. Diese Wechselwirkung führt zu einem veränderten Schwingungsverhaltens des Biegebalkens und dies wird mit einer Lichtzeigermethode detektiert. Die Wechselwirkung kann sowohl attraktiven als auch repulsiven Charakter haben. Mit MFM wird deshalb ein Abbild der magnetischen Streufeldverteilung oberhalb einer Probenoberfläche gemessen, und dies wird mit Hilfe einer Bildverarbeitung in einem Graustufenbild dargestellt. Der Vorteil gegebenüber anderen mikroskopischen Verfahren besteht darin, dass Proben ohne aufwendige Präparation und unter normalen atmosphärischen Bedingungen untersucht werden können. Die laterale Auflösung der magnetischen Streufeldverteilung ist von der Lifthöhe (Abstand zwischen Spitzenapex und Probe) abhängig und sie beträgt je nach Art der Spitze $20 - 50nm$ [5].

Mit dem MFM-Verfahren können nur Rückschlüsse auf die *Richtung* des Probenstreufeldes relativ zur Magnetisierungsrichtung der Spitze gezogen werden. Damit ist MFM ein *qualitatives*, abbildendes Verfahren. Es besteht andererseits, z.B. in der Magnetoelektronik und Sensorik, grosses Interesse an einer *quantitativen* Messmethode für nanoskalige Proben [6]. Integrale Methoden wie die SQUID (**S**uperconducting **Qu**antum **I**nterference **D**evice)-Magnetometrie scheiden i.a. aufgrund des geringen magnetischen Momentes der Proben für quantitative Untersuchungen aus. Prinzipiell ist es möglich, mit MFM magnetische Eigenschaften von Proben mit minimalen Abmessungen einiger 10 nm quantitativ zu bestimmen [7–13]. Hierzu müssen jedoch magnetische Eigenschaf-

ten der verwendeten MFM-Spitze bekannt sein. Hierzu gehören die Koerzitivfeldstärke, die Hystereseschleife, die remanente Magnetisierung und das Streufeld. Diese sind i.a. nur unzureichend bekannt und experimentell nur schwer zu bestimmen. Im Rahmen eines einfachen Modells ist es möglich, die Wechselwirkung einer magnetischen Spitze mit einem magnetischen Streufeld zu berechnen. Dies ist das sogenannte ,,Punktsondenmodell“ [14], bei dem die magnetischen Eigenschaften der Spitze durch eine Punktsonde innerhalb der Spitze idealisiert werden. Der für die Wechselwirkung relevante Teil einer MFM-Spitze wird dabei vereinfacht durch ein effektives Dipol- oder Monopolmoment ersetzt. Sind die Absolutwerte des Dipol- und Monopolmomentes sowie deren Position innerhalb der Spitze bekannt, so ist die MFM-Spitze für quantitative Messungen hinreichend charakterisiert.

Unter Verwendung dieses Modells wurden in der Vergangenheit bereits Untersuchungen an z.B. magnetotaktischen Bakterien durchgeführt [8]. Dabei wurde die Wechselwirkung einer MFM-Spitze mit dem magnetischen Streufeld der Bakterien berechnet und an experimentelle Daten angepasst. Hierzu musste allerdings die Spitzengeometrie aufwendig bestimmt werden, da zur Berechnung der Wechselwirkung die Magnetisierungsverteilung der Spitze bekannt sein musste. Mit Hilfe der sog. ,,Fluxgate”-Methode können Streufelder einer Probe quantitativ bestimmt werden [9]. Dazu kompensiert ein bekanntes externes Magnetfeld das Streufeld der Probe. Obwohl mit dieser Methode das Streufeld *gemessen* werden kann, ist die laterale Auflösung, vor allem in z-Richtung noch nicht zufriedenstellend. Hug *et al.* stellten einen Transferfunktionsansatz vor, mit dem die Kraft auf eine MFM-Spitze und damit das magnetische Streufeld einer senkrecht magnetisierten Probe berechnet werden kann [10]. Man stellt dazu das Probenstreufeld wie auch die Probenmagnetisierung im Fourier-Raum dar und berechnet hieraus die Kraft auf die MFM-Spitze. Problematisch bei dieser Methode ist der im Experiment erforderliche sog. ,,statische Betriebsmodus”, der empfindlich auf topographische Störungen reagiert [4]. Als besonders vorteilhaft hat sich erwiesen, MFM-Spitzen im Streufeld stromführender Leiterbahngeometrien zu kalibrieren. Erste Arbeiten an stromdurchflossenen Drähten wurden von Göddenhenrich *et al.* durchgeführt [16]. Die Messungen wurden jedoch ebenfalls im statischen Betriebsmodus durchgeführt und der Abstand der Spitze in z-Richtung wurde so variiert, dass Konturlinien konstanter Kraft gemes-

sen wurden. In einer Modellrechnung wird dann die magnetische Spitze in eine Anzahl kubischer Elemente zerlegt und daraus die Kraft auf die Spitze berechnet. In weiteren Arbeiten wurden magnetische Eigenschaften von MFM-Spitzen im Rahmen des Punktsondenmodells mit stromführenden Leiterbahngeometrien untersucht [17]. Allerdings ist es den Autoren in [17] nicht gelungen Spitzen so zu kalibrieren, dass sie zur Messung von Probeneigenschaften hätten verwendet werden können, da zu einer vollständigen Kalibrierung *systematische* Untersuchungen an magnetischen Streufeldern mit definierter Symmetrie notwendig sind [12].

Lohau *et al.* haben erste systematische Untersuchungen an Ω-förmigen Flachspulen aus Gold durchgeführt, die auf GaAs-Substraten aufgedampft wurden [11,12]. Die Punktsondenmomente (Dipolmoment in z-Richtung m_z und Monopolmoment q) wurden in Abhängigkeit verschiedener Flachspulenradien ($600\ nm < R < 2400\ nm$) systematisch bestimmt, und es wurde ein Zusammenhang zwischen den Spitzenparametern und dem Radius R der Leiterschleifen hergestellt.

Mit so kalibrierten Spitzen konnten quantitative Messungen an Co/Pt-Multilagen dots mit senkrechter magnetischer Anisotropie durchgeführt werden, da die Streufeldsymmetrie von dots und Flachspulen dieselbe ist. Dabei konnte die z-Komponente der remanenten Magnetisierung einzelner dots mit Nanometer-Abmessungen gemessen werden [19]. Weiterhin gelang es, die Hystereseschleife und die Koerzitivfeldstärke einzelner Co/Pt-dots mit MFM zu messen [20].

Die Ergebnisse von Lohau wurden im Rahmen einer Diplomarbeit von Bürgel durch zusätzliche Messungen ergänzt. Damit konnte die Kalibrierungsvorschrift für MFM-Spitzen verbessert werden [21,22]. In derselben Arbeit wurde gezeigt, dass es prinzipiell möglich ist, eine Kalibrierung von Spitzen auch in anderen Streufeldsymmetrien durchzuführen, z.B. im Streufeld gerader, paralleler Leiterbahnen, die gegensinnig von einem Strom I durchflossen werden. Unter Verwendung des gleichen Formalismus wie bei Flachspulen wurden Punktsondenparameter für eine parallele Leiterbahnanordnung gefunden. Unbeantwortet blieb die Frage, wie die Punktsondenparameter von den Dimensionen der Leiterbahnanordnung abhängen.

In der vorliegenden Arbeit wurde deshalb eine systematische Untersuchung von

MFM-Spitzen im Streufeld paralleler, stromführender Leiterbahnen durchgeführt. Die Variation der magnetischen Dipol- und Monopolmomente (m_z, q) und deren Positionen innerhalb der Spitze wurde in Abhängigkeit verschiedener Leiterbahnweiten und Leiterbahnabstände detailliert untersucht. Dabei wird eine systematische Abhängigkeit der Punktsondenparameter von den Leiterbahndimensionen gefunden und eine neue Kalibrierungsvorschrift für MFM-Spitzen entwickelt.

Nach einer kurzen Einleitung zur Magnetkraftmikroskopie (Kap. 2.1) und der in dieser Arbeit verwendeten Betriebsmodi wird in Kap. 2.3 das Magnetfeld stromdurchflossener, paralleler Leiterbahnen diskutiert. Die in dieser Arbeit untersuchten Leiterbahngeometrien wurden mit Hilfe von Elektronenstrahllithographie hergestellt. Eine detaillierte Beschreibung zum Herstellungsverfahren und der verwendeten Prozessschritte wird in Kap. 3.1 gegeben. Anschliessend wird die elektrische Kontaktierung der nanostrukturierten Leiterbahnen ausführlich beschrieben. Kapitel 3.2 gibt eine Übersicht der verwendeten MFM-Spitzen. Eine Diskusion der Ergebnisse aus MFM-Untersuchungen an Leiterbahnen folgt in Kap. 4, in dem auch die Kalibrierungsfunktionen für die verwendeten MFM-Spitzen beschrieben werden.

2. Experimentelle und theoretische Grundlagen

2.1 Grundlagen der Magnetkraftmikroskopie (MFM)

Bei der Magnetkraftmikroskopie (MFM) wird eine ferromagnetische Spitze zeilenweise in einem geringen Abstand über eine magnetische Probe gerastert [23]. Hierbei wird ortsaufgelöst die Wechselwirkung der magnetischen Spitze mit dem Streufeld der Probe detektiert. Das Mikroskop wird im sogenannten Tapping-, Lift™-Mode [24,25] betrieben, wie in Abbildung 2.1 veranschaulicht. Hierbei erfolgt die Aufnahme eines MFM-Bildes in zwei Schritten. (1) Entlang jeder Rasterlinie wird die MFM-Spitze zunächst bei einem geringen Abstand über die Probe gerastert (typischerweise $\simeq 10\ nm$). Da die Spitze mit einer vergleichbaren Amplitude oszilliert, kommt sie periodisch mit der Oberfläche in Kontakt. Somit wird die Topographie der Probenoberfläche abgebildet (AFM-Bild). (2) Anschliessend wird die Spitze nochmals in grösserer Höhe ($10\ nm < d < 1,5\ \mu m$) entlang derselben Konturlinie gerastert. Hierbei wird die langreichweitige magnetostatische Wechselwirkung des Probenstreufeldes mit der Spitze detektiert und in einem Graustufenbild dargestellt (MFM-Bild).

Zur Funktionsweise betrachte man Abbildung 2.2. Die magnetische Spitze befindet sich an der Unterseite eines flexiblen Biegebalkens. Am äusseren Ende des Biegebalkens trifft ein Laserstrahl auf die mit Gold beschichtete Oberseite des Biegebalkens und wird auf einen Auslenkungssensor reflektiert. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Mikro-

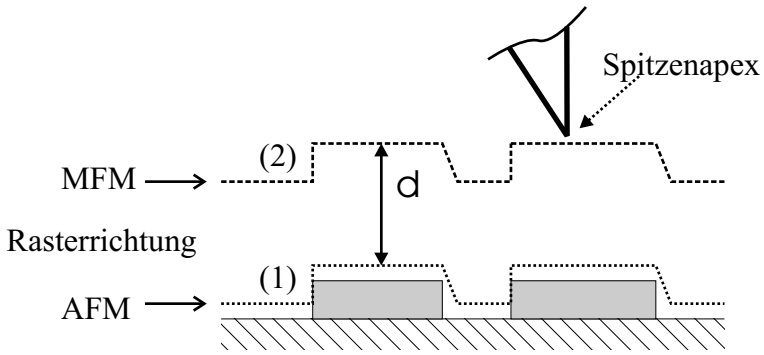

Abb. 2.1: Schematische Darstellung zur Funktionsweise des ,,Tapping-Lift-Modes" bei der Magnetkraftmikroskopie

skop handelt es sich dabei um einen Vier-Quadranten-Photodetektor. Während ein Rastergenerator eine zeitlich variierende Spannung so erzeugt, dass der xyz-Piezo-Scanner zeilenförmig unter der Spitze hinwegrastert (x-y-Ebene), variiert die Regelungseinheit den Abstand in z-Richtung zwischen Probe und magnetischer Spitze. Bei der Aufnahme der AFM-Rasterlinie (1) dient dabei das Spannungssignal des Vier-Quadranten-Photodetektors als Regelungsgrösse. Bei der Aufnahme der MFM-Rasterlinie (2) wird nochmals dieselbe Konturlinie wie beim AFM-Bild in einem grösseren Abstand d nachgefahren.

Abbildung 2.3 zeigt ein Foto des verwendeten Magnetkraftmikroskops vom Typ DI ,,Mulitmode". Das Mikroskop steht auf einem schwingungsdämpfenden Sockel, um das Mikroskop von niederfrequenten Schwingungen der Umgebung abzukoppeln. Über das Display wird abgelesen, ob der Laserpunkt auf dem Biegebalken optimal positioniert ist, und wie der Vier-Quadranten-Detektor bezüglich des reflektierten Lichtstrahls ausgerichtet ist. Zusätzlich wird die sog. ,,RMS-Amplitude" abgelesen. Sie ist ein Mass für

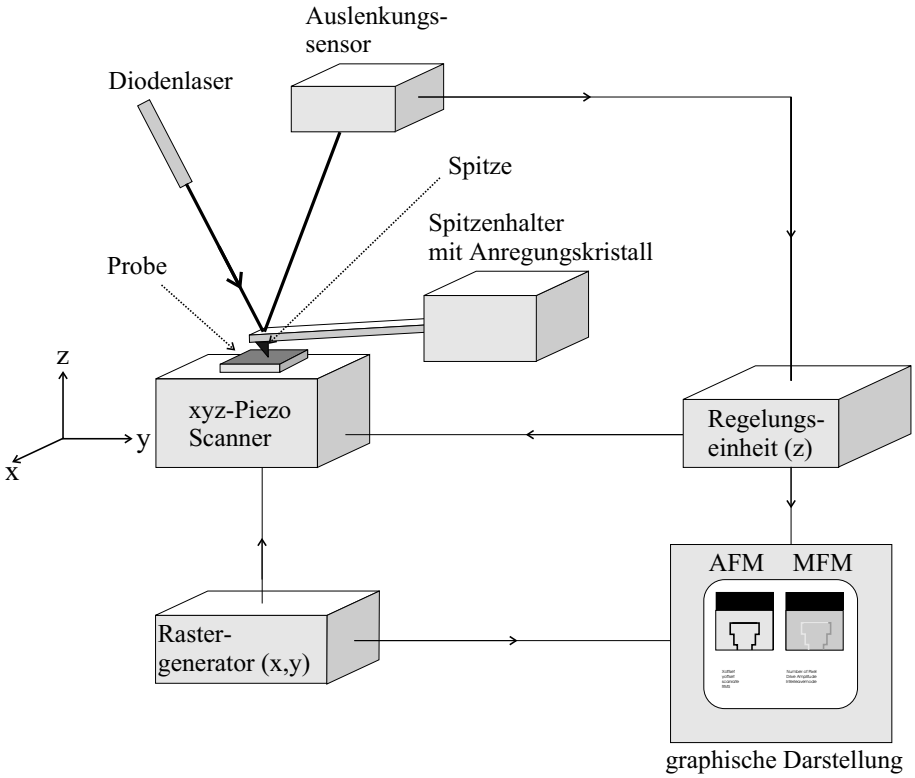

Abb. 2.2: Schematisch Darstellung zur Regelung und Funktionsweise des Magnetkraftmikroskopes.

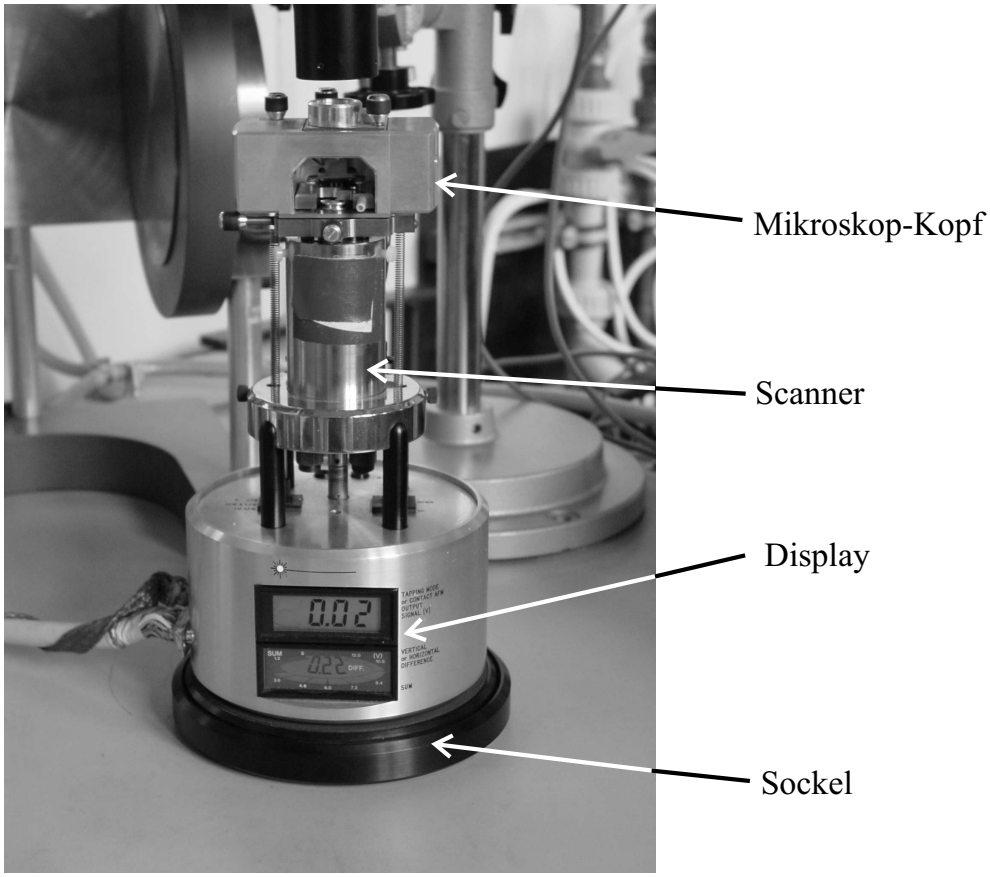

Abb. 2.3: Foto des verwendeten Magnetkraftmikroskops vom Typ ,,Multimode" der Firma Digital Instruments.

die Auslenkung der Biegebalkenoszillation. Oberhalb des zylinderförmigen Unterteils, in dem das Display integriert ist, befindet sich der xyz-Scanner auf vier Stützen. Oberhalb des länglichen Röhren-Scanners ist der Mikroskop-Kopf (Abb. 2.4) gespannt, in dem sich die MFM-Spitze samt Halter befindet. Der Probenteller inclusive Probe wird auf den Scanner gesteckt und dieser rastert die Probe unter der feststehenden MFM-Spitze hinweg.

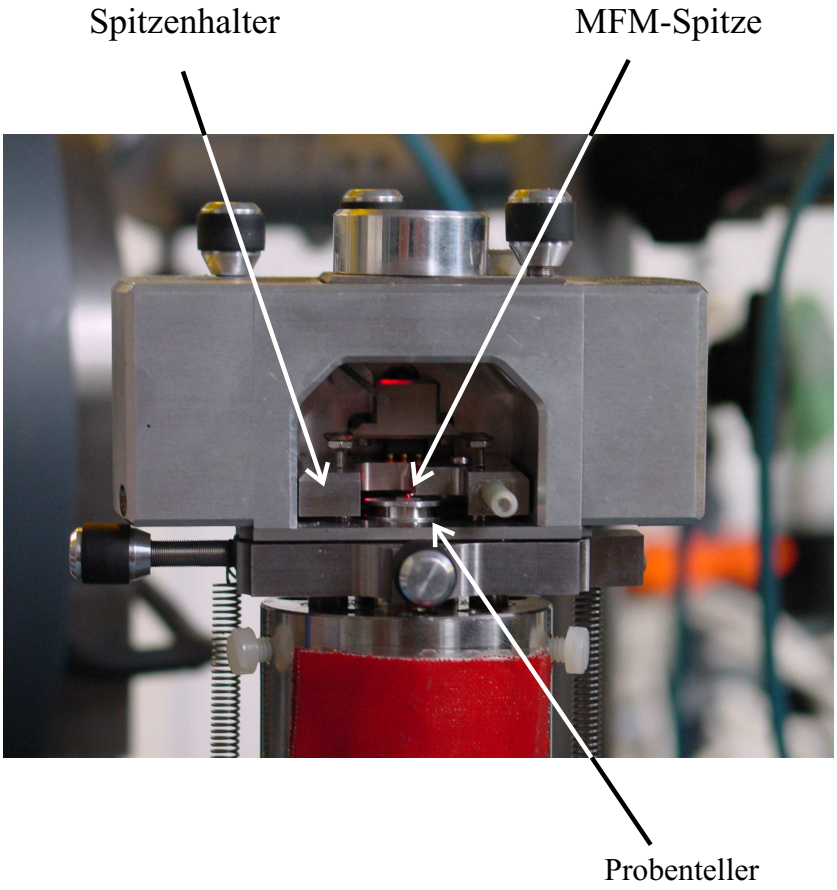

Abb. 2.4: Foto des MFM-Kopfes, in dem die MFM-Spitze auf einem Halter fest montiert ist. Die Probe wird mit einem xyz-Piezo-Scanner unter der feststehenden MFM-Spitze bewegt.

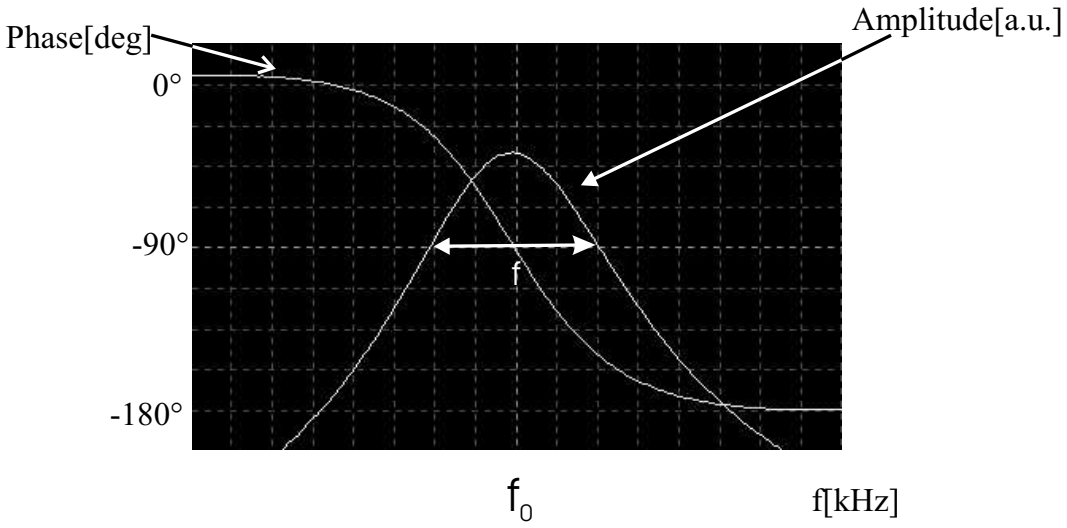

Abb. 2.5: Experimentell ermittelte Resonanzkurve eines Biegebalkens, der eine erzwungene Schwingung ohne Wechselwirkung mit einem Magnetfeld ausführt. Die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ wird vor Beginn einer Messung so eingestellt, dass sie $\Delta\Phi = -90°$ bei der Resonanzfrequenz f_0 beträgt. Δf bezeichnet die Bandbreite.

Der Biegebalken wird mit Hilfe eines Piezokristalls im Spitzenhalter bei seiner Resonanzfrequenz f_0 in z-Richtung zur Schwingung angeregt. In Abbildung 2.5 ist die Resonanzkurve einer typischen MFM-Spitze aufgetragen, wenn sie keine Wechselwirkung mit einer magnetischen Probe erfährt. Dargestellt ist die Amplitude der Biegebalkenschwingung als Funktion der anregenden Frequenz f, sowie die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ der Schwingung des Biegebalkens gegenüber der Anregungsfrequenz. Das Profil der Amplitudenkurve entspricht einem Lorenz-Profil, wie für die erzwungene Schwingung aus der Mechanik bekannt [26]. Die Phasenverschiebung folgt einem *arctan*-Verlauf und beträgt $\Phi(f_0) = -90°$ bei der Resonanzfrequenz f_0. Δf bezeichnet die Bandbreite der Schwingung. Sie entspricht der Breite der Amplitudenkurve, bei der die Amplitude auf $A_0/\sqrt{2}$ abgefallen ist.

Da die Spitze oszilliert, ist das Signal am Ausgang des Vier-Quadranten-Detektors eine Wechselspannung mit der Anregungsfrequenz f_0 des Biegebalkens. Mit Lock-in Technik wird das Messsignal verstärkt. Diese Art der Verstärkung ist phasensensitiv, so dass die Phasenlage der Biegebalkenschwingung erfasst wird.

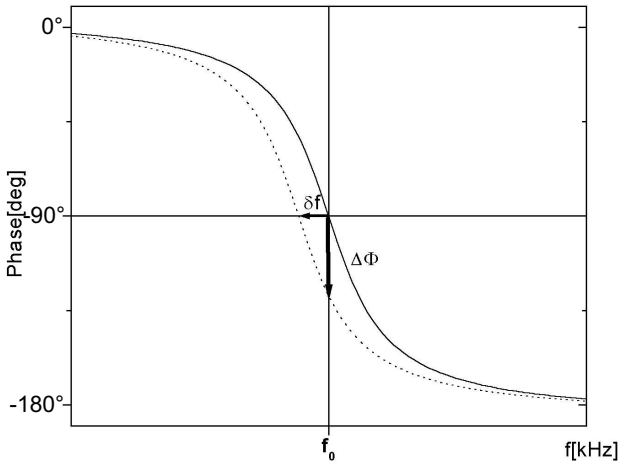

Abb. 2.6: Verschiebung der Resonanzfrequenz und Phasenlage einer schwingenden MFM-Spitze aufgrund einer attraktiven Wechselwirkung. Eine kleinere effektive Federkonstante k des Biegebalkens verschiebt hier die Resonanzfrequenz f_0 um δf zu kleineren Werten. Dies führt zu einer Phasenverschiebung $\Delta\Phi < 0$.

Die Bestimmung der Kraft bzw. des Kraftgradienten auf den Biegebalken erfolgt indirekt, durch Messen der Variation der Phasenlage Φ des schwingenden Biegebalkens. Wird die Spitze soweit in Richtung einer magnetischen Probe abgesenkt, dass ein Kraftgradient in z-Richtung auf die Spitze wirksam ist, so kommt es zu einer Verschiebung δf der Resonanzfrequenz relativ zu f_0 im nicht wechselwirkenden Fall. Folglich ändert sich auch die Phasenlage der Schwingung des Biegebalkens, und es resultiert eine zusätzliche Phasenverschiebung $\Delta\Phi$, so dass $\Phi = -90° \pm \Delta\Phi$ gilt, wie in Abbildung 2.6 für den Fall $\Phi = -90° - \Delta\Phi$ gezeigt.

Der Zusammenhang der gemessenen Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ mit dem Kraftgradienten in z-Richtung (Abb. 2.2) $\partial F_z/\partial z$ ist gegeben durch [4]:

$$\Delta\phi = -\frac{Q}{k}\left(\frac{\partial F_z}{\partial z}\right) \tag{1}$$

$Q = f_0/\Delta f$ beschreibt die Güte der Resonanzkurve. Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Spitzen liegen die Werte für Q im Bereich von etwa $180 < Q < 230$. k ist

die Federkonstante des Biegebalkens und sie wird berechnet mit [28]:

$$k = \frac{\rho l h b {f_0}^2}{0,104976} \tag{2}$$

l, h und b sind die Länge, Höhe und die Breite des Biegebalkens mit typischen Werten von $l = 230\ \mu m$, $h = 30\ \mu m$ und $b = 3\ \mu m$. ρ bezeichnet die Dichte von Silizium und beträgt $\rho_{Si} = 2,33\ g/cm^3$ [29]. Die Resonanzfrequenz f_0 der verwendeten Spitzen liegt zwischen $60 < f_0 < 80\ kHz$. Somit ergeben sich Werte für k im Bereich $2 < k < 3\ N/m$.

Beachtet man das negative Vorzeichen in Gleichung (1), so führt eine attraktive (repulsive) Wechselwirkung zu einer negativen (positiven) Phasenverschiebung. Dies wird entsprechend mit dunklem (hellem) Bildkontrast im MFM-Bild dargestellt. In Abbildung 2.7 ist das AFM-Bild der Oberfläche eines magnetischen longitudinalen Datenspeichers zu sehen. Die Oberfläche ist relativ eben, und man sieht nur vereinzelt kleine topograghische Unebenheiten. In Abbildung 2.8 ist das MFM-Bild derselben Oberfläche abgebildet. Der Einfluss der topographischen Unebenheiten auf das MFM-Bild ist durch die Verwendung des Tapping-, Lift™-Modes weitgehend eliminiert worden.

Im MFM-Bild ist deutlich ein alternierendes hell-dunkel Muster in Form von Streifen zu erkennen. An den hellen und dunklen Stellen des Bildes besitzt das magnetische Streufeld Komponenten in $+z$- bzw. $-z$-Richtung. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 2.9 schematisch die Magnetisierung des Speichermediums und das daraus resultierende Streufeld dargestellt. Zusätzlich ist eine in $+z$-Richtung magnetisierte Spitze an verschiedenen Stellen oberhalb der Probe skizziert. Betrachtet man die Probe, so sieht man, dass sich in y-Richtung Bereiche der Probe, die in $+y$- bzw. $-y$-Richtung magnetisiert sind, periodisch abwechseln. An den sogenannten ,,Bit-Übergängen" tritt das magnetische Streufeld senkrecht aus der Probenoberfläche heraus und bildet mit dem Streufeld des nächsten Bitübergangs geschlossene Feldlinien (das Streufeld unterhalb der Probe ist der Übersichtlichkeit halber weggelassen). Oberhalb der Bitübergänge besitzt das Streufeld idealerweise nur eine Komponente in $\pm z$-Richtung. Im links (rechts) skizzierten Fall ist die Spitzenmagnetisierung parallel (antiparallel) zum Streufeld ausgerichtet. Die Wechselwirkung der Spitze mit dem Streufeld ist somit attraktiv (repulsiv) und wird mit einem dunklen (hellen) Bildkontrast abgebildet. In der Mitte zwischen

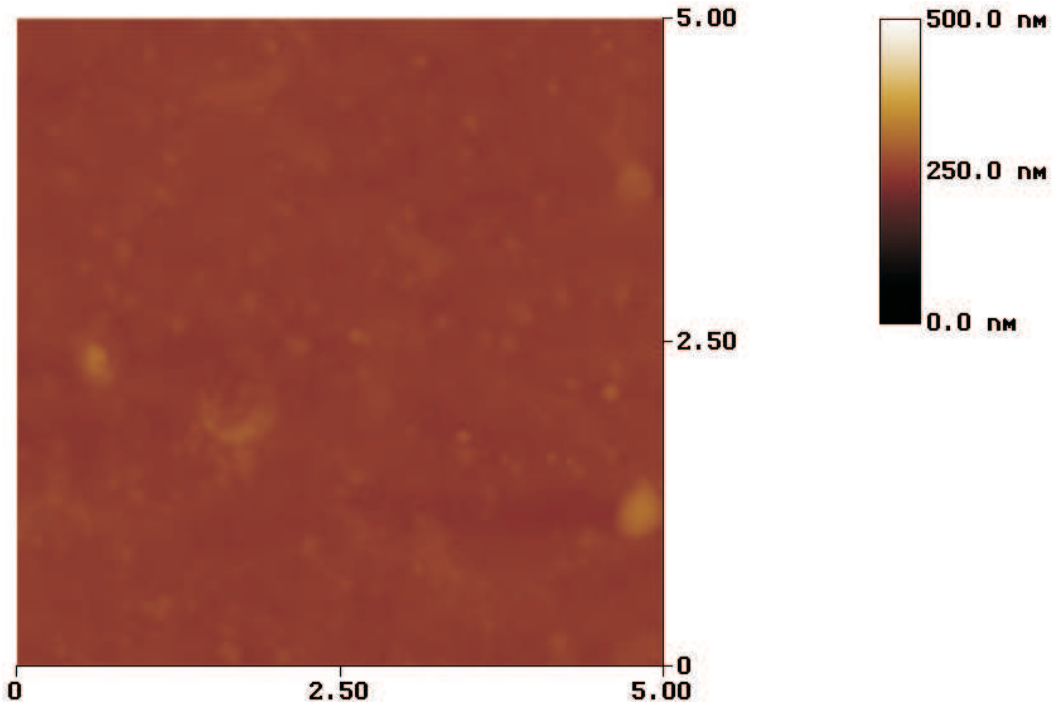

Abb. 2.7: AFM-Bild der Oberfläche eines longitudinalen Speichermediums

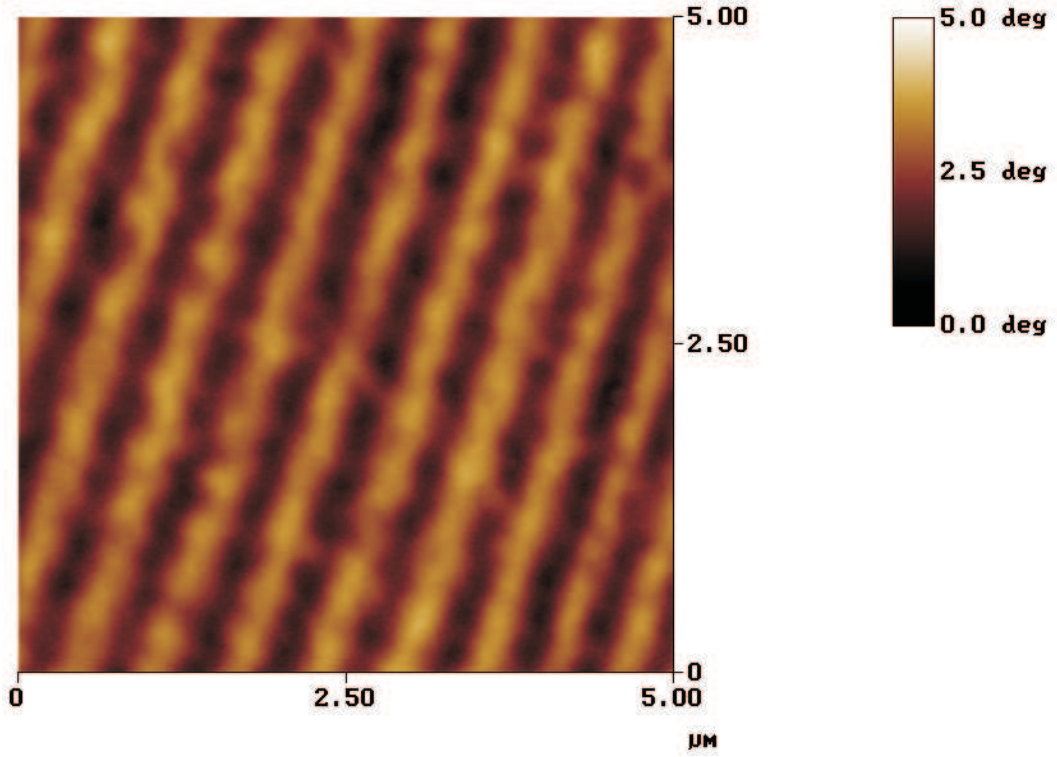

Abb. 2.8: MFM-Bild der Oberfläche desselben longitudinalen Speichermediums

zwei Bitübergängen hat das Streufeld im wesentlichen nur eine y-Komponente. In diesem Fall besteht mit der in $+z$-Richtung magnetisierten Spitze keine Wechselwirkung. Dies entspricht im MFM-Bild einem mittleren Graustufenwert. Wie man an diesem Beispiel erkennt, lässt sich anhand des MFM-Kontrastes die Orientierung des Streufeldes relativ zur Magnetisierungsrichtung der Spitze bestimmen. *Quantitative* Aussagen über den Betrag des Streufeldes lassen sich hieraus nicht ableiten.

Um *quantitative* Informationen aus der Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ ableiten zu können, bedarf es eines mathematischen Formalismus, mit dem die Wechselwirkung der Spitze mit dem Probenstreufeld beschrieben werden kann. Da jedoch im allgemeinen die Magnetisierung der Spitze und das Streufeld der Probe kartesische Koordinaten in alle drei Raumrichtungen haben kann, ist eine theoretische Beschreibung sehr aufwendig. In einfachen Fällen, d.h. für z.B. homogene Magnetisierungsverteilungen einer Probe lässt sich jedoch der Betrag des Streufeldes berechnen, und damit kann im Idealfall aus MFM-Messungen die Magnetisierung der Probe bestimmt werden [10,19].

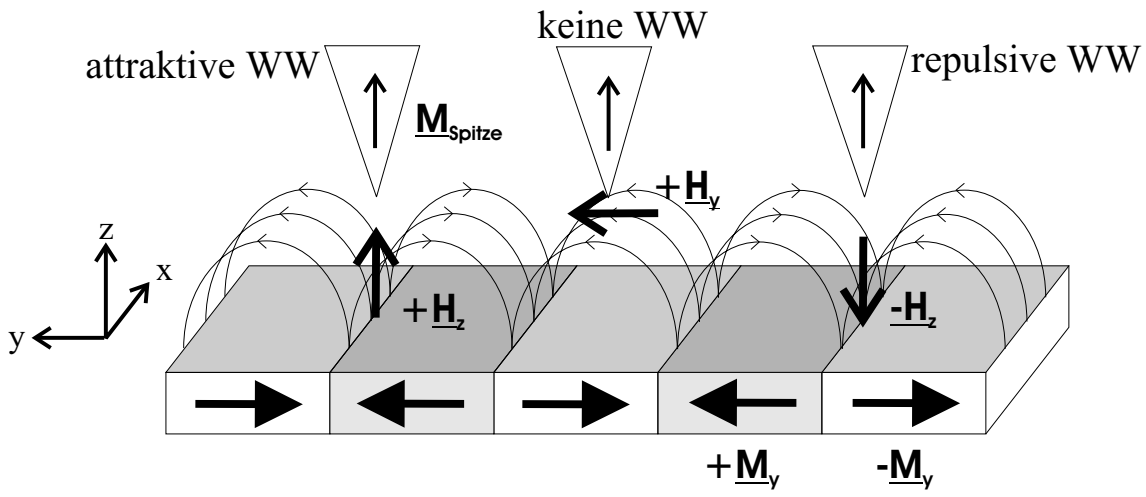

Abb. 2.9: Schematische Darstellung zur Wechselwirkung einer magnetischen Spitze mit einem longitudinalen Speichermedium. (links) Spitzenmagnetisierung und Magnetfeld sind parallel orientiert mit resultierender attraktiver Wechselwirkung; (mitte) Spitzenmagnetisierung und Magnetfeld stehen senkrecht aufeinander, es gibt somit im Idealfall keine Wechselwirkung; (rechts) Antiparallele Orientierung des Magnetfeldes und der Magnetisierung der Spitze führt zu einer repulsiven Wechselwirkung.

2.2 Quantitative Magnetkraftmikroskopie

Zur Berechnung der Kraft $\vec{F}(\vec{r})$ auf die magnetische Spitze, betrachtet man die Spitze im magnetostatischen Potential einer Probe. Dieses beträgt an einem Ort $\vec{r}$ ausserhalb der Probe [30]:

$$\phi_P(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi}\left(\iint \frac{d^2\vec{s}\cdot\vec{M}_P(\vec{r'})}{|\vec{r}-\vec{r'}|} - \iiint d^3\vec{r'}\frac{\nabla\cdot\vec{M}_P(\vec{r'})}{|\vec{r}-\vec{r'}|}\right) \tag{3}$$

Hierbei bezeichnet $\vec{M}_P(\vec{r'})$ das Magnetisierungsvektorfeld der Probe, und $\vec{s}$ ist ein nach aussen zeigender Normalenvektor auf der Probenoberfläche. Das erste Integral auf der rechten Seite ist ein Oberflächenintegral, das die magnetischen Oberflächenladungen der Probe berücksichtigt. Das zweite Integral ist ein Volumenintegral über die Divergenzen des Vektorfeldes der Probenmagnetisierung. Das Probenstreufeld ist dann gegeben durch:

$$\vec{H}_P(\vec{r}) = -\nabla\phi_P(\vec{r}) \tag{4}$$

Für Proben mit einfacher Form und Magnetisierungsverteilung (z.B. eindomänige Proben mit uniaxialer magnetischer Anisotropie) lässt sich das magnetische Streufeld mit Gl.(4) leicht berechnen.

Eine magnetische Spitze mit einem Magnetisierungsvektorfeld $\vec{M}_S(\vec{r'})$ besitzt im magnetostatischen Potential $\phi_P(\vec{r})$ einer Probe folgende freie magnetostatische Energie:

$$\Psi(\vec{r}) = \mu_0\left(\iint d^2\vec{s}\cdot\vec{M}_S(\vec{r'})\phi_P(\vec{r'}) + \iiint d^3\vec{r'}\nabla\cdot\left[\phi_P(\vec{r'})\vec{M}_S(\vec{r'})\right]\right) \tag{5}$$

Hier ist $\vec{s}$ der Normalenvektor senkrecht zur Spitzenoberfläche. Das Oberflächenintegral beschreibt die Wechselwirkung der Oberflächenladungen der Spitze mit dem magnetischen Streufeld der Probe, während das Volumenintegral die Wechselwirkung der Volumenmagnetisierung der Spitze mit dem Streufeld der Probe ausdrückt. Die Kraft auf die Spitze folgt aus:

$$\vec{F}(\vec{r}) = -\nabla_r\Psi(\vec{r'}) \tag{6}$$

Einsetzen von Gl.(5) in Gl.(6) ergibt somit:

$$\vec{F}(\vec{r}) = -\nabla_r\mu_0\left(\iint d^2\vec{s}\cdot\vec{M}_S(\vec{r'})\phi_P(\vec{r'}) + \iiint d^3\vec{r'}\nabla\cdot\left[\phi_P(\vec{r'})\vec{M}_S(\vec{r'})\right]\right) \tag{7}$$

Einsetzen in Gl.(1) ergibt dann einen Zusammenhang zwischen der experimentell gemessenen Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ und des auf die Spitze wirkenden Kraftgradienten $\partial F_z/\partial z$. Damit lässt sich ein MFM-Bild prinzipiell auch *quantitativ* auswerten, falls die Kraft auf die Spitze bestimmt werden kann.

Dies setzt jedoch vorraus, dass die Magnetisierungsverteilung $\vec{M}_S(\vec{r'})$ der Spitze bekannt ist, damit die Integrale in Gleichung (3) und (5) analytisch oder numerisch gelöst werden können. Es ist andererseits nicht möglich die Magnetisierungsverteilung mit mikromagnetischen Berechnungen zu bestimmen, da die genaue Geometrie des Spitzenapex und dessen mikrokristalline Feinstruktur unbekannt sind. Die analytische Lösung des Problems scheitert schon bei einfachen Ansätzen und numerische Lösungen sind aufgrund der zweifachen Integration in Gleichungen (3) und (5) sehr aufwendig. Von Hartmann wurde deshalb ein einfaches Modell für die Beschreibung der magnetischen Eigenschaften einer MFM-Spitze vorgeschlagen, das sogenannte *Punktsondenmodell* [14,15].

Das Punktsondenmodell

Beim Punktsondenmodell wird der magnetische Teil der Spitze, der zur Kontrastentstehung des MFM-Bildes beiträgt, durch eine imaginäre Punktsonde im Inneren der MFM-Spitze beschrieben. Die effektive Magnetisierung der Spitze wird durch eine Punktsonde idealisiert, die sich an einer Position entlang der langen Spitzenachse befindet. Der Punktsonde wird ein effektives Dipolmoment $\vec{m}$ oder ein Monopolmoment q zugeordnet, das sich entlang der Symmetrieachse der Spitze in einen Abstand δ vom Spitzenapex befindet. Das Monopolmoment q ist in Analogie zur Elektrostatik als Dipolmoment pro Längeneinheit definiert [30]. Abbildung 2.10 zeigt eine schematische Darstellung zum Punktsondenmodell. Unter zur Hilfenahme des Punktsondenmodells lässt sich Gleichung (7) vereinfachen [4,31]:

$$F_z(z) = \mu_0 \left(\underbrace{-qH_z}_{Monopolanteil} + \underbrace{m_x \frac{\partial H_x}{\partial z} + m_y \frac{\partial H_y}{\partial z} + m_z \frac{\partial H_z}{\partial z}}_{Dipolanteil} \right) \tag{8}$$

Es sind H_i und m_i, mit $i = x, y, z$, die kartesischen Koordinaten des Magnetfeldes und des Dipolmomentes.

Da die Spitze vor Beginn jeder Messung in z-Richtung magnetisch gesättigt wird, muss im folgenden nur ein Dipolmoment in z-Richtung (m_z) betrachtet werden ($m_x = m_y = 0$). Setzt man nun unter dieser Annahme Gl.(8) in Gl.(1) ein, so erhält man folgenden vereinfachten Ausdruck:

$$\Delta\Phi = -\mu_0 \frac{180}{\pi} \frac{Q}{k} \left(-q \frac{\partial H_z}{\partial z} + m_z \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \right) \tag{9}$$

Der Faktor $180/\pi$ wurde eingeführt, weil die Phasenverschiebung im Experiment in der Einheit *grad* gemessen wird, wohingegen $\Delta\Phi$ in Gl.(1) im Bogenmass angegeben wird. Mit der Gl.(9) lassen sich die Punktsondenparameter m_z und q aus der gemessenen Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ bestimmen, falls analytische Ausdrücke für die erste und die zweite Ableitung des Probenstreufeldes nach der Ortskoordinate z bekannt sind. Eine weitere Vereinfachung von Gleichung (9) ergit sich noch daraus, dass die Spitze im Punktsondenmodell nur *entweder* als Punktdipol *oder* als Punktmonopol betrachtet werden darf [12]. Die Beschreibung ist völlig äquivalent und führt zu demselben Ergebnis

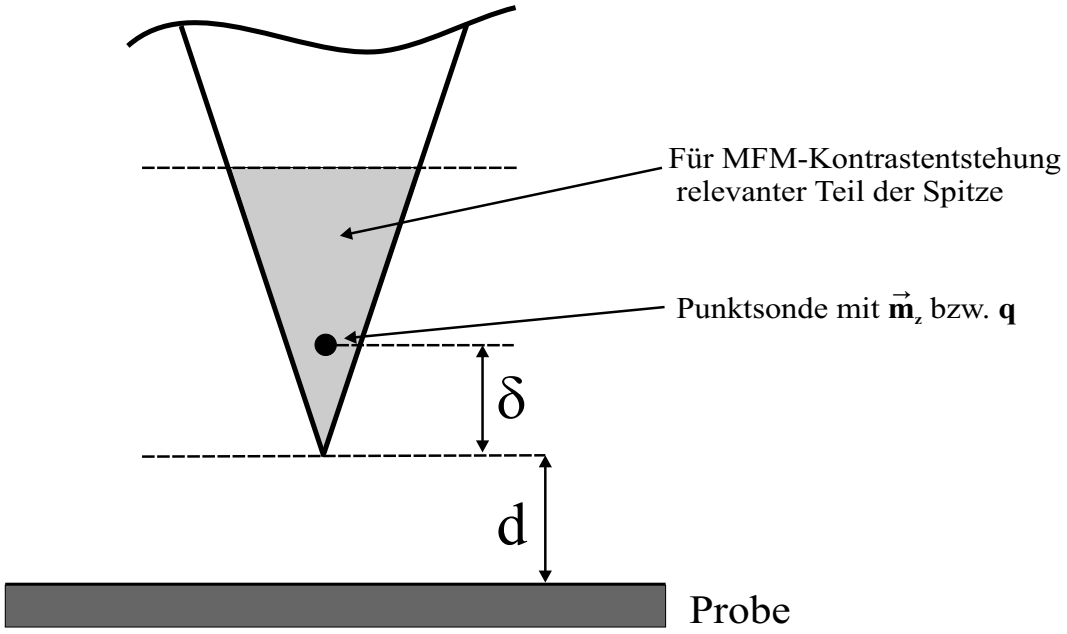

Abb. 2.10: Schematische Skizze zum Punktsondenmodell. Die effektive Magnetisierung der Spitze wird durch eine Punktsonde mit Dipolmoment m_z oder Monopolmoment q idealisiert. Sie befindet sich auf der Symmetrieachse der Spitze in einem Abstand δ vom Spitzenapex. d ist die Lifthöhe der Spitze.

bei der Anpassung an experimentelle Daten, sowohl im ,,Punktdipolmodell":

$$\Delta\Phi = -\mu_0 \frac{180}{\pi} \frac{Q}{k} \cdot m_z \cdot \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \tag{9a}$$

als auch im ,,Punktmonopolmodell":

$$\Delta\Phi = \mu_0 \frac{180}{\pi} \frac{Q}{k} \cdot q \cdot \frac{\partial H_z}{\partial z} \tag{9b}$$

2.3 Magnetisches Streufeld stromführender paralleler gerader Leiterbahnen

Das Magnetfeld $\vec{H}$ einer gegebenen Stromdichteverteilung $\vec{j}(\vec{r})$ lässt sich nach Biot-Savart für jeden beliebigen Punkt $\vec{r}$ im Raum berechnen mit [32]:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{0}^{w} dy' \int_{0}^{t} \frac{\vec{j}(\vec{r}) \times (\vec{r} - \vec{r'})}{4\pi |\vec{r} - \vec{r'}|^3} dz' \tag{10}$$

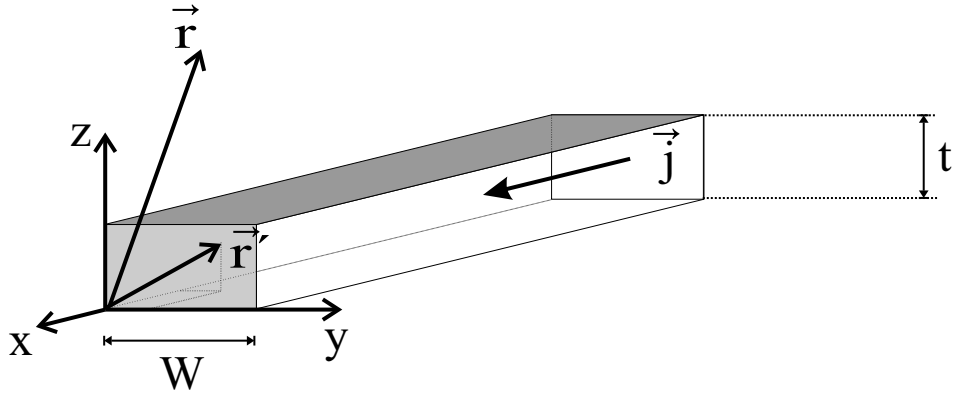

Abb. 2.11: Schematische Darstellung einer einzelnen stromführenden Leiterbahn mit einem Strom I der Stromdichte $\vec{j}$ in $+x$-Richtung. W bezeichnet die Weite der Leiterbahn und t deren Höhe.

Abbildung 2.11 zeigt schematisch ein kurzes Stück einer stromführenden geraden Leiterbahn der Breite Weite W und der Höhe t. Die Leiterbahn sei in x-Richtung unendlich weit ausgedehnt, und in x-Richtung fliesse ein elektrischer Strom I der Stromdichte $j = I/Wt$. Nach Gl.(10) folgt dann für das Magnetfeld $\vec{H}$ an einem beliebigen Punkt $\vec{r}$ im Raum

$$\vec{H}(\vec{r}) = H_z(W, t, y, z, I)\hat{e}_z + H_y(W, t, y, z, I)\hat{e}_y \tag{11}$$

Das Magnetfeld $\vec{H}(\vec{r})$ hat also nur eine Komponente in z- und eine Komponente in y-Richtung, und der Absolutwert hängt im wesentlichen vom Strom I und der Geometrie der Leiterbahn (W,t) ab. Das exakte, mit Hilfe von Gl.(10) berechnete Ergebnis für $\vec{H}(\vec{r})$, findet man im Anhang (Gl.(A1)).

Abbildung 2.12 zeigt schematisch eine Anordnung von zwei parallelen Leiterbahnen, die gegensinnig vom Strom I in $\pm x$-Richtung durchflossen werden. Der Parameter B bezeichnet den Abstand der beiden Leiterbahnen in y-Richtung.

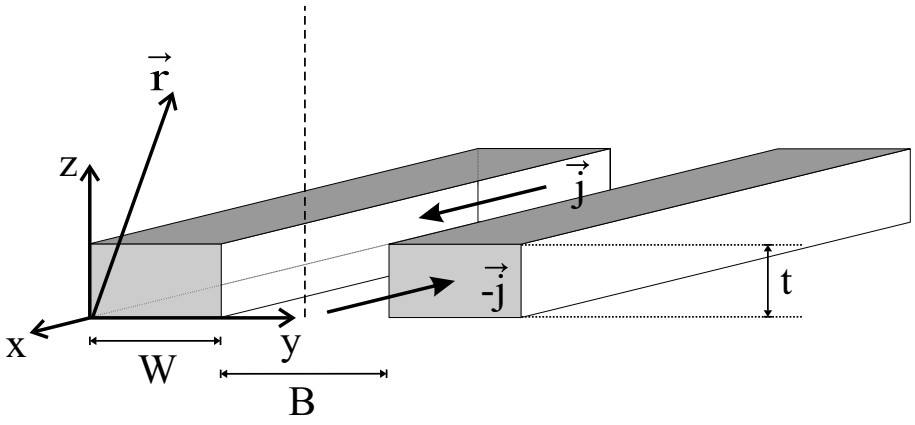

Abb. 2.12: Schematische Darstellung zweier paralleler Leiterbahnen, die gegensinnig von einem Strom I der Stromdichte $\vec{j}$ in x- bzw. $-x$-Richtung durchflossen werden. B bezeichnet den Abstand der beiden Leiterbahnen.

Das Magnetfeld der in Abb. 2.12 gezeigten Leiterbahnanordnung ergibt sich durch Superposition der Magnetfelder der beiden einzelnen Leiterbahnen. In der Mitte zwischen beiden Leiterbahnen (bei $y = W + B/2$ in Abb. 2.12, entlang der gestrichelten Linie) verschwindet die y-Komponente H_y des Magnetfeldes aus Symmetriegründen in beliebiger Höhe z. Das Magnetfeld hat hier also ausschliesslich eine z-Komponente mit:

$$H_z(z) = \frac{j}{2\pi}\left\{(z-t)\ln\left[\frac{(z-t)^2+(B/2)^2}{(z-t)^2+(W+B/2)^2}\right] - z\ln\left[\frac{z^2+(B/2)^2}{z^2+(W+B/2)^2}\right] + \right.$$
$$- 2(W+B/2)\left[\arctan\left(\frac{z-t}{W+B/2}\right) - \arctan\left(\frac{z}{W+B/2}\right)\right] +$$
$$\left. + B\left[\arctan\left(\frac{z-t}{B/2}\right) - \arctan\left(\frac{z}{B/2}\right)\right]\right\} \qquad (12)$$

Für eine spätere Auswertung werden auch die erste und die zweite Ableitung von H_z nach z benötigt. Die Ergebnisse hierzu sind im Anhang (Gln.(A3) und (A4)) zu finden.

Abbildung 2.13a zeigt die z-Komponente des Magnetfeldes in Abhängigkeit von z nach Gl.(12) für eine konstante Leiterbahnweite $W = 1000\ nm$ und für einen konstanten Strom $I = 5\ mA$. Als Höhe der Leiterbahnen wurde $t = 40\ nm$ gewählt. Die durchgezogene, gestrichelte und gepunktete Linie zeigt den Verlauf von $H_z(z)$ für drei

verschiedene Abstände $B = 200\ nm$, $1000\ nm$ und $2000\ nm$ der Leiterbahnen, wie angegeben. Je kleiner der Abstand der Leiterbahnen ist, umso grösser ist folglich der Absolutwert von H_z bei $z = 0$, und um so grösser ist die Veränderung des Magnetfeldes im Absolutwert im Bereich $0 < z < 1000\ nm$. Dies spiegelt sich deutlich in der ersten Ableitung dH_z/dz (Abb. 2.13b) wieder, da das schnelle Abklingen von H_z für kleine Leiterbahnabstände B zu grösseren Steigungen führt.

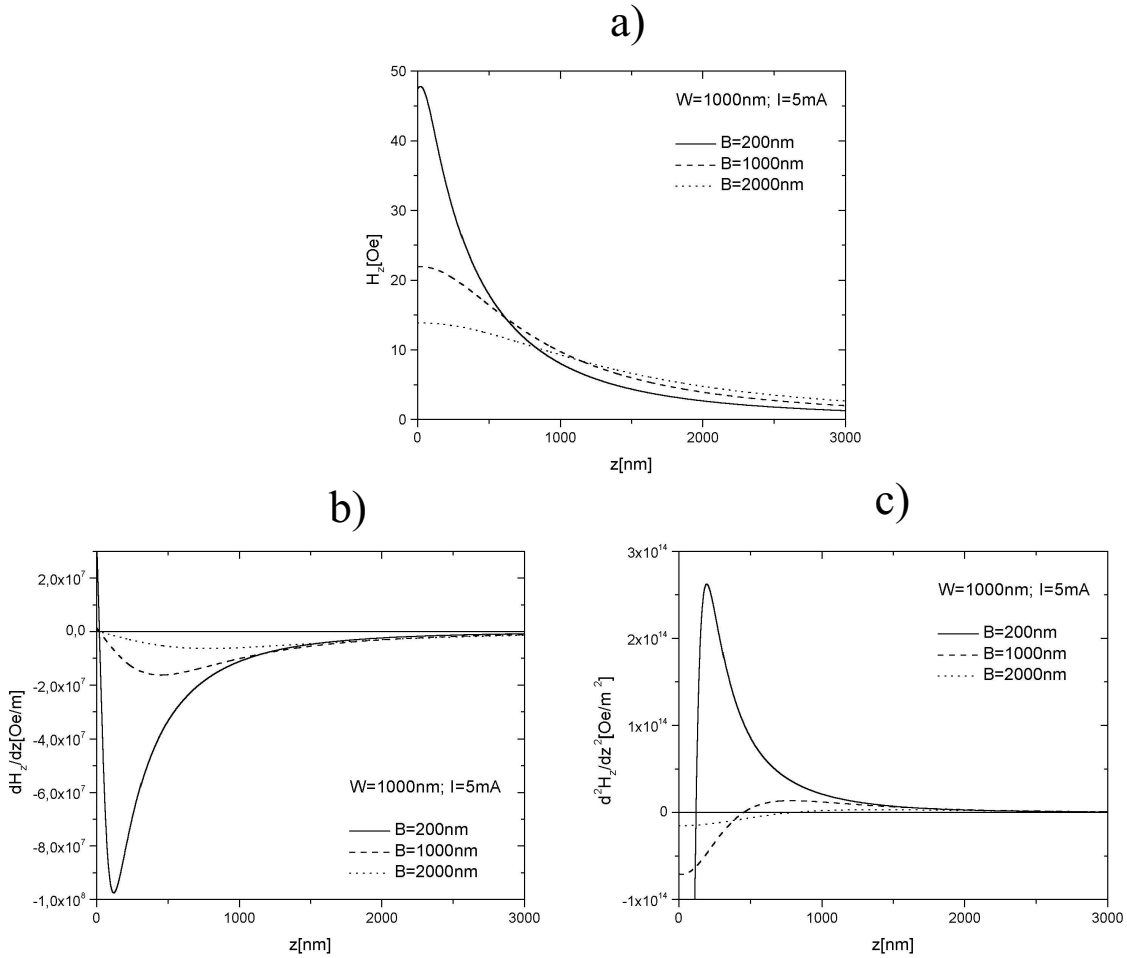

Abb. 2.13: **a)** Magnetfeld in z-Richtung einer parallelen Leiterbahn in Abhängigkeit der Höhe z in der Mitte zwischen den Leiterbahnen für eine konstante Leiterbahnweite W und verschiedene Leiterbahnabstände B, wie mit verschiedenartigen Linien angegeben. **b)** erste Ableitung von $H_z(z)$ nach der Höhe z in Abhängigkeit von der Höhe z. **c)** zweite Ableitung von $H_z(z)$ nach der Höhe z in Abhängigkeit von der Höhe z.

Das Minimum der ersten Ableitung dH_z/dz verschiebt sich für grössere Leiterbahnabstände B zu grösseren Werten von z. Analog gilt dies auch für das Maximum in der zweiten Ableitung d^2H_z/dz^2 (Abb. 2.13c), das mit zunehmendem B entsprechend zu grösseren Werten von z verschoben ist. Abbildung 2.14a zeigt nochmals den Verlauf des Magnetfeldes in z-Richtung in Abhängigkeit von z für einen Strom von $I = 5\ mA$. Allerdings wurde in Abb. 2.14a bei festgehaltenem B die Weite W der Leiterbahnen variiert. Man erkennt, dass sowohl der Verlauf des Magnetfeldes H_z als auch der Verlauf der ersten beiden Ableitungen (Abb. 2.14b,c) sehr ähnlich zum vorhergehenden Beispiel ist, wenn hier bei festgehaltenem W der Abstand B variiert wird. Unterschiede werden dagegen deutlich, wenn man die charakteristische Abklinglänge ξ des Magnetfeldes in z-Richtung betrachtet. Die Abklinglänge ist in den Abb. 2.15 und 2.16 jeweils für alle drei betrachteten Fälle markiert ($\circ$). Sie bezeichnet diejenige Höhe $z = \xi$ oberhalb der Leiterbahnen, wo das Magnetfeld auf den e-ten Teil des Maximalwertes $H_{max} = H(z = t/2)$ abgefallen ist. Obwohl das Magnetfeld H_z keinen exponentiellen Verlauf in Abhängigkeit von z besitzt, hat sich die Definition von ξ als Abklinglänge entsprechend $H(\xi) = 1/e \cdot H_{max}$ als zweckmässig erwiesen [11]. In den Abbildungen 2.15 und 2.16 ist $H_z(z)$ für dieselben Leiterbahngeometrien wie in Abb. 2.13 bzw. 2.14 aufgetragen, jedoch wurde $H_z(z)$ jeweils auf das maximale Magnetfeld $H_{max} = H(z = t/2)$ normiert. Die waagerechte Linie bezeichnet in beiden Abbildungen die Höhe $z = \xi$, bei der das Magnetfeld auf $H = H_{max}/e$ abgeklungen ist.

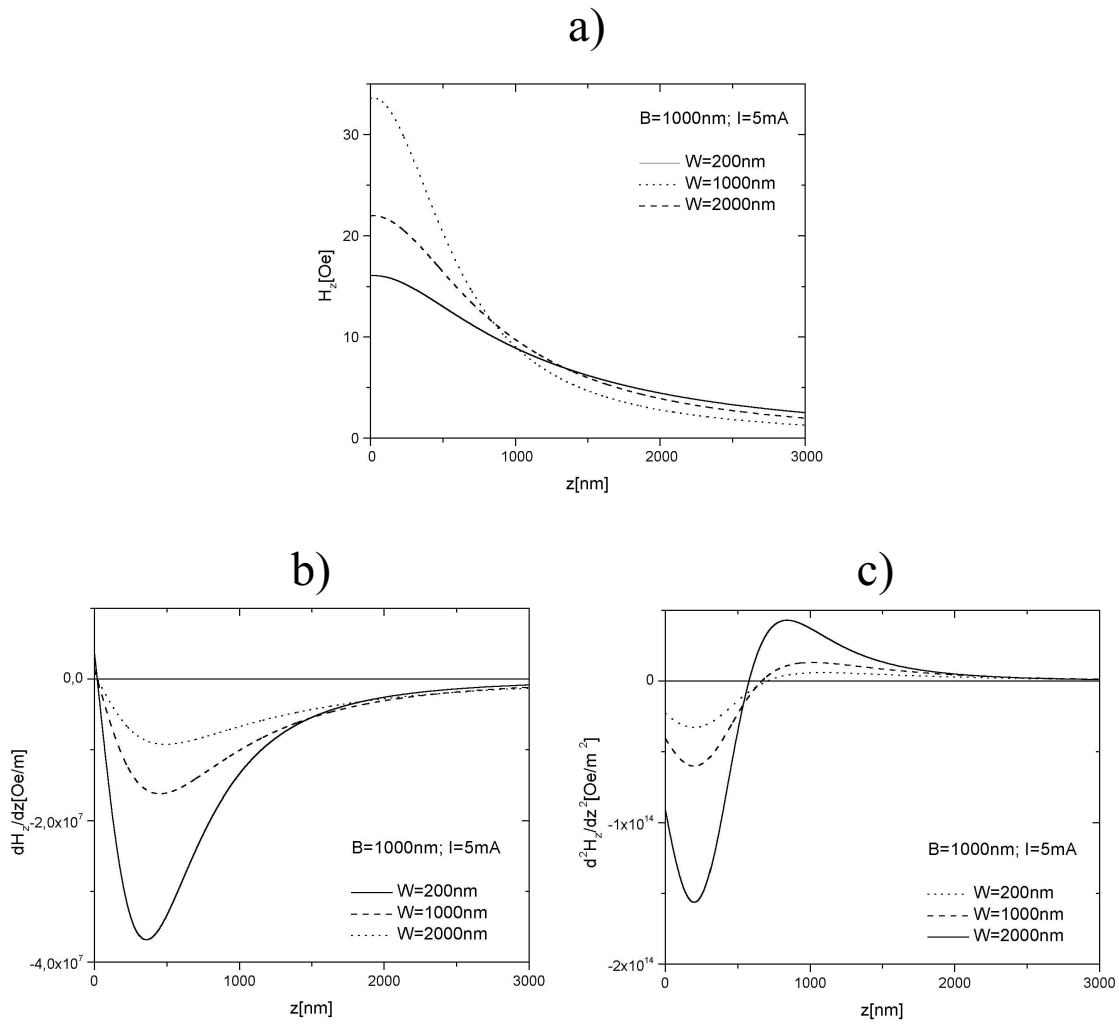

Abb. 2.14: **a)** Magnetfeld in z-Richtung einer parallelen Leiterbahn in Abhängigkeit der Höhe z in der Mitte zwischen den Leiterbahnen für einen konstanten Leiterbahnabstand B und verschiedene Leiterbahnweiten W, wie mit verschiedenartigen Linien angegeben. **b)** erste Ableitung von $H_z(z)$ nach der Höhe z in Abhängigkeit von der Höhe z. **c)** zweite Ableitung von $H_z(z)$ nach der Höhe z in Abhängigkeit von der Höhe z.

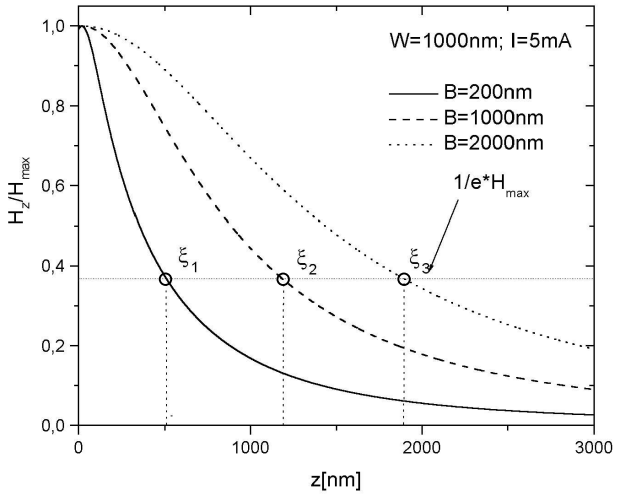

Abb. 2.15: Magnetfeld in z-Richtung einer parallelen Leiterbahn normiert auf das maximale Magnetfeld $H_{max} = H(z = t/2)$ in Abhängigkeit der Höhe z in der Mitte zwischen den beiden Leiterbahnen für verschiedene Leiterbahnabstände B bei konstanter Weite W der Leiterbahnen. Die waagerechte Linie bezeichnet die Höhe $z = \xi$, bei der das Magnetfeld auf $H = H_{max}/e$ abgeklungen ist.

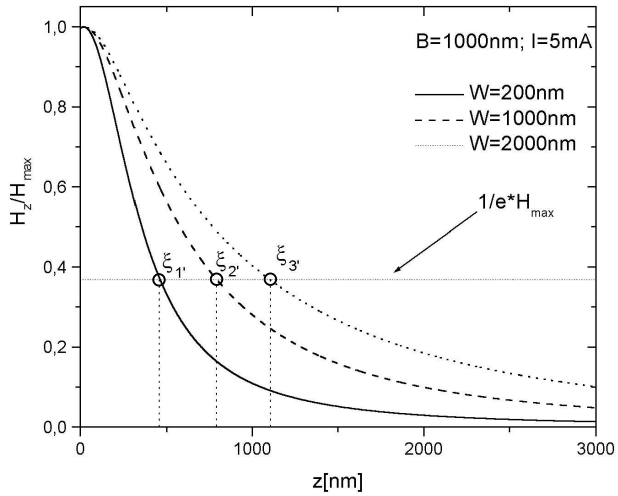

Abb. 2.16: Wie Abb. 2.15, jedoch wird hier der Abstand B konstant gehalten, und die Weite W der Leiterbahnen variiert.

3. Experimentelles

3.1 Herstellung und Kontaktierung nanostrukturierter Leiterbahnen

Nanostrukturierte parallele Leiterbahnen mit definierter Geometrie aus Gold wurden mit Elektronenstrahllithographie auf GaAs-Substraten hergestellt. Undotierte GaAs-Substrate mit Abmessungen von $3,95 \times 3,95\ mm^2$ und einer Dicke von $0,5\ mm$ wurden dazu zunächst gründlich gereinigt. Die im folgenden genannten Prozessschritte wurden dann nacheinander durchgeführt. Siehe dazu auch Abb. 3.1.

1. *Belacken* der Substrate mit Photolack
2. *Belichten* des Photolacks mit einem Elektronenstrahl
3. *Entwickeln* des Photolacks
4. *Bedampfen* der fertigen Photolackmaske mit Gold
5. *Entfernen* der Photolackmaske (*Lift-Off*)
6. *Kontaktierung* der stukturierten Goldleiterbahnen

Die GaAs-Substrate werden zu Beginn mit einem Doppellacksystem beschichtet (Abb. 3.1 (1)). Es handelt sich dabei um einen sogenannten ,,Positiv Zweilagenresist". Von einem Positivlack spricht man, wenn die belichteten Stellen des Lackes nach der Entwicklung aufgelöst werden und das Substrat an den belichteten Stellen freigelegt wird. Die untere Lackschicht hat eine höhere Empfindlichkeit bei der Belichtung mit dem Elektronenstrahl. Sie bildet daher nach der Belichtung und der Entwicklung ein unterkehliges Profil aus (sog. ,,undercut") [33]. Bei den verwendeten Lacken handelt es sich um PMMA-Photolacke (**P**oly**m**ethyl**m**etha**a**crylat), die als Lösemittel Ethyllaktat enthalten. Zum Aufschleudern des Lackes wird eine Lackschleuder verwendet (Typ Convak 1001). Zunächst wird ein Tropfen Photolack 200k mit 4 % Feststoffanteil unter Reinraumbedingungen auf das Substrat gegeben und anschliessend bei 6000 U/Min für

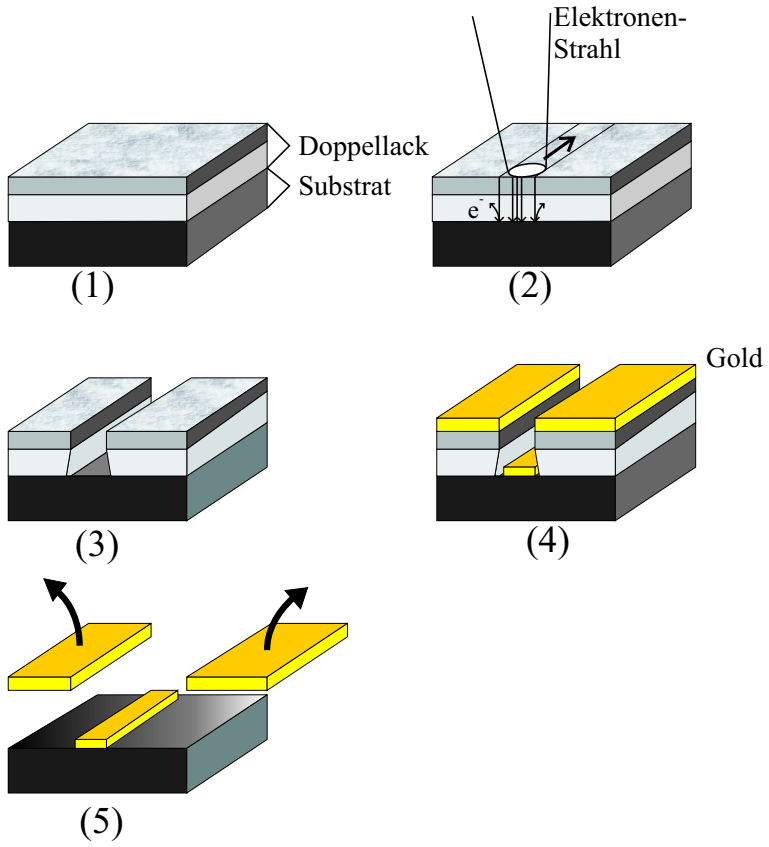

Abb. 3.1: Lithographieschritte: (1) Der PMMA-Doppellack wird auf das Substrat aufgeschleudert, (2) Kontrollierte Belichtung mit einem Elektronenstrahl, (3) Entwickeln des Photolackes, (4) Bedampfung der Photolackmaske mit Gold, (5) Ablösen der Photolackmaske (*Lift-Off*).

30 Sekunden geschleudert (sog. ,,Spin-On"). Die Zentrifugalkräfte verteilen den Photolack gleichmässig auf dem Substrat, und unter den genannnten Bedingungen wird eine Schichtdicke von circa 140 nm erreicht. Nun wird das Substrat bei 150 $°C$ für 10 Minuten auf einer Heizplatte getempert. Nachdem das Substrat etwa 5 Minuten lang abgekühlt ist, wird ein weiterer Tropfen Photolack (950k 2 %) auf das Substrat aufgebracht und unter gleichen Bedingungen wie zuvor aufgeschleudert. Die Temperzeit beträgt nochmals 5 Minuten. Die Gesamtschichtdicke des Photolacks beträgt nach dem zweiten Belacken etwa 165 nm.

Die belackten Substrate werden nun kontrolliert mit einem Elektronenstrahl belichtet (EBL, engl.: **E**lectron **B**eam **L**ithography). Siehe hierzu Abbildung 3.1 (2). Dazu steht ein Rasterelektronenmikroskop der Firma Leo (1530) zur Verfügung, an das eine Schrei-

beinheit der Firma Raith angeschlossen ist. Das Layout für die Leiterbahn-Strukturen wurde mit einem Computerprogramm der Firma Raith erstellt, wobei diejenigen Stellen auf dem Substrat definiert werden, die der Elektronenstrahl belichten soll. Die zu belichtenden Flächen werden von der Software in Liniensequenzen umgewandelt, die dann vom Elektronenstrahl in einer Rasterbewegung belichtet werden. Die Software der Schreibeinheit steuert dabei sowohl die Ablenkspulen des Elektronenmikroskops, als auch den sog. ,,Beamblanker", der den Elektronenstrahl elektrostatisch ausblenden kann, um eine ungewollte Belichtung zu verhindern (z.B. bei Sprüngen des Elektronenstrahls zu verschiedenen Stellen auf dem Substrat).

Im nächsten Prozessschritt wird der Photolack entwickelt (Abb. 3.1 (3)). Dabei wird ein kommerzieller Entwickler der Firma Allresist (Bezeichung AR600-56) verwendet. An den belichteten Stellen sind die Polymerketten des PMMA-Lackes durch den Elektronenstahl strahlenchemisch aufgebrochen worden. An diesen Stellen ist die Löslichkeit im Entwickler jetzt grösser [34]. Die Enwicklungszeit beträgt 90 Sekunden. Anschliessend wird die Probe für 30 Sekunden in ein Stopbad (Fa. Allresist AR600-60) getaucht. Danach ist der Photolack an den belichteten Stellen vollständig vom Substrat entfernt.

Unter Hochvakuumbedingungen ($p \sim 10^{-6}$ mbar) wird nun eine dünne Goldschicht auf die Photolackmaske aufgedampft (Abb. 3.1 (4)). Hierzu befindet sich in einer Aufdampfanlage eine Goldquelle, die an den Wicklungen einer Wolframwendel aufgeschmolzen wird. Durch die Wendel fliesst ein Strom von etwa 20 Ampère, der ausreicht, das Gold aufzuschmelzen und teilweise zu verdampfen. Zur Bestimmung der auf die Photolackschicht aufgedampften Goldschichtdicke ist in der Nähe des Substrates ein Schwingquarz angebracht, der zuvor mit AFM-Messungen an aufgedampften Goldschichten unterschiedlicher Dicke kalibriert wurde. An den belichteten Stellen der Photolackmaske, wo sich kein Lack mehr befindet, schlägt sich Gold beim Aufdampfen auf das GaAs-Substrat nieder. An den unbelichteten Stellen setzt sich das Gold auf dem Photolack fest.

Zum abschliessenden Ablösen der Photolackschicht (dem Lift-Off Prozess) (Abb. 3.1 (5)) wird das Substrat in Aceton getaucht, das auf eine Temperatur von etwa 60 °C erhitzt wird. Die Photolackmaske, auf der sich die Goldschicht befindet, wird in Aceton

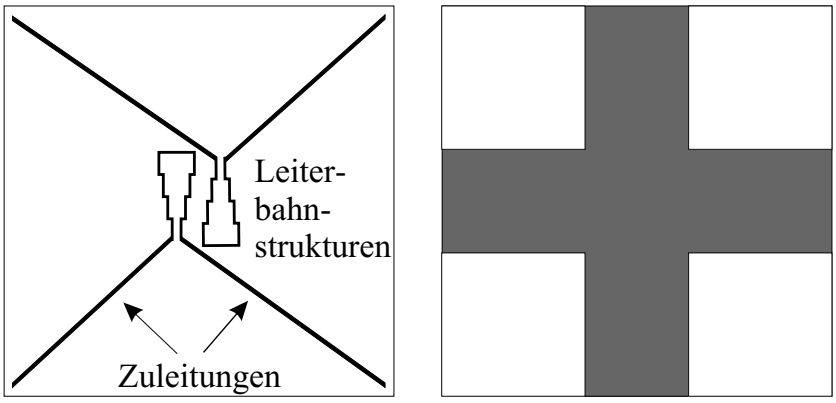

Abb. 3.2: (links) Schematische Skizze einer Leiterbahnstruktur mit x-förmigen Zuleitungen. Darüber wird eine Schattenmaske positioniert (rechts), so dass die Leiterbahnstrukturen abgedeckt sind. Durch anschliessendes Aufdampfen einer 60 *nm* dicken Goldschicht entstehen grossflächige Kontaktflächen (weisse Quadrate im Bild rechts).

gelöst. Damit wird auch die *auf* der Lackschicht befindliche Goldschicht entfernt. Anschliessend wird die Probe in Isopropanol getaucht, damit keine Salze, die im technischen Aceton enthalten sind, auf der Probe zurückbleiben.

Nun muss die Probe elektrisch kontaktiert werden. Dieser Prozess gliedert sich in zwei Schritte:

- Aufdampfen grossflächiger Kontaktflächen
- Elektrische Kontaktierung der Kontaktflächen mit Zuleitungsdrähten

Zunächst wird oberhalb des Substrates eine Schattenmaske so positioniert, dass die Leiterbahnstrukturen vollständig abgedeckt sind, die x-förmigen Zuleitungen jedoch frei bleiben (Abb. 3.2). Anschliessend wird eine etwa 60 *nm* hohe Goldschicht auf die x-förmigen Zuleitungen aufgedampft, so dass grossflächige Kontaktflächen entstehen. Abb. 3.4 zeigt ein Foto des Substrates mit fertig aufgedampften Kontaktflächen. Ebenfalls zu erkennen sind die x-förmigen Zuleitungen in der Mitte.

Die Probe wird mit konventionellem Sekundenkleber auf einem Chipträger festgeklebt, an den bereits zuvor Kontaktdrähte angelötet wurden. Anschliessend wird auf

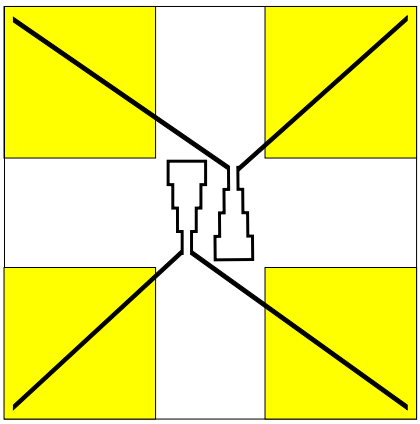

Abb. 3.3: Schematische Darstellung von Leiterbahnstrukturen nach Aufdampfen von Kontaktflächen aus Gold und Entfernen der Schattenmaske. Die quadratischen Flächen (grau), die die x-förmigen Zuleitungen bedecken, haben eine Grösse von jeweils $(0,5\ mm)^2$.

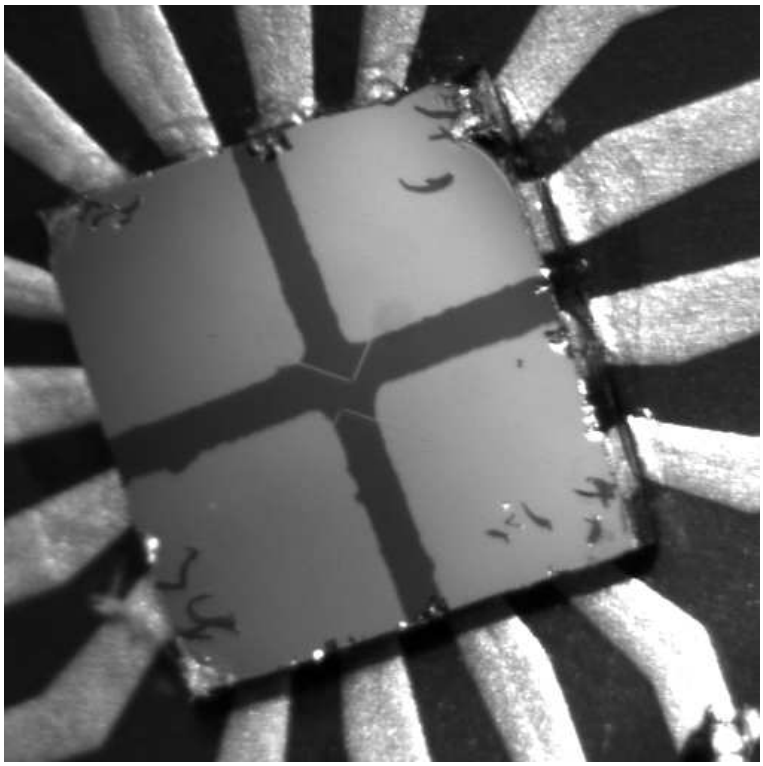

Abb. 3.4: Foto des Substrates nach Aufdampfen grossflächiger, 60 nm dicker Goldkontaktflächen. Das Substrat wird auf einem Chipträger festgeklebt. In der Mitte erkennt man die x-förmigen Zuleitungen zu den Leiterbahnstrukturen.

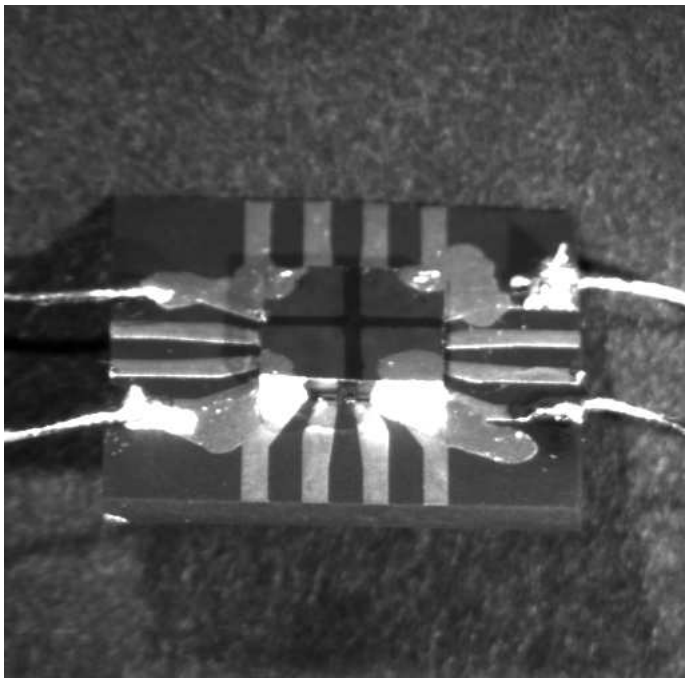

Abb. 3.5: Foto des Chipträgers inklusive Substrat nach dessen Kontaktierung. Vor dem Aufkleben des Substrates auf den Chipträger werden dünne Kupferdrähte angelötet. Die Kontaktierung der der Goldflächen mit dem Chipträger erfolgt durch einen Tropfen Silberleitkleber an den Ecken des Substrates.

jedes der vier Kontaktflächen ein Tropfen Silberleitkleber aufgetragen, so dass ein elektrischer Kontakt zu den Goldkontakten des Chipträgers hergestellt wird (Abb. 3.5). Nach einer Trocknungszeit von einigen Stunden ist die Probe fertiggestellt.

Es gibt alternative Möglichkeiten der Kontaktierung. Beispielsweise können in einem zweiten Lithographie-Schritt Zuleitungen zu den Leiterbahnstrukturen und Kontaktflächen für anschliessendes Bonden geschrieben werden [35]. Der Einsatz einer Schattenmaske hat allerdings gegenüber dieser alternativen Kontaktierungsmethode einige Vorteile. Zum einen sind keine weiteren EBL-Schritte mehr nötig, die sehr arbeits- und zeitaufwendig sind. Die Probe müsste erneut belackt werden, und es müssten mit dem Elektronenstrahl Leiterbahnen sowie Kontaktflächen ,,geschrieben" werden. Zum anderen bergen das anschliessende Aufdampfen von Gold, sowie der folgende Lift-Off Prozess immer die Gefahr, dass die Leiterbahnstrukturen nachträglich zerstört werden.

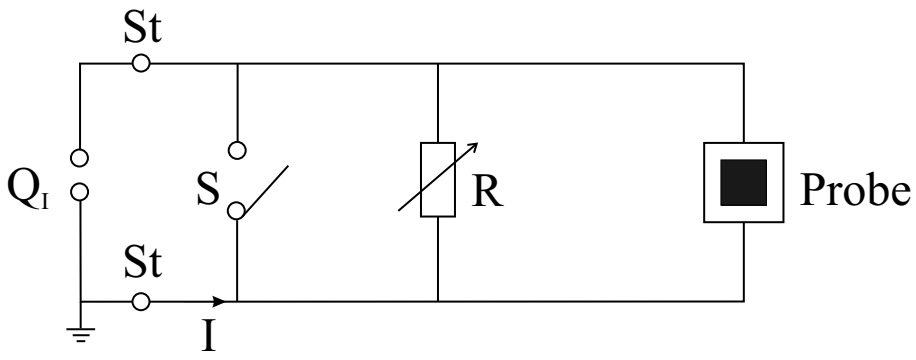

Abb. 3.6: Elektrische Schaltung zum Schutz der Leiterbahnen gegenüber elektrostatischen Potentialen beim Kontaktieren der Probe mit der Stromquelle. Die Probe, ein regelbarer Widerstand R (mit $0 < R < 100\ k\Omega$) und ein Schalter S sind parallel zur Konstant-Stromquelle Q_I geschaltet.

Die fertig kontaktierten Leiterbahnen sind sehr empfindlich gegenüber kleinsten elektrostatischen Potentialen (bereits bei Berührung). Die hieraus resultierenden Ströme führen u.U. zu einem sofortigen Verdampfen der Leiterbahnen. Um die Probe beim Kontaktieren mit einer Stromquelle vor destruktiven Potentialen zu schützen, wird die in Abb. 3.6 skizzierte elektrische Schaltung verwendet. Ein Schalter S, ein variabler Widerstand R und die Probe sind dabei zur Stromquelle Q_I parallel geschaltet.

Ist der Schalter S geschlossen, so ist die Probe gegen Spannungsspitzen infolge elektrostatischer Potentiale geschützt. Diese Schalterstellung wird beim Anschliessen der Steckverbindung ($\circ$ St) der Probe mit der Stromquelle verwendet. Um einen Strom durch die Probe fliessen zu lassen, stellt man zunächst den regelbaren Widerstand auf $R = 0$, damit Stromspitzen, die beim Umlegen des Schalters S auftreten können über diesen Widerstand abfliessen. Anschliessend dreht man das Potentiometer auf seinen Maximalwert von $R \approx 100\ k\Omega$. Infolge dessen fliesst der Strom I nun durch die Probe, da sie einen sehr viel geringeren Widerstand ($R < 1\ k\Omega$) besitzt, als der regelbare Widerstand. Die Probe kann jederzeit wieder geschützt werden, indem zuerst der Widerstand auf $R = 0$ gedreht wird und anschliessend der Schalter S geschlossen wird.

Wie Abb. 3.6 zeigt, ist ein Pol der Stromquelle zusätzlich geerdet. Sämtliche Gegenstände des Versuchaufbaus befinden sich auf demselben Erdpotential. Hierzu zählt auch der Fussboden, auf dem eine Matte aus leitfähigem Kunststoff liegt, die metallische

Tischplatte, auf der das Mikroskop steht, sowie das Gehäuse des Mikroskops mitsamt dem Probenteller. Dieser besteht aus Kupfer und ist auf einen Aufsatz aus PVC aufgeschraubt, damit keine leitende Verbindung zwischen der Probe und dem Scanner des Mikroskops besteht. Frühere Versuche haben ergeben, dass es ansonsten zu Störungen beim Betrieb des Mikroskopes kommt [11]. Als Konstant-Stromquelle Q_I dient ein batteriegetriebener Stromgenerator *D. C. Current Calibrator* (Typ 609) der Firma Time Electronics Limited.

Aufheizung der Leiterbahnen bei Strombelastung

Während der MFM-Untersuchungen fliessen elektrische Ströme von bis zu $I = 9\ mA$ durch die Leiterbahnen. Aufgrund der geringen Dimensionen der Leiterbahnen, bei einem Querschnitt von typisch $A \approx 3 \times 10^{-17}\ m^2$, werden sehr hohe Stromdichten von bis zu $j = 3 \times 10^{11}\ A/m^2$ erreicht. Um zu untersuchen, inwiefern dies zu einer Temperaturerhöhung der Leiterbahnen führt, wurden Strom-Spannungs-Kennlinien an den Leiterbahnen gemessen. Abb. 3.7 zeigt eine Strom-Spannungs-Kennlinie, gemessen an einer parallelen Leiterbahn mit $W = 957\ nm$, $t = 60\ nm$ und $117\ nm < B < 5\ \mu m$. Man erkennt, dass die Kennlinie bis zu einem Strom von $I = 5\ mA$ linear ist. Für Ströme $I > 5\ mA$ wird die Steigung der Kennlinie geringfügig grösser. Damit verbunden ist eine Erhöhung des elektrischen Widerstandes, und dies wiederum ist auf eine Erhöhung der Temperatur T der Goldleiterbahn zurückzuführen. Bei kleinen Strömen $I < 5\ mA$ beträgt der Widerstand $R = 334,55\ \Omega$. Mit steigendem Strom wird R grösser, und bei $I = 9\ mA$ beträgt $R = 346,33\ \Omega$. Damit lässt sich auf die Temperaturerhöhung der Leiterbahn zurückschliessen. Im Temperaturbereich von etwa $0 < T < 100\ ^\circ C$ gilt für die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes von Metallen [36]:

$$R(T) = R_{T=20^\circ C}(1 + \alpha(T - 20^\circ C)) \tag{13}$$

$R(T)$ ist dabei der Widerstand bei einer Temperatur T, und $R_{T=20^\circ C}$ bezeichnet den Widerstand bei Zimmertemperatur. α ist der Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes bei $20\ ^\circ C$. Für Gold ist $\alpha = 3,9 \times 10^{-3}\ 1/K$ [36], wobei eine Temperaturabhängigkeit von α hier vernachlässigt wird. Mit Hilfe der gemessenen Widerstandswerte und Gl.(13) ergibt sich damit eine Temperaturerhöhung von lediglich $\Delta T = 9$

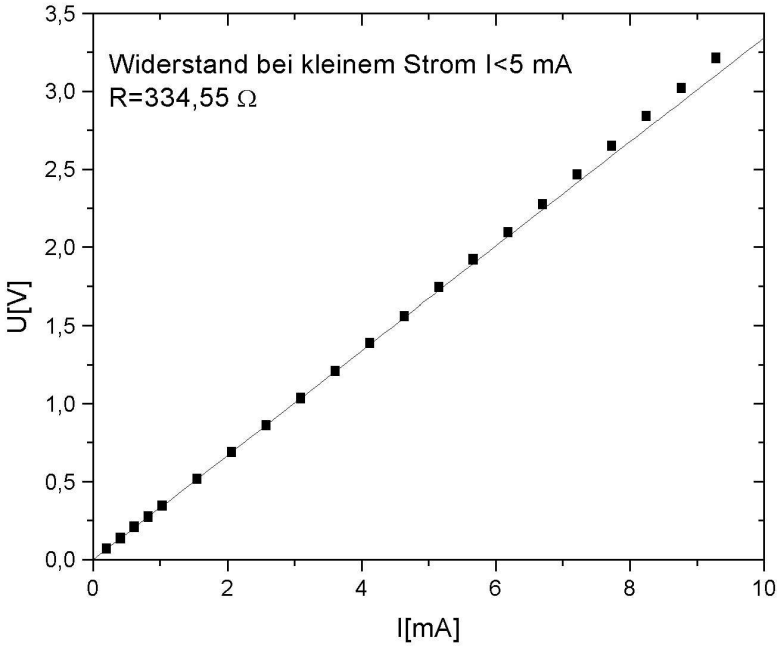

Abb. 3.7: Strom-Spannungs-Kennlinie für eine parallele Leiterbahn mit $W = 957\ nm$, $t = 60\ nm$ und $117\ nm < B < 5\ \mu m$. Die Kennlinie zeigt bis zu einem Strom von $I = 5\ mA$ einen linearen Verlauf.

$°C$. Eine solch geringe Temperaturerhöhung ΔT, selbst bei den verwendeten grossen Stromdichten j, ist auf die sehr gute Wärmeleitfähigkeit des GaAs-Substrates zurückzuführen. Sie beträgt 56 $W/m \cdot K$ [37] und ist z.B. um einen Faktor 40 grösser als für ein Si-Substrat[a] [37]. Wegen der nur geringfügigen Aufheizung der Leiterbahnen können also Temperatureffekte bei den folgenden Messungen ausgeschlossen werden. Insbesondere kommt es zu keiner Aufheizung der MFM-Spitze während der Messung.

In einigen Fällen wurde bei einer über mehrere Stunden hinweg andauernden Strombelastung von $I = 9\ mA$ die Zerstörung der Leiterbahn beobachtet. Dies ist jedoch *nicht* auf die Aufheizung der Leiterbahn zurückzuführen, sondern auf Elektromigrations-Effekte. MFM-Spitzen, die auf diese Weise mit Gold ,,bedampft" wurden, wurden ausgesondert.

[a]Es wird der Wert für SiO_2 bei 273 $°K$ zugrundegelegt mit $1,4\ W/m \cdot K$. Da die Si-Substrate mit Luft in Berührung kommen, ist die Oberfläche mit einer Oxidschicht bedeckt.

Layout der Leiterbahnen

Um möglichst viele parallele Leiterbahnen mit unterschiedlichen geometrischen Abmessungen gleichzeitig herstellen zu können, werden auf jedes Substrat, wie bereits in Abb. 3.2 schematisch angedeutet war, zum einen jeweils zwei identische Leiterbahnstrukturen hergestellt. Falls eine der Leiterbahnen defekt ist, kann somit die zweite kontaktiert werden. Zum anderen werden entlang jeder einzelnen Leiterbahnstruktur die geometrischen Abmessungen kontinuierlich variiert. Dies sind Leiterbahnweite W bzw. Abstand B zwischen den Leiterbahnen. Für systematische Untersuchungen wurden die folgenden zwei Sorten von parallelen Leiterbahnen hergestellt.

Variation des Leiterbahnabstandes B bei konstanter Leiterbahnweite W

Zur Variation des Leiterbahnabstandes B wurde das Layout der Proben so gewählt, wie in der rasterelektronenmikroskopischen Aufnahme (Abb. 3.8) dargestellt. Der Abstand B zwischen den Leiterbahnen wurde stufenförmig verändern, wobei W konstant gehalten wurde. Man erkennt Abschnitte von etwa 5 μm Länge, über die B jeweils konstant gehalten wird. Diese vergrössern sich dann abschittsweise mit: $B = 117\ nm$, 234 nm, 378 nm, 488 nm, 709 nm, 1055 nm, 1543 nm, 2110 nm, 3047 nm, 4043 nm und 5098 nm. Die Höhe der in Abb. (3.8) gezeigten Leiterbahnen beträgt $t = 60\ nm$, und die Leiterbahnweite ist $W = 957\ nm$. Da die Weite W und Höhe t der Leiterbahn konstant gehalten wird, ist hier bei einem konstanten Strom I auch die Stromdichte $j = I/Wt$ an allen Stellen der Leiterbahn konstant. Wie oben gezeigt, können Stromdichten bis etwa $j_{max} = 3 \times 10^{11} A/m^2$ verwendet werden, ohne dass Aufheizeffekte zu einem Schmelzen bzw. Verdampfen der Leiterbahnen führen.

Variation der Leiterbahnweite W bei konstantem Abstand B

Wenn die Leiterbahnweite W bei konstanter Schichtdicke t variiert, ist auch die Stromdicht j an verschiedenen Stellen der Leiterbahn unterschiedlich. Wie bereits in Abb. 2.14 gezeigt wurde, wird der Verlauf von $H_z(z)$ mit zunehmendem B flacher. Die Verringerung des Absolutwertes von $H_z(z)$ führt deshalb zu einem kleineren MFM Signal. Um im

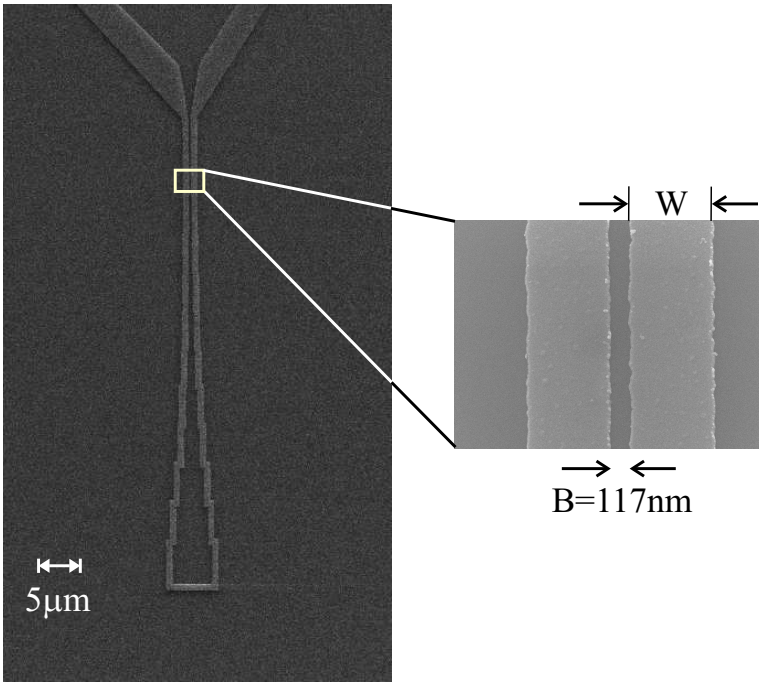

Abb. 3.8: Rasterelekronenmikroskopische Aufnahme einer Leiterbahnstruktur, bei der die Leiterbahnweite $W = 957\ nm$ konstant gehalten wurde. Der Leiterbahnabstand B ist jeweils über eine Länge von 5 μm konstant und variiert abschnittsweise, mit $B = 117\ nm$, 234 nm, 378 nm, 488 nm, 709 nm, 1055 nm, 1543 nm, 2110 nm, 3047 nm, 4043 nm und 5098 nm.

Experiment ein genügend grosses MFM-Signal zu erhalten, ist es deshalb sinnvoll, den Strom I bei zunehmendem Leiterbahnabstand B zu erhöhen. ($H_z, \partial H_z/\partial z, \partial^2 H_z/\partial z^2$ sind jeweils proportional zu I). Fügt man nun Leiterbahnen mit stark unterschiedlicher Weite W in einem Layout zusammen, so bedeutet dies, dass ein konstanter Strom bei Leiterbahnabschnitten mit entsprechend kleinem W zu einer höheren Stromdichte j führt. Dies kann möglicherweise die Zerstörung der Leiterbahn zur Folge haben. Um dies zu vermeiden, wurden verschiedene Leiterbahn-Layouts entwickelt, bei denen W jeweils nur leicht variiert. Beispiele hierzu sind in Abb. 3.9, 3.10 und 3.11 gezeigt. Man beachte, dass die jeweils ,,konstant" gewählten Leiterbahnbreiten und Abstände über die Länge der gesamten Struktur hinweg variieren können. Dies liegt vor allem am

sog. ,,Proximity-Effekt", der zu einer ungewollten Überbelichtung führt [33]. Zum einen wird während der Belichtung mit Elektronen ein Teil der Elektronen vom Photolack ,,vorwärts" gestreut. Diese Elektronen erreichen somit Stellen im Photolack, die eigentlich nicht belichtet werden sollten. Zum anderen wird ein Teil der Elektronen, die bis zum Substrat vordringen, rückgestreut. Diese Elektronen belichten ebenfalls Stellen des Photolackes, die nicht belichtet werden sollten. Der Effekt ist abhängig von der Grösse der belichteten Fläche, und diese variiert bei den hier gewählten Layouts je nach Leiterbahndimensionen. Generell gilt, dass die Überbelichtung infolge des Proximity-Effektes umso stärker ist, je grösser die belichtete Fläche ist. Der Abstand der Leiterbahnen B in Abb. 3.10 nimmt deshalb mit grösser werdender Breite W — gleichbedeutend einer grösseren belichteten Fläche — ab. Tabelle 3.1 listet abschliessend die verschiedenen Leiterbahnabmessungen für Proben auf, bei denen der Leiterbahnabstand B als konstant vorgegeben wurde.

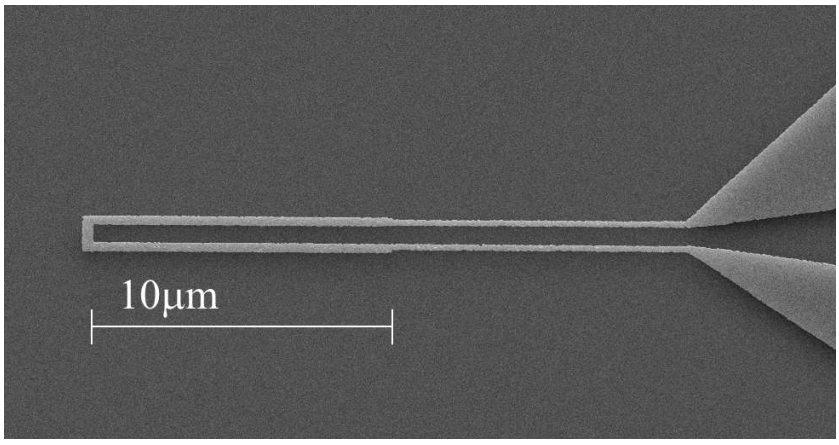

Abb. 3.9: Rasterelekronenmikroskopische Aufnahme einer Leiterbahnstruktur, bei der der Leiterbahnabstand $B = 478\ nm$ konstant gehalten wurde. Die Leiterbahnweite W ist über eine Länge von 10 μm konstant. Sie beträgt abschnittsweise $W = 376$ bzw. $W = 453\ nm$.

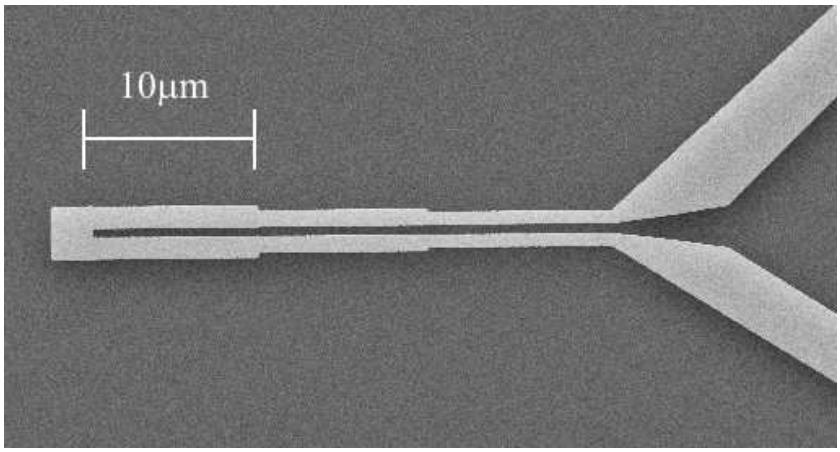

Abb. 3.10: Rasterelekronenmikroskopische (REM) Aufnahme einer Leiterbahnstruktur, bei der der Leiterbahnabstand B konstant gehalten wurde. Die Leiterbahnweite W variiert nach 10 μm Länge. Die Dimensionen betragen jeweils ($W = 945$ $nm, B = 410$ nm), ($W = 1189$ $nm, B = 375$ nm) und ($W = 1573$ $nm, B = 279$ nm). Variationen von B sind hier auf den sog. ,,Proximity-Effekt" zurückzuführen.

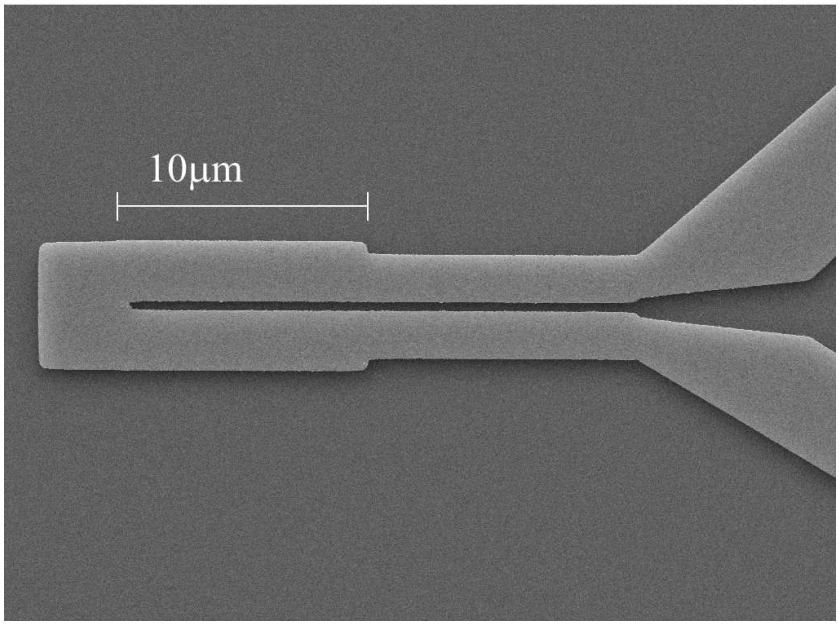

Abb. 3.11: REM-Aufnahme einer Leiterbahnstruktur, bei der der Leiterbahnabstand $B = 469$ nm konstant gehalten wurde. Die Leiterbahnweite W ist auf einer Länge von 10 μm konstant und beträgt $W = 1914$ nm bzw. $W = 2461$ nm.

Tab. 3.1: Dimensionen der Leiterbahnen, für die ein ,,konstanter" Leiterbahnabstand $B = 450\ nm$ vorgegeben wurde. Der Proximity-Effekt führt zu den tatsächlich gemessenen Werten von B, wie angegeben.

Leiterbahnbreite W $[nm]$	Abstand B $[nm]$
376	478
453	478
945	410
1189	375
1573	279
1914	469
2461	469

3.2 Charakterisierung von MFM-Spitzen

Bei den im Rahmen dieser Arbeit kalibrierten MFM-Spitzen handelt es sich um kommerziell erhältliche Spitzen von Typ MESP (**M**agnetic **E**tched **S**ilicon **P**robe) [38]. Sie werden in grosser Zahl elektrochemisch aus einem Silizium-Wafer geätzt. An der Unterseite eines Si Substrates mit den Abmessungen $3,2\ mm \times 1,5\ mm \times 0,3\ mm$ ragt der geätzte Biegebalken hervor, wie in der REM-Aufnahme in Abb. 3.12 dargestellt. Am äussersten Ende des Biegebalkens erkennt man die pyramidale Spitze (kleines Bild). Abbildung 3.13 zeigt eine schematische Zeichnung der Geometrie der MFM-Spitze mit den entsprechenden Abmessungen. In der Frontansicht liegen beide Kanten der Spitze symmetrisch unter einem Winkel von je 17° zur langen Spitzenachse in z-Richtung. Die Seitenansicht zeigt, dass die Spitze asymmetrisch ist, mit Winkeln von 25° und 10° zur Spitzenachse. Da das Si-Substrat, an dessen Ende sich MFM-Spitze und Biegebal-

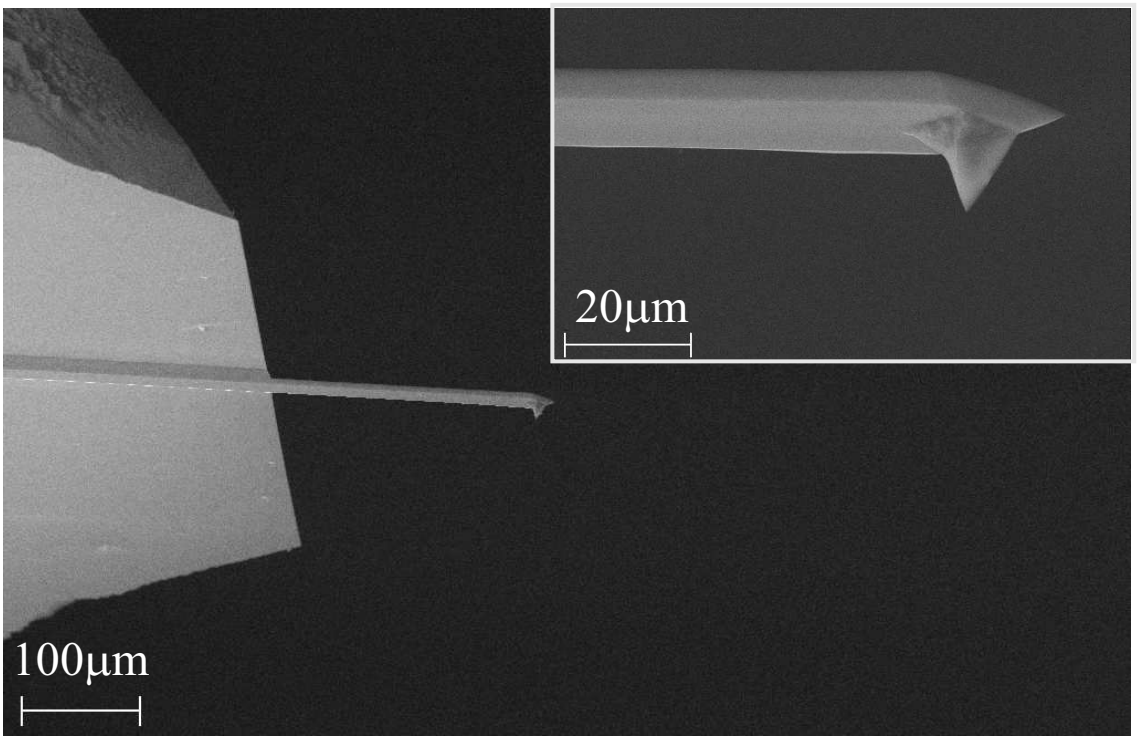

Abb. 3.12: Rasterelekronenmikroskopische (REM) Aufnahme einer MFM-Spitze vom Typ MESP. Das eingebettete Bild zeigt eine vergrösserte Darstellung der pyramidalen Spitze. Die REM-Aufnahmen wurden unter leicht verkippten Winkel aufgenommen.

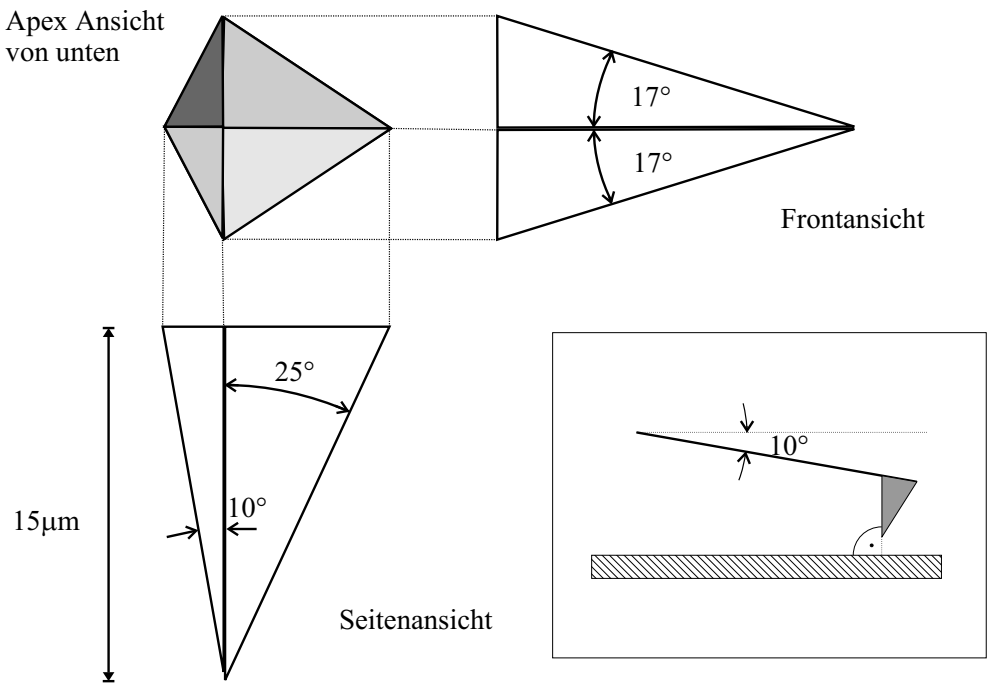

Abb. 3.13: Schematische Zeichnung zur Geometrie einer MESP-Spitze mit Ansicht von unten, von vorne und von der Seite. Die Spitze hat eine Höhe von 15 μm. Das kleine Bild zeigt die senkrechte Ausrichtung der hinteren Kante der pyramidalen Spitze. Dies wird erreicht, indem das Trägersubstrat der MFM-Spitze unter einem Winkel von ca. 10° zur Probenoberfläche eingebaut wird.

ken befinden, unter einem Winkel von ca. 10° zur Probenoberfläche in den Halter des Magnetkraftmikroskopes eingebaut wird, ist die hintere Kante der pyramidalen Spitze senkrecht zur Probenoberfläche ausgerichtet (siehe Abb. 3.13 kleines Bild).

Die Unterseite des Substrates, des Biegebalkens sowie die pyramidale Spitze sind mit einer Co/Cr-Schicht der Dicke $t_z = 50\ nm$ beschichtet. Magnetisierungsmessungen an den mit Co/Cr beschichteten Substraten, in Magnetfeldern sowohl senkrecht, als auch parallel zur Substratoberfläche zeigen, dass die leichte Achse der Magnetisierung vorzugsweise in der Schichtebene der magnetischen Co/Cr-Beschichtung liegt [11,39], wie in Abb. 3.14 schematisch angedeutet. Dies hat zur Konsequenz, dass die Richtung der Magnetisierung in dem für die MFM-Aufnahme relevanten Teil der pyramidalen Spitze hauptsächlich in der $\pm z$-Richtung liegt (siehe Abb. 3.14). Tatsächlich besitzt die Spitze aufgrund ihrer Asymmetrie auch eine kleine y-Komponente der Magnetisierung

[40]. Dies ist in Abbildung 3.14 mit der vektoriellen Darstellung skizziert. Der Betrag der y-Komponente beträgt jedoch nur etwa 10% der z-Komponente und wird deshalb im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt. Details hierzu sind ausführlich in einer früheren Arbeit beschrieben [40].

Tabelle 3.2 gibt einen Überblick über die Kenndaten der in dieser Arbeit kalibrierten MFM-Spitzen. Dies sind die Resonanzfrequenz f_0, der Qualitätsfaktor Q und die Federkonstante k.

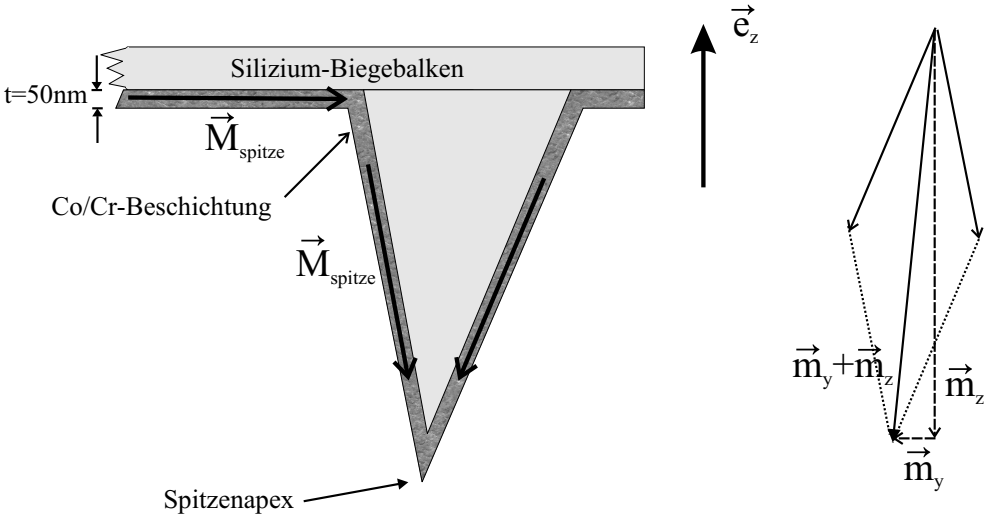

Abb. 3.14: Schematische Zeichnung des Biegebalkens mit Spitzenapex. Skizziert ist die magn. Beschichtung auf der Unterseite des Biegebalkens mit 50 nm Dicke. Die leichte Richtung der Magnetisierung liegt in der Schichtebene. Somit ist die Nettomagnetisierung des für die Abbildung relevanten Teils der Spitze im wesentlichen in z-Richtung ausgerichtet.

Tab. 3.2: Resonanzfrequenz f_0, Qualitätsfaktor Q und Federkonstante k der im Rahmen dieser Arbeit kalibrierten MFM-Spitzen.

Spitze	f_0 [kHz]	Q	k [N/m]
SPXKE07	65,52	184	2,1173
SPXKE08	79,12	222	3,0718
SPXKE09	75,86	208	2,8239
SPXKE10	82,11	231	3,3084

4. Ergebnisse und Diskussion

4.1 Kalibrierung von MFM-Spitzen mit Hilfe stromführender paralleler Leiterbahnen

4.1.1 Magnetische Momente und deren Position innerhalb der Spitze

Abbildung 4.1a zeigt in einem Ausschnitt der Grösse $15 \times 15\ \mu m^2$ ein AFM-Bild einer Leiterbahnstrukur, bei der der Abstand B der Leiterbahnen wie angegeben variiert ($B = 3047\ nm$, $2110\ nm$ und $1543\ nm$). Die Höhe $t = 60\ nm$ und die Weite $W = 957\ nm$ der Leiterbahnen sind über die gesamte Struktur hinweg konstant. Während der AFM-Aufnahme floss ein Strom $I = 6\ mA$ gegensinnig durch die Leiterbahnen. Abbildung 4.1b zeigt das entsprechende MFM-Bild desselben Leiterbahnabschnittes. Vor Beginn der Messung wurde die MFM-Spitze in $+z$-Richtung magnetisch gesättigt. Bei der hier gewählten Stromrichtung zeigt das Streufeld in der Mitte zwischen den Leiterbahnen daher in die entgegengesetzte Richtung ($-z$-Richtung). Die Wechselwirkung der Spitze mit dem Streufeld ist hier deshalb repulsiv. Man erkennt dies am helleren Kontrast zwischen den Leiterbahnen, verglichen mit dem Kontrast im ,,Aussenraum" der Leiterbahnen.

Für die im folgenden dargestellte Analyse des MFM-Kontrastes muss die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ in der Mitte zwischen den Leiterbahnen bei konstantem B in Abhängigkeit von z gemessen werden. Dazu wird die Rasterbewegung in x-Richtung angehalten, und die Spitze wird nur in $\pm y$-Richtung fortlaufend entlang ein und derselben Rasterlinie über die Leiterbahnstruktur geführt. Exemplarisch ist dies durch die gestrichelten Linien in Abbildung 4.1a,b dargestellt, die quer zu den Leiterbahnen in der Mitte eines Abschnittes mit $B = const.$ verlaufen. Im folgenden wird das Auswerteverfahren an diesem Leiterbahnabschnitt mit einer Weite $W = 957\ nm$, einem Abstand $B = 1543\ nm$ und einer Höhe $t = 60\ nm$ erläutert. Während die Spitze bei konstanter Lifthöhe d fortwährend über dieselbe Position über der Leiterbahn gerastert wird, wird die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ gemessen, wobei der Strom I durch die Leiterbahnen variiert wird. Der Strom wird dabei nicht kontinuierlich geändert, sondern schrittweise um $\Delta I = \pm 1$

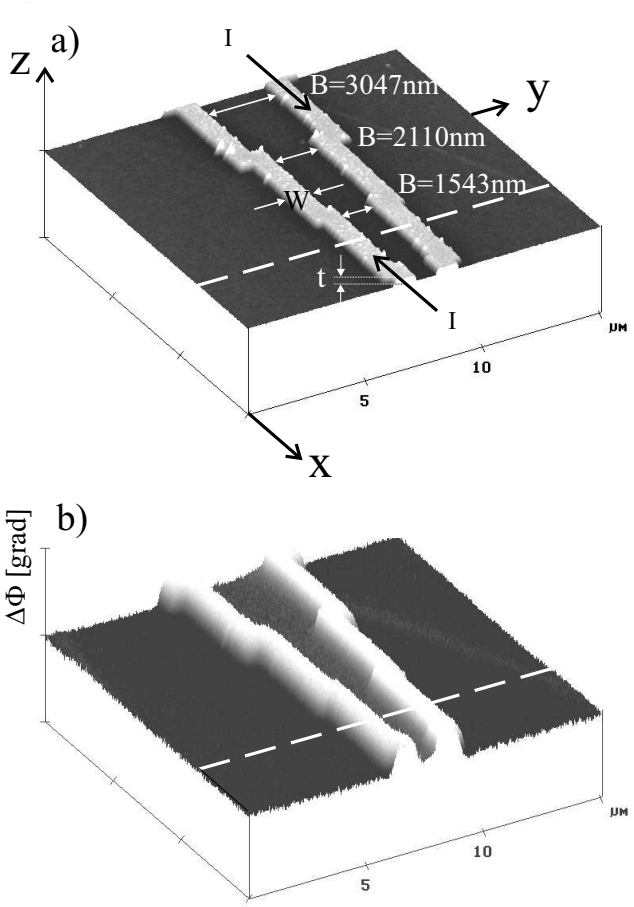

Abb. 4.1: **a)** AFM-Aufnahme eines Leiterbahnausschnittes mit $W = 957\ nm = const.$, Höhe $t = 60\ nm = const.$ und variablem Leiterbahnabstand B. Ein Strom $I = 6\ mA$ fliesst antiparallel durch die Leiterbahnen, wobei die Pfeile die positive Stromrichtung bezeichnen. Die gestrichelte Linie markiert eine einzelne Rasterlinie in der Mitte des Leiterbahnabschnittes mit $B = 1543\ nm$, die bei einer MFM-Messung fortlaufend gerastert wird. **b)** MFM-Aufnahme derselben Leiterbahnstruktur, aufgenommen bei einer Lifthöhe von $d = 200\ nm$. Aufgrund der Spitzenmagnetisierung in $+z$-Richtung folgt repulsive Wechselwirkung mit dem Streufeld zwischen der Leiterbahnen (hellerer Kontrast als im Aussenraum).

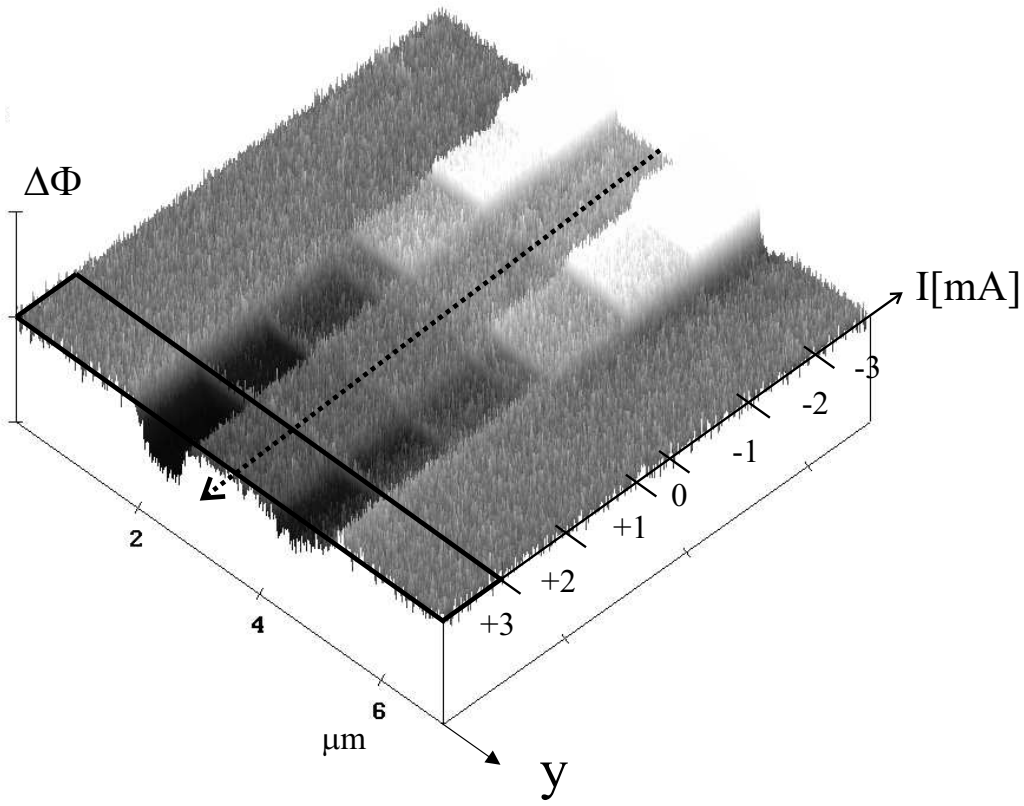

Abb. 4.2: Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ gemessen entlang der gestrichelten Rasterlinie in Abb. 4.1a bei einer Lifthöhe $d = 200\ nm$, wobei der Strom nach Aufnahme von jeweils 40 Rasterlinien in $1mA$-Schritten von $-3\ mA$ bis $3\ mA$ verändert wird. Entlang der gepunkteten Linie nimmt $\Delta\Phi$ mit abnehmendem und wieder zunehmendem Strom I stetig ab (graduelle Änderung von hell (rechts) nach dunkel (links)). Der eingerahmte Bereich markiert die 40 Rasterlinien, die bei einem Strom von $I = 3\ mA$ gemessen wurden. Ein Profil $\Delta\Phi(y)$, gemittelt über alle 40 Rasterlinien, ist in Abbildung 4.3 gezeigt.

mA, nach Messung von jeweils 40 Rasterlinien. Abbildung 4.2 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung. Zur Darstellung wurden hier alle zeitlich aufeinander folgenden Rasterlinien zu einem kompletten MFM-Bild, bestehend aus 512 Rasterlinien zusammengefügt. Der Strom wurde von $-3\ mA$ bis $+3\ mA$ in Schritten von $\Delta I = 1\ mA$ variiert. In der Mitte zwischen den Leiterbahnen und besonders deutlich über den Leiterbahnen erkennt man, wie sich der Kontrast bei Änderung des Stromes von $-3\ mA$

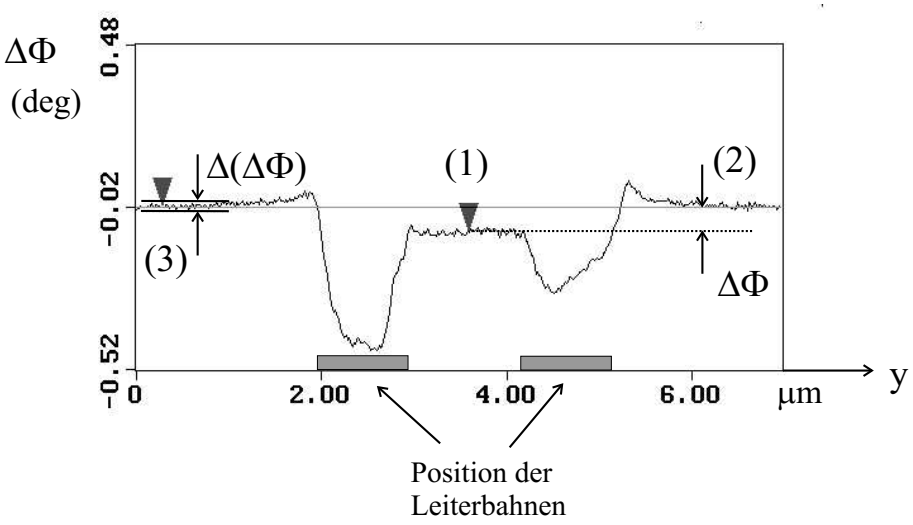

Abb. 4.3: Über 40 Rasterlinien gemitteltes Linienprofil aus Abbildung 4.2. Die Messung erfolgte bei einem konstanten Strom von $I = +3\ mA$ und einer Lifthöhe von $d = 100\ nm$. Ausgewertet wird die relative Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ in der Mitte zwischen den Leiterbahnen bei (1) bezogen auf die Phasenlage weit entfernt von den Leiterbahnen bei (2). Die Position der Leiterbahnen ist schematisch eingezeichnet.

bis $+3\ mA$ von hell nach dunkel ändert (in Richtung der gepunkteten Linie). Bei einem Strom von $I = -3\ mA$ zeigt das Streufeld in der Mitte zwischen den Leiterbahnen in die entgegengesetzte Richtung, wie die Magnetisierung der Spitze. Die resultierende Wechselwirkung ist deshalb repulsiv, und der Kontrast wird hell dargestellt. Fliesst der Strom dahingegen in die entgegensetzte Richtung, so ändert sich die Richtung des Streufeldes in der Mitte zwischen den Leiterbahnen. Da die Magnetisierungsrichtung der Spitze unverändert bleibt, folgt dann eine attraktive Wechselwirkung zwischen der Spitze und dem Streufeld (dunkler Kontrast). Dies ist beispielhaft für einen Strom von $I = +3\ mA$ in Abb. 4.3 gezeigt. Die zu diesem Strom gehörenden 40 Rasterlinien (mit einem schwarzen Rahmen in Abbildung 4.2 gekennzeichnet) wurden gemittelt und als Linienprofil in Abbildung 4.3 dargestellt.

Abb. 4.3 zeigt die gemessene Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ als Funktion der Ortskoordinate y. Genau in der Mitte zwischen den Leiterbahnen (bei (1)) wird $\Delta\Phi$, bezogen auf die Phasenlage im Aussenraum (bei (2)), gemessen. Im Aussenraum (bei (2)) ist

das Magnetfeld stark genug abgefallen, so dass die dort gemessene Phasenverschiebung die ,,Nulllage" der Phase definiert. Die an der Stelle (1) gemessene Phasenverschiebung beträgt im hier gezeigten Beispiel $\Delta\Phi = 0,085\ deg$. Da $\Delta\Phi$ in der Mitte zwischen den Leiterbahnen gemessen wird, ist eine topographische Störung des Messsignals durch die Leiterbahn weitgehend ausgeschlossen (sog. ,,Topographiekontrast"). Ausserdem besitzt das magnetische Streufeld $\vec{H}$ dort aus Symmetriegründen nur eine reine z-Komponente ($H_y = 0$). Zur Bestimmung des Fehlers bei der Auswertung der Phasenverschiebung wird das ,,Rauschen" der Phasenverschiebung im Aussenraum bestimmt. Entlang der y-Koordinate (bei (3)) werden 30 Werte von $\Delta\Phi$ bestimmt, und daraus die Standardabweichung s berechnet. Da die hier interessierende Phasenverschiebung aus der Differenz zweier Messungen, in der Mitte zwischen den Leiterbahnen und im Aussenraum, ermittelt wird, ist der Fehler von $\Delta\Phi$ *zweimal* mit der Standardabweichung s behaftet. Als Fehler von $\Delta\Phi$ ergibt sich somit:

$$\Delta(\Delta\Phi) = 2 \cdot s \tag{14}$$

Es wurde bereits in einer früheren Arbeit beobachtet, dass der Fehler $\Delta(\Delta\Phi)$ nur von der Anzahl der gemittelten Rasterlinien und der Anzahl der Datenpunkte (hier 512) abhängig ist [21]. Eine Abhängigkeit des Fehlers von der Lifthöhe d besteht nicht, ausser bei kleinen Lifthöhen ($d < 200\ nm$), wo $\Delta(\Delta\Phi)$ geringfügig zunimmt. Dies ist wiederum auf Topographiekontrast zurückzuführen, der bei Verwendung des Tapping-, Lift™-Modes und kleinen Lift-Höhen nicht vollständig eliminiert werden kann. Der Mittelwert der Standardabweichung, gemessen für verschiedene Lift-Höhen, beträgt $\overline{s} = 0,01045$ *deg* und dient als Grundlage für die weitere Fehlerbetrachtung.

Das zuvor beschriebene Auswerteverfahren wird nun für verschiedene Stöme I wiederholt, so dass $\Delta\Phi(I)$ bei jeweils konstanter Lift-Höhe ermittelt wird. Anschliessend werden dieselben Messungen für verschiedene Lifthöhen d der Spitze im Bereich $100\ nm < d < 2\ \mu m$ wiederholt. Ergebnisse dazu sind exemplarisch für zwei Lifthöhen ($d = 100\ nm$ und $d = 1200\ nm$) in Abbildung 4.4 dargestellt. Man erkennt zwei lineare Verläufe von $\Delta\Phi$ in Abhängigkeit von I mit negativer Steigung. Die Steigung $\Delta\Phi/I$ ist dabei im Fall der geringeren Lifthöhe ($d = 100\ nm$) grösser, als bei einem grösserem Abstand ($d = 1200\ nm$) zwischen Spitze und Probe. Die Fehlerbalken wurden nach Gl. (14)

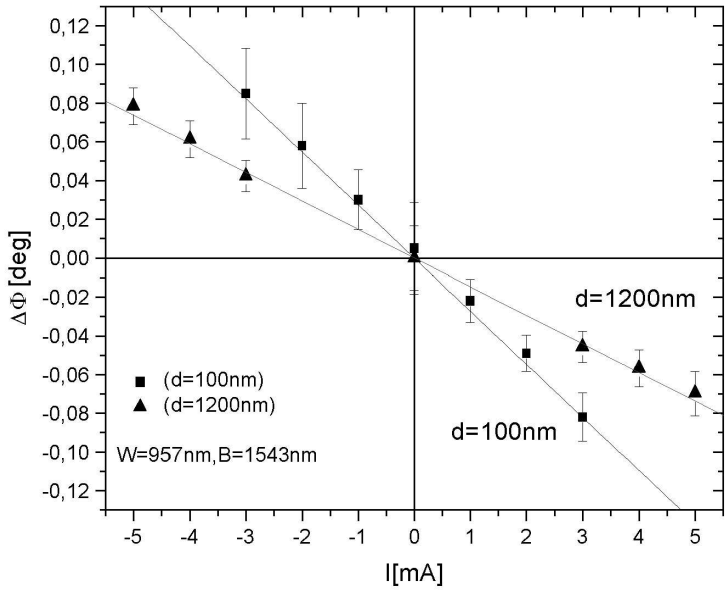

Abb. 4.4: Phasenverschiebung $\Delta\Phi$, gemessen über der Mitte zwischen den Leiterbahnen in Abhängigkeit des Stromes I für zwei verschiedene Lifthöhen $d = 100\ nm$ und $d = 1200\ nm$.

und der mittleren Standardabweichung $\overline{s}$ ermittelt, und sie sind unterschiedlich gross. Ursache dafür ist, dass in beiden Messungen unterschiedlich grosse maximale Ströme verwendet wurden. Zum einen muss bei grösseren Lifthöhen d der Strom I erhöht werden, damit ein ausreichend grosses MFM-Signal messbar ist, das deutlich grösser ist, als das Rauschen des Messsignals. Zum anderen wird bei kleinen Lifthöhen und grossen Strömen eine Abweichung vom linearen Verlauf für $\Delta\Phi(I)$ beobachtet. Diese Abweichung vom linearen Verlauf ist daruf zurückzuführen, dass es vor allem bei kleinen Lifthöhen und grossen Strömen (grosses Magnetfeld) zu einer Beeinflussung der Magnetisierung der Spitze kommt. Messungen bei kleinen Lift-Höhen wurden deshalb immer auf den linearen Bereich der $\Delta\Phi(I)$-Kurve beschränkt.

Aus Abb. 4.4 wird im folgenden die Steigung der Geraden $\Delta\Phi/I$ in Abhängigkeit der Lift-Höhe d abgelesen. Der Fehler von $\Delta\Phi/I$ lässt sich mit dem Fehlerfortpflanzungsge-

setz abschäzten zu:

$$\begin{aligned}\Delta\left(\frac{\Delta\Phi}{I}\right) &= \frac{d}{d(\Delta\Phi_{max})}\left|\frac{\Delta\Phi_{max}-\Delta\Phi_{min}}{\Delta I}\right|\cdot\Delta(\Delta\Phi_{max})+\ldots \\ &\quad \ldots+\frac{d}{d(\Delta\Phi_{min})}\left|\frac{\Delta\Phi_{max}-\Delta\Phi_{min}}{\Delta I}\right|\cdot\Delta(\Delta\Phi_{min})+\ldots \\ &\quad \ldots+\frac{d}{d(\Delta I)}\left|\frac{\Delta\Phi_{max}-\Delta\Phi_{min}}{\Delta I}\right|\cdot\Delta(\Delta I) \\ &= 2\cdot\left(\frac{\Delta(\Delta\Phi)}{\Delta I}\right)+\frac{\Delta\Phi}{\Delta I}\cdot\frac{\Delta(\Delta I)}{\Delta I} \qquad (15)\end{aligned}$$

Der maximale Fehler des Stroms ΔI beträgt 3%, und er kann gegenüber dem Fehler der durch das ,,Rauschen" von $\Delta\Phi$ entsteht, vernachlässigt werden. $\Delta(\Delta\Phi)$ ist damit nur vom verwendeten Strom*intervall* ΔI abhängig. Da bei kleinen Lifthöhen d mit einem kleineren maximalen Strom gemessen wird, ist der Fehler dort am grössten. Er beträgt bei einem Stromintervall von $[-1,5$ bis $+1,5\ mA]$ etwa 7 $mgrad/mA$. Wird die Lifthöhe d vergrössert, und der Strom entsprechend erhöht, so wird der Fehler von $\Delta\Phi/I$ kleiner, z.B. $[-5$ bis $+5\ mA] \Rightarrow \Delta(\Delta\Phi)/I = 2\ mgrad/mA$.

Die Abbildungen 4.5 und 4.6 zeigen für verschiedene Leiterbahngeometrien die Steigungen $\Delta\Phi/I$ in Abhängigkeit der Lifthöhe. In Abb. 4.5 beträgt die Weite der Leiterbahnen in allen Fällen $W = 957\ nm = const.$. Der Abstand B der Leiterbahnen variiert dagegen, wie mit verschiedenen Symbolen angegeben. In Abb. 4.6 ist der Abstand B der Leiterbahnen nominell konstant. Schwankungen von B sind eine Folge des Proximity-Effektes, wie in Kap. 3.1 diskutiert. Die Daten in Abb. 4.5 wurden *alle* mit derselben MFM-Spitze gemessen. Die Daten in Abb. 4.6 wurden ebenfalls alle mit derselben, jedoch einer anderen Spitze derselben Herstellungsserie gemessen. Der Verlauf von $\Delta\Phi/I$ in Abhängigkeit von d ist für verschiedene Werte von B (mit $W = const.$) bzw. W (mit $B =$,,*const.*") stark verschieden. Je kleiner B oder W sind, umso grösser sind bei kleinen Lifthöhen d die Absolutwerte von $\Delta\Phi/I$, und umso stärker ist der Abfall der Kurven mit grösserer Höhe d. Qualitativ ähneln sich jedoch die Kurvenverläufe in den Abbildungen 4.5 und 4.6, weil der Verlauf des Magnetfeldes $H_z(z)$ für verschiede-

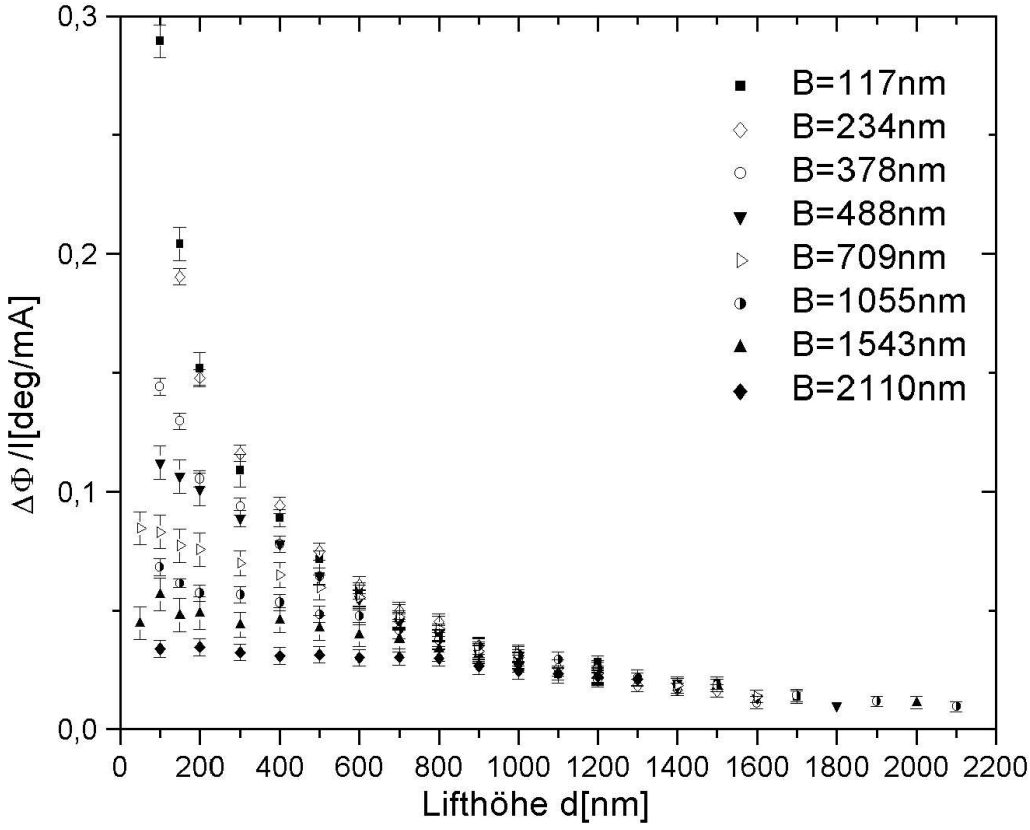

Abb. 4.5: $\Delta\Phi/I$ in Abhängigkeit der Lifthöhe d für parallele Leiterbahnen mit $W = 957\ nm = const.$. Der Abstand der Leiterbahnen B variiert im Bereich $117\ nm < B < 2,11\ \mu m$. Alle Messungen wurden mit derselben MFM-Spitze durchgeführt.

ne Leiterbahngeometrien qualitativ ähnlich ist. Mit Gleichung (9a,b) werden nun alle dargestellten Kurvenverläufe angepasst, um die Punktsondenparameter q, m_z, δ_q und δ_{mz} zu bestimmen. Hierzu werden beide Seiten von Gl.(9a,b) durch I dividiert, um die Messgrösse $\Delta\Phi/I$ zu erhalten. Zusätzlich muss in Gl.(9a,b) die z-Koordinate in $\partial H_z/\partial z$ bzw. $\partial^2 H_z/\partial z^2$ ersetzt werden durch

$$z = d + \delta_{mz} \qquad \text{bzw.} \qquad z = d + \delta_q, \tag{16}$$

wobei d die im Experiment eingestellte Lifthöhe der Spitze ist. Damit wird berücksichtigt, dass sich die Punktsonde nicht am Spitzenapex — also in einer Höhe d — befindet,

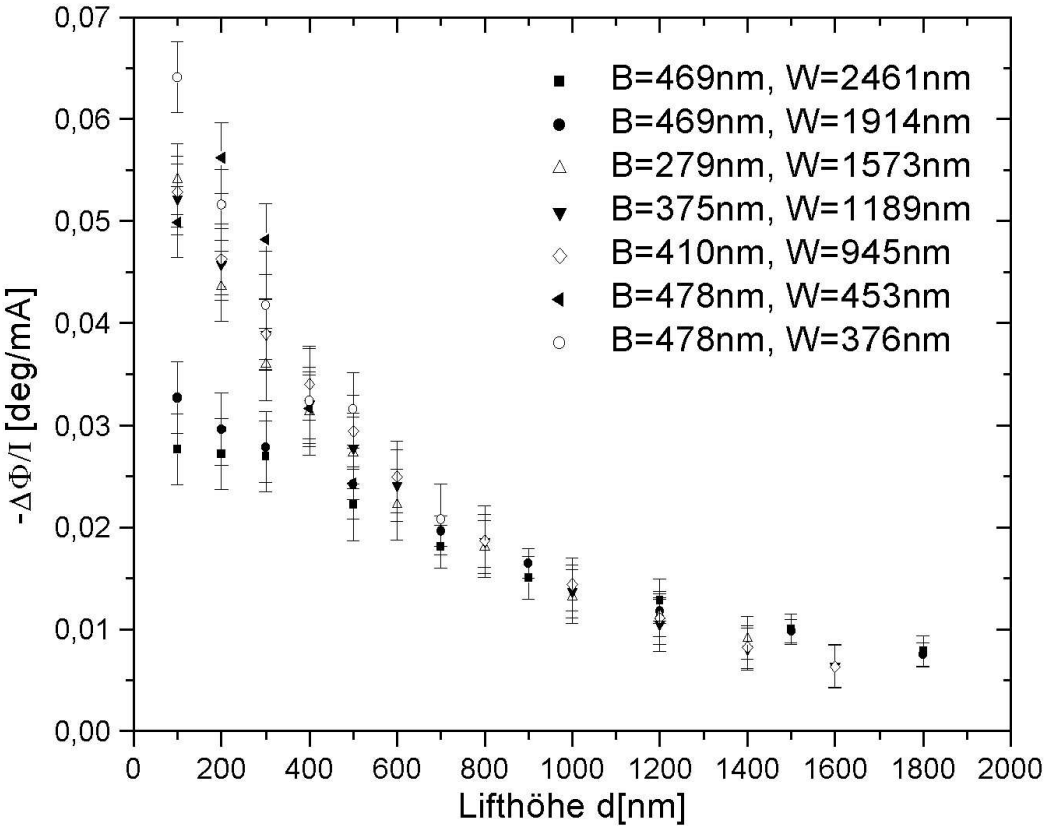

Abb. 4.6: $\Delta\Phi/I$ in Abhängigkeit der Lifthöhe d für parallele Leiterbahnen mit $B \simeq 400\ nm$ =,,*const.*". Variationen des Leiterbahnabstandes B sind auf den in Kap. 3.1 diskutierten ,,Proximity-Effekt" zurückzuführen. Die Breite W der Leiterbahnen variiert im Bereich $376\ nm < B < 2,461\ \mu m$. Alle Messungen wurden mit derselben MFM-Spitze durchgeführt.

sondern irgendwo innerhalb der Spitze entlang ihrer Symmetrieachse (siehe Abb. 2.10)

Abbildung 4.7a,b zeigt exemplarisch nochmals die experimentell ermittelten Daten $\Delta\Phi/I$, die an einer Leiterbahn mit Dimensionen $W = 957\ nm$ und $B = 1543\ nm$ gemessen wurden. Zusätzlich sind jeweils drei Fitkurven eingezeichnet, die mit Gleichung (9a,b) für verschiedene Werte von m_z bzw. q (bei jeweils konstant gehaltenem δ) berechnet wurden. In **a)** wurde der ,,Dipol-Fit" gewählt (mit q=0). In **b)** wurden dieselben Messwerte mit dem ,,Monopolfit" (mit $m_z = 0$) angepasst. Die durchgezogenen Kurven

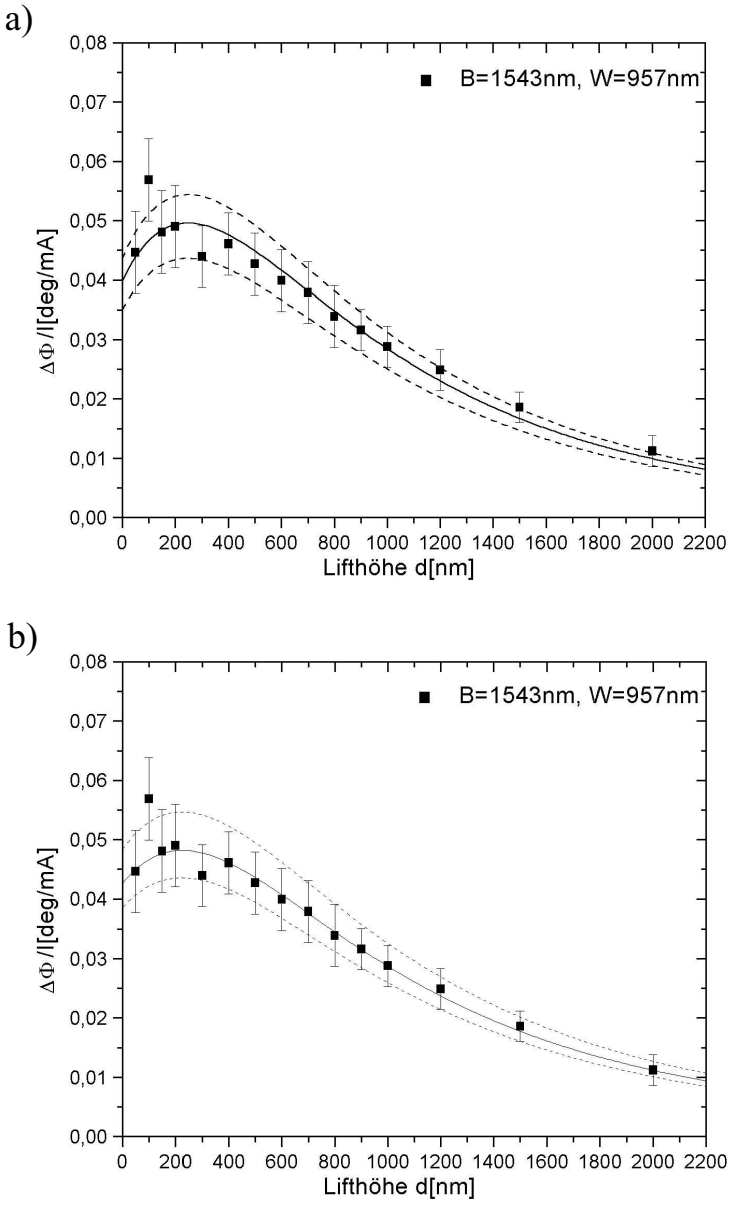

Abb. 4.7: $\Delta\Phi/I$ für parallele Leiterbahnen mit $W = 957\,nm$ und $B = 1543\,nm$ (aus Abb. 4.5). Die durchgezogene Kurve in **a)** ist der bestmögliche Dipol-Fit (mit $q = 0$) an die Messpunkte mit Hilfe von Gl.(9a). Bei den gestrichelt gezeichneten Kurven wurde m_z so variiert, dass die Kurven noch innerhalb der Fehlerbalken der Messwerte liegen. **b)** Dieselben Messwerte wie in a), mit der bestmöglichen Anpassung des Monopolfits (mit $m_z = 0$) aus Gl.(9b) (durchgezogene Linie).

sind jeweils die bestmöglichen Fits, die sich mit den Parametern $\overline{m_z} = 8.3 \times 10^{-14}\ Am^2$ und $\delta_{m_z} = 870\ nm$ bzw. $\overline{q} = 5.3 \times 10^{-8}\ Am$ und $\delta_q = 420\ nm$ ergeben.

Die gestrichelten Kurven in **a)** und **b)** entsprechen einer Anpassung der Daten unter Ausnutzung der maximalen Fehler von $\Delta\Phi/I$. Damit erhält man maximale und minimale Werte für das Dipol- bzw. Monopolmoment. Im gezeigten Beispiel werden folgende Werte m_z und q ermittelt, wenn $\delta_{m_z} = 870\ nm$ bzw. $\delta_q = 420\ nm$ konstant gehalten wurden.

	$[Am^2]$
m_{zmax}	9.1×10^{-14}
$\overline{m_z}$	8.3×10^{-14}
m_{zmin}	7.2×10^{-14}

und

	$[Am]$
q_{max}	5.9×10^{-8}
$\overline{q}$	5.3×10^{-8}
q_{min}	4.7×10^{-8}

Daraus ergeben sich Fehler für m_z und q mit:

$$\begin{aligned} \overline{m_z} &= 8.3 \times 10^{-14}\ Am^2 \pm 12\% \qquad \text{bzw.} \\ \overline{q} &= 5.3 \times 10^{-8}\ Am \pm 11\% \end{aligned}$$

Entsprechend wurden die Fehler von δ_{mz} bzw. δ_q ermittelt, indem $\overline{m_z}$ bzw. $\overline{q}$ konstant gehalten wurden. Damit ergeben sich Variationen von:

$$\begin{aligned} \delta_{m_z} &= 870\ nm \pm 8\% \qquad \text{bzw.} \\ \delta_q &= 420\ nm \pm 17\% \end{aligned}$$

Wie bereits in früheren Arbeiten bei der Untersuchung an Flachspulen festgestellt wurde, liefern sowohl der Dipol- als auch der Monopolfit sehr gute Anpassungen an die experimentellen Daten [11,21]. Ebenso sind dort weitere Details des Auswerteverfahrens bereits ausführlich diskutiert worden, mit denen begründet wird, warum nur *entweder* der Dipolfit *oder* der Monopolfit zur anpassung verwendet werden darf [11]. Dasselbe Auswerteverfahren wurde im folgenden für alle verschiedenen Leiterbahngeometrien angewandt. Dies erlaubt eine systematische Auswertung der Punktsondenparameter in Abhängigkeit der Leiterbahngeometrie.

4.1.2 Zusammenhang zwischen Kalibrierungsparametern und der Geometrie der Leiterbahnen

Abbildung 4.8a zeigt eine doppellogarithmische Auftragung der Punktsondenparameter m_z (linke y-Achse) und δ_{mz} (rechte y-Achse) für verschiedene Spitzen (wie angegeben) in Abhängigkeit des Leiterbahnabstandes B bei $W = 957\ nm = const.$, wie mit Hilfe des Dipolfits ($q = 0$) ermittelt. Bei der Skalierung der beiden y-Achsen (links und rechts) wurden hier und im folgenden jeweils die gleiche Anzahl von Dekaden verwendet, damit man gleiche funktionale Abhängigkeiten an gleichen Steigungen von Geraden direkt erkennen kann. Die durchgezogenen Linien entsprechen jeweils Geraden mit der Steigung 1 in der doppellogarithmischen Auftragung. Damit folgt ein Potenzgesetz mit linearer Abhängigkeit der Punktsondenparameter m_z und q vom Leiterbahnabstand B, mit:

$$m_z \propto B \qquad \text{und} \qquad \delta_{mz} \propto B \tag{17}$$

Abbildung 4.8b zeigt die mit dem Monopolfit ($m_z = 0$) an denselben Daten ermittelten Punktsondenparameter q und δ_q für verschiedene Spitzen (wie angegeben) in Abhängigkeit des Leiterbahnabstandes B. Hier werden verschiedene Potenzgesetze für das Monopolmoment q und die Position δ_q in Abhängigkeit von B gefunden. In guter Näherung lassen sich die Datenpunkte $q(B)$ in der doppellogarithmischen Auftragung durch eine Gerade mit der Steigung 1/3 beschreiben. Der Verlauf von $\delta_q(B)$ wird dagegen durch eine Gerade mit der Steigung 2/3 beschrieben, also:

$$q \propto B^{1/3} \qquad \text{und} \qquad \delta_q \propto B^{2/3} \tag{18}$$

Dieselben Abhängigkeiten für m_z, δ_{m_z}, q und δ_q von B werden, wie in Abb. 4.8a,b gezeigt, für alle untersuchten Spitzen derselben Herstellungsserie ermittelt. Lediglich die Absolutwerte von m_z, δ_{m_z}, q und δ_q variieren dabei, wie man anhand der unterschiedlich gewählten Symbole erkennt.

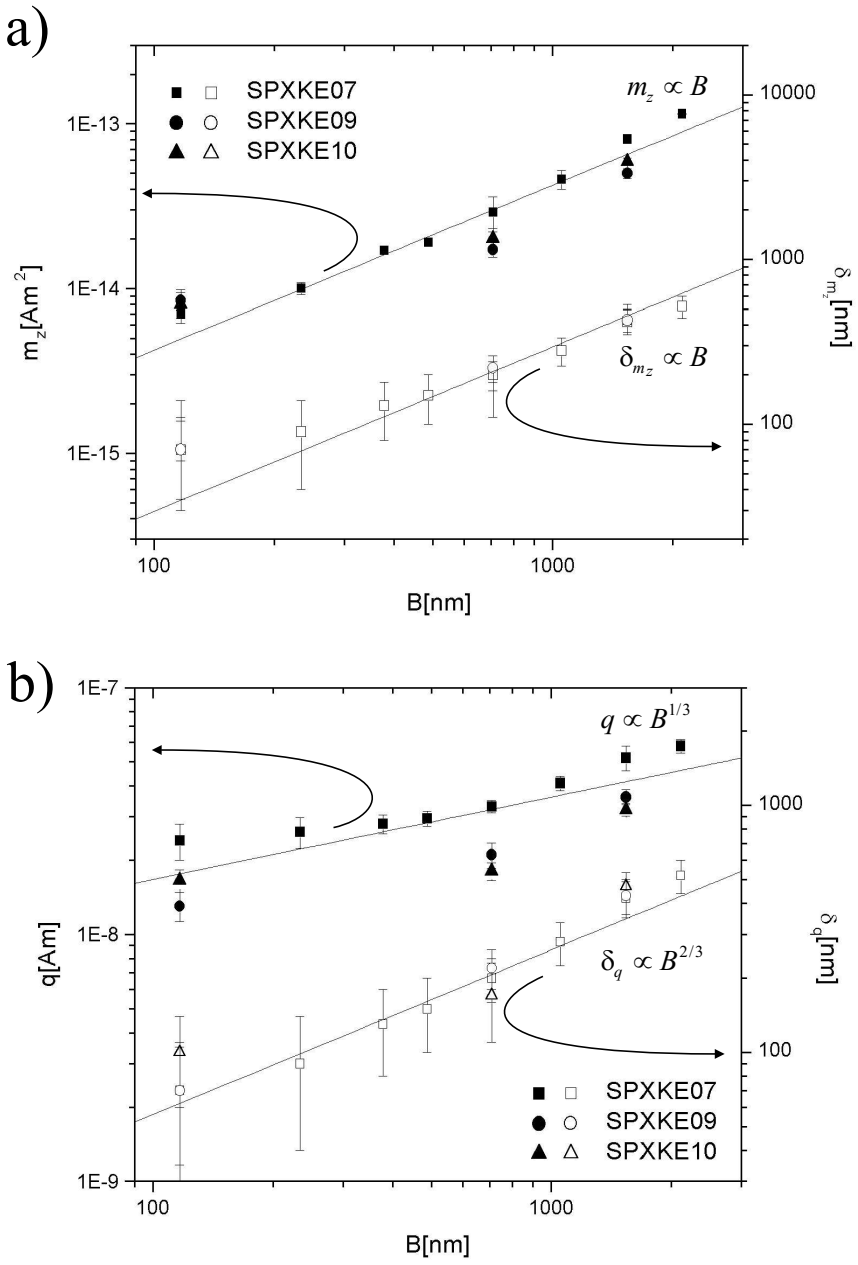

Abb. 4.8: **a)** Doppellogarithmische Auftragung des Dipolmomentes m_z und der Position δ_{m_z} innerhalb der Spitze in Abhängigkeit von B für $W = 957\ nm = const.$. Die durchgezogenen Linien haben beide eine Steigung von 1. **b)** q und δ_q ebenfalls in Abhängigkeit von B für $W = 957\ nm = const.$ Die Steigung der oberen Geraden, die zu q gehört, beträgt 1/3, die untere Gerade hat eine Steigung 2/3 und gehört zu δ_q

Abbildung 4.9a zeigt eine doppellogarithmische Auftragung der Punktsondenparameter m_z (linke y-Achse) und δ_{mz} (rechte y-Achse) für verschiedene Spitzen (wie angegeben) in Abhängigkeit der Leiterbahnweite W bei $B \cong 400\ nm =$ „*const.*", wie mit Hilfe des Dipolfits ($q = 0$) ermittelt. Die durchgezogenen Linien entsprechen jeweils Geraden mit der Steigung 1 in der doppellogarithmischen Auftragung. Damit folgt wiederum ein Potenzgesetz mit linearer Abhängigkeit der Punktsondenparameter m_z und q von der Leiterbahnweite W, mit:

$$m_z \propto W \qquad \text{und} \qquad \delta_{m_z} \propto W \tag{19}$$

Abbildung 4.9b zeigt die mit dem Monopolfit ($m_z = 0$) an denselben Daten ermittelten Punktsondenparameter q und δ_q für verschiedene Spitzen (wie angegeben) in Abhängigkeit der Leiterbahnweite W. Auch hier werden wieder verschiedene Potenzgesetze für das Monopolmoment q und die Position δ_q in Abhängigkeit von W gefunden, jedoch stimmen die Abhängigkeiten mit denen aus Abb. 4.8b in erster Näherung überein. Wie im zuvor untersuchten Fall für $W = const.$ werden die Datenpunkte $q(W)$ in der doppellogarithmischen Auftragung durch eine Gerade mit der Steigung 1/3 beschrieben. Der Verlauf von $\delta_q(W)$ zeigt eine Gerade mit der Steigung 2/3, also:

$$q \propto W^{1/3} \qquad \text{und} \qquad \delta_q \propto W^{2/3} \tag{20}$$

Die Proportionalität $\delta_q \propto W^{2/3}$ ist offensichtlich gut erfüllt und korrespondiert mit dem Ergebnis $\delta_q \propto B^{2/3}$ in Abb. 4.8b. Bei $q \propto W^{1/3}$ ist die Wahl der Steigung der Geraden nicht ganz eindeutig. Dies liegt vor allem daran, dass nur zwei Spitzen am Leiterbahnlayout mit $B =$ „*const.*" kalibriert wurden, und es daher weniger Messpunkte als im Fall $W = const.$ gibt. Es wurde hier deshalb eine Steigung von 1/3 fixiert (in Analogie zu $q \propto B^{1/3}$ in Abb. 4.8b), damit das Verhälnis der Potenzen in $q \propto W^{1/3}$ und $\delta_q \propto W^{2/3}$ gleich $(1/3)/(2/3) = 1/2$ ist (s.u.).

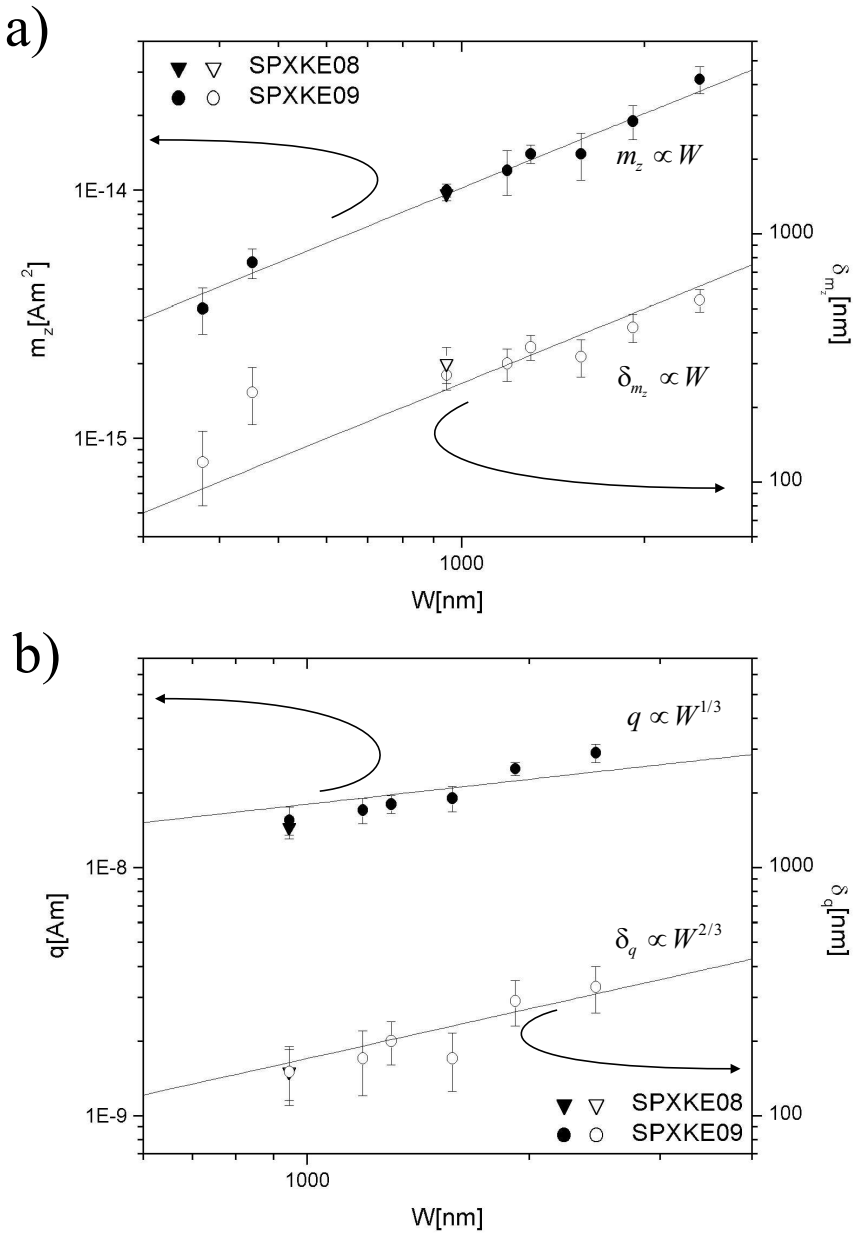

Abb. 4.9: **a)** Doppellogarithmische Auftragung des Dipolmomentes m_z und der Position δ_{m_z} innerhalb der Spitze in Abhängigkeit von W für $B \cong 400\ nm = const.$. Die durchgezogenen Linien haben beide eine Steigung 1. **b)** q und δ_q ebenfalls in Abhängigkeit von W für $B \cong 400\ nm = const.$. Die Steigung der oberen Geraden, die zu q gehört, beträgt 1/3, die untere Gerade hat eine Steigung 2/3 und gehört zu δ_q.

In Abb. 4.10 und 4.11 sind die Ergebnisse aller Untersuchungen nochmals in anderer Auftragung zusammengefasst. Abb. 4.10 zeigt eine doppellogarithmische Auftragung der mit Hilfe des Dipolfit gewonnenen Punktsondenparameter m_z und δ_{m_z}. Wie mit unterschiedlichen Symbolen dargestellt, sind hier Ergebnisse aller Untersuchungen in Abhängigkeit von B (bei $W = const.$) und W (bei $B =$ „$const.$") für vier verschiedene Spitzen einer Herstellungsserie gezeigt.

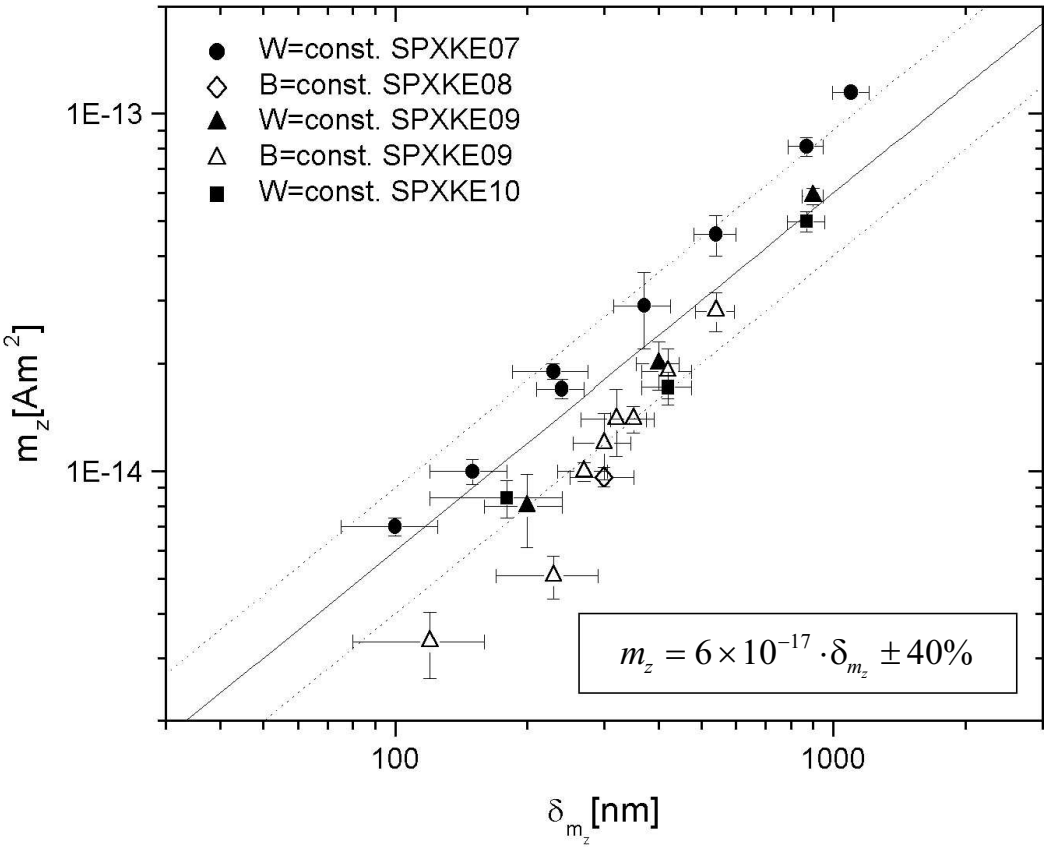

Abb. 4.10: Dipolmoment m_z in Abhängigkeit der Position des Dipolmomentes δ_{m_z} innerhalb der Spitze, doppellogarithmisch, für vier verschiedene Spitzen einer Herstellungsserie. Die durchgezogene Linie beschreibt den über alle Ergebnisse gemittelten Zusammenhang $m_z \propto \delta_{m_z}$, wie angegeben. Die gestrichelten Linien haben dieselbe Steigung, und zeigen, über welchen Bereich die magnetischen Eigenschaften von Spitzen einer Serie variieren (±40%).

Die untere gestrichelte Linie zeigt, dass die Ergebnisse für drei verschiedene Spitzen, für die m_z in Abhängigkeit von B und W gemessen wurden, alle mehr oder weniger auf eine gemeinsame Gerade mit der Steigung 1 fallen. Diese funktionale Abhängigkeit ist eine Konsequenz aus der Kombination von z.B. $m_z \propto B$ und $\delta_{m_z} \propto B$, wie in Abb. 4.8a gezeigt. Für eine einzelne Spitze aus derselben Herstellungsserie (SPXKE07) werden auch deutlich grössere Werte für m_z gemessen. Dies ist mit der oberen gestrichelten Linie in Abb. 4.10 gezeigt. Für diese Spitze wurde m_z in Abhängigkeit von δ_{m_z} nur aus Messungen an einem Leiterbahnlayout mit $W = const.$ ermittelt. Die Steigung der Geraden ist ebenfalls 1, und sie ist lediglich zu grösseren Werten von m_z verschoben. Die durchgezogene Linie in Abb. 4.10 beschreibt den über alle Ergebnisse gemittelten Zusammenhang:

$$m_z = 6.0 \times 10^{-17} \cdot \delta_{m_z} \tag{21}$$

mit $[m_z] = Am^2$ und $[\delta_{m_z}] = nm$.

Abb. 4.11 zeigt eine doppellogarithmische Auftragung der mit Hilfe des Monopolfits gewonnenen Punktsondenparameter q und δ_q. Wie mit unterschiedlichen Symbolen dargestellt, sind hier wiederum Ergebnisse aller Untersuchungen in Abhängigkeit von B (bei $W = const.$) und W (bei $B =$ „$const.$") für die vier verschiedenen Spitzen einer Herstellungsserie gezeigt. Die untere gestrichelte Linie zeigt auch hier, dass die Ergebnisse für drei verschiedene Spitzen, für die q in Abhängigkeit von B und W gemessen wurden, alle mehr oder weniger auf eine gemeinsame Gerade mit der Steigung 1/2 fallen. Auch diese funktionale Abhängigkeit folgt wieder aus der Kombination von z.B. $q \propto B^{1/3}$ und $\delta_q \propto B^{2/3}$, wie in Abb. 4.8b gezeigt. Für dieselbe einzelne Spitze aus derselben Herstellungsserie (SPXKE07) werden wieder deutlich grössere Werte für q gemessen. Dies ist mit der oberen gestrichelten Linie in Abb. 4.11 gezeigt. Die Steigung der Geraden ist ebenfalls 1/2, wobei sie lediglich zu grösseren Werten von q verschoben ist. Die durchgezogene Linie in Abb. 4.11 beschreibt den über alle Ergbnisse gemittelten Zusammenhang, wobei:

$$q = 2.9 \times 10^{-9} \cdot \delta_q^{1/2} \tag{22}$$

mit $[q] = Am$ und $[\delta_q] = nm$.

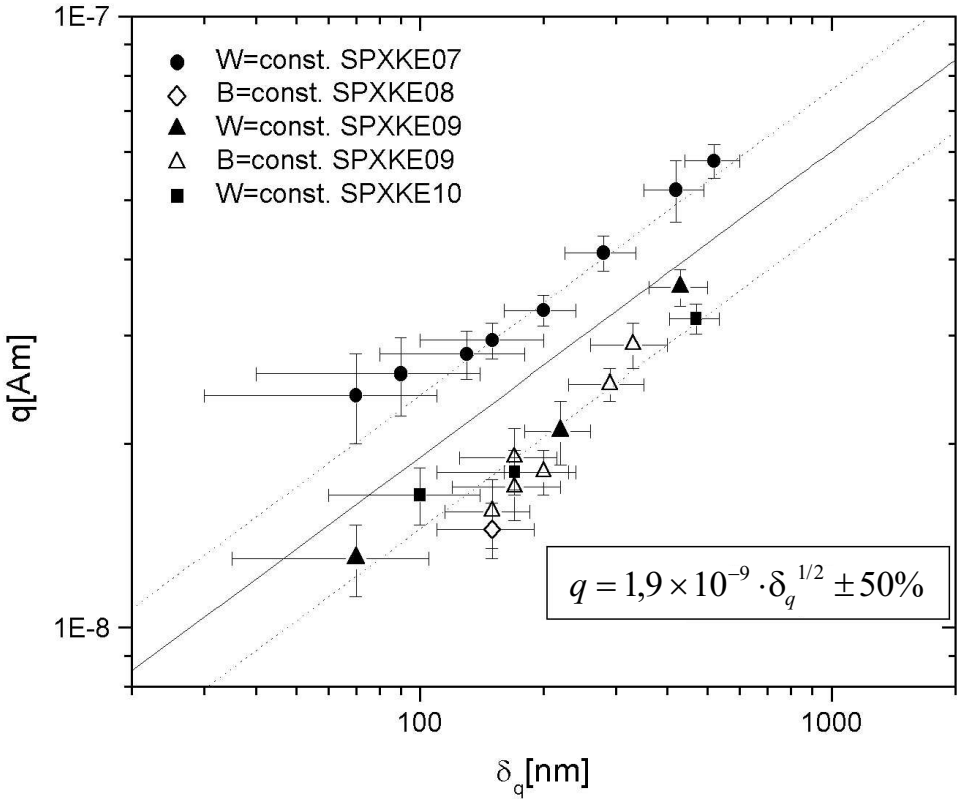

Abb. 4.11: Monopolmoment q in Abhängigkeit der Position des Monopolmomentes δ_q innerhalb der Spitze, doppellogarithmisch, für vier verschiedenen Spitzen einer Herstellungsserie. Die durchgezogene Linie beschreibt den über alle Ergebnisse gemittelten Zusammenhang $q \propto \delta_q^{1/2}$, wie angegeben. Die gestrichelten Linien haben dieselbe Steigung und zeigen, über welchen Bereich die magnetischen Eigenschaften von Spitzen einer Serie variieren ($\pm 50\%$).

Die Abbildungen 4.10 und 4.11, sowie die Gln.(21) und (22) können als intrinsische Spitzenkalibrierung aufgefasst werden, weil sie jeweils einen definierten Zusammenhang zwischen den Punktsondenparametern m_z und δ_{m_z}, sowie q und δ_q herstellen. Für eine spätere Untersuchung der magnetischen Eigenschaften unbekannter Proben muss auf diese Kalibrierungsfunktionen zurückgegriffen werden. Im Vergleich zu früheren Arbeiten an Flachspulen, wo $m_z \propto {\delta_{m_z}}^2$ und $q \propto \delta_q$ gefunden wurde [11,21], zeigt sich hier — bei Verwendung paralleler Leiterbahnen — ein deutlich verschiedener Zusammenhang. Dies ist eine direkte Folge der unterschiedlichen Streufeldsymmetrie paralleler Leiterbahnen im Vergleich zu Flachspulen. Wie im folgenden gezeigt wird, besteht deshalb auch ein anderer Zusammenhang zwischen dem effektiven Spitzenvolumen, das für die Abbildung relevant ist, und der Position des Dipolmomentes innerhalb der Spitze, verglichen mit der Kalibrierung an Flachspulen.

4.1.3 Effektives Spitzenvolumen und charakteristische Abklinglänge

Experimentell wird für alle untersuchten Spitzen eine Zunahme der Punktsondenparameter m_z, δ_{m_z}, q und δ_q mit grösserer Leiterbahnweite W bzw. Abstand B gefunden. Die Ursache hierfür lässt sich anhand der charakteristischen Abklinglänge ξ des Magnetfeldes stromführender paralleler Leiterbahnen veranschaulichen. Wie in Kap. 2.3 erläutert, bezeichnet ξ diejenige Höhe z, bei der das Magnetfeld auf den e-ten Teil des Maximalfeldes abgefallen ist.

Abbildung 4.12 zeigt eine schematische Darstellung der Abklinglänge ξ für zwei parallele Leiterbahnen mit der gleichen Weite $W = 1000\ nm$ und verschiedenen Abständen $B = 500\ nm$ (Abb. 4.12a) und $B = 1000\ nm$ (Abb. 4.12b). Oberhalb der Leiterbahnen ist eine MFM-Spitze angedeutet, deren Magnetisierung $\vec{M}$ in beiden Fällen in $-z$-Richtung ausgerichtet ist. Die Höhe z, in der das Magnetfeld auf $1/e \cdot H_{max}$ abgeklungen ist, ist in Grauschattierungen dargestellt. Die Abklinglänge ξ nimmt mit grösser werdendem Abstand der Leiterbahnen zu. Für den in b) skizzierten Fall ($B = 1000\ nm$) folgt damit bei gleicher Lift-Höhe d eine gössere ,,Eintauchtiefe" der Spitze in das ,,ef-

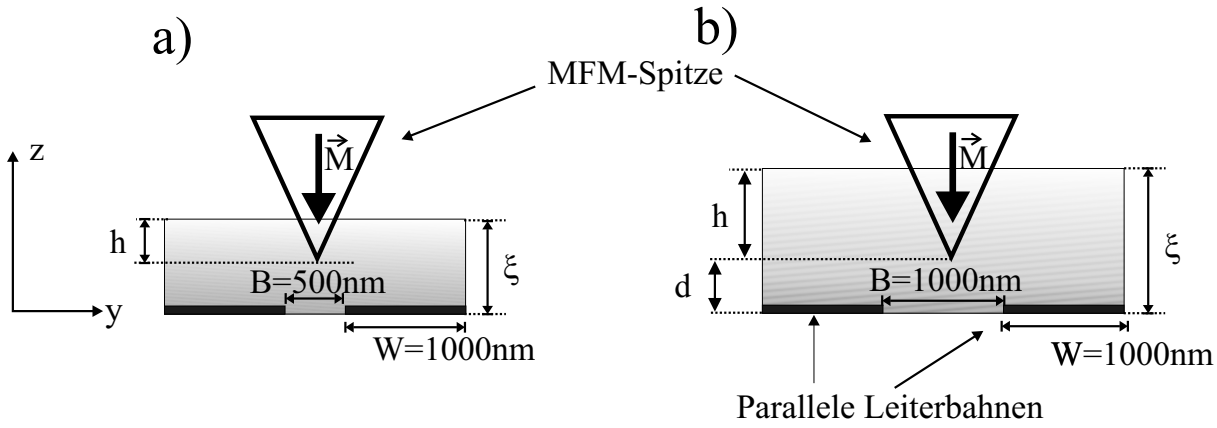

Abb. 4.12: Schematische Darstellung zur Abklinglänge ξ des Magnetfeldes stromdurchflossener paralleler Leiterbahnen. Der Abstand der Leiterbahnen in **a)** beträgt $B = 500\ nm$, in **b)** $B = 1000\ nm$. Die Leiterbahnweite ist in beiden Fällen $W = 1000\ nm$. Bei grösserer Abklinglänge ξ und gleicher Lifthöhe d ,,taucht" ein grösserer Teil der Spitze in das Magnetfeld ein. Diese ,,Eintauchtiefe" ist mit h bezeichnet und kennzeichnet das effektive Volumen V_{eff} der Spitze, das zur MFM-Abbildung beiträgt.

fektive Magnetfeld", als es bei kleinerem Leiterbahnabstand (Abb. 4.12a mit $B = 500$ nm) der Fall ist. Das effektive magnetische Volumen der Spitze, das so vom Magnetfeld erfasst wird, wächst also mit der „Eintauchtiefe" h an.

Das effektive Volumen V_{eff} der Spitze wird durch eine gewisse Höhe h definiert (siehe Abb. 4.12). Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten pyramidalen Spitzen gilt folgender Zusammenhang zwischen V_{eff} und h [11]:

$$V_{eff} = 0,1965 \cdot \left(h^2 t_z - h {t_z}^2 + \frac{1}{3} {t_z}^3 \right); \qquad h > t_z \tag{23}$$

t_z bezeichnet die Dicke der magnetischen Beschichtung der Spitze in z-Richtung und sie beträgt $t_z = 50\ nm$. Der Zusammenhang zwischen Magnetisierung M einer Probe, ihrem effektiven Volumen V_{eff} und dem magnetischen Dipolmoment m ist gegeben durch:

$$M = \frac{m}{V_{eff}} \tag{24}$$

Einsetzen von Gl.(24) in Gl.(23) und Umstellen nach h ergibt:

$$h = \frac{t_z}{2} \pm \sqrt{\frac{m_z}{0,1965 M t_z} - \frac{{t_z}^2}{12}} \tag{25}$$

Mit Gl.(25) lässt sich damit aus den experimentellen Werten von m_z die Höhe h, und daraus mit Gleichung (23) das effektive Spitzenvolumen berechnen. Die remanente Magnetisierung M der Spitzenbeschichtung ist für verschiedene MESP-Spitzen einer Serie mit einem SQUID (**S**uperconducting **Qu**antum **I**nterference **D**evice) Magnetometer gemessen worden [39]. Sie variiert für verschiedene Spitzen einer Herstellungsserie nur wenig, und der Mittelwert für die hier verwendeten Spitzen beträgt $M = 756,8\ kA/m$. In Tabelle 4.1 sind die berechneten Werte für die Höhe h, sowie das effektive Spitzenvolumen angegeben. Eine graphische Darstellung der Höhe h des effektiven Spitzenvolumens in Abhängigkeit der Position des Punktdipols δ_{m_z} findet sich in Abb. 4.13. Der Verlauf von h gegenüber δ_{m_z} zeigt eine wurzelförmige Abhängigkeit (durchgezogene Linie). Bei einem Leiterbahnabstand von $B = 2110\ nm$ beträgt damit die Höhe h des effektiven Spitzenvolumens fast 4 μm. Dies ist fast ein Drittel(!) der gesamten Spitzenhöhe (siehe Abb. 3.12).

Die gestrichelte Linie in Abb. 4.13 zeigt das Ergebnis für h in Abhängigkeit von δ_{m_z} für Spitzen desselben Typs, die an Flachspulen kalibriert wurden. Während dort der

idealisierte Punktdipol immer etwa in der Mitte des effektven Spitzenvolumens positioniert ist ($\delta_{m_z} = h/2$), wird bei der Kalibrierung an parallelen Leiterbahnen ein anderer Zusammenhang gefunden, wobei der Punktdipol in geringerer Höhe innerhalb der Spitze positioniert ist. Vergleicht man also MFM-Messungen an einer Flachspule und einer parallelen Leiterbahn, die beide ein (unterschiedlich grosses) Magnetfeld jedoch mit derselben Abklinglänge ξ erzeugen, dann ist das effektive Spitzenvolumen in beiden Fällen dasselbe. Der Punktdipol (der die magnetischen Eigenschaften dieses effektiven Volumens idealisiert) muss allerdings zur quantitativen Beschreibung in unterschiedlicher Höhe innerhalb der Spitze positioniert werden. Allein dieser Unterschied charakterisiert und parametrisiert die unterschiedliche Streufeldsymmetrie von Flachspulen und parallelen Leiterbahnen im Rahmens des Punktsondenmodells.

Tab. 4.1: Experimentell ermitteltes Dipolmoment m_z für die Spitze SPXKE07 und dessen Position δ_{m_z}, sowie die nach Gleichungen (25) und (23) berechnete Höhe h und das effektive Spitzenvolumen V_{eff}. Die Leiterbahnweite W war bei dieser Untersuchung $W = 957\ nm = const.$ und B variierte von $117\ nm < B < 2110\ nm$.

B [nm]	m_z $[Am^2]$	δ_{m_z}	h $[nm]$	V_{eff} $[m^3 \times 10^{-20}]$
117	7×10^{-15}	100	995	0,9249
234	1×10^{-14}	150	1185	1,3214
378	$1,7 \times 10^{-14}$	240	1537	2,2463
488	$1,9 \times 10^{-14}$	230	1623	2,5106
709	$2,9 \times 10^{-14}$	370	2000	3,8319
1055	$4,6 \times 10^{-14}$	540	2512	6,0782
1543	$8,1 \times 10^{-14}$	870	3326	10,703
2110	$1,15 \times 10^{-13}$	1100	3958	15,1956

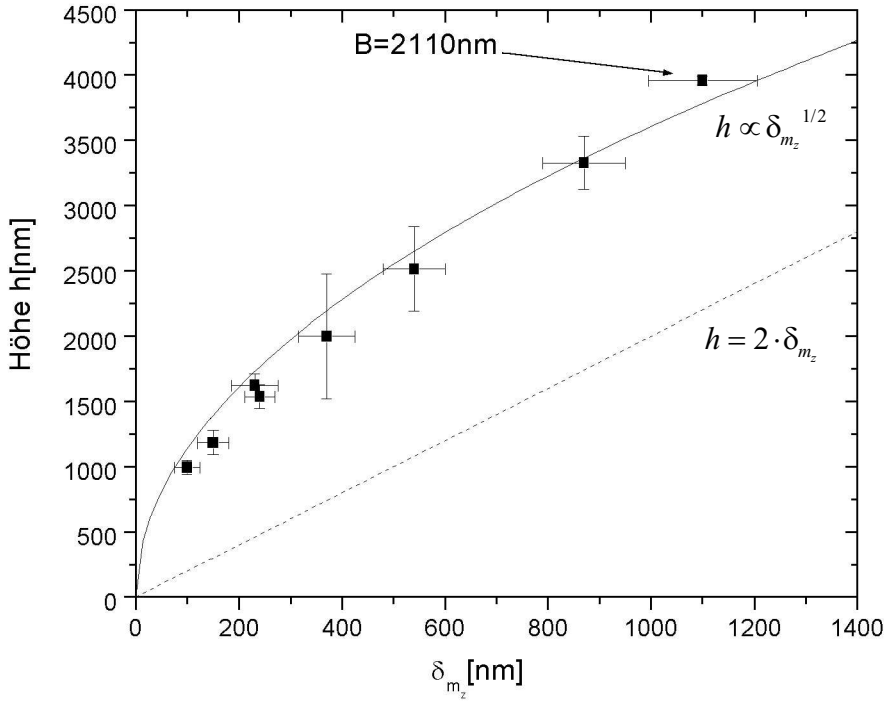

Abb. 4.13: Höhe des effektiven Spitzenvolumens in Abhängigkeit der Position des Dipolmomentes δ_{m_z}. Die gestrichelte Gerade mit der Steigung 2 zeigt den Zusammenhang zwischen h und δ_{m_z} für Flachspulen [11,21]

4.2 Mögliche Anwendungen für quantitative magnetkraftmikroskopische Untersuchungen

In der Vergangenheit ist bereits unter Beweis gestellt worden, dass mit Hilfe von MFM-Spitzen, die an Flachspulen kalibriert wurden, quantitative Messungen z.B. der Magnetisierung nanoskaliger Proben möglich sind [19,22]. Die Messung der Magnetisierung eindomäniger, magnetischer dots mit senkrechter magnetischer Anisotropie ist so möglich, weil sie dieselbe Streufeld-Symmetrie besitzen, wie die zur Kalibrierung verwendeten Flachspulen. Insbesondere gilt für sowohl Flachspulen als auch eindomänige dots, dass deren charakteristische Abklinglänge ξ jeweils identisch mit dem Radius von Flachspulen bzw. dots ist, also $\xi = R$. Der aus der Kalibrierung an Flachspulen ermittelte Zusammenhang $m_z = 2,1 \times 10^{-2} \cdot R^2$ kann deshalb direkt auf die Untersuchung eines kreisförmigen dots mit Radius R übertragen werden, um das magnetische Dipolmoment m_z der Spitze für die Untersuchung des dots zu bestimmen. Mit $m_z = 2,9 \times 10^{-20} \cdot \delta_{m_z}^2$ aus der Kalibrierung an Flachspulen folgt dann die Position δ_{m_z} der Punktsonde, so dass die MFM-Spitze für die quantitative Untersuchung des dot vollständig kalibriert ist. Wenn die z-Komponente der Magnetisierung des dot bekannt ist, dann kann auch die z-Komponente des Streufeldes in beliebiger Höhe oberhalb des dot quantitativ bestimmt werden [19].

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit erzielten Ergebnisse zeigen zum einen, dass die Kalibrierung von MFM-Spitzen an parallelen Leiterbahnen aufwendiger ist als im Falle von Flachspulen, weil die Abklinglänge nicht mehr nur von einer einzigen geometrischen Größe (dem Radius R) abhängt, sondern von insgesamt drei Größen, der Leiterbahnweite W, dem Abstand B der Leiterbahnen, und der Höhe t der Leiterbahnen. Zum anderen besteht das Problem, dass im Gegensatz zu Flachspulen für parallele Leiterbahnen kein analytischer Ausdruck für $\xi(W, B, t)$ angegeben werden kann. Mit einer einfachen Näherung besteht aber die Möglichkeit ξ hinreichend genau zu berechnen (s.u.). Darüber hinaus kann die Kalibrierung mit Hilfe einer geeigneten Skalierung der geometrischen Parameter vereinfacht werden. Damit besteht prinzipiell auch hier die Möglichkeit, die Kalibrierung von MFM-Spitzen auf die Untersuchung unbekannter ferromagnetischer Proben zu übertragen.

4.2.1 Skalierung der Abklinglänge

Vernachlässigt man bei der Berechnung des Magnetfeldes nach Gleichung (10) die Höhe t der Leiterbahn so erhält man folgendes vereinfachtes Ergebnis:

$$H_z(z) = \frac{I}{2\pi W} \cdot \ln\left(\frac{(B/2)^2 + z^2}{(W + B/2)^2 + z^2}\right) \tag{26}$$

Wie man in Abbildung 4.21 erkennen kann, ist die Übereinstimmung von Gl.(26) mit dem exakten Ergebnis nach Gl.(12) für die Bestimmung der Abklinglänge ausreichend gut. In Abb. 4.21 wird für zwei verschiedene Leiterbahndimensionen jeweils das exakte Ergebnis für $H_z(z)$ (durchgezogene Linien) mit dem Ergbnis der Näherung für $H_z(z)$ (gestrichelte Linien) verglichen. In beiden Fällen beträgt die Weite der Leiterbahnen $W = 1000\ nm$, deren Höhe $t = 60\ nm$, und der Strom beträgt $I = 5\ mA$, wobei (i) ein Abstand der Leiterbahnen von $B = 200\ nm$ und (ii) ein Abstand von $B = 1000\ nm$ gewählt wurde. Die gute Übereinstimmung beider Lösungen für $H_z(z)$ ist in beiden Fällen darauf zurückzuführen, dass $t \ll W$ und $t \ll B$ gilt. Im Grenzfall $t \to 0$ ist die Übereinstimmung der Kurven exakt. Die Abweichung des genäherten

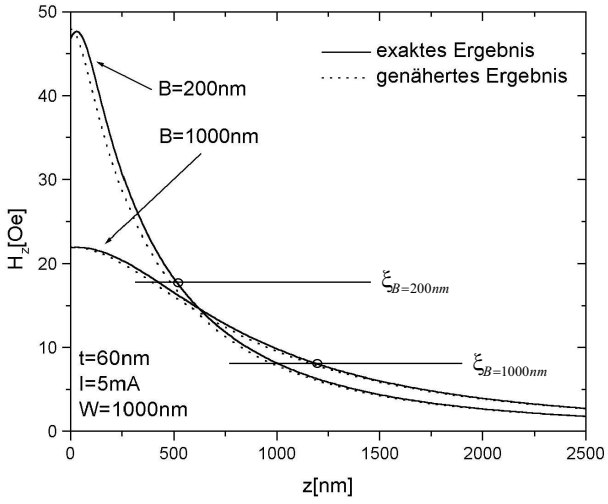

Abb. 4.14: Vergleich der exakten Berechnung von H_z (———) (Gl.(12)) mit dem Ergebnis einer Näherung (- - - - -) (Gl.(26)), bei der die Schichtdicke t vernachlässigt wird, für parallele Leiterbahnen mit $W = 1000\ nm = const.$, $t = 60\ nm = const.$ und $B = 200\ nm$ bzw. $B = 1000\ nm$.

Ergebnisses beträgt in beiden gezeigten Fällen jeweils weniger als $0,1\%$ bei der numerisch berechneten Abklinglänge ξ .

Durch Lösen der Gleichung

$$H_z(z=\xi) = \frac{1}{e} \cdot \max(H_z) \tag{27}$$

$$\approx \frac{1}{3} \cdot \max(H_z) \tag{28}$$

mit $\max(H_z) = H_z|_{z=0}$ lässt sich jetzt ein analytischer Ausdruck für die Abklinglänge ξ herleiten:

$$\xi(W,B) = \frac{B}{2}\left(\frac{2W}{B}+1\right)^{1/3}\left[\frac{\left(\frac{2W}{B}+1\right)^{4/3}-1}{\left(\frac{2W}{B}+1\right)^{2/3}-1}\right]^{1/2} \tag{29}$$

Um zu überprüfen wie gut diese Näherung für ξ mit exakten Werten für ξ übereinstimmt, sind in Abb. 4.15 beide Werte aufgetragen. Die durchgezogenen Linien zeigen $\xi(B,$ $W = 957\ nm)$ und $\xi(W,\ B = 400\ nm)$ nach Gl.(29). Mit den verschiedenen Symbolen sind ausserdem die exakten Werte für $\xi(B,\ W = 957\ nm)$ und $\xi(W,\ B = 400\ nm)$

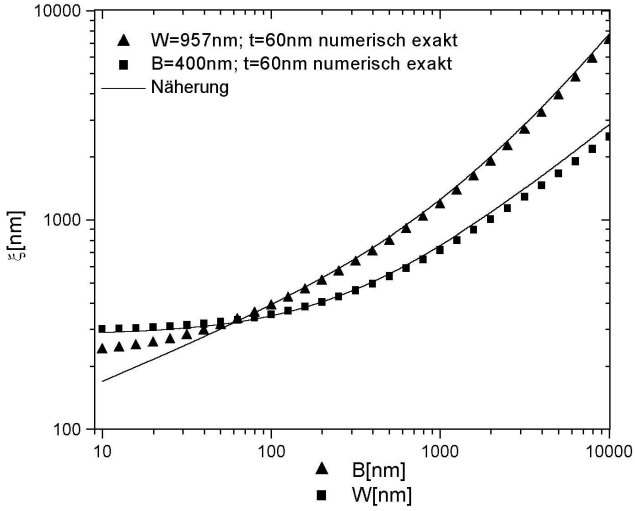

Abb. 4.15: Vergleich der numerisch berechneten Abklinglänge ξ mit dem Ergebnis einer Näherung nach Gleichung (29) für Leiterbahnlayouts mit Abmessungen wie sie im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden.

eingetragen, die für eine Dicke $t = 60\ nm$ der Leiterbahnen rekursiv aus Gl.(27) und Gl.(12) ermittelt wurden. Werte von B und W wurden hier so gewählt, dass sie mit den in dieser Arbeit hergestellten Leiterbahnen vergleichbar sind. Vor allem im Bereich 50 $nm < B, W < 2000\ nm$, wird jeweils eine gute Übereinstimmung gefunden.

Man beachte jedoch, dass $\xi(B,\ W = const.)$ und $\xi(W,\ B = const.)$ einen unterschiedlichen Verlauf zeigen. Für die spätere Übertragung der Kalibrierung auf die Untersuchung ferromagnetischer Proben ist dies ungünstig. Es ist deshalb zweckmässig, die Abklinglänge in Abhängigkeit reduzierter Variablen (W, B) zu untersuchen. Hierzu wird in Gl.(29) zunächst $x = 2W/B$ substituiert und man erhält:

$$\xi(x, B) = \frac{B}{2} \underbrace{(x+1)^{1/3}}_{g(x)} \underbrace{\left[\frac{(x+1)^{4/3} - 1}{(x+1)^{2/3} - 1}\right]^{1/2}}_{h(x)} \tag{30}$$

$\xi(x, B)$ nach Gl.(30) ist für drei verschiedene Werte von B (wie angegeben) in Abbildung 4.16 in Abhängigkeit von $x = 2W/B$ aufgetragen. Alle drei Kurven haben in der doppellogarithmischen Auftragung jetzt denselben Verlauf, und sie sind nur um jeweils einen Faktor verschoben. Die Verschiebung ist durch den Faktor $B/2$ gegeben (siehe Gl.(30)) und für kleine Werte von x wird ξ jeweils konstant. Betrachtet man den Grenzwert

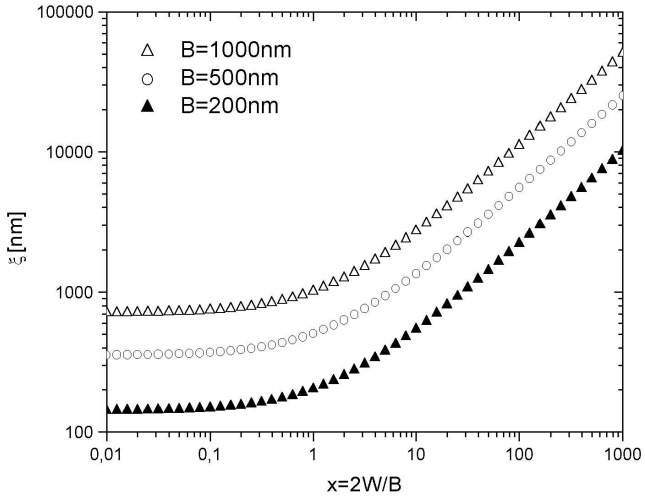

Abb. 4.16: Abklinglänge ξ nach Gl.(30) in Abhängigkeit der reduzierten Leiterbahndimension $x = 2W/B$ für drei verschiedene Werte von B.

$\lim_{x\to 0}\xi(B,x)$, so gilt:

$$\lim_{x\to 0} g(x) = 1 \tag{31}$$

Bei der Berechnung des Limes von $h(x)$ in Gl.(29) ist zu beachten, dass $lim_{x\to 0}h(x)$ vom Typ „$\frac{0}{0}$" ist. Anwendung der BERNOULLI-L'HOSPITALschen Regel ergibt [41]:

$$\lim_{x\to 0} h(x) = \left(\lim_{x\to 0}\frac{4/3}{2/3}\right)^{1/2} = \sqrt{2} \tag{32}$$

Man kann deshalb $\alpha = B/\sqrt{2}$ in Gl.(29) als Skalierungsfaktor definieren, so dass man eine dimensionslose Abklinglänge ξ' erhält, die nur von $2W/B$ abhängt. Der Zusammenhang zwischen ξ' und ξ ist dann gegeben durch:

$$\xi = \alpha \cdot \xi' \tag{33}$$

mit

$$\alpha = \frac{B}{\sqrt{2}} \tag{34}$$

Die dimensionslose Abklinglänge

$$\xi'(x) = \frac{(x+1)^{1/3}}{\sqrt{2}}\left[\frac{(x+1)^{4/3}-1}{(x+1)^{2/3}-1}\right]^{1/2} \tag{35}$$

ist in Abb. 4.17 doppellogarithmisch in Abhängigkeit von $x = 2W/B$ aufgetragen. Abb. 4.18 zeigt einen Ausschnitt von Abb. 4.17 im Bereich $0,01 < x < 1$.

Für eine beliebige Geometrie paralleler Leiterbahnen mit gegebenem B und W kann nun aus Abb. 4.17 (4.18) einfach ξ' abgelesen werden, und durch Multiplikation mit $B/2$ erhält man sofort die wahre Abklinglänge ξ. Darüber hinaus kann das hier vorgestellte Kalibrierungsverfahren zur Messung der Magnetisierung einer nanoskaligen Probe mit MFM verwendet werden, wenn es gelingt, eine geeignete Skalierung der dimensionslosen Abklinglänge des Streufeldes der Probe zu finden, so dass sie denselben Verlauf wie $\xi'(x)$ in Abb. 4.17 hat.

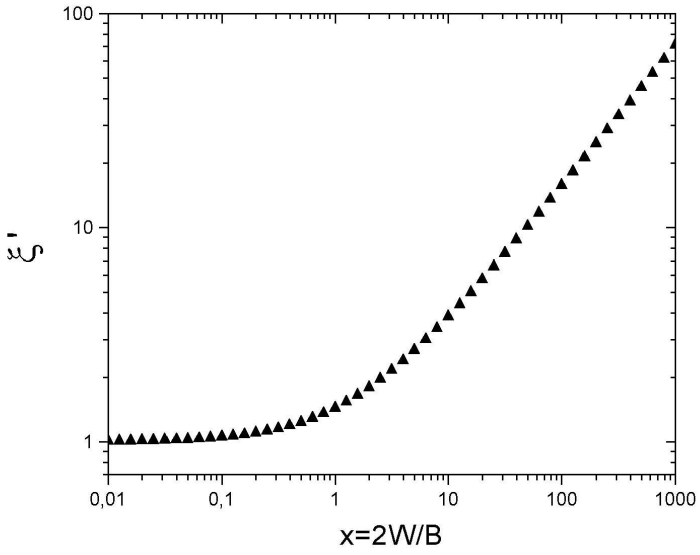

Abb. 4.17: Skalierte Abklinglänge ξ' nach Gl.(35) in Abhängigkeit der reduzierten Leiterbahndimension $x = 2W/B$.

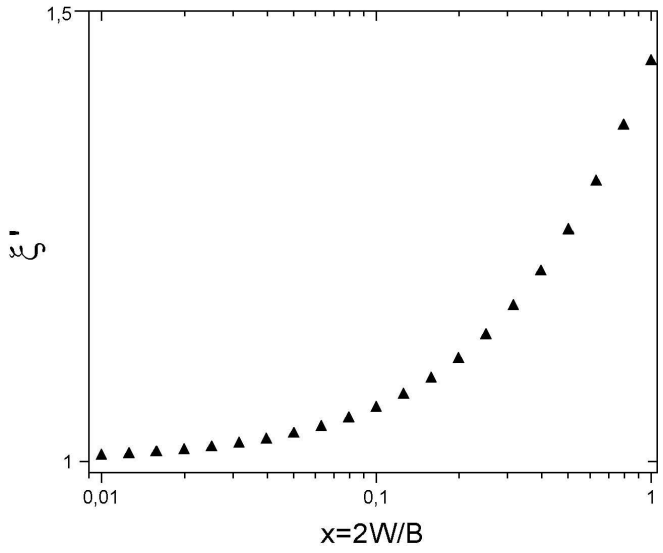

Abb. 4.18: Ausschnitt von Abb. 4.17 im Bereich $0,01 < x < 1$ der skalierten Abklinglänge ξ' nach Gl.(35) in Abhängigkeit der reduzierten Leiterbahndimension $x = 2W/B$.

4.2.2 Magnetisierungsmessungen mit kalibrierten MFM-Spitzen

Wenn die dimensionslose Abklinglänge ξ' des Streufeldes einer Probe in z-Richtung durch geeignete Skalierung mit dem in Abb. 4.17 dargestellten Ergebnis übereinstimmt, dann besteht die Möglichkeit zur quantitativen Messung der Magnetisierung einer nanoskaligen ferromagnetischen Probe. Dies könnten rechteckige oder quadratische Proben mit einer in der Schichtebene (in-plane) liegenden Magnetisierung sein. Mit Hilfe des magnetostatischen Potentials ϕ einer Probe lässt sich i.a. ein analytischer Ausdruck für das Streufeld H der Probe im Aussenraum ableiten, mit

$$H = -\nabla\phi \tag{36}$$

Dieser Ausdruck enthält die *Magnetisierung* der Probe. Die erste bzw. zweite Ableitung nach z der z-Komponente des Magnetfeldes an einem Ort ausserhalb der Probe wird dann in Gl.(9a) bzw. Gl.(9b) eingesetzt. Mit Hilfe der bekannten Abklinglänge $\xi = \beta \cdot \xi'$ des Magnetfeldes der Probe[b] werden dann anschliessend die Punktsondenparameter der MFM-Spitze ermittelt. Bei Verwendung einer MESP-Spitze kann das Punktdipol- bzw. Punktmonopolmoment direkt aus Abb. 4.19 bzw. Abb. 4.20 abgelesen werden.

Abb. 4.19 zeigt die im Rahmen dieser Arbeit experimentell ermittelten Dipolmomente m_z in Abhängigkeit von ξ, und Abb. 4.20 zeigt die gemessenen Monopolmomente q in Abhängigkeit von ξ, jeweils in doppellogarithmischer Auftragung. Die entsprechenden Zusammenhänge lauten:

$$m_z = 2.4 \times 10^{-20} \cdot \xi^2 \tag{37}$$

und

$$q = 2.8 \times 10^{-10} \cdot \xi^{2/3} \tag{38}$$

Bei nun bekanntem m_z bzw. q werden die entsprechenden Werte für δ_{m_z} bzw. δ_q dann mit Hilfe der Abb. 4.10 bzw. 4.11, oder mit Hilfe der Gln.(21) bzw. (22) gefunden.

[b] β ist ein mit α aus Gl.(33) vergleichbarer Skalierungsparameter für die Probe, so dass die dimensionslose Abklinglänge in die tatsächliche Abklinglänge des Probenstreufeldes umgerechnet werden kann.

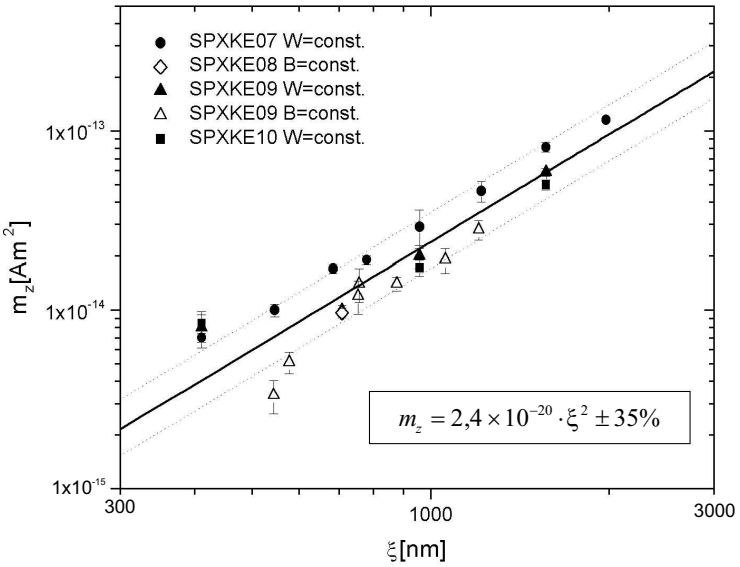

Abb. 4.19: Dipolmoment m_z in Abhängigkeit von ξ für alle im Rahmen dieser Arbeit kalibrierten Spitzen.

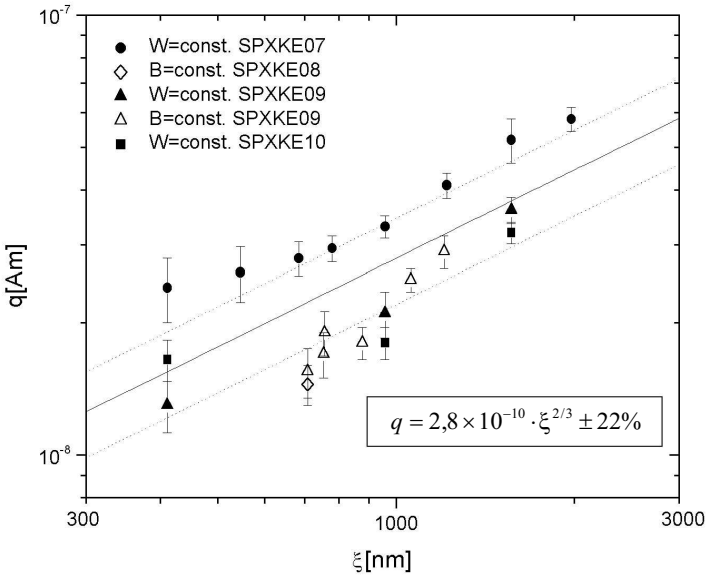

Abb. 4.20: Monopolmoment q in Abhängigkeit von ξ für alle im Rahmen dieser Arbeit kalibrierten Spitzen.

Damit sind alle Punktsondenparameter bekannt und die Spitze ist für quantitative Untersuchungen an dieser Probe kalibriert. Die bekannten Punktsondenparameter werden in Gl.(9a) bzw. Gl.(9b) eingesetzt und somit verbleibt auf der rechten Seite von Gl.(9a) bzw. Gl.(9b) nur ein einziger unbekannter Parameter, die Magnetisierung M der Probe. Sie kann dann durch Anpassung der Gl.(9a) bzw. Gl.(9b) an experimentell gemessene Daten der Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ in Abhängigkeit der Lift-Höhe d bestimmt werden.

Abb. 4.21 zeigt nochmals schematisch wie die Messung an einer unbekannten ferromagnetischen Probe mit in-plane-Magnetisierung durchgeführt wird. In einem Abstand Δy von einer Probenkante wird die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ in Abhängigkeit der Lift-Höhe d gemessen (entlang der gestrichelten Linie). Der Verlauf der z-Komponente des Magnetfeldes $H_z(z)$ an dieser Stelle (bei Δy) ist auf der linken Seite der Abbildung angedeutet. Wie bereits oben erwähnt, muss zuvor durch Berechnung der Streufeldcharakteristik der Probe sichergestellt werden, dass die dimensionslose Abklinglänge ξ' des Probenstreufeldes in z-Richtung an der Stelle Δy (gemessen z.B. in Einheiten der

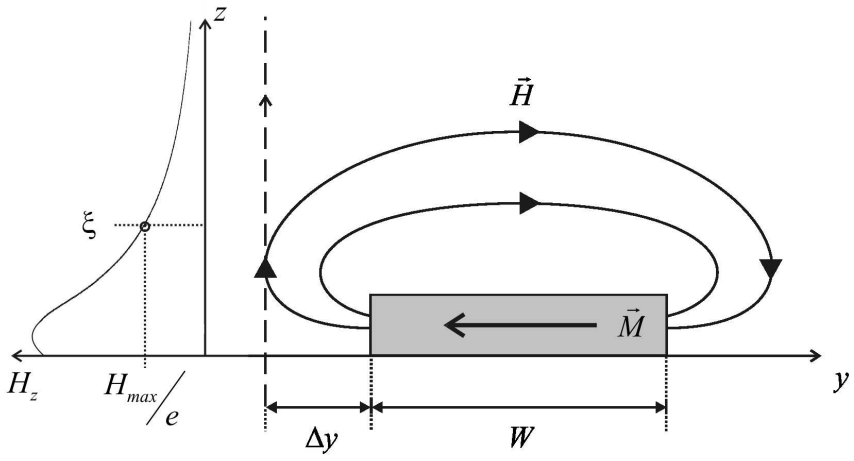

Abb. 4.21: Schematische Darstellung zur Messung der Magnetisierung einer unbekannten ferromagnetischen Probe mit MFM. In einem Abstand Δy von der Probe (mit in-plane-Magnetisierung) wird mit MFM die z-Komponente der ersten bzw. zweiten Ableitung des Streufeldes der Probe in z-Richtung detektiert. Auf der linken Seite ist schematisch der Verlauf der z-Komponente von $\vec{H}$ in z-Richtung gezeigt.

Probenlänge W) dieselbe Abhängigkeit zeigt, wie in Abb. 4.17.

Zukünftige Untersuchungen an geeigneten Proben müssen zeigen, ob dann das hier vorgestellte Kalibrierungsverfahren ebenso erfolgreich angewendet werden kann, wie es für den Fall der Kalibrierung von MFM-Spitzen an Flachspulen demonstriert wurde.

5. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit einem Verfahren zur Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften von Spitzen für die Magnetkraftmikroskopie (MFM). Mit dem Verfahren ist es in der Vergangenheit bereits gelungen, MFM-Spitzen so zu kalibrieren, dass sie zur Messung der Magnetisierung (mit MFM) von kreisförmigen, nanoskaligen Proben mit senkrechter magnetischer Anisotropie verwendet werden können. In früheren Arbeiten wurden dazu MFM-Spitzen im Streufeld stromdurchflossener nanoskaliger Flachspulen mit rotationssymmetrischer Streufeldgeometrie kalibriert.

Ziel der vorliegenden Arbeit war, das Verfahren auf die Untersuchung einer anderen Streufeldgeometrie zu übertragen, um eine entsprechende Kalibrierung von Spitzen für zukünftige Untersuchungen an Proben mit z.B. in-plane magnetischen Anisotropien zu ermöglichen. Dazu werden mit Hilfe von Elektronenstrahllithographie parallele Leiterbahngeometrien aus Gold mit Abmessungen im Nanometerbereich auf GaAs Substraten hergestellt. Mit Hilfe eines zweiten Gold-Bedampfungsvorgangs durch eine Schattenmaske werden die Zuleitungen der Leiterbahnen mit grossflächigen Kontaktflächen versehen, um eine makroskopische Kontaktierung der Leiterbahnen zu erreichen. Mit elektrischen Gleichströmen von bis zu $I = 9\ mA$, die gegensinnig durch die parallelen Leiterbahnen geleitet werden, können so wohldefinierte und exakt berechenbare Magnetfelder mit definierter Streufeldgeometrie erzeugt werden, die vergleichbar mit dem Streufeld von Proben sind, die über eine in-plane Magnetisierung verfügen.

Aufgrund der kleinen Leiterbahnquerschnitte werden sehr hohe Stromdichen von bis zu $j = 3 \times 10^{11}\ A/m^2$ erreicht. Es wird deshalb zunächst untersucht, ob dies zu einem Aufheizen der Leiterbahnen oder der MFM-Spitze führt. Dazu werden Strom-Spannungs-Kennlinien an den Leiterbahnen gemessen. Es zeigt sich, dass der Widerstand R der Leiterbahnen bei Strömen $I = 9\ mA$ nur unwesentlich ansteigt. Dies ist auf eine geringfügige Temperaturerhöhung von weniger als 10 $°C$ zurückzuführen, die die Messungen in *keiner* Weise beeinflussen.

Für die systematischen Untersuchungen zur Kalibrierung der Spitzen im Streufeld paralleler Leiterbahnen werden im Rahmen dieser Arbeit zwei verschiedene Leiterbahn-

layouts hergestellt. Zum einen wird der Abstand B der Leiterbahnen bei konstanter Leiterbahnweite W variiert und zum anderen wird W variiert, wobei B konstant gehalten wird. Dies ermöglicht die systematische Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von MFM-Spitzen in Abhängigkeit der Geometrie der Leiterbahnen.

Die magnetischen Eigenschaften der MFM-Spitzen werden im Rahmen des sog. ,,Punksondennmodells" betrachtet. Dabei werden die komplexen magnetischen Eigenschaften der MFM-Spitze im Rahmen eines einfachen Modells durch eine Punktsonde ersetzt, die entweder Punktdipol- oder Punktmonopoleigenschaften hat. Die Gültigkeit des Punktsondenmodells ist durch zahlreiche Untersuchungen in der Vergangenheit gut belegt. Insbesondere können die magnetischen Eigenschaften der Punktsonde ermittelt werden, weil eine theoretische Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Spitze und Streufeld möglich ist. Da das Streufeld paralleler Leiterbahnen sogar exakt berechnet wird, ist es möglich, den aufgrund des Streufeldes auf die Spitze wirkenden Kraftgradienten zu berechnen und dies wiederum erlaubt es, das experimentell gemessene MFM-Signal (dies ist die Phasenverschiebung in der oszillatorischen Bewegung der schwingenden Spitze aufgrund des Kraftgradienten) quantitativ auszuwerten. Mit Hilfe von MFM-Untersuchungen in Abhängigkeit der Geometrie der Leiterbahnen und des Abstandes zwischen Spitze und Substrat (der sog. ,,Lift-Höhe") gelingt es dann, das Dipolmoment, das Monopolmoment und auch die Position der Punktsonde innerhalb der Spitze (i) in Abhängigkeit der geometrischen Abmessungen und (ii) in Abhängigkeit der Abklinglänge des Magnetfeldes der Leiterbahnen zu bestimmen. Diese funktionalen Abhängigkeiten stellen die Kalibrierungskurven für die Spitzen im Rahmen des Punktsondenmodells dar.

Anhand der Punktdipol-Eigenschaften der Spitze wird dann das effektive Volumen der realen Spitze ermittelt. Dabei handelt es sich um den Teil der Spitze, der für die Kontrastentstehung relevant ist. Dabei zeigt sich, daß das effektive Spitzen-Volumen — wie bei der Kalibrierung mit Flachspulen — von der Reichweite des Magnetfeldes abhängt und durch die Position der Punktsonde innerhalb der Spitze beschrieben wird. Die funktionalen Abhängigkeiten sind jedoch hier — trotz Untersuchung identischer MFM-Spitzen — sehr verschieden. Insbesondere sind sie aufwendiger als im Falle von

Flachspulen, weil vor allem die Abklinglänge des Streufeldes in z-Richtung hier nicht nur von einer einzigen geometrischen Größe (dem Radius der Flachspulen) sondern von insgesamt drei geometrischen Größen abhängt. Dies sind Weite, Abstand und Dicke der Leiterbahnen. Hierin äussert sich aber genau die unterschiedliche Streufeldgeometrie von parallelen Leiterbahnen im Vergleich zu Flachspulen, und dies begründet die gegenüber Flachspulen geänderte Kalibrierungsvorschrift. Damit wird im Rahmen dieser Arbeit erstmals mit experimentellen Untersuchungen bewiesen, daß zur quantitativen Untersuchung einer beliebigen Probe mit MFM, die Kalibrierung der Spitze in jedem Fall in einer vergleichbaren Streufeldgeometrie erfolgen muss.

Im Rahmen dieser Arbeit gelingt dabei die vollständige Punktsonden-Kalibrierung verschiedener MFM-Spitzen aus einer Herstellungsserie im Streufeld paralleler Leiterbahnen. Auch die vorliegende Arbeit zeigt dabei, daß das Herstellungsverfahren von MFM-Spitzen zukünftig noch weiter optimiert werden muss, da die magnetischen Eigenschaften der Spitzen relativ stark streuen. Dennoch können die Spitzen im Rahmen der angegebenen Fehler für zukünftige quantitative MFM-Untersuchungen an Proben verwendet werden, die dieselbe Streufeldgeometrie wie die zur Kalibrierung verwendeten parallelen Leiterbahnen haben. Dies könnten nanoskalige Proben mit einer in-plane Magnetisierung sein. Um eine Übertragung der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Spitzen-Kalibrierung auf solche quantitativen Untersuchungen zu vereinfachen, wird zum Abschluss ein Ausdruck für eine dimensionslose Abklinglänge ξ' des Streufeldes paralleler Leiterbahnen abgeleitet, der nur noch von *einer* reduzierten Variablen $x = 2W/B$ abhängt. Mit dieser dimensionslosen Abklinglänge lässt sich über einen gefundenen Skalierungsfaktor die exakte Abklinglänge für parallele Leiterbahnen mit beliebiger Kombination von B und W bestimmen. Wenn es für eine beliebige ferromagnetische Probe gelingt, einen Ausdruck für deren Abklinglänge in entsprechend reduzierten Variablen der Probengeometrie anzugeben, so dass diese Funktion mit ξ' für parallele Leiterbahnen identisch ist, dann kann z.B. die Magnetisierung dieser Probe mit MFM gemessen werden.

6. Anhang

Das Magnetfeld $\vec{H}(\vec{r})$, das sich nach Biot-Savart (Gl.(10)) für eine einzelne gerade, stromführende Leiterbahn ergibt, lautet:

$$\begin{aligned}
\vec{H}(\vec{r}) = \frac{j}{4\pi} \Bigg\{ & (z-t) \ln \left[\frac{(y-W)^2 + (z-t)^2}{y^2 + (z-t)^2} \right] - z \ln \left[\frac{(y-W)^2 + z^2}{y^2 + z^2} \right] + \\
& + 2(y-W) \left[\arctan\left(\frac{z-t}{y-W} \right) - \arctan\left(\frac{z}{y-W} \right) \right] + \\
& - 2y \left[\arctan\left(\frac{z-t}{y} \right) - \arctan\left(\frac{z}{y} \right) \right] \Bigg\} \hat{e}_z + \\
& + \frac{j}{4\pi} \Bigg\{ y \ln \left[\frac{y^2 + (z-t)^2}{y^2 + z^2} \right] - (y-W) \ln \left[\frac{(y-W)^2 + (z-t)^2}{(y-W)^2 + z^2} \right] + \\
& + 2z \left[\arctan\left(\frac{y-W}{z} \right) - \arctan\left(\frac{y}{z} \right) \right] + \\
& - 2(z-t) \left[\arctan\left(\frac{y-W}{z-t} \right) - \arctan\left(\frac{y}{z-t} \right) \right] \Bigg\} \hat{e}_y
\end{aligned} \tag{A1}$$

Das Magnetfeld für zwei gegensinnig vom Strom I durchflossene Leiterbahnen ergibt sich durch Superposition der Magnetfelder zweier einzelner Leiterbahnen. Genau zwischen den Leiterbahnen existiert aus Symmetriegründen nur eine z-Komponente des Feldes. $H_z(z)$ in der Mitte der Leiterbahnen bei $y = W + B/2$ ergibt sich aus Gl.(A1) multipliziert mit dem Faktor 2:

$$H_z(z) = \frac{j}{2\pi}\Bigg\{(z-t)\ln\left[\frac{(z-t)^2+(B/2)^2}{(z-t)^2+(W+B/2)^2}\right] - z\ln\left[\frac{z^2+(B/2)^2}{z^2+(W+B/2)^2}\right] +$$

$$- 2(W+B/2)\left[\arctan\left(\frac{z-t}{W+B/2}\right) - \arctan\left(\frac{z}{W+B/2}\right)\right] +$$

$$+ B\left[\arctan\left(\frac{z-t}{B/2}\right) - \arctan\left(\frac{z}{B/2}\right)\right]\Bigg\} \tag{A2}$$

Differentiation von Gl.(A2) nach z ergibt:

$$\frac{\partial H_z}{\partial z} = \frac{j}{2\pi}\Bigg\{\frac{2B^2}{B^2+4(z-t)^2} - \frac{2B^2}{B^2+4z^2} + \frac{2(2W+B)^2}{(2W+B)^2+4z^2} +$$

$$- \frac{2(2W+B)^2}{(2W+B)^2+4(z-t)^2} + \ln\left[\frac{(z-t)^2+(B/2)^2}{(z-t)^2+(W+B/2)^2}\right] +$$

$$+ \ln\left[\frac{z^2+(B/2)^2}{z^2+(W+B/2)^2}\right] + \frac{2(z-t)^2[(W+B/2)^2-(B/2)^2]}{[(z-t)^2+(B/2)^2][(z-t)^2+(W+B/2)^2]}$$

$$- \frac{2z^2[(W+B/2)^2-(B/2)^2]}{[z^2+(B/2)^2][z^2+(W+B/2)^2]}\Bigg\} \tag{A3}$$

Nochmalige Differentiation von Gl.(A3) nach z liefert:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} = \frac{j}{\pi}\Bigg\{ \frac{zB^2}{2[(B/2)^2+z^2]^2} - \frac{(z-t)B^2}{2[(B/2)^2+(z-t)^2]^2} +$$

$$- \frac{z(W+B/2)^2}{[(W+B/2)^2+z^2]^2} + \frac{(z-t)(W+B/2)^2}{[(W+B/2)^2+(z-t)^2]^2} +$$

$$- \frac{(z-t)^5[(W+B/2)^2-(B/2)^2] - (z-t)^3[(W+B/2)^4-(B/2)^4]}{\{[(z-t)^2+(B/2)^2][(z-t)^2+(W+B/2)^2]\}} +$$

$$+ \frac{3(z-t)(W+B/2)^2(B/2)^2[(W+B/2)^2-(B/2)^2]}{\{[(z-t)^2+\frac{1}{4}B^2][(z-t)^2+(W+B/2)^2]\}} +$$

$$+ \frac{z^5[(W+B/2)^2-(B/2)^2] - z^3[(W+B/2)^4-(B/2)^4]}{\{[z^2+(B/2)^2][z^2+(W+B/2)^2]\}^2} +$$

$$- \frac{3z(W+B/2)^2(B/2)^2[(W+B/2)^2-(B/2)^2]}{\{[z^2+(B/2)^2][z^2+(W+B/2)^2]\}^2}\Bigg\} \qquad \text{(A4)}$$

Literaturverzeichnis

[1] Y. Martin and H. K. Wickramasinghe, *Appl. Phys. Lett* **50**, 1455 (1987).

[2] J. J. S*á*enz, N. Garcia, P. Grütter, E. Meyer, H. Heinzelmann, R. Wiesendanger, L. Rosenthaler and H.-J. Güntherodt, *J. Appl. Phys.* **62**, 4293 (1987).

[3] R. Allenspach, H. Salemik, A. Bischof and E. Weibel, *Z. Phys. B* **67**, 125 (1987).

[4] P. Grütter, H. J. Mamin, D. Rugar, R. Wiesendanger (Hrsg.) and H.-J. Güntherodt (Hrsg.), *Scanning Tunneling Microscopy II.)*, Springer Verlag, Berlin, (1992).

[5] P. Glijer, E. N. Abarra, H. Kisker and T. Suzuki, *IEEE Trans. Magn.* **32** (5) (1996), 3557.

[6] *Magnetoelektronik, Grundlagenforschung - Zukunftstechnologie?*, Berichtsband des VDI-Technologiezentrums, Physikalische Technologien, Düsseldorf (1998).

[7] Ledermann, S. Schulz and M. Ozaki, *Phys. Rev. Lett.***73**, 1986, (1994).

[8] R. Proksch, T. E. Schaffer, B. M. Moskowitz, E. D. Dahlberg, D. A. Bazylinski and R. B. Frankel, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2582 (1996).

[9] R. B. Proksch, G. D. Skidmore, E.D. Dahlberg, S. Foss, J. J. Schmidt, C. Merton, B. Walsh and M. Dugas, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2599 (1996).

[10] H. J. Hug, B. Stiefel, P. J. A. van Schendel, A. Moser, R. Hofer, S. Martin, H.-J. Güntheroth, S. Portun, L. Abelmann, J. C. Lodder, G. Bochi and R, C. OHandley, *J. Appl. Phys.* **83**, 5609 (1998).

[11] *Verfahren zur Charakterisierung von MFM-Spitzen für quantitative magnetkraftmikroskopische Untersuchungen*
Jens Lohau, Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg (2000).

[12] J. Lohau, S. Kirsch, A. Carl, G. Dumpich and E. F. Wassermann, *J. Appl. Phys. Lett.* **86**, 3410 (1999).

[13] R. O'Barr and S. Schultz, *J. Appl. Phys.* **81**, 5458 (1997).

[14] U. Hartmann, *Adv. Electronics and Electr. Phys.* **47**, 49 (1994).

[15] U. Hartmann, *Physics Letters* **A137**, 475 (1989).

[16] T. Goeddenhenrich, H. Lemke, M. Mück, U. Hartmann and C.Heiden, *Appl. Phys. Lett.* **57** (24), (1990).

[17] L. Kong and S. Y. Chou, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2043 (1997).
L. Kong and S. Y. Chou, *J. Appl. Phys.* **81**, 5026 (1997).

[18] A. Carl, S. Kirsch, J. Lohau, H. Weinforth and E. F. Wassermann, *IEEE Trans. Magn.*, **35**, 5, 3106 (1999).

[19] J. Lohau, S. Kirsch, A. Carl and E. F. Wassermann, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3094, (2000).

[20] J. Lohau, A. Carl, S. Kirsch and E.F. Wassermann, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2020, (2001).

[21] *Quantitative Charakterisierung von MFM-Spitzen mit nanostrukturierten stromdruchflossenen Ringleitern*, Ch. Bürgel, Diplomarbeit, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg (2001).

[22] E. F. Wassermann, Chr. Bürgel, A. Carl and J. Lohau, *J. Magn. Magn. Mater.* **239**, 220 (2002).

[23] *Scanning Force Microscopy*, D.Sarid, Oxford University Press, New York (1991).

[24] Q.Zhong, D. Inniss, K. Kjoller and V. B. Elings, *Surf. Sci. Lett.* **290**, L688 (1993).

[25] *Magnetic and Elektric Force (MFM & EFM) Imaging with SPMs - Phase and Amplitude Detection Techniques*, Digital Instr. Support Note **201**, Rev. B, 3.

[26] W. Demtröder *Experimentalphysik 1 - Mechanik und Wärme*, Springer-Verlag.

[27] D. L. Bradbury, L. Folks and R. Street, *J. Magn. Magn. Mater.* **177-181**, 980 (1998).

[28] O. Wolter, T. Bayer and J. Greschner, *J. Vac. Sci. Technol.* B **9**, 1353 (1991).

[29] Gieck, Technische Formelsammlung, 30. erweiterte Auflage (1995).

[30] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, Walter de Gryuter, Berlin, (1971).

[31] U. Hartmann, T. Göddenhenrich and C. Heiden, *J. Magn. Mater.* **101** 263 (1991).

[32] W. Nolting, ,,Grundkurs Theoretische Physik", Band 3: Elektrodynamik, Vieweg 5. Aufl. (1997).

[33] *Strukturelle und magnetische Eigenschaften nanostrukturierter Systeme*, B. Stahlmecke, Diplomarbeit, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg (2002).

[34] 'Empfindliche E-Beam-Resists', M. Schirmer *et al.* , Firmeninformation Allresist GmbH, Berlin (1993).

[35] B. Hausmanns, laufende Doktorarbeit, Gerhard Mercator Universität Duisburg.

[36] H. Kuchling, *Taschenbuch der Physik*, 16. Auflage (1996).

[37] D. R. Lide (editor), *Handbook of Chemistry and Physics*, 76^{th} edition (1996).

[38] *Magnetic Force Microscopy Probes*, Digital Instruments Support Note **257**, Rev. B, 2 (1999).

[39] A. Carl, J. Lohau, S. Kirsch and E. F. Wassermann, *J. Appl. Phys.* **89**, 6098 (2001).

[40] *Experimentelle Untersuchungen und Simulationen zur Charakterisierung von Spitzen für die Magnetkraftmikroskopie*, L. Lorenz, Diplomarbeit, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg (2001).

[41] *Taschenbuch der Mathematik*, Bronstein, Semendjajew, Musiol und Mühlig, 3. erw. Auflage (1997).

Danksagung

An dieser Stelle bedanke ich mich ganz herzlich bei Herrn Prof. em. Dr. E. F. Wassermann für die interessante Aufgabenstellung und die Förderung meiner Diplomarbeit.

Weiterhin gilt mein besonderer Dank Herrn Priv.-Doz. Dr. Axel Carl für die hervorragende Betreuung, die ständige Diskussionsbereitschaft mit vielen Anregungen und Ergänzungen sowie die kritische Durchsicht des Manuskriptes.

Des weiteren danke ich Herrn Dipl.-Phys. Siegfried Kirsch ausserordentlich für seine Einweisung in die Magnetkraftmikroskopie und seine ständige Hilfsbereitschaft.

Herrn Dipl.-Phys. Thorsten Krenke, mit dem ich freundschaftlich verbunden bin, danke ich besonders für seine Unterstützung und die tolle Zusammenarbeit. *Du weisst, Du bist mir noch'n Kasten Bier schuldig...*

Herrn Dipl.-Ing. Horst Zähres und Herrn Dieter Schädel danke ich für die fundierten technischen Hilfestellungen und die vielen kleinen, schnell durchgeführten Werkstattarbeiten.

Für die Einweisung am Rasterelektronenmikroskop und für schnelle Hilfe beim Lösen technischer Probleme danke ich Herrn Wolfgang Kunze und Herrn Dipl.-Phys. B. Stahlmecke.

Herrn Dipl. Phys. Ing. Michael Vennemann danke ich für seine Unterstützung bei allen Fragen rund um die Datenverarbeitung.

Allen namentlich nicht genannten Mitarbeitern des Labors für Experimentelle Tieftemperatur-Physik danke ich für das stets angenehme Arbeitsklima innerhalb der Arbeitsgruppe.

Ein besonders herzlicher Dank geht an meine Freundin Jessica, für die ich in den letzten Monaten viel zu wenig Zeit hatte.

Ein besonderer Dank geht an meine Eltern, die mich während meines Studiums und während dieser Arbeit finanziell und moralisch unterstützt haben. Allen meinen Verwandten und Freunden, die ich an dieser Stelle nicht namentlich erwähne, sage ich *danke*, dass ich mich immer auf Euch verlassen konnte.

Hiermit bestätige ich, Thomas Kebe, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst habe, Zitate kenntlich gemacht und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Duisburg, den 29.11.2002