

Aufbau und Inbetriebnahme eines Rastersondenmikroskops zur thermischen und magnetischen Charakterisierung nano-strukturierter Systeme

Diplomarbeit

dem Fachbereich Physik
der Universität Duisburg-Essen
vorgelegt von

Sven Stienen

aus Bottrop

Tag der Einreichung: 31.10.2008

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Motivation	5
1.2	Ziel der Arbeit	6
1.3	Übersicht	6
2	Theoretische Grundlagen	8
2.1	Der thermische Nahfeldeffekt	8
2.1.1	Die Wärmediffusionsgleichung	8
2.1.2	Die eindimensionale thermische Welle	10
2.1.3	Die dreidimensionale thermische Welle	16
2.2	Die ferromagnetische Resonanz	20
2.2.1	Die Elektronen-Spin-Resonanz	20
2.2.2	Die Bewegungsgleichung und Resonanzbedingung	22
2.2.3	Anisotropiebeiträge	27
2.2.4	Die Lösung der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung und der Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor	32
3	Experimenteller Aufbau	38
3.1	Das Rasterkraftmikroskop	38
3.1.1	Aufbau	38
3.1.2	Die Betriebsmodi	43
3.1.3	Spitze-Probe-Wechselwirkung	47
3.1.4	Die Spitzen	50
3.2	Der Magnet	56
3.3	Der Resonator für orts aufgelöste Messungen	59
3.3.1	Feldverteilung und Resonanzfrequenz	59
3.3.2	Bestimmung der Güte	62
3.3.3	Der Resonatordeckel und die unmagnetische Spitzenhalterung	63

Inhaltsverzeichnis

3.4	Aufbau der Experimente	65
3.4.1	Thermische Messung mittels thermischen Nahfeldmikroskops . . .	65
3.4.2	Das thermische Nahfeldmikroskop in der FMR	68
4	Auswertung	73
4.1	Thermische Charakterisierung von Nanostrukturen	73
4.1.1	Messung des thermischen Kontaktwiderstandes	73
4.1.2	Beispiel einer orts aufgelösten thermischen Detektion	77
4.1.3	Thermische Messungen an einkristallinen Silberdrähten	79
4.2	Konventionelle und thermische Detektion der FMR	91
4.2.1	Das Probensystem	91
4.2.2	Charakterisierung der Permalloy Streifen	92
4.2.3	Thermische Detektion der FMR	98
5	Zusammenfassung und Ausblick	105
5.1	Zusammenfassung	105
5.2	Ausblick	106

Abstract

In the framework of this diploma thesis a scanning thermal microscope (SThM) with the following components has been designed. To realize the required stability for slow thermal scans in combination with high magnetic fields an AFM (XE-70) is used. This guarantees a lateral stability of 10 nm during a 200 mT variation of the field. For this a specially shaped magnet was developed, which emits only a small stray field towards the microscope. A non magnetic tip holder was also developed. Due to the use of the magnet, the conventional XE-70 had to be modified. Using a modulated constant-current source in combination with a lock-in technique, the sensitivity of the thermal measurements could be improved by a factor of 10 compared to an old SThM setup. With the new setup, a lateral resolution of less than 100 nm is achieved. The new setup of the scanning thermal microscope has proven to characterize thermal and magnetic properties of nanostructured systems. Measurements of local and spatially resolved thermal contact resistances on GaAs are shown and it was established that the contact resistance does not influence the following thermal measurements. Through thermal imaging of a sophisticated gold wire system, an improvement of the geometrical layout for future samples could be attained. The thermal resolution limit of the setup was demonstrated as low as 0,2 mK by a thermal characterizations of single-crystalline silver wire. For the first time a local thermal FMR spectrum was received with a resolution of less than 100 nm on a single permalloy wire. This spectrum was compared to a conventionally detected FMR signal of whole permalloy wire array. In addition, a thermal image of a single permalloy wire was taken during resonance.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit ist ein thermisches Nahfeldmikroskop mit folgenden Komponenten neu entwickelt worden. Als Basis dient ein AFM, der Firma Park Systems (XE-70), welches die notwendige Grundstabilität besitzt, um langsame thermische Messungen in Kombination mit hohen angelegten Magnetfelder zu gewährleisten. Es ist gelungen eine Stabilität von unter 10 nm mit einer Feldvariation von 200 mT bei Verwendung von thermischen Sensoren zu erreichen. Hierzu wurde ein speziell geformter Magnet entwickelt, der ein geringes Streufeld in Richtung des Mikroskops aufweist. Des Weiteren ist eine nicht magnetische Spitzenhalterung konstruiert worden. Das konventionelle

XE-70 musste baulich verändert werden, um zusammen mit dem Magneten verwendet zu werden. Die Empfindlichkeit der thermischen Messungen wurde durch die Verwendung einer modulierbaren Konstantstromquelle in Kombination mit einem Lock-In um einen Faktor 10 gegenüber einem vorherigen Nahfeldmikroskop verbessert [6]. Eine laterale Auflösung von unter 100 nm konnte mittels neu verwendeter thermischer Sensoren erreicht werden.

Es konnte gezeigt werden, dass der neu entwickelte Aufbau des thermischen Nahfeldmikroskops eine thermische und magnetische Charakterisierung von Nanostrukturen ermöglicht. Es wurden Messungen zum lokalen und örtlich aufgelösten thermischen Kontaktwiderstand an GaAs gezeigt und sichergestellt, dass dieser die folgenden thermischen Messungen nicht beeinflusst. Die Untersuchung von mäanderartigen Goldleiterbahnen mittels des Nahfeldmikroskops lieferte Information die zu einer Verbesserung der Geometrie für zukünftige Proben dieser Art führte. Durch die thermische Charakterisierung von einkristallinen Silberleiterbahnen konnte ein thermisches Auflösungsvermögen des Aufbaus von 0,2 mK demonstriert werden. Erstmals wurde an einem Permalloy Streifen lokal mit einer Auflösung von unter 100 nm ein thermisch detektiertes Spektrum der ferromagnetischen Resonanz aufgenommen und mit einem konventionellen FMR-Signal des gesamten Streifensystems verglichen. Des Weiteren konnte eine thermische Abbildung eines Permalloystreifens in Resonanz erstellt werden.

1 Einleitung

1.1 Motivation

Die Bestimmung der magnetischen Eigenschaften von nanostrukturierten metallischen Systemen auf der Basis von 3d-Metallen ist eines der zentralen Forschungsgebiete in der Festkörperphysik. Durch die immer bessere Entwicklung der Strukturierungsmethoden zum Beispiel der Elektronenstrahlolithographie ist es möglich, die Größe der Probenstrukturen weiter zu reduzieren. Daher werden Methoden benötigt, die es ermöglichen magnetische Eigenschaften auch im Mikrometer bzw. Submikrometerbereich zu erforschen. Für homogene Schichtsysteme hat sich die ferromagnetische Resonanz (FMR) als Messmethode zur Bestimmung magnetischer Parameter etabliert, diese Methode eignet sich in ihrer konventionellen Form jedoch nicht, um lateral strukturierte Proben zu untersuchen. Des Weiteren ist die Detektionsempfindlichkeit der konventionellen FMR auf 10^{12} - 10^{14} Spins begrenzt [1].

Schon vor 20 Jahren wurde aus diesem Grunde eine Möglichkeit erarbeitet, um eine laterale Auflösung in der FMR zu erreichen [2, 3]. Dazu wird ein FMR Aufbau mit einem Laser kombiniert, der thermische Anregungen im Probensystem erzeugt. Die Ortsauflösung liegt dabei im Bereich von einem μm und die Detektionsgrenze ist in der gleichen Größenordnung, wie im konventionellen Falle.

Aktuelle Methoden bedienen sich der Weiterentwicklung des Rasterkraftmikroskops [4], dem thermischen Nahfeldmikroskop [5]. In Verbindung mit einem konventionellen FMR-Aufbau, detektiert dieses Mikroskop Änderungen der Probentemperatur, die auf Grund der Mikrowellenabsorption auftreten [6]. Bei dieser Methode ist die Detektion von der Anregung unabhängig. Die laterale Auflösung dieses Mikroskops ist durch die Wahl der thermischen Sensoren bestimmt. Zur Zeit kann eine Ortsauflösung von 30 nm erreicht werden, wobei die Messempfindlichkeit im Bereich von 10^6 Spins liegt [7]. Daher bietet diese Methode eine einzigartige Möglichkeit, die magnetischen Eigenschaften von Nanostrukturen zu erforschen.

1.2 Ziel der Arbeit

In dieser Arbeit werden die Möglichkeiten der Kombination aus thermischer Nahfeldmikroskopie und ferromagnetischer Resonanz, zur Charakterisierung von magnetischen Proben mit Submikrometerauflösung vorgestellt. In diesem Rahmen wurde ein thermisches Nahfeldmikroskop aufgebaut, das eine laterale Stabilität (d.h. keine magnetfeldabhängigen Driften) in einem sich zeitlich ändernden Magnetfeld besitzt. Generell soll die zeitliche Stabilität der Detektion möglichst groß sein, um ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis mittels Lock-In Technik zu erreichen. Dabei wurden im Rahmen des EU-Projektes MIKROTHERM neu entwickelte thermische Sensoren, die mittlerweile kommerziell erhältlich sind verwendet werden, dazu muss eine neue Elektronik entwickelt werden. Mit dem in dieser Arbeit entwickelten experimentellen Aufbau werden orts aufgelöste thermische Messungen an lateralen Strukturen durchgeführt und die zum Verständnis der gemessenen Signale benötigte Theorie diskutiert.

1.3 Übersicht

Anschließend an dieses Einleitungskapitel werden im zweiten Kapitel die theoretischen Grundlagen thematisiert, beginnend mit dem thermischen Nahfeldeffekt, gefolgt von der ferromagnetischen Resonanz und abschließend mit der Betrachtung des Rasterkraftmikroskops.

Während der Vorstellung des thermischen Nahfeldeffektes werden die Eigenschaften der eindimensionalen bzw. dreidimensionalen thermischen Welle diskutiert. Diese werden aus der Lösung der zuvor vorgestellten Wärmediffusionsgleichung hergeleitet. Die Ursachen für das laterale Auflösungsvermögen der thermischen Mikroskopie werden erklärt. Zu Beginn des Abschnittes der ferromagnetischen Resonanz wird die Bewegungsgleichung der Magnetisierung aufgestellt und mit deren Hilfe die allgemeine Resonanzbedingung bestimmt. Es werden verschiedene magnetische Anisotropiebeiträge und deren Einfluss auf die Magnetisierung betrachtet. Schließlich wird durch Lösung der Bewegungsgleichung der Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor eingeführt, wobei gezeigt wird, dass dieser die bestimmende Messgröße für das Signal der ferromagnetischen Resonanz ist.

Kapitel drei beinhaltet den experimentellen Aufbau. Die Funktionsweise und Betriebsmodi eines Rasterkraftmikroskops werden vorgestellt, die verschiedenen Arbeitsbereiche abhängig vom Wechselwirkungspotential werden erläutert. Des Weiteren wird ein

1 Einleitung

Überblick über die verwendeten Detektionsspitzen des Mikroskops gegeben. Es werden sowohl der Magnet, als auch der Resonator und dessen Deckel genauer beschrieben. Darauf folgend ist der Aufbau eines rein thermischen Nahfeldmikroskops beschrieben, der es erlaubt die Proben elektrisch zu heizen. Die Konstruktion, die eine Kombination dieses Mikroskops mit einem konventionellen ferromagnetischen Resonanz Aufbau ermöglicht, wird abschließend dargestellt.

Das vierte Kapitel beinhaltet die ersten Messungen mit diesem neu aufgebauten Experiment. Zu Beginn werden Messungen gezeigt, die die Möglichkeiten und das Auflösungsvermögen des thermischen Aufbaus demonstrieren. Dazu wurden Untersuchungen an einkristallinen Silberdrähten durchgeführt, welche mittels Jouleschen Verlusten erwärmt worden sind. Mit diesen Messungen konnten die Eigenschaften des Nahfeldmikroskops bestimmt werden. Aufbauend auf diesen Erkenntnissen wurde eine ferromagnetische Probe aus Permalloystreifen hergestellt. Diese wurde an einer bereits bestehenden ferromagnetischen Resonanz Anlage charakterisiert, um dann in den neuen Aufbau eingebaut zu werden. Mit diesem wurden sowohl konventionelle als auch thermische Messungen durchgeführt und es konnte gezeigt werden, dass eine thermische Detektion der uniformen Mode möglich ist.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Der thermische Nahfeldeffekt

2.1.1 Die Wärmediffusionsgleichung

Ein wesentliches Element dieser Arbeit ist die Detektion thermischer Signale, bei denen der thermische Nahfeldeffekt ausgenutzt wird. Um ein Verständnis dieses Effektes zu erlangen wird die Wärmediffusionsgleichung gebraucht, mit deren Herleitung sich dieser Abschnitt beschäftigt.

Besteht in einem Körper ein Temperaturgefälle, kommt es zu einem Wärmefluss. Dabei wird Wärmeenergie von warmen in kalte Bereiche transportiert. Wird eine Fläche A betrachtet, durch die in einer bestimmten Zeit t eine Wärmeenergie E_{therm} tritt, ergibt sich daraus der Betrag der Wärmestromdichte [8]:

$$j = \frac{E_{therm}}{A t} \quad (2.1)$$

Die Richtung der Wärmestromdichte wird durch den Temperaturgradienten gegeben:

$$\underline{j}(\underline{r}, t) = -\lambda \nabla T(\underline{r}, t) \quad (2.2)$$

λ ist die Wärmeleitfähigkeit eines Stoffes. Das negative Vorzeichen sorgt dafür, dass der Strom stets die oben erwähnte Richtung hat. Gleichung (2.2) wird Wärmeleitungsgleichung genannt. Damit ist es nun möglich eine zeitliche und ortsabhängige Beschreibung der Temperatur T in einem Körper herzuleiten.

Es wird ein Volumen V betrachtet, das mit seiner Umgebung einen Wärmeaustausch durch seine Oberfläche A hat. Die Wärmestromdichte muss nicht über die gesamte Oberfläche konstant sein. Man kann sich zum Beispiel einen Würfel vorstellen, bei dem auf einer Seite ein positiver Wärmestrom auftritt, also Wärmeenergie in das Volumen aufgenommen wird. An einer anderen Seite ist ein negativer Wärmestrom, der dem Volumen Wärmeenergie entzieht. Es wird die gesamte Oberfläche eines Volumens in kleine Be-

2 Theoretische Grundlagen

reiche aufgeteilt, in denen die Wärmestromdichte näherungsweise konstant ist. Wenn in einem Volumen aus- und einströmende Wärme ungleich sind, ändert sich sein Wärmeinhalt Q und eine Integration über alle Bereiche liefert:

$$\frac{\partial Q(\underline{r}, t)}{\partial t} = \int_S \lambda \nabla T(\underline{r}, t) d\underline{S} \quad (2.3)$$

Mit Hilfe des Gaußschen Satzes wird (2.3) umgeformt, um ein Volumenintegral zu erhalten:

$$\int_S \lambda \nabla T(\underline{r}, t) d\underline{S} = \int_V \lambda \Delta T(\underline{r}, t) dV \quad (2.4)$$

Wobei Δ den Laplace Operator darstellt. Des Weiteren gilt für die linke Seite der Gleichung (2.3):

$$\partial Q(\underline{r}, t) = c m \partial T(\underline{r}, t) \text{ mit } m = \rho dV \quad (2.5)$$

Bei Festkörpern können die spezifischen Wärmekapazitäten für konstanten Druck c_P und konstantes Volumen c_V als identisch angesehen werden [9]. Daher wird für die spezifische Wärmekapazität nur c geschrieben. m ist die Masse des Volumenelementes dV und ρ die Dichte. Daraus folgt :

$$\frac{\partial Q(\underline{r}, t)}{\partial t} = \int_V \frac{\partial T(\underline{r}, t)}{\partial t} c \rho dV \quad (2.6)$$

Es wird die Gleichung (2.6) und (2.4) in (2.3) eingesetzt und integriert. Das Resultat ist die Wärmediffusionsgleichung, jedoch ohne Berücksichtigung von Wärmequellen bzw. Wärmesenken:

$$\frac{\partial T(\underline{r}, t)}{\partial t} = \alpha \Delta T(\underline{r}, t) \text{ mit } \alpha = \frac{\lambda}{c \rho} \quad (2.7)$$

α ist der Temperatur-Leitwert. Er bestimmt die Zeit, die zum Temperatúrausgleich von zwei unterschiedlich warmen Bereichen benötigt wird.

In dieser Arbeit werden Systeme mit integrierten Wärmequellen und -senken betrachtet. Um diese in Gleichung (2.7) zu berücksichtigen, wird ein weiterer Term hinzugefügt. Dieser Term muss einer Leistungsdichte W entsprechen, das heißt, er gibt die zugeführte thermische Energie pro Volumen und Zeiteinheit an. Damit ergibt sich die allgemeine Form der Wärmediffusionsgleichung:

$$\frac{\partial T(\underline{r}, t)}{\partial t} = \alpha \Delta T(\underline{r}, t) + \frac{W(\underline{r}, t)}{c \rho} \quad (2.8)$$

Mit Gleichung (2.8) steht nun eine Formel zur Verfügung, die den Temperaturverlauf in einem Körper zeit- und ortsabhängig beschreibt. Diese Gleichung wird im Folgenden

benötigt, um das Verhalten einer thermischen Welle zu charakterisieren bzw. aus den Lösungen dieser Gleichung folgt erst das Vorhandensein thermischer Wellen. Daher wird in den nächsten beiden Abschnitten die Lösung im eindimensionalen bzw. dreidimensionalen Fall behandelt.

2.1.2 Die eindimensionale thermische Welle

Damit eine thermische Welle auf eine Dimension beschränkt wird, stellt man sich einen halb unendlichen, homogenen Festkörper vor, welcher an einen Gasraum grenzt. Die Heizquelle ist eine sehr dünne Schicht auf der Oberfläche des Festkörpers. Des Weiteren soll es eine homogene Heizleistung über die gesamte Fläche geben (Abbildung. 2.1). Damit wird das System soweit eingeschränkt, dass nur ein Temperaturfeld in Abhängigkeit der x -Koordinate entsteht. Im Folgenden wird der Fall der eindimensionalen thermischen Welle zur Veranschaulichung der Vorgehensweise beschrieben. Der realistischere Fall der dreidimensionalen Welle wird im Anschluss auf diesen zurückgeführt.

Die Wärmequelle sei durch eine Joulesche Heizung realisiert, die mit einer Frequenz f , cosinusförmig moduliert werden soll. So ergibt sich für die Leistungsdichte W :

$$W(x, t) = W(x)\cos(\omega t) \quad (2.9)$$

Die Größe $W(x)$ gibt die Ausdehnung der Wärmequelle in der einzig freien Ortsvariablen x an. Für die geforderte Oberflächenheizung lässt sich das durch eine Exponentialfunktion realisieren. Diese beinhaltet die Konstante β , wobei $\beta \rightarrow \infty$ gewählt wird. Außerdem

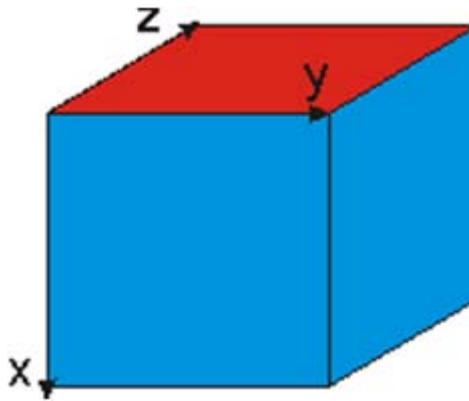


Abbildung 2.1: Modellsystem zur Beschreibung der eindimensionalen thermischen Welle. Das Koordinatensystem ist so gewählt, dass die Temperatur einzig von x abhängt. Die rote Schicht stellt die Heizquelle auf der Oberfläche des blauen Volumens dar.

2 Theoretische Grundlagen

wird in eine komplexe Schreibweise der Winkelfunktion gewechselt, um die Lösung einfacher zu gestalten:

$$W(x, t) = W_0 e^{-\beta x} e^{-i\omega t} \quad (2.10)$$

Gleichung (2.10) wird in Gleichung (2.8) eingesetzt, liefert die zu lösende Differentialgleichung für den Festkörper:

$$\frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \alpha \frac{\partial}{\partial x} T(x, t) + \frac{W_0 e^{-\beta x} e^{-i\omega t}}{c \rho} \quad (2.11)$$

Man wählt für die Lösung einen Separationsansatz. Das heißt $T(x, t)$ wird in einen stationären und einen zeitabhängigen Teil aufgespalten. Dies lässt sich am Beispiel eines Drahtes verdeutlichen, an dem eine Wechselspannung anliegt. Dabei erreicht dieser eine gewisse stationäre Temperatur. Durch die Wechselspannung, gibt es allerdings keinen konstanten Stromfluss und somit auch keine konstante Heizleistung. Zum stationären Teil der Temperatur wird, auf Grund der modulierten Heizleistung noch ein zeitabhängiger Teil addiert $T(x, t) = T_{stat}(x) + T_{zeit}(x, t)$.

Im Weiteren wird nur der zeitabhängige Teil betrachtet. Die allgemeine Lösung einer Differentialgleichung setzt sich aus der Lösung des homogenen Falls und einer speziellen Lösung des inhomogenen Falls zusammen. Für den homogenen Fall gilt:

$$\frac{\partial T(x, t)}{\partial t} - \alpha \frac{\partial}{\partial x} T(x, t) = 0 \quad (2.12)$$

Die wohl bekannte Lösung für diese Gleichung ist eine ein- bzw. auslaufende Welle:

$$T_{homo}(x, t) = (Ae^{\sigma x} + Be^{-\sigma x}) \cdot e^{i\omega t} \quad (2.13)$$

Dies ist ebenfalls die allgemeine Lösung für den Gasraum, da sich dort keine Wärmequelle befindet. Im Prinzip werden zwei verschiedene Systeme (Abbildung 2.2) betrachtet, der Festkörper und der Gasraum, die nur an ihrem Übergang stetig sein müssen. Die spezielle Lösung der inhomogenen Gleichung hat folgende Form und führt zur allgemeinen Lösung im Festkörper, in dem man (2.13) und (2.14) addiert:

$$T_{inhomo}(x, t) = Ce^{-\beta x} e^{i\omega t} \quad (2.14)$$

So lauten die Lösungen für den Festkörper bzw. Gasraum wie folgt. Der Index s wird für Größen des Festkörpers benutzt, während g für die des Gasraumes verwendet werden:

2 Theoretische Grundlagen

$$\begin{aligned} T_g(x, t) &= (A_g e^{\sigma_g x} + B_g e^{-\sigma_g x}) \cdot e^{i\omega t} \\ T_s(x, t) &= (A_s e^{\sigma_s x} + B_s e^{-\sigma_s x} + C_s e^{-\beta x}) \cdot e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Es sind einige Unbekannte in den Gleichungen, die noch bestimmt werden müssen. Dazu setzt man die Lösungen in die jeweiligen Differentialgleichungen ein bzw. nutzt Randbedingungen aus. Aus der homogenen Gleichung (2.12) mit entsprechender Lösung (2.13) erhält man:

$$\sigma_{s,g} = (1 + i) \sqrt{\frac{\pi f}{\alpha_{s,g}}} \quad (2.16)$$

Die inhomogene Gleichung (2.11) liefert mit Hilfe von (2.15):

$$C_s = -\frac{W_0}{c_s \rho_s \beta \alpha_s} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{\sigma_s^2}{\beta_s^2}\right)} \quad (2.17)$$

Insgesamt gibt es vier Randbedingungen, deren Einfluss auf die unbekannten Größen im Folgenden erläutert wird.



Abbildung 2.2: Die Systeme Gasraum / Festkörper und die Wahl der jeweiligen x Koordinate

1. Die Oszillation verschwindet an der Grenze des Gasraumes:

$$T_g(x_g = 0, t) = 0 \Rightarrow A_g = -B_g$$

2 Theoretische Grundlagen

2. Die Oszillation verschwindet an der Grenze des Festkörpers:

$$T_s(x_s = L_s \rightarrow \infty, t) = 0 \Rightarrow A_s = 0$$

3. Die Oszillation ist am Übergang Gasraum / Festkörper stetig:

$$T_g(x_g = L_g, t) = T_s(x_s = 0, t) \Rightarrow A_g = B_s e^{-\sigma_g L_g} + C_s e^{\sigma_g L_g}$$

4. Der Wärmestrom ist am Übergang Gasraum / Festkörper stetig:

$$\frac{\partial T_g(L_g, t)}{\partial x} = \frac{\partial T_s(0, t)}{\partial x} \Rightarrow B_s = -C_s \frac{\beta}{\sigma_s} \cdot \frac{1 + q \frac{\sigma_s}{\beta}}{1 + q} \text{ mit } q = \frac{\sqrt{\lambda_g c_g \rho_g}}{\sqrt{\lambda_s c_s \rho_s}}$$

Damit sind die Voraussetzungen erfüllt, um alle unbekannten Größen aus Gleichung (2.15) zu eliminieren. Das Einsetzen dieser Randbedingungen wandelt die allgemeine Lösung in die Form:

$$T_s(x, t) = \frac{W_0}{\lambda_s \sigma_s \left(1 - \frac{\sigma_s^2}{\beta_s^2}\right)} \left(\frac{1 + q \frac{\sigma_s}{\beta}}{1 + q} \cdot e^{-\sigma_s x} - \frac{\sigma_s}{\beta} \cdot e^{-\beta x} \right) e^{i\omega t} \quad (2.18)$$

Um diese Gleichung zu vereinfachen bzw. um physikalische Aussagen über die thermische Welle machen zu können, muss eine Näherung angenommen werden. Es soll gelten $q \ll 1$. Dies ist erfüllt, da sowohl die Wärmeleitfähigkeit λ als auch die Dichte ρ von Gasen sehr viel kleiner ist als die eines Festkörpers. Als Beispiel wurde von einem Festkörper aus Silber ausgegangen, der an einen Gasraum aus Luft grenzt. In diesem Falle findet sich $q \approx 1,7 \cdot 10^{-4}$ [8]. Man erinnere sich nochmals an das oben beschriebene System einer sehr dünnen Oberflächenheizung. $\beta \rightarrow \infty$ gewährleistet, dass nur in der Schicht bei $x \rightarrow 0$ Wärme produziert wird. Als Konsequenz für Gleichung (2.18) folgt $\sigma_s/\beta \rightarrow 0$. Mit einsetzen des σ_s erhält man:

$$T_s(x, t) = \frac{W_0}{\lambda_s (1 + i) \sqrt{\frac{\pi f}{\alpha_s}}} \cdot \exp \left(-\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha_s}} \cdot x \right) \exp \left(-i \left(\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha_s}} \cdot x - \omega t \right) \right) \quad (2.19)$$

2 Theoretische Grundlagen

Da es sich um eine experimentell messbare Temperatur handelt, wird nur der Realteil der Gleichung betrachtet. Nach Zerlegung der Exponentialfunktion in $\cos$ und $\sin$ und Anwendung des Additionstheorems $\cos(x - y) = \cos(x)\cos(y) + \sin(x)\sin(y)$, ergibt sich schließlich die endgültige Form:

$$T_s(x, t) = \frac{W_0}{\sqrt{\lambda_s c_s \rho_s} \cdot \sqrt{\omega}} \cdot \exp\left(-\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha_s}} \cdot x\right) \cos\left(-\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha_s}} x + \omega t - \frac{\pi}{4}\right) \quad (2.20)$$

Über die Temperaturoszillation in einem halb unendlichen Festkörper mit periodischer Oberflächenheizung kann auf Grund der Formel gesagt werden, dass es sich um eine gedämpfte und tiefenabhängig phasenverschobene Welle handelt, welche nachfolgende Charakteristik besitzt:

- Dämpfung

Die Eindringtiefe x bei der die Amplitude der Welle auf $1/e$ abgefallen ist:

$$x = \sqrt{\frac{\alpha_s}{\pi f}} = \sqrt{\frac{\lambda_s}{\pi f \cdot c_s \rho_s}} \sim \frac{1}{\sqrt{f}}$$

Hierbei wird diese Eindringtiefe mit μ bezeichnet und Diffusionslänge genannt. In Tabelle 2.1 sind für verschiedene Stoffe Diffusionslängen und deren Berechnungsparameter aufgelistet, um eine Vorstellung der jeweiligen Größenordnung zu vermitteln.

	Fe	Ag	GaAs	Ni	Si
Dichte $\rho \left[\frac{kg}{m^3}\right]$	7860	10500	5320	8900	2330
Wärmeleitfähigkeit $\lambda \left[\frac{W}{K \cdot m}\right]$	80	429	46	90,7	148
Wärmekapazität $c \left[\frac{J}{K \cdot kg}\right]$	452	235	350	440	700
μ für 10 Hz $[\mu m]$	847	2350	887	859	1699
μ für 10 kHz $[\mu m]$	26,8	74,4	28	27,1	53,2
μ für 1 MHz $[\mu m]$	2,68	7,44	2,8	2,71	5,32

Tabelle 2.1: Thermische Diffusionslängen für drei verschiedene Frequenzen und die dazu gehörigen Berechnungsparameter. [10, 11]

- Amplitude

Da ein Dämpfungsterm vorhanden ist, hat die Oszillation die größte Amplitude an der Oberfläche:

$$x = 0 \Rightarrow T_{max} \sim \frac{1}{\sqrt{f}}$$

- Wellenlänge

Die Wellenzahl bzw. Wellenlänge der Oszillation ist:

$$k = \sqrt{\frac{\pi f}{\alpha_s}} \text{ mit } \lambda = \frac{2\pi}{k} \Rightarrow \lambda \sim \frac{1}{\sqrt{f}}$$

- Wärmeeindringkoeffizient

Als Wärmeeindringkoeffizient wird $\sqrt{\lambda_s c_s \rho_s}$ bezeichnet. Kleine Wärmeeindringkoeffizienten bewirken eine große Amplitude der Oszillation. In der Regel haben Isolatoren kleine Koeffizienten. Im Gegensatz dazu ist bei metallischen Leitern dieser Koeffizient und damit die Oszillation groß.

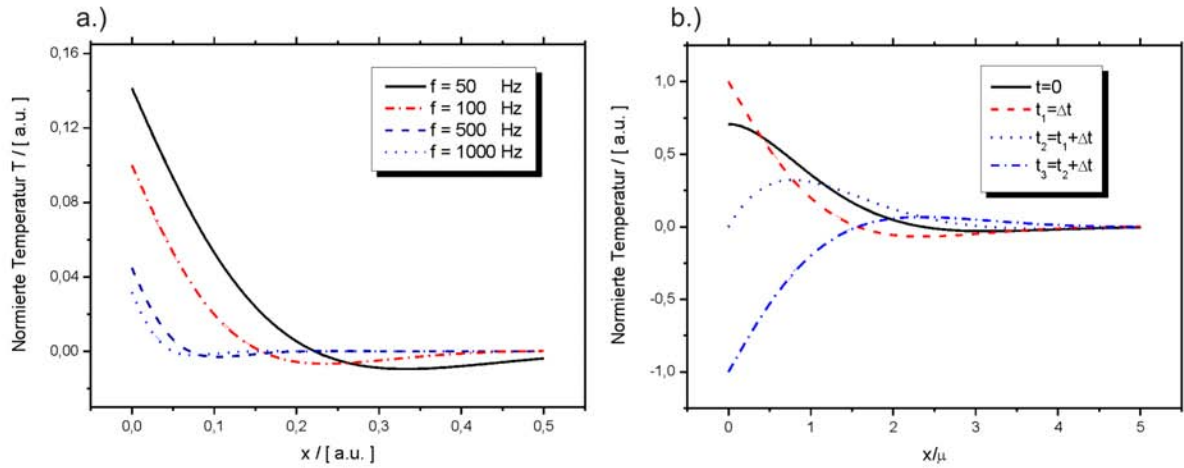


Abbildung 2.3: a.) Temperaturverlauf innerhalb eines Festkörpers für verschiedene Modulationsfrequenzen b.) zeitliche Oszillation der Temperatur in einem Festkörper

Mittels Origin wurden Berechnungen zur eindimensionalen thermischen Welle durchgeführt, um einen Eindruck über den örtlichen und zeitlichen Verlauf zu bekommen (Abbildung. 2.3). Dabei geht man von einer normierten Temperatur aus, das heißt, T wird durch die maximale Temperatur geteilt und hat deshalb maximal den Wert eins. Im Diagramm 2.3 a.) ist das örtliche Verhalten der thermischen Welle bei unterschiedlichen Frequenzen zu sehen. Die Zeit wurde bei den Berechnungen festgehalten ($t = 0$), so dass die Grafik eine Momentaufnahme darstellt. Deutlich zu erkennen sind die unterschiedlichen Eindringtiefen, die mit steigender Frequenz abnehmen. Zusätzlich ist die Abnahme der maximalen Amplitude zu sehen. Explizit kann aus dieser Charakteristik für thermischen Messungen geschlossen werden: Je kleiner die Heizmodulationsfrequenz gewählt wird, desto größer ist das detektierte thermische Signal. Jedoch wird die laterale Information auf Grund der steigenden Diffusionslänge im Gegensatz zur positiven Signalverstärkung schlechter. Im Diagramm 2.3 b.) ist eine thermische Welle einer bestimmten Frequenz f zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Da eine örtliche Auftragung über die Diffusionslänge gewählt wurde, kann eine beliebige Frequenz angenommen werden. Auffällig ist, dass es scheinbar eine negative Temperatur gibt. Hier wird jedoch nur der zeitabhängige Teil der Temperatur betrachtet. Die negative Temperatur lässt sich als der Teil der Temperaturoszillation verstehen, der vom stationären Teil abgezogen wird, welcher allerdings größer als der oszillierende Anteil ist und somit insgesamt eine positive Temperatur resultiert.

2.1.3 Die dreidimensionale thermische Welle

In diesem Abschnitt wird ein System behandelt, in dem die Heizquelle nicht eine halb unendliche Schicht ist, sondern eine räumliche Begrenzung aufweist. Da die Heizleistung nicht homogen über die Quelle verteilt sein muss, es können örtliche Schwankungen angenommen werden. Allerdings soll, analog zur eindimensionalen thermischen Welle, ein halb unendlicher Festkörper betrachtet werden, auf dessen Oberfläche sich die Heizung befindet und der an einen Gasraum grenzt. Die Heizung ist nun auch eine Funktion von y und z , $W(x, t) \Rightarrow W(x, y, z, t)$. Als Beispiel dient eine kreisförmige Heizfläche mit dem Radius R . Mit den Ergebnissen aus Abschnitt 2.1.2 kann nun gefolgert werden:

$$W(x, y, z, t) = W(x, y, z) \cdot e^{i\omega t} \Rightarrow T(x, y, z, t) = T(x, y, z) \cdot e^{i\omega t} \quad (2.21)$$

2 Theoretische Grundlagen

Gleichung (2.21) wird in die Wärmediffusionsgleichung (2.8) eingesetzt und die zeitliche Ableitung gebildet:

$$\eta^2 T(x, y, z) = \Delta T(x, y, z) + \frac{W(x, y, z)}{\lambda_s} \text{ mit } \eta^2 = \frac{i\omega}{\alpha} \quad (2.22)$$

Um diese dreidimensionale Differentialgleichung zu lösen, wird eine zweidimensionale Fouriertransformation verwendet. Diese reduziert die Gleichung auf ein eindimensionales Problem. Die Transformation muss sowohl auf T und W , als auch auf alle Randbedingungen angewandt werden. Das eindimensionale Problem lässt sich, wie bereits im vorherigen Abschnitt gezeigt, analytisch lösen. Jedoch ist die Rücktransformation der Lösung analytisch in der Regel nicht möglich und muss numerisch berechnet werden. An dieser Stelle wird nur die Transformation und die daraus resultierende Lösung für die thermische Welle gezeigt. Die Fouriertransformation bzw. Rücktransformation für die Temperatur lautet:

$$\begin{aligned} T'(x, u, v) &= \iint_{-\infty}^{+\infty} T(x, y, z) \cdot e^{-2i\pi(uy+vz)} dy dz \\ T(x, y, z) &= \iint_{-\infty}^{+\infty} T'(x, u, v) \cdot e^{2i\pi(uy+vz)} du dv \end{aligned} \quad (2.23)$$

Entsprechend wird W transformiert und es ergibt sich:

$$\xi^2 T'(x, u, v) = \frac{\partial^2}{\partial x^2} T'(x, u, v) + \frac{W'(x, u, v)}{\lambda_s} \text{ mit } \xi^2 = -4\pi^2 (u^2 + v^2) - \frac{i\omega}{\alpha} \quad (2.24)$$

Die thermische Diffusionslänge wurde für dieses Problem numerisch bestimmt, wie in [12] gezeigt ist. Dabei wird von einem Festkörper aus GaAs ausgegangen, der mit einer Modulationsfrequenz von $f = 5 \text{ kHz}$ geheizt wird. In Abbildung (2.4) beschreibt μ_{Ebene} die radiale Diffusionslänge entlang der Festkörperoberfläche. Die vertikale Diffusionslänge μ_x gibt analog die Eindringtiefe in den Festkörper an. Beide Kurven zeigen den Verlauf der Diffusionslängen über den Radius der Wärmequelle. Zu erkennen ist, dass die radiale Diffusionslänge linear mit dem Radius ansteigt. Wohingegen die vertikale Diffusionslänge einen Sättigungswert erreicht, der genau der eindimensionalen Diffusionslänge entspricht. Des Weiteren ist für den Bereich, in dem die Heizquelle deutlich kleiner ist als die eindimensionale Diffusionslänge $\mu_x \sim \mu_{Ebene}$.

2 Theoretische Grundlagen

Das bedeutet, dass sich die thermische Welle näherungsweise wie eine Kugelwelle ausbreitet. Es liegt daher nahe für diesen speziellen Fall das ganze System in Kugelkoordinaten zu transformieren. Nur mit diesen Voraussetzungen lässt sich eine analytische Lösung des dreidimensionalen Problems finden [12]:

$$T_s(\underline{r}, t) = \frac{W_0}{\lambda_s \left(1 + \frac{R}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{\frac{i\omega}{\lambda_s}}\right)} \frac{R^2}{2 \left(r + \frac{R}{\sqrt{2}}\right)} \cdot \exp \left(-\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha_s}} \cdot r \right) \exp \left(-i \left(\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha_s}} \cdot r - \omega t \right) \right) \quad (2.25)$$

Hierbei ist r der Abstand von der Wärmequelle. Die Kreise in Abbildung (2.4) sind nach Gleichung (2.25) berechnete thermische Diffusionslängen der Kugelwelle. Für genügend kleine Heizquellen $R < \mu$ liefert diese Gleichung eine adäquate Beschreibung des Systems. Verglichen mit der Gleichung (2.20) ist außer dem exponentiellen Dämpfungsterm noch ein weiterer Dämpfungsbeitrag vorhanden $1/r + \frac{R}{\sqrt{2}}$. Wird r sehr klein gewählt, das heißt klein gegenüber der eindimensionalen Diffusionslänge, strebt der exponentielle Dämpfungsterm gegen eins. Daher beherrscht der zweite Dämpfungsbeitrag die Charakteristik der thermischen Welle. Mithin hängt diese von der im Beitrag enthaltenen Größe

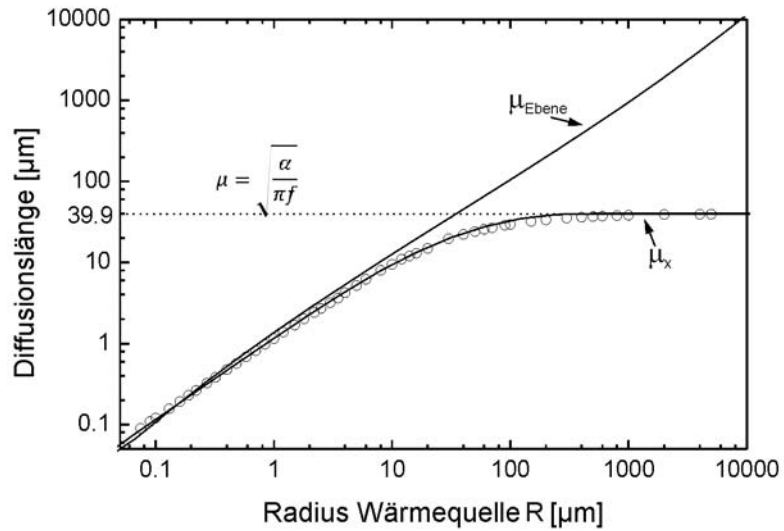


Abbildung 2.4: Die durchgezogenen Linien sind die Abhängigkeiten der radialen und vertikalen Diffusionslänge vom Radius der Heizquelle. Die Kreise sind berechnete Diffusionslängen nach Gleichung 2.25

der Heizquelle R ab. Nur dieser Umstand macht die thermische Mikroskopie möglich, denn die dreidimensionale Diffusionslänge entspricht in etwa der Größe der Heizquelle. So ist es möglich, kleine Heizquellen zu detektieren, die sich im Nanometerbereich befinden. Dieses Phänomen wird thermischer Nahfeldeffekt genannt. Zur Veranschaulichung der Abhängigkeit der verschiedenen Dämpfungsbeiträge vom Abstand der Heizquelle sind beide in Abbildung (2.5) dargestellt. Dabei geht man vom gegebenen System aus und nimmt eine Heizquelle mit $R = 1\,\mu\text{m}$ an.

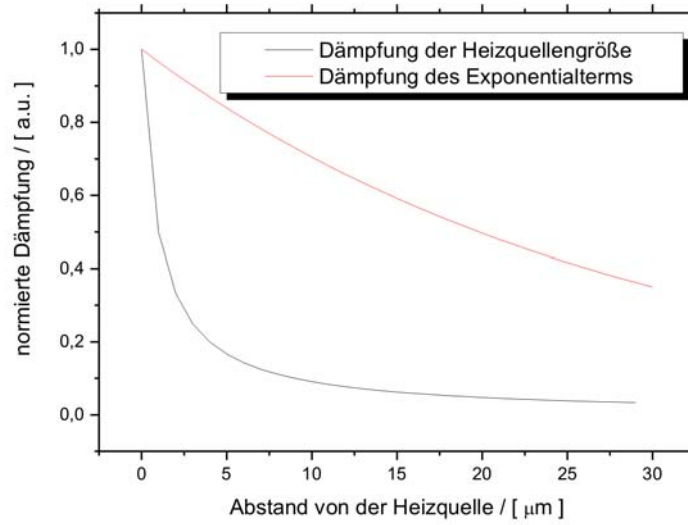


Abbildung 2.5: Beide Dämpfungsterme über den Heizquellenabstand aufgetragen. Die Dämpfung auf Grund der Heizquellengröße dominiert.

2.2 Die ferromagnetische Resonanz

2.2.1 Die Elektronen-Spin-Resonanz

In diesem Abschnitt soll ein Überblick über die Elektronen-Spin-Resonanz (ESR) gegeben werden, um im Weiteren den Spezialfall der ferromagnetischen Resonanz (FMR) zu betrachten. Zunächst wird ein paramagnetischer Festkörper angenommen, bei dem keine Wechselwirkung zwischen den identischen Atomen besteht. Jedes dieser Atome hat ein magnetisches Moment $\underline{\mu}$ [9]:

$$\underline{\mu} = -g\mu_B \underline{J} \quad \text{mit} \quad \mu_B = \frac{e\hbar}{2m} \quad (2.26)$$

g ist der Landé-Faktor, welcher für reinen Spinmagnetismus $2,0023 \approx 2$ bzw. für reinen Bahnmagnetismus 1 ist. μ_B ist das Bohrsche Magneton. $\underline{J}$ ist der Gesamtdrehimpuls eines Atoms und definiert als die Summe aus Bahndrehimpuls $\underline{L}$ und Spin $\underline{S}$. In einem äußeren statischen Magnetfeld spalten magnetisch entartete Energieniveaus auf. Dabei entstehen, wie durch den Zeemann Effekt beschrieben, $2J + 1$ äquidistante Niveaus mit den Energien $E_{m_j} = m_j g \mu_B B$. Hierbei ist m_j die Magnetquantenzahl und kann Werte von $-J \dots 0 \dots +J$ annehmen. Für einen einzelnen Spin ohne Bahndrehimpuls (das heißt $\underline{L} = 0$) gilt $m_j = \pm \frac{1}{2}$. Daraus folgt eine Aufspaltungsenergie von:

$$E_{\frac{1}{2}} - E_{-\frac{1}{2}} = 2g\mu_B B \quad (2.27)$$

Bei Einstrahlung einer elektromagnetischen Welle, deren Magnetfeldkomponente senkrecht zum äußeren Feld steht, kann ein magnetischer Dipolübergang zwischen den beiden Niveaus angeregt werden. Dafür muss die Energie der eingestrahlten Welle exakt der Differenz der Niveaus entsprechen. In diesem Zustand befindet sich das System in Resonanz, da genau dann die elektromagnetische Welle Energie in das betrachtete System einkoppelt (siehe Abbildung 2.6):

$$hf = g\mu_B B \quad \Rightarrow \quad \omega = \frac{g\mu_B B}{\hbar} \quad (2.28)$$

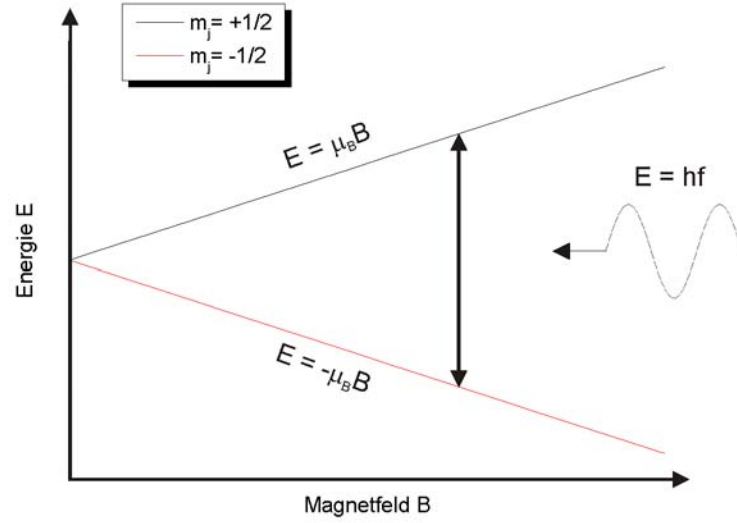


Abbildung 2.6: Aufspaltung eines entarteten Niveaus

Typischerweise wird $\frac{g\mu_B}{\hbar}$ als γ geschrieben und gyromagnetisches Verhältnis genannt, daraus folgt:

$$\omega = \gamma B \quad (2.29)$$

Dies ist die Resonanzbedingung für ein paramagnetisches System. Zwei Experimente sind möglich, um in Resonanz zu gelangen. Es kann entweder das Magnetfeld oder die Frequenz variiert werden, während die jeweils andere Größe konstant gehalten wird. Da in der Regel ein Resonator Verwendung findet, der eine, durch seine Bauart vorgegebene Resonanzfrequenz hat, ist ein variables, homogenes Magnetfeld erforderlich.

Die Heisenbergsche Energie-Zeit-Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t = \hbar$ hat zur Folge, dass der Resonanzübergang keine scharfe Energie aufweist. Angeregte Energiezustände (Spin antiparallel zum äußeren Feld) haben die Möglichkeit einer Relaxation in den energetisch günstigeren Grundzustand (Spin parallel zum äußeren Feld). Daher kann eine Lebensdauer Δt für den angeregten Zustand bestimmt werden und somit auch eine Frequenzunschärfe:

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi\Delta t} \quad (2.30)$$

Bei konstanter Frequenz bedeutet dies für das Magnetfeld eine Unschärfe bzw. Resonanzfeldbreite von:

$$\Delta B = \frac{\partial B}{\partial f} \Delta f \quad (2.31)$$

Als Resonanzlinienbreite bezeichnet man im Weiteren immer die Breite des halben Maximalwertes (full width, half max) des Resonanzpeaks.

2.2.2 Die Bewegungsgleichung und Resonanzbedingung

2.2.2.1 Die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung

In einem ferromagnetischen Festkörper existieren unkompensierte magnetische Momente, die sich unterhalb der Curie-Temperatur spontan parallel ausrichten. Diese Ausrichtung wird durch die Austauschwechselwirkung beschrieben. Der Hamiltonoperator für den Austausch in Heisenbergform lautet [13]:

$$\hat{\mathcal{H}}_{Heisenberg} = -2 \sum_{i \neq j} J_{ij} \cdot \underline{S}_i \cdot \underline{S}_j \quad (2.32)$$

Hierbei wird mit J_{ij} die Austauschkoppelungskonstante zwischen dem i -ten und dem j -ten Spin bezeichnet. Das Vorzeichen dieser Konstante bestimmt die Art der Kopplung: $J_{ij} < 0 \Rightarrow$ antiferromagnetische Kopplung bzw. $J_{ij} > 0 \Rightarrow$ ferromagnetische Kopplung. Auf Grund dieser Kopplung der Spins ist es nun nicht mehr möglich einzelne Spins in einen angeregten Zustand zu versetzen. Wird das Spinsystem nun einer elektromagnetischen Welle ausgesetzt, muss eine kollektive Anregung aller Spins erfolgen. Daher kann das Spinsystem mittels eines klassischen Makrospins beschrieben werden [14]. Dieser Makrospin ist äquivalent zur Magnetisierung $\underline{M}$ des Systems, deren Bewegungsgleichung sich durch die Landau-Lifshitz-Gleichung darstellen lässt [15]:

$$\frac{d\underline{M}}{dt} = -\gamma (\underline{M} \times \underline{B}_{eff}) \quad (2.33)$$

In Gleichung (2.33) findet sich ein effektives Magnetfeld $\underline{B}_{eff}$, das aus verschiedenen Anteilen zusammen gesetzt ist:

$$\underline{B}_{eff} = \underline{B}_{ext} + \underline{B}_{int} \quad (2.34)$$

$\underline{B}_{ext}$ ist ein von außen angelegtes Magnetfeld. $\underline{B}_{int}$ ist ein internes Magnetfeld, das aus Anisotropiefeldern besteht, die im Abschnitt 2.2.3 eingeführt werden. Im Weiteren wird von einem gesättigtem System ausgegangen, das heißt alle magnetischen Momente sind in Richtung des effektiven Feldes ausgerichtet. Eine elektromagnetische Welle bewirkt einen zusätzlichen Beitrag zum effektiven Feld $\underline{B}_{eff} = \underline{B}_{ext} + \underline{B}_{int} + \underline{b}_{hf}$. Bei senkrechter Orientierung des magnetischen Anteils der Welle zum effektiven Feld, erfährt die Magne-

tisierung eine Auslenkung aus der Gleichgewichtslage. Daher wirkt ein Drehmoment auf die Magnetisierung, welches zu einer Präzession der selben um das effektive Feld führt. Eine wichtige Voraussetzung ist die Homogenität der Welle über das gesamte System, damit an jeder Stelle des Systems die gleichen Bedingungen herrschen. Die Eindringtiefe ist für halbleitende Materialien im Bereich $\approx 1\text{ nm}$, für nicht ferromagnetische, metallische Schichten im Bereich $\approx 1\text{ }\mu\text{m}$ [9]. Bei ferromagnetischen Stoffen ist die Eindringtiefe auf Grund des Austauschleitfähigkeitseffektes (exchange conductivity effect) bedeutend geringer [16]. Für Eisenschichten liegt sie bei 60 nm [17]. Da in dieser Arbeit eine maximale Schichtdicke von 40 nm verwendet wurde, kann die Welle als annähernd homogen angesehen werden.

Die bisherige Betrachtung und daraus resultierend Gleichung (2.33), geht von einer ungedämpften Präzession aus. In einem Ferromagneten wird durch Wechselwirkung der Spins untereinander (Magnon-Magnon-Wechselwirkung) bzw. durch Wechselwirkung der Spins mit dem Kristallgitter (Magnon-Phonon-Wechselwirkung) Energie dissipiert. Dies führt zu einem Dämpfungsterm, dessen Form durch geometrische Überlegungen gefolgert (siehe Abbildung. 2.7) werden kann. Die Magnetisierung muss nach endlicher Zeit wieder parallel zum effektiven Magnetfeld stehen, dies gibt die Richtung des Dämpfungsterms vor. Des Weiteren bleibt der Betrag der Magnetisierung erhalten. Damit hat der von Landau und Lifshitz gefundene Dämpfungsterm die Form [15]:

$$\underline{R} = -\frac{\lambda}{M^2} \cdot \underline{M} \times (\underline{M} \times \underline{B}_{eff}) \quad (2.35)$$

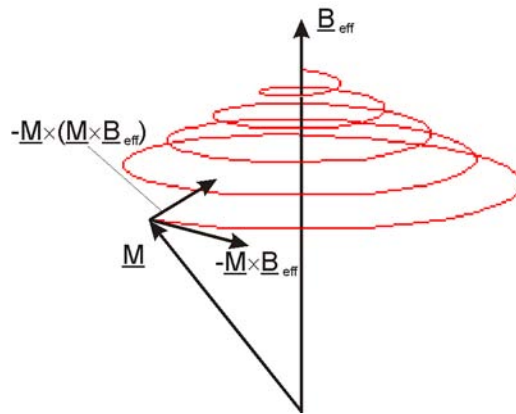


Abbildung 2.7: Trajektorie der Präzessionsbewegung.

Mit λ als Relaxationsfrequenz. Allerdings wurde diese Form noch von Gilbert modifiziert, da Gleichung (2.35) im Falle einer starken Dämpfung das System nicht korrekt beschreibt. Dazu wurde ein dimensionsloser Dämpfungsparameter $\alpha = \frac{\lambda}{\gamma M}$ eingeführt. Nach mathematischen Umformungen von Gleichung (2.35) und der Annahme, dass Terme mit der Ordnung α^2 nicht berücksichtigt werden müssen, erhält man den Gilbert Dämpfungsterm:

$$\underline{R} = \frac{\alpha}{M} \left(\underline{M} \times \frac{d\underline{M}}{dt} \right) \quad (2.36)$$

Es lässt sich zeigen, dass für $\alpha \ll 1$ die Gilbertdämpfung in die Landau-Lifshitz-Dämpfung übergeht. Für die Bewegungsgleichung führt dies durch Kombination von (2.33) und (2.36) zum folgenden Ausdruck, der Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung (LLG) genannt wird:

$$\frac{d\underline{M}}{dt} = -\gamma (\underline{M} \times \underline{B}_{eff}) + \frac{\alpha}{M} \left(\underline{M} \times \frac{d\underline{M}}{dt} \right) \quad (2.37)$$

2.2.2.2 Allgemeine Resonanzbedingung

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, handelt es sich bei der Bewegung der Magnetisierung, um eine Präzession mit einem konstanten Betrag des Vektors. Aus diesem Grunde ist es hilfreich das effektive Magnetfeld in ein mitpräzedierendes Koordinatensystem zu transformieren. Gleiches geschieht mit der LLG-Gleichung, wobei der Dämpfungsterm zur besseren Übersicht in der folgenden Herleitung nicht berücksichtigt wird. Die Einheitsvektoren sind in Kugelkoordinaten:

$$\underline{e}_M = \begin{pmatrix} \sin(\Theta) \cos(\Phi) \\ \sin(\Theta) \sin(\Phi) \\ \cos(\Theta) \end{pmatrix} \quad \underline{e}_\Theta = \begin{pmatrix} \cos(\Theta) \cos(\Phi) \\ \cos(\Theta) \sin(\Phi) \\ -\sin(\Theta) \end{pmatrix} \quad \underline{e}_\Phi = \begin{pmatrix} -\sin(\Phi) \\ \cos(\Phi) \\ 0 \end{pmatrix}$$

Dabei ist Θ der Polar- und Φ der Azimutalwinkel (siehe Abbildung (2.8)). Daraus ergibt sich für das effektive Magnetfeld bzw. für die ungedämpfte LLG-Gleichung [34]:

$$\underline{B}_{eff} = \begin{pmatrix} B_M \\ B_\Theta \\ B_\Phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_x^{eff} \sin(\Theta) \cos(\Phi) + B_y^{eff} \sin(\Theta) \sin(\Phi) + B_z^{eff} \cos(\Theta) \\ B_x^{eff} \cos(\Theta) \cos(\Phi) + B_y^{eff} \cos(\Theta) \sin(\Phi) - B_z^{eff} \sin(\Theta) \\ -B_x^{eff} \sin(\Phi) + B_y^{eff} \cos(\Phi) \end{pmatrix}$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \gamma B_\Phi \quad \frac{\partial \Phi}{\partial t} \sin(\Theta) = -\gamma B_\Theta \quad (2.38)$$

2 Theoretische Grundlagen

An dieser Stelle ist es hilfreich, die Dichte der freien Energie einzuführen, um die Anisotropiebeiträge in $\underline{B}_{eff}$ (siehe Abschnitt 2.2.3) in der Resonanzbedingung berücksichtigen zu können. Die freie Energie kann wie folgt geschrieben werden [13]:

$$\partial F(\Theta, \Phi) = -\underline{B}_{eff} \partial \underline{M}(\Theta, \Phi) \quad (2.39)$$

Ist das System im Gleichgewicht und sind die partiellen Ableitungen der freien Energie nach Definition Null, weil es sich beim Gleichgewichtszustand (Θ_0, Φ_0) um ein Energieminimum handelt. Geht man von einer kleiner Abweichung der Magnetisierung von diesem Gleichgewichtszustand aus, wird die freie Energie nach obiger Gleichung beschrieben. Dabei betrachtet man zunächst Abweichungen in beiden Winkeln unabhängig von einander:

$$\partial F = -\underline{B}_{eff} M \cdot \begin{pmatrix} \cos(\Theta) \cos(\Phi) \\ \cos(\Theta) \sin(\Phi) \\ -\sin(\Theta) \end{pmatrix} \partial \Theta \Rightarrow B_\Theta = -\frac{\partial F}{\partial \Theta} \frac{1}{M} \quad (2.40)$$

$$\partial F = -\underline{B}_{eff} M \cdot \begin{pmatrix} -\sin(\Theta) \sin(\Phi) \\ \sin(\Theta) \cos(\Phi) \\ 0 \end{pmatrix} \partial \Phi \Rightarrow B_\Phi = -\frac{\partial F}{\partial \Phi} \frac{1}{M \cdot \sin(\Theta)}$$

Die hieraus resultierende Beziehung wird in die umgeformte LLG-Gleichung eingesetzt:

$$\dot{\Theta} = -\frac{\gamma}{M \cdot \sin(\Theta)} \frac{\partial F}{\partial \Phi} \quad (2.41)$$

$$\dot{\Phi} = \frac{\gamma}{M \cdot \sin(\Theta)} \frac{\partial F}{\partial \Theta}$$

Ausgegangen von kleinen Änderungen $\partial \Theta$ und $\partial \Phi$ um die Gleichgewichtslage, gilt $\Theta = \Theta_0 + \partial \Theta$ bzw. $\Phi = \Phi_0 + \partial \Phi$. Die zuvor verwendeten ersten Ableitungen der freien Energie können um die Gleichgewichtswinkel nach den Variationen $(\partial \Theta, \partial \Phi)$ entwickelt werden, wobei nur die erste Ordnung betrachtet wird:

$$\partial F_\Theta = \frac{\partial^2 F}{\partial \Theta^2} \partial \Theta + \frac{\partial^2 F}{\partial \Theta \partial \Phi} \quad (2.42)$$

$$\partial F_\Phi = \frac{\partial^2 F}{\partial \Phi^2} \partial \Phi + \frac{\partial^2 F}{\partial \Phi \partial \Theta} \partial \Theta$$

2 Theoretische Grundlagen

Ferner wird eine zeitlich periodische Lösung für die Variationen angenommen $(\partial\Theta, \partial\Phi) \sim e^{i\omega t}$, da diese durch die elektromagnetische Welle mit der Frequenz $\frac{\omega}{2\pi}$ hervorgerufen werden, ist dies legitim. Es wird Gleichung (2.42) in Gleichung (2.41) eingesetzt und nachfolgend als Matrix geschrieben:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{i\omega M \cdot \sin(\Theta_0)}{\gamma} + \frac{\partial^2 F}{\partial \Phi^2} \right) \partial\Theta + \frac{\partial^2 F}{\partial \Theta \partial \Phi} \partial\Phi = 0 \\ & \left(-\frac{i\omega M \cdot \sin(\Theta_0)}{\gamma} + \frac{\partial^2 F}{\partial \Theta \partial \Phi} \right) \partial\Phi + \frac{\partial^2 F}{\partial \Theta^2} \partial\Theta = 0 \\ \Rightarrow & \begin{pmatrix} \frac{i\omega M \cdot \sin(\Theta_0)}{\gamma} + \frac{\partial^2 F}{\partial \Phi^2} & \frac{\partial^2 F}{\partial \Theta \partial \Phi} \\ \frac{\partial^2 F}{\partial \Theta \partial \Phi} & -\frac{i\omega M \cdot \sin(\Theta_0)}{\gamma} + \frac{\partial^2 F}{\partial \Theta^2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \partial\Theta \\ \partial\Phi \end{pmatrix} = 0 \end{aligned} \quad (2.43)$$

Durch eine kurze Rechnung gelangt man zur allgemeinen Resonanzbedingung:

$$\omega = \frac{\gamma}{M \cdot \sin(\Theta_0)} \cdot \sqrt{\frac{\partial^2 F}{\partial \Theta^2} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial \Phi^2} - \frac{\partial^2 F}{\partial \Theta \partial \Phi}^2} \quad (2.44)$$

Eine Herleitung dieser Bewegungsgleichung unter Berücksichtigung der Dämpfung ist analog, es ändern sich jedoch die transformierte LLG-Gleichung. Als Resultat findet sich in Gleichung (2.44) ein verändertes Vorfaktor $\frac{\gamma^2}{M^2 \cdot \sin^2(\Theta_0)} \Rightarrow \frac{\gamma^2 \sqrt{(1+\alpha^2)}}{M^2 \cdot \sin^2(\Theta_0)}$. Für kleine α (für einkristallines Eisen ist $\alpha = 2,3 \cdot 10^{-3}$ [18]) kann näherungsweise obige Resonanzbedingung verwendet werden. Bei der Berechnung wurde von kleinen Variationen der Gleichgewichtswinkel ausgegangen, daher ist es sehr wichtig, dass das anregende Hochfrequenzfeld $\underline{b}_{hf}$ nicht zu groß sein darf. Gleichung (2.44) beinhaltet die zweiten Ableitungen der freien Energiedichte, gibt also Aufschluss über die Krümmung der Energieoberfläche. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, kann mit Hilfe der Energieoberfläche eine Aussage über die Anisotropie gemacht werden. Analog zur Herleitung von Gleichung (2.44) kann auch die intrinsische Resonanzlinienbreite bestimmt werden, wie sie auch schon in der ESR eingeführt wurde [19]:

$$\Delta\omega = \frac{\gamma\alpha}{M} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \Theta^2} + \frac{1}{\sin^2(\Theta)} \frac{\partial^2 F}{\partial \Phi^2} \right) \quad \text{bzw.} \quad \Delta B = \frac{\partial B}{\partial f} \Delta f \quad (2.45)$$

Durch Gleichung (2.45) kann die Dämpfung des Systems bestimmt werden.

2.2.3 Anisotropiebeiträge

Dieser Abschnitt erläutert die einzelnen Anisotropiebeiträge des internen Feldes die in $\underline{B}_{int}$ (siehe Abschnitt (2.2.2.1)) vereint sind. Wie schon bei der Betrachtung der Resonanzbedingung erleichtert eine Transformation in ein sphärisches Koordinatensystem das Verständnis. Die Transformation ist in folgender Abbildung zu sehen.

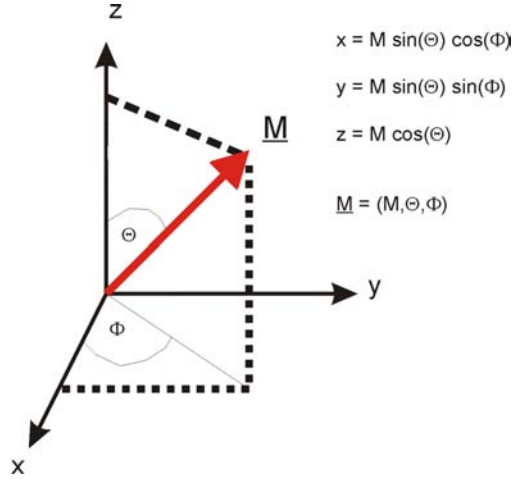


Abbildung 2.8: Transformation eines Vektors vom kartesischen ins sphärische Koordinatensystem.

Der Begriff der magnetische Anisotropie beschreibt die Eigenschaft eines Ferromagneten mindestens eine bevorzugte Richtung der Magnetisierung $\underline{M}$ zu besitzen. Ohne äußeres Magnetfeld orientiert sich die Magnetisierung in die energetisch günstigste Richtung, oder verweilt in einem lokalen Minimum. Die magnetische Anisotropieenergie wird durch des freien Energiedichtefunktionals F beschrieben. Für ein abgeschlossenes System mit konstanter Temperatur gilt [20]:

$$F_2 - F_1 = \int_1^2 dU \quad (2.46)$$

F_1 ist die geringste Energiedichte (leichte Richtung) und F_2 die Energiedichte in einer beliebigen anderen Orientierung. Über das Integral wird die Änderung der inneren Energiedichte U bestimmt, welche in diesem Fall der Anisotropieenergiedichte entspricht.

Als Ursache für die magnetische Anisotropie scheidet die in einem ferromagnetischen Material dominierende Austauschwechselwirkung aus. Die Austauschwechselwirkung ist isotrop (Gleichung (2.32)), da das Skalarprodukt der beiden Spins nur von deren relativen

Ausrichtung abhängt und diese nicht an den Ortsraum gekoppelt ist. Die entscheidenden Wechselwirkungen für die Anisotropie sind die Dipol-Dipol-Wechselwirkung und die Spin-Bahn-Kopplung. Im Folgenden werden beide Wechselwirkungen und deren Einfluss auf die Anisotropie näher betrachtet.

2.2.3.1 Formanisotropie

Die Entmagnetisierungsanisotropie, auch Formanisotropie genannt, wird von der langreichweitigen Dipol-Dipol-Wechselwirkung hervorgerufen. Aus der Maxwell-Gleichung $\nabla \cdot \underline{B} = 0$ folgt, dass es an der Oberfläche eines magnetischen Festkörpers eine magnetische Polarisierung gibt. Diese Polarisierung erzeugt zum einen ein magnetisches Streufeld $\underline{B}_s$ außerhalb des Festkörpers und zum anderen ein internes Feld. Der Festkörper ist bestrebt die in den Feldern enthaltene Energie zu minimieren. Die Energie kann über die Streufeldenergie des Körpers bestimmt werden, welches einer Energiedichte von

$$F_s = -\frac{1}{2V} \int \underline{M} \cdot \underline{B}_s dV \quad (2.47)$$

hat. Im Fall eines homogen magnetisierten Körpers gilt für das Streufeld:

$$\underline{B}_s = -\underline{\underline{N}} \mu_0 \underline{M} \quad (2.48)$$

$\underline{\underline{N}}$ wird der Entmagnetisierungstensor genannt, für dessen Spur gilt $\sum_{i=x,y,z} N_i = 1$. Durch diesen wird eine Formabhängigkeit in Gleichung (2.48) gebracht, denn die Gestalt des Körpers geht in die einzelnen Komponenten ein. Für ausgewählte Systeme sind die Lösungen des Tensors [20]:

$$\begin{array}{lll} Kugel \begin{bmatrix} \frac{1}{3} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{3} \end{bmatrix} & Zylinder \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} & Film \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \end{array}$$

Exemplarisch wird der Term der freien Energie für einen Zylinder ausgerechnet. Dieser habe seine lange Achse in z-Richtung, um die Rechnung zu vereinfachen. Jedoch verändert sich die Energielandschaft nicht bei einer langen Achse des Zylinders in x oder y Richtung. Für das Streufeld findet sich:

$$\underline{B}_s = -\frac{1}{2}\mu_0 \sin(\Theta) M \begin{pmatrix} \cos(\Phi) \\ \sin(\Phi) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

Dabei wurde $\underline{M}$ aus der Abbildung (2.8) verwendet. Θ ist der Polarwinkel und Φ der Azimutalwinkel. Einsetzen in Gleichung (2.47) liefert:

$$\begin{aligned} F_s &= \frac{1}{4}\mu_0 \sin(\Theta) M \begin{pmatrix} \cos(\Phi) \\ \sin(\Phi) \\ 0 \end{pmatrix} \cdot M \begin{pmatrix} \sin(\Theta) \cos(\Phi) \\ \sin(\Theta) \sin(\Phi) \\ \cos(\Theta) \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{4}\mu_0 M^2 \sin^2(\Theta) \end{aligned} \quad (2.50)$$

Aus dem Ergebnis wird ersichtlich, dass energetische Minima für F_s bei $\Theta = 0$ und $\Theta = 180$ existieren. Die leichte Richtung der Magnetisierung befindet sich also, ebenso

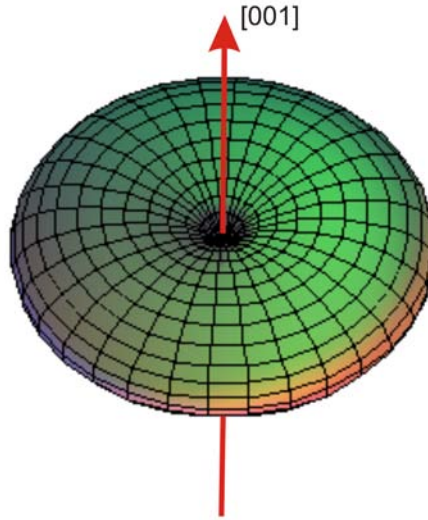


Abbildung 2.9: Oberfläche der freien Energiedichte für den Fall eines langen Zylinders in [001] Richtung (z-Achse).

wie die lange Achse des Zylinders, in Richtung der z-Achse. Damit wurde gezeigt, dass die Form eines Körpers entscheidenden Einfluss auf die Lage der Magnetisierung hat. In Abbildung (2.9) ist die gefundene freie Energiedichte graphisch dargestellt. Die Donutform der Energieoberfläche bestätigt die Lage der leichten Magnetisierungsrichtung auf der z-Achse. Außerdem zeigt der Plot, dass in der x-y-Ebene eine energetisch ungünstige Richtung existiert.

2.2.3.2 Magnetische Kristallanisotropie

Bei Einkristallen wird eine ausgeprägte Anisotropie der Magnetisierungskurve beobachtet, welche auf die magnetische Kristallenergie zurückgeführt werden kann. Die Ursache dieser anisotropen Energie beruht auf der Spin-Bahn-Kopplung (LS-Kopplung). Der Hamiltonoperator für die LS-Kopplung in einem kugelsymmetrischen Kernpotenzial $\varphi(r) \sim \frac{1}{r}$ lautet [21]:

$$\hat{\mathcal{H}}_{LS} = \lambda (\underline{S} \cdot \underline{L}) \quad \text{mit} \quad \lambda = -\frac{e}{2m_e^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \varphi(r)}{\partial r} \right) \quad (2.51)$$

Es ist zu erkennen, dass der Spin eines Elektrons an den Bahndrehimpuls gebunden ist und somit auch an das Kristallgitter.

Mathematisch lässt sich solch ein System am einfachsten durch die Betrachtung des Paarwechselwirkungsmodells beschreiben [22]. Dabei wird ein kubisches Gitter angenommen und vorausgesetzt, dass die Energie zweier magnetischer Momente nur von deren Verkipfungswinkel zueinander abhängt. Beide Momente haben die gleiche Ausrichtung auf Grund der dominierenden Austauschwechselwirkung. Die Bindungsachse stellt eine kristallographische Richtung dar. Mit Hilfe eines Legendre Polynoms wird die Paarwechselwirkungsenergie entwickelt, außerdem geht man in eine Schreibweise mit Richtungs-cosinus über. Ein Richtungs-cosinus ist die normierte Projektion der Magnetisierung auf kristallographische Achsen, wie es in Abbildung (2.8) dargestellt ist:

$$\alpha_i = \frac{M}{M} \cdot e_i \Rightarrow \alpha_x = \sin(\Theta) \cos(\Phi) \quad \alpha_y = \sin(\Theta) \sin(\Phi) \quad \alpha_z = \cos(\Theta) \quad (2.52)$$

Es resultiert für ein kubisches System die freie Energie von [23]:

$$F_{kub} = K_4(\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2 + \alpha_x^2 \alpha_z^2) \quad (2.53)$$

Allgemein werden mit K_n die Anisotropiekonstanten beschrieben. Für die kubische Symmetrie wird hier $n = 4$ gewählt, um die Symmetrie/Zähligkeit auszudrücken. K_4 ist der erste nicht verschwindende Term in der Entwicklung. Weitere Terme treten in der Literatur in der Regel nicht auf, da deren Vorfaktoren $K_6, K_8, \dots$ klein gegenüber K_4 sind. Einsetzen der α liefert die freie Energie in Polarkoordinaten:

$$F_{kub} = K_4 \sin^2(\Theta) - \frac{1}{8} K_4 \sin^4(\Theta) (\cos(4\Phi) + 7) \quad (2.54)$$

Das Ergebnis für die Oberfläche der freien Energie ist in Abbildung (2.10) grafisch dargestellt.

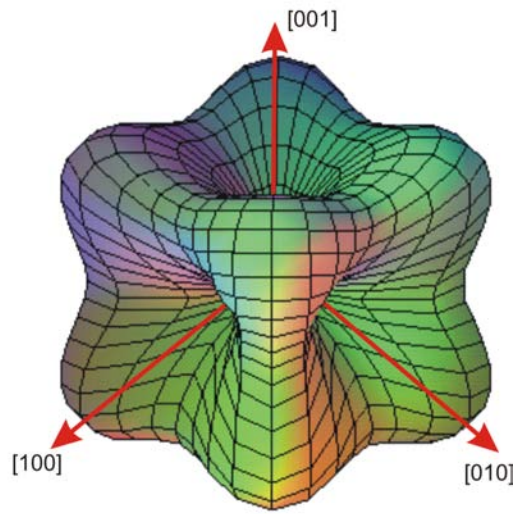


Abbildung 2.10: Die freie Energieoberfläche für kubische Symmetrie.

Es sind Minima (leichte Richtungen) in Richtung der $\langle 100 \rangle$ Orientierungen deutlich zu sehen, dort gilt $F_{kub} = 0$. Wohingegen Maxima (schwere Richtungen) in den $\langle 111 \rangle$ Orientierungen gefunden werden, zwischen denen sich die mittelschweren $\langle 110 \rangle$ Richtungen befinden. Diese wiesen bei Variation in x-y-Richtung eine konkave und in z-Richtung eine konvexe Oberfläche auf.

2.2.4 Die Lösung der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung und der Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor

Da nun die Resonanzbedingung bekannt ist, bleibt die Frage, wie sich die Magnetisierung unter speziellen Bedingungen verhält. Um dies zu beantworten muss die LLG-Gleichung gelöst werden. Anfangs wird der einfachste Spezialfall betrachtet, um darauf folgend den allgemeinen Fall zu beschreiben.

Es wird ein System gewählt, in dem keine Dämpfung ($\alpha = 0$), keine elektromagnetische Welle ($\underline{b}_{hf} = 0$) und keine internen Felder ($\underline{B}_{int} = 0$) existieren. Des Weiteren sei ein externes Feld in z-Richtung angelegt ($\underline{B}_{ext} = B \cdot \underline{e}_z$), dies sei so groß, dass die Sättigungsmagnetisierung erreicht wird ($M_z = M_s$). Vorherige Überlegungen haben gezeigt (siehe Abschnitt 2.2.2.1), dass es sinnvoll ist eine periodische Zeitabhängigkeit der Magnetisierung anzunehmen ($\underline{M} \sim e^{i\omega t}$). Somit erhält man für die Magnetisierung bzw. wenn man die entsprechende LLG-Gleichung löst:

$$\underline{M} = \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z + M_s \end{pmatrix} \cdot e^{i\omega t} \Rightarrow \begin{aligned} i\omega m_x &= -\gamma B m_y \\ i\omega m_y &= \gamma B m_x \\ i\omega m_z &= 0 \end{aligned} \quad (2.55)$$

Das $m_z = 0$ ist hängt allein von der Wahl des Bezugssystems ab. Als Ergebnis erhält man die, schon aus der ESR bekannte (siehe Gleichung 2.29) Beziehung $\omega_0 = \gamma B$. Für die Magnetisierung kann die explizite Bewegungsgleichung aufgestellt werden:

$$\underline{M} = \begin{pmatrix} m_x \cos(\omega_0 t) \\ m_x \sin(\omega_0 t) \\ M_s \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

Die Magnetisierung beschreibt also eine stabile Kreisbahn um die z-Achse, mit der Präzessionsfrequenz ω_0 , welche Lamorfrequenz genannt wird. Ändert sich das System, in dem es gedämpft wird und eine elektromagnetische Welle hinzugefügt wird, findet sich der allgemeinere Fall. Für ein leichters Verständnis wird die Annahme gemacht, dass die Produkte von $\underline{b}_j$ und m_i zu vernachlässigen sind. Schon für die Resonanzbedingung wurde gefordert, dass $\underline{b}_{hf}$ klein sein muss, so dass diese Annahme legitim ist.

Damit ist das Ergebnis für den allgemeineren Fall wie folgt zu schreiben:

$$\underline{b}_{rf} = \begin{pmatrix} b_x \\ b_y \\ b_z \end{pmatrix} \cdot e^{i\omega t} \Rightarrow \begin{aligned} i\omega m_x &= -(\gamma B + i\omega\alpha) m_y - \gamma M_s b_y \\ i\omega m_y &= (\gamma B + i\omega\alpha) m_x + \gamma M_s b_x \\ i\omega m_z &= 0 \end{aligned} \quad (2.57)$$

Unter der Annahme, dass $\underline{b}_{hf} = 0$ aber $\alpha > 0$ ergibt sich die in Abbildung (2.7) gezeichnete Trajektorie für die Magnetisierung. Aus der stabilen Kreisbahn wird durch Dämpfung also eine Spiralbahn. Für den Fall $\underline{b}_{hf} > 0$ und $\alpha > 0$ folgt durch Umformung und Matrixschreibweise:

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ -\chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_x \\ b_y \\ b_z \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

Die gewählte Schreibweise verdeutlicht, dass die Matrix als eine Suszeptibilität verstanden werden kann. Sie beschreibt die Antwort der zeitabhängigen Magnetisierung des Systems auf die anregende elektromagnetische Welle was genau der Definition einer Suszeptibilität ($\underline{M} = \underline{\chi} \underline{B}$) entspricht. Der Frequenzbereich der anregenden Welle befindet sich im Gigahertzbereich (es handelt sich also um Mikrowellen), weshalb die Matrix $\underline{\chi}$ Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor genannt wird. Da es sich um ein ferromagnetisches System handelt, wird eine komplexe Suszeptibilität benötigt [24], um die obige Definition noch nutzen zu dürfen. Bei einem Ferromagneten existiert auch eine Magnetisierung ohne ein äußeres Feld:

$$\underline{M} = \underline{\chi} B = (\underline{\chi}' + i\underline{\chi}'') \underline{B} \quad (2.59)$$

Es ist hilfreich die Komponenten des Tensors in Realteil χ' und Imaginärteil χ'' aufzuspalten. Die physikalische Bedeutung der einzelnen Anteile wird im Folgenden verdeutlicht. Dazu wird der Zusammenhang zwischen der in dem System absorbierten Leistung der Mikrowelle und $\underline{\chi}$ betrachtet. Mit dem Poyntingschen Satz [25] findet sich der Ausdruck:

$$\frac{1}{2} \int_{V_p} \underline{j}^* \cdot \underline{e} dV = -\frac{1}{2} \int_{V_p} \nabla \underline{S} dV + 2i\omega \int_{V_p} (w_m - w_e) dV \quad (2.60)$$

In der Gleichung ist $\underline{j}^*$ die komplex konjugierte Stromdichte des Mikrowellenfeldes, $\underline{S}$ der komplexe Poyntingsche Vektor und $\underline{e}$ der elektrische Feldstärkevektor der Mikrowelle. Das Volumen über welches integriert wird, ist gegeben durch das Volumen der zu messenden Probe. w_e und w_m sind die Energiedichten für das elektrische bzw. magnetische

Feld. Für sie gilt $w_e = \frac{1}{4}\underline{e} \cdot \underline{d}^*$; $w_m = \frac{1}{4}\underline{b} \cdot \underline{h}^*$. Die Geometrie der verwendeten Resonatoren (siehe Abschnitt 2.2.4.2) ist so gewählt, dass am Probenort eine maximale Magnetfeldstärke der Mikrowelle herrscht. Andersherum ist das elektrische Feld an dieser Stelle Null. Der Magnetfeldvektor des Mikrowellenfeldes hat nur eine von Null verschiedene Komponente; in diesem Fall sei $\underline{b} = b_x e^{i\omega t} \underline{e}_x$ gewählt. Der Realteil $\text{Re}\left(\frac{1}{2} \int_{V_p} \underline{j}^* \cdot \underline{e} dV\right)$ ist die Joulesche Wärme, die im System umgesetzt wird. Mit $\text{Re}\left(\frac{1}{2} \int_{V_p} \nabla \underline{S} dV\right)$ wird der Energiefluss durch die Grenzfläche des Volumens und mit $\text{Re}(2i\omega(w_m - w_e))$ die Dichte der absorbierten Leistung P bezeichnet. Aus den Maxwellgleichungen für Materie folgen die Zusammenhänge:

$$\underline{d} = \underline{\epsilon} \cdot \underline{e} = \epsilon_0 \underline{\epsilon}_r \cdot \underline{e}$$

$$\underline{b} = \underline{\mu} \cdot \underline{h} = \mu_0 \underline{\mu}_r \cdot \underline{h} = \mu_0 \left(\underline{\chi} + \underline{1} \right) \cdot \underline{h}$$

Die Größen $\underline{\mu}_r$, $\underline{\epsilon}_r$ werden magnetischer Permeabilitätstensor bzw. Dielektrizitätstensor genannt. Somit kann die Dichte der absorbierten Leistung geschrieben werden, als:

$$p_x = \text{Re} \left(\frac{1}{2} i \omega \mu_0 h_x^2 (\chi_{xx} + 1) \right) \quad (2.61)$$

Da zuvor der Magnetfeldvektor der Mikrowelle nur in x-Richtung angenommen wurde, ist einzig die Komponente χ_{xx} des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors von Null verschieden. Des Weiteren wurde gefordert, dass der Tensor komplex sein muss, daraus folgt:

$$p_x = \text{Re} \left(\frac{1}{2} i \omega \mu_0 h_x^2 (\chi'_{xx} + i \chi''_{xx} + 1) \right) = \frac{1}{2} \omega \mu_0 h_x^2 \chi''_{xx} \Rightarrow P_x = \int_{V_p} p_x dV \quad (2.62)$$

Somit kann der Imaginärteil von $\underline{\chi}$ als diejenige Energie identifiziert werden, die während einer Periodendauer in Resonanz vom System absorbiert wird. Werden linear polarisierte Mikrowellen benutzt, so ist die Absorption durch die Diagonalelemente des Tensor bestimmt.

2.2.4.1 Linienform der FMR

Um die Linienform der FMR zu beschreiben, benutzt man die aus dem vorherigen Abschnitt gewonnenen Kenntnisse. Während der Resonanz ist die Absorption der Mikrowellenleistung maximal. Wie an Gleichung (2.62) zu erkennen ist, folgt für diese Forderung, dass χ''_{xx} ebenfalls ein Maximum haben muss. Bis zu diesem Zeitpunkt wurden keine Anisotropiebeiträge im System angenommen. Ändert sich dies, kann man analog zum

Abschnitt (2.2.4) eine Berechnung durchführen [23]. Für den Imaginärteil des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors findet sich dann:

$$\chi''_{xx} = \frac{2Mm_x^2}{m_x^2 + m_y^2} \frac{1}{\Delta B} \frac{1}{1 + \left(\frac{B - B_{res}}{\Delta B} \right)^2} \quad (2.63)$$

Der Vorfaktor $\frac{2m_x^2}{m_x^2 + m_y^2}$ wird Elliptizitätsfaktor genannt und beschreibt die Abweichung der Präzessionsbewegung der Magnetisierung von einer Kreisbahn. Dieser Faktor wird von der Anisotropie bestimmt. B_{res} ist das externe Magnetfeld bei dem die Resonanz ein Maximum erreicht und die Halbwertsbreite des Signals ist $\Delta B = \frac{\omega}{\gamma} \alpha$. Damit ist die Halbwertsbreite proportional zum Dämpfungsparameter α und mittels frequenzabhängigen Messungen direkt ermittelt werden kann. Um die Messgenauigkeit zu erhöhen wird in Regel nicht χ''_{xx} , sondern bedingt durch Lock-in Technik $\frac{\partial \chi''_{xx}}{\partial B}$ gemessen. Das externe Feld wird mit einer festen Frequenz um eine kleine Amplitude periodisch variiert. Diese Frequenz dient dem Lock-In als Referenzsignal. Für den in den in dieser Arbeit vorgestellten Aufbau wird allerdings keine Feldmodulation benutzt, sondern eine Amplitudenmodulation. Dabei wird nicht das externe Feld moduliert, sondern die Leistung der Mikrowelle. Gleichung (2.63) wurde mit Origin dargestellt, um den theoretischen Kurvenverlauf zu verdeutlichen.

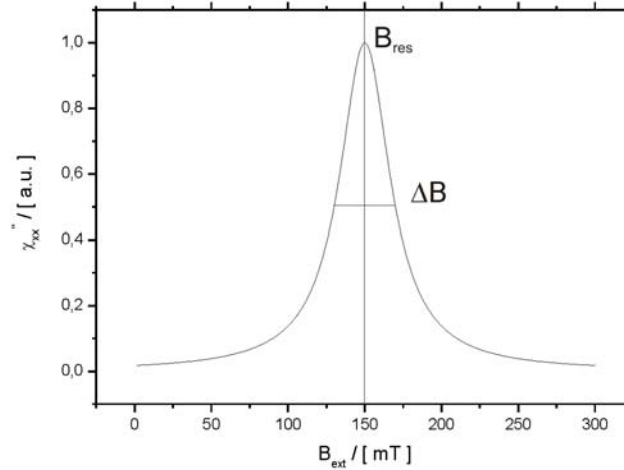


Abbildung 2.11: Berechnung durch Gleichung (2.63). Der Vorfaktor wurde Eins gesetzt und eine Resonanz bei 150 mT angenommen. Als Linienbreite ΔB sind 20 mT gewählt worden.

2.2.4.2 Der Mikrowellenresonator

In diesem Abschnitt wird die Beziehung zwischen dem gemessenen Signal und dem Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor behandelt. Betrachtet man einen ferromagnetischen Körper in einem Hohlraumresonator, in dem Mikrowellenstrahlung eingekoppelt wird, verändert sich in Resonanz die Absorption der Mikrowelle und einhergehend damit die Güte des Resonators. Die Güte eines Resonators ist im Allgemeinen folgend definiert:

$$Q_u = \frac{2\pi f \cdot E_r}{P_V} \quad (2.64)$$

P_V ist die Leistung die während einer Schwingungsdauer der Mikrowelle dissipiert wird. E_r ist die Energie, die im Mikrowellenfeld enthalten ist. Im Zähler steht daher die in den Resonator eingekoppelte Leistung. Eine Änderung der Güte bewirkt eine Änderung in der Mikrowellenreflexion, welche wiederum zur Messung des Resonanzsignals verwendet werden kann. Es wird unterschieden in unbelastete und belastete Güte. Die Jouleschen Verluste in den Resonatorwänden sorgen zum Beispiel für eine begrenzte Güte eines leeren Resonators. Wird in den Resonator eine Probe eingebracht, kommt zu den Verlusten in den Wänden noch ein weiterer Beitrag der Probe hinzu, auch wenn diese Probe noch nicht in Resonanz sein sollte. Für die unbelastete Güte gilt:

$$\frac{1}{Q_u} = \frac{1}{Q_\Omega} + \frac{1}{Q_K} + \frac{1}{Q_\epsilon} \quad (2.65)$$

Q_Ω sind die Jouleschen Verluste an den Wänden, Q_K die Verluste durch die Ankoppelung und Q_ϵ die Verluste auf Grund der Probeneigenschaften, zum Beispiel durch Wirbelströme in der Probe. Bei der belasteten Güte kommt ein weiterer Term hinzu, der mit der Koppelschraube eingestellt werden kann. Ist die Probe jedoch in Resonanz absorbiert sie zusätzlich Energie aus dem Mikrowellenfeld, welche für die Präzession der Magnetisierung benötigt wird. Dies führt zu einer Abnahme in der Güte, wie aus der Definitionsgleichung ersichtlich ist $Q_{res} = Q_u - Q_\chi$.

$$\frac{Q_\chi}{Q_u} = 1 - \frac{Q_{res}}{Q_u} = 1 - \frac{P_V}{P_V + P_{res}} \sim \frac{P_{res}}{P_V} \quad (2.66)$$

Diese Näherung setzt voraus, dass die Leistungsabsorption der Präzession P_{res} sehr klein gegenüber der dissipierten Leistung im unbelasteten Zustand ist. Im Abschnitt 2.2.4 wurde ein Ausdruck für $P_{res} = \int_{V_p} \frac{1}{2} \omega \mu_0 b_x^2 \chi''_{xx} dV$ gefunden. Die gesamte in dem Resonator eingekoppelte Energie der Mikrowelle ist $E_r = \frac{1}{4} \mu_0 \int_{V_r} b_x^2 dV$. Zu beachten ist, dass es

sich bei den Volumenintegralen zum einen über die Probe (für P_{res}) und zum anderen über den Resonator (für E_r) handelt:

$$\frac{P_{res}}{P_V} = \frac{\frac{1}{2}\omega\mu_0 \int_{V_p} b_x^2 dV \cdot \chi''_{xx}}{\frac{1}{4Q_u}\omega\mu_0 \int_{V_r} b_x^2 dV} = 2Q_u\chi''_{xx}\eta \sim \frac{Q_\chi}{Q_u} \text{ mit } \eta = \frac{\int_{V_p} b_x^2 dV}{\int_{V_r} b_x^2 dV} \quad (2.67)$$

Die Änderung der Güte in der Resonanz Q_χ ist somit proportional zum Imaginärteil des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors, zur unbelasteten Güte und zum Füllfaktor η . Bei einer gewöhnlichen Messung stimmt man den Resonator mit Hilfe der Koppelschraube vor der Messung ab. Das heißt zur unbelasteten Güte wird eine externe Güte Q_{ext} addiert. Dies ist als belastete Güte $\frac{1}{Q_b} = \frac{1}{Q_u} + \frac{1}{Q_{ext}}$ definiert. Die Koppelschraube wird so lange justiert, bis die gesamte eingekoppelte Leistung im Resonator absorbiert wird, also keine Mikrowellenleistung reflektiert wird. Gerät das System in Resonanz, ändert sich die Güte. Als Folge bleibt nicht mehr die gesamte Leistung im Resonator, sondern ein Teil wird reflektiert. Dieser wird mit Hilfe einer Mikrowellendiode detektiert und führt zu den typischen FMR-Spektren. Eine genaue Beschreibung des in dieser Arbeit verwendeten Resonators ist in Abschnitt (3.3) zu finden.

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Das Rasterkraftmikroskop

3.1.1 Aufbau

Das Atomic Force Microscope (AFM), im deutschen Rasterkraftmikroskop genannt, ist ein wichtiger Bestandteil der Messapparatur und soll daher in diesem Abschnitt ausführlich behandelt werden, um die genaue Funktionsweise zu vermitteln.

Das AFM ist aus der Entwicklung des Rastertunnelmikroskops [26] (englisch: scanning tunneling microscope, kurz STM) hervorgegangen und wurde 1986 erfunden [4]. Beide Techniken gehören in die Familie der Rastersondenmikroskope. Allen Mikroskopen dieser Familie ist gemein, dass sie die Oberfläche einer Probe Punkt für Punkt abtastet und dort verschiedene Eigenschaften der Oberfläche untersuchen. Dabei wird vor der eigentlichen Messung ein Bereich eingestellt, der schrittweise abgerastert werden soll. Das Ergebnis zeigt also ein örtlich aufgelöstes Bild einer speziellen Probenoberflächeneigenschaft. Im Weiteren wird ein Beispiel gezeigt, in dem durch das AFM topographische Informationen geliefert werden. Sowohl AFM als auch STM benutzen eine scharfe Spitze, die je nach Betriebsmodus (siehe Abschnitt (3.1.2)) in Kontakt oder nahe an die zu untersuchende Probe gebracht wird. Im Gegensatz zum STM wird beim AFM nicht der Tunnelstrom zwischen Probe und Spitze gemessen, sondern die Auslenkung eines Biegebalken (englisch: Cantilever). Die Spitze befindet sich am Ende eines solchen Biegebalkens. Die Auslenkung wird von Wechselwirkungskräften zwischen Probe und Spitze verursacht, auf deren Ursprung in Abschnitt (3.1.3) genauer eingegangen wird. Dies macht es möglich nahezu beliebige Festkörper mit Hilfe des AFM zu untersuchen, wohin gegen das STM auf Grund des benötigten Tunnelstroms nur für leitfähige Materialien nutzbar ist. Abbildung (3.1) zeigt einen schematischen Aufbau eines AFM.

3 Experimenteller Aufbau

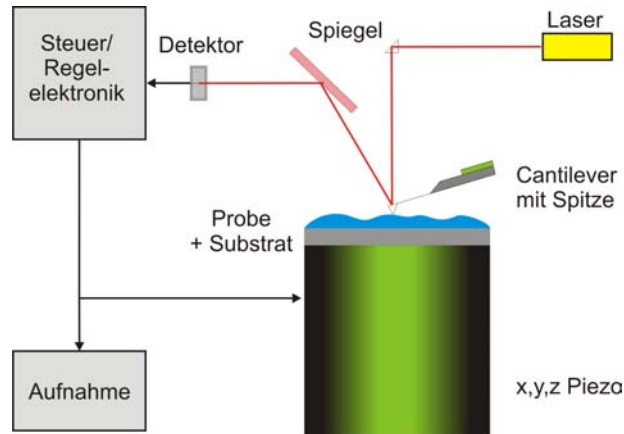


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung eines Rasterkraftmikroskops

Die Abbildung zeigt einen Röhrenpiezo auf dem die Probe samt Substrat befestigt ist. Für ein topographisches Bild ist eine hohe Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der x-y-z-Bewegung des Piezos wichtig. Dies ist ein begrenzender Faktor für die Auflösung eines AFM. Durch geeignete Platzierung von Elektroden an dem Piezo können solche Bewegungen erzeugt werden. Die Spitze befindet sich im einfachsten Fall direkt auf der Probe. Auf die Rückseite des Cantilevers ist ein Laserstrahl gerichtet, welcher durch eine Beschichtung in Richtung des Detektors reflektiert wird. Der Detektor ist in der Regel eine Vierquadrantendiode (im Englischen Position Sensitive Photo Detector kurz PSPD), deren Messsignal an die Steuerelektronik weitergegeben wird. Je nach gewählter Einstellung wird entweder die Änderung dieses Messsignals detektiert, oder das Messsignal wird genutzt, um den Piezo nach zu regeln. An der Steuereinheit (PC) kann der x-y Bereich eingestellt werden, der abgerastert wird. Die Probe bewegt sich unter der Spitze weg. Stößt die Spitze zum Beispiel gegen eine Erhöhung, wird der Cantilever nach oben hin verbogen und damit bewegt sich auch der Auftreffpunkt des Laserstrahl auf der Vierquadrantendiode. Dies liefert die z-Information der Probe, in dem entweder die Änderung im Messsignal oder die Nachregelung des Piezos als Topographiebild der Probenoberfläche ausgegeben wird.

Zum genaueren Verständnis wird im Folgenden die Detektordiode genauer erläutert. Die Detektorfläche ist in vier Segmente unterteilt (siehe Abbildung (3.2) obere Zeile); jedes dieser Teilstücke gibt ein Signal aus, das proportional zur eingestrahnten Lichtintensität auf dem Segment ist. Befindet sich der Cantilever in Ruhelage, sollte der Laserstrahl so eingestellt sein, dass die Signale aus allen vier Segmenten möglichst gleich groß sind. In diesem Fall befindet sich der Laser genau in der Mitte des Detektors. Wird nun der Can-

3 Experimenteller Aufbau

tilever verborgen, wandert der Laserstrahl etwas auf dem Detektor. Die Differenz der beiden Summensignale $(I_1 + I_3) - (I_2 + I_4)$ ist dann ein Maß für die Auslenkung des Cantilevers. Auf diesem einfachen Weg kann die Auslenkung des Cantilevers bestimmt und in eine topographische Information umgewandelt werden. Verbiegt sich der Cantilever in lateraler Richtung, trifft der Laserstrahl weiter rechts oder links auf den Detektor. Ein Maß für diese Verbiegung ist analog zur vorherigen Betrachtung die Differenz aus $(I_1 + I_2) - (I_3 + I_4)$. Um das Diodensignal unabhängig von etwaigen Fluktuationen der Laserintensität zu halten, werden sowohl die topographisch als auch das lateral relevanten Signale durch die Gesamtdiodenintensität $(I_1 + I_2 + I_3 + I_4)$ dividiert. Auf Quadrantendioden können laterale Verschiebungen des Lasers bis zu $\approx 10 \text{ \AA}$ detektiert werden [27]. Durch geeignete Wahl der Geometrie von Cantilever und Diode ist es möglich Strukturen im Ångströmbereich aufzulösen, wenn von anderen äußeren Einflüssen abgesehen wird [28].

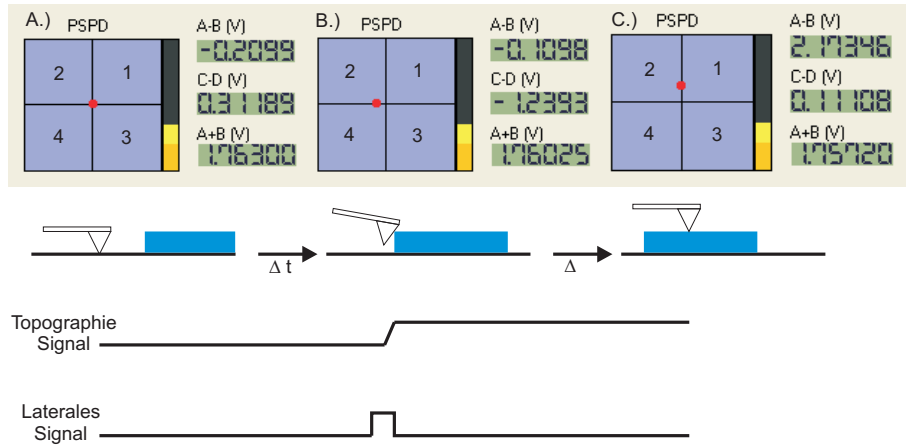


Abbildung 3.2: A.) AFM Spitze befindet sich in Kontakt zur Probe und bewegt sich in Richtung einer Struktur. B.) AFM Spitze stößt gegen die Struktur. Es kommt zum topographischen zusätzlich ein laterales Signal C.) AFM Spitze bewegt sich über die Struktur.

Die Abbildung (3.2) zeigt den schematischen Verlauf eines AFM Linienscans. In der oberen Zeile ist für drei verschiedene Fälle die Vierquadrantendiode gezeigt. Diese Bilder wurden direkt aus der AFM Steuerelektronik kopiert. Deutlich sind die vier Segmente und ein idealisierter Laserspot (roter Kreis) zu erkennen. Rechts neben den einzelnen Diodeneinstellungen sind die gemessenen Signale dargestellt. Dabei sind einzelne Segmente zusammengefasst worden. Segment $(I_1 + I_2) = A$, $(I_3 + I_4) = B$, $(I_1 + I_3) = C$, $(I_2 + I_4) = D$. $A + B$ ist ein Maß für die Gesamtintensität auf der Diode.

$A - B$ gibt die Topographie des Scanbereiches wieder und aus $C - D$ lässt sich auf die lateralen Verbiegungen schließen. Unter der Vierquadrantendiode ist die jeweilige Position der AFM Spitze und der zeitlicher Verlauf des Linienscans skizziert. Die resultierenden topographischen bzw. lateralen Signale sind ebenfalls zu sehen.

3.1.1.1 Das XE - 70

Im vorherigen Abschnitt wurde der Aufbau eines AFM beschrieben, um die Funktionsweise zu erklären. Für die Bewegungen in x, y und z Richtung wurde ein Röhrenpiezo verwendet. Dies hat jedoch den entscheidenden Nachteil, dass die Bewegungen in die unterschiedlichen Richtungen nicht unabhängig von einander sind. Eine Auslenkung in x oder y Richtung hat gleichzeitig auch eine z Komponente.

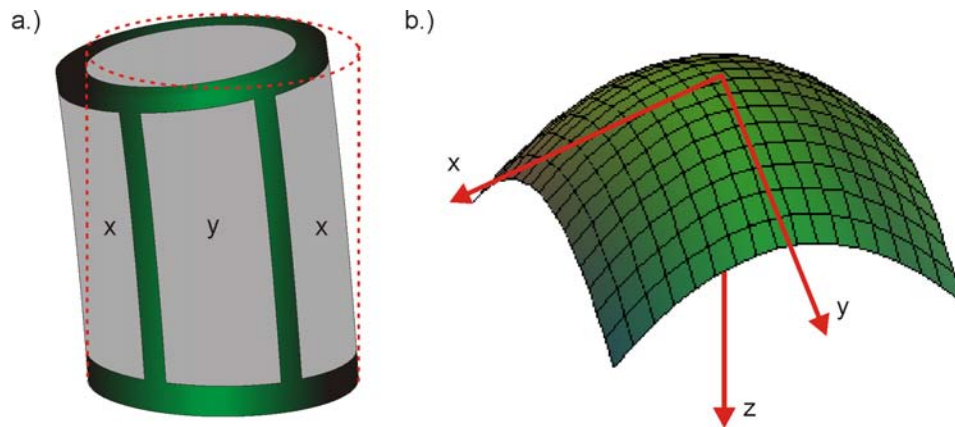


Abbildung 3.3: a.) Schematische Darstellung eines Röhrenpiezos mit den vier Elektroden für die Bewegung in verschiedene Richtungen. Es ist eine Bewegung in x Richtung zu sehen. Rot gestrichelt ist die Ruhposition angedeutet. Deutlich zu erkennen ist, dass die x - y Bewegungen mit einer Verschiebung in z -Richtung gekoppelt sind. b.) Der durch einen Röhrenpiezo erhaltene Scanuntergrund.

Wie die Bewegung eines Röhrenpiezos funktioniert, kann an Abbildung (3.3 a.) verständlich gemacht werden. Die obere Elektrode dient als Erdpotential. Um zum Beispiel die abgebildete x -Bewegung durchzuführen, muss eine der beiden x -Elektroden auf einem positiven Potential $+V$ gegenüber den Erdpotential liegen, wohingegen die jeweilig andere Elektrode auf einen negativen Potential $-V$ gleichen Betrages liegt. Somit erhält man an einer Elektrode eine Kontraktion bzw. auf an anderen eine Expansion. Um eine Bewegung in z -Richtung zu vollziehen, müssen alle vier um den Piezo angeordnete

3 Experimenteller Aufbau

ten Elektroden auf dem gleichen Potential liegen. In der Abbildung (3.3 b.) wurde der Scanuntergrund stark vergrößert. Die z-Verschiebung ist natürlich abhängig von dem jeweilig benutzen Röhrenpiezo. Um eine Vorstellung von der Größenordnung zu bekommen, kann für eine x-Bewegung von $15\text{ }\mu\text{m}$ eine z-Verschiebung von $\approx 80\text{ nm}$ angegeben werden [27]. Bei den älteren AFM, die noch mit Röhrenpiezos ausgestattet sind, wird diese Verschiebung durch die Software korrigiert. Um dieser Verschiebung von vorne herein auszuschließen, ist in neueren AFM eine andere Zusammenstellung von Piezos gewählt worden. Da solch eine Art auch in dieser Arbeit verwendet wurde, soll kurz darauf eingegangen werden. In der XE Serie von Park Systems wurde der Röhrenpiezo durch zwei unabhängig von einander agierende Piezos ersetzt. Der Cantilever befindet sich an einem Piezo, der ausschließlich Bewegungen in z-Richtung ausführt. Die Probe ist auf einem Tisch montiert, der durch einen anderen Piezo in x bzw. y Richtung bewegt werden kann. Die Höhe der Spitze kann unabhängig variiert werden, während der Tisch den Scanbereich unter der Spitze hindurch fährt. Ein wichtiger Punkt bei diesem neuen Design ist die Anordnung von Laser, Diode und Strahlweg. Es muss gesichert sein, dass der Laser auf den gleichen Punkt des Cantilevers bzw. der Diode fällt, unabhängig von der Bewegung des z-Piezos. Als einzige Ursache für eine Verschiebung des Lasers auf der Diode soll die Verbiegung des Cantilevers dienen. Um dies zu gewährleisten wird der Laserstrahl so abgelenkt, dass er senkrecht auf den Cantilever trifft und die Diode ebenfalls am z-Piezo befestigt ist. Durch diese Innovation kann solch ein Scanprofil wie das eines Röhrenpiezos verhindert werden.

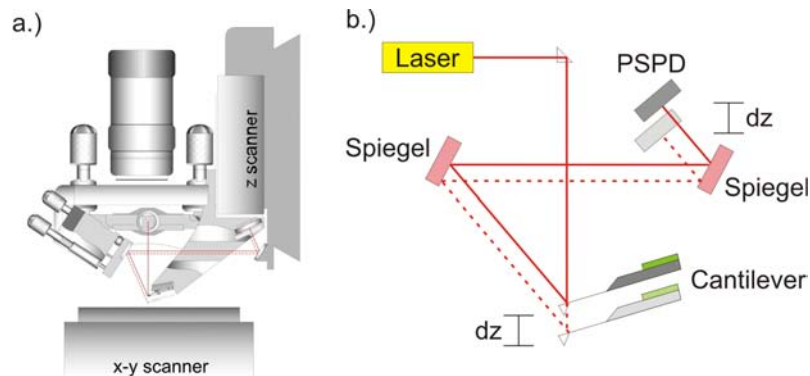


Abbildung 3.4: a.) Der Aufbau des Scanbereiches des XE - 70 mit den baulich getrennten Piezos. Deutlich zu erkennen ist, dass sowohl der Cantilever als auch die Diode mit dem z-Piezo verbunden sind [27]. b.) Schematische Zeichnung des Strahlenganges des XE - 70. Bei einer Änderung der Höhe des Cantilevers um dz bewegt sich die Diode um den gleichen Betrag, so dass der Laserstrahl auf den gleichen Punkt der Diode trifft.

Die Software dieser Serien von AFM lässt auch unterschiedliche Rasterungsmethoden zu. Zum einen kann das Standardscanverfahren gewählt werden: Dabei werden in der schnellen Scanrichtung (was für gewöhnlich immer die x-Richtung ist) Hin- und Rückrichtung aufgenommen, bevor eine Verschiebung in y-Richtung einsetzt. Man erhält also zwei Bilder pro Scanlinie. Allerdings ist es auch möglich auf eine andere Methode (Interlace scan) umzuschalten. Dort wird eine Linie in der schnellen Richtung aufgenommen. Statt auf gleichem Wege zurück zu fahren, wird erst eine Verschiebung in y-Richtung vorgenommen. Mit letzterer Methode kann die Geschwindigkeit des Scans verlangsamt werden. Die Geschwindigkeit wird in der Software in Linien pro Sekunde eingegeben. Wird als Beispiel dort 1 Hz gewählt, bedeutet dies jede Sekunde eine y-Verschiebung. In diese Zeit werden jedoch im Standardverfahren zwei Linien abgebildet (Hin und Rückweg). Jede Linie wurde daher in einer halben Sekunde aufgenommen. Im Interlacebetrieb wird in der Tat nur eine Linie pro Sekunde detektiert. Für spätere thermische Messungen hat das erhebliche Vorteile möglichst langsam zu scanen, um damit eine hohe Lock-In Integrationszeit einstellen zu können. Somit bietet sich ein Interlace Scan an. Leider ist bis zum Zeitpunkt dieser Arbeit nur eine nicht hinreichend stabile Betaversion dieser Scanmethode verfügbar gewesen, weshalb alle Messungen mit der Standardmethode durchgeführt wurden.

3.1.2 Die Betriebsmodi

3.1.2.1 Der Kontaktmodus

Der Kontaktmodus (englisch contact mode) ist der klassische Arbeitsmodus des AFM. Innerhalb des Kontaktmodus können wiederum zwei Arbeitsweisen unterschieden werden, der konstante-Kraft-Modus und der konstante-Höhen-Modus. Beiden Modi ist gemein, dass sie im repulsiven Bereich des Lennard-Jones-Potentials arbeiten (Siehe Abschnitt 3.1.3). Von einem Kontakt mit der Probe wird im Allgemeinen gesprochen, wenn eine resultierende abstoßende Kraft F auf den Cantilever wirkt. Diese Kraft führt zu einer Verbiegung z des Cantilevers. Diese kann, bei nicht allzu großen Verbiegungen, mit dem Hooke'schen Gesetz beschrieben werden.

$$F = -kz$$

k ist die Federkonstante des jeweiligen Cantilevers. Um die Genauigkeit zu maximieren, ist aus der Formel sofort ersichtlich, dass eine möglichst kleine Federkonstante benötigt

3 Experimenteller Aufbau

wird. So erhält man bei gleicher Kraft eine größere Auslenkung.

Beim konstanten-Kraft-Modus wird dem AFM eine Kraft vorgegeben, mit der die Spitze auf die Probenoberfläche drückt. Der Kraftbereich reicht dabei von $10^{-9}N$ bis $10^{-7}N$, je nach verwendeter Spitze [29]. Stößt die Spitze auf eine Unebenheit, ändert sich die Verbiegung des Cantilevers. Um die Andruckkraft konstant zu halten, muss der Piezo eine Bewegung in z-Richtung durchführen, welche als Höheninformation eine topographische Darstellung der Probe erlaubt. Bei dieser Messmethode ist die Scangeschwindigkeit im Wesentlichen durch die Parameter des Regelkreises limitiert.

Im konstanten-Höhen-Modus wird die Spitze an die Probe angenähert, bis ein vorher eingestellte Andruckkraft erreicht ist. Darauf hin wird die z-Position des Piezos für den gesamten Scan nicht mehr verändert und die Verbiegungen des Cantilevers nicht nach geregelt. Die Topographie wird also direkt aus dem Diodensignal berechnet. Diese Arbeitsweise hat den Vorteil, dass die Regelungsmechanismen nicht genutzt werden, was ein wesentlich schnelleres Scannen ermöglicht. In der fehlenden Nachregelung liegt auch der entscheidende Nachteil dieser Arbeitsweise. Wird ein hohes Objekt gescannt, besteht die Gefahr das der Cantilever abbricht, falls dessen Belastungsgrenzen überschritten werden. Andersherum ist ein genereller Nachteil des Kontaktmodus, dass durch falsche Wahl der Parameter nicht nur der Cantilever beschädigt werden kann, sondern gegeben falls auch die Probe zerstört wird. Daher ist eine genaue Wahl der Kraft bzw. Höhe unerlässlich. Abbildung (3.5) zeigt beide Modi im direkten Vergleich und skizziert die vorhandenen Unterschiede.

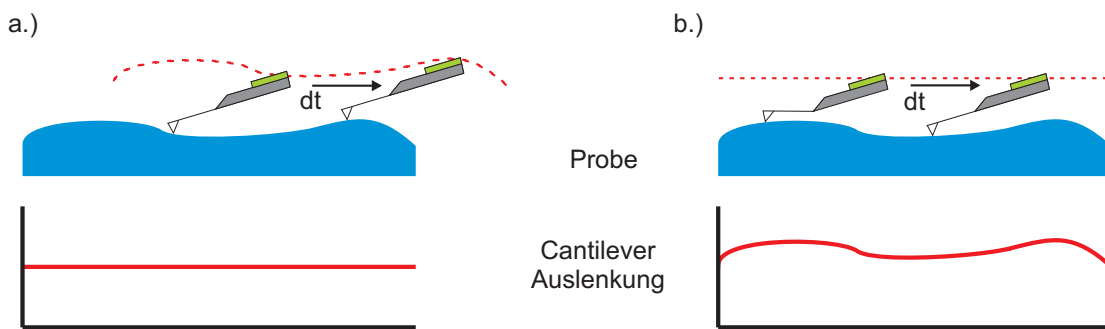


Abbildung 3.5: In beiden Abbildungen ist ein zeitlicher Ablauf eines Linienscans des Cantilevers schematisch gezeichnet. Die gestrichelte rote Linie zeigt die Nachregelung des z-Piezos. Unter dem jeweiligen Scan ist die Verbiegung des Cantilevers dargestellt. a.) Zeigt den konstanten-Kraft-Modus b.) Zeigt den konstanten-Höhen-Modus.

3.1.2.2 Der kontaktlose Modus

Im Unterschied zum Kontaktmodus wird im kontaktlosen Modus (englisch non-contact mode) die Probe nicht von der Spitze berührt. Der Abstand Probe-Spitze ist in der Größenordnung von $10 \text{ \AA}$ bis zu $100 \text{ \AA}$, je nachdem welche Einstellungen gewählt werden. Dieser Modus arbeitet im attraktiven Teil des Lennard Jones Potentials (Siehe Abschnitt 3.1.3). Da im Gegensatz zum Kontaktmodus die wirkenden Kräfte in der Regel geringer sind ($\sim 10^{-12} \text{ N}$) [29], ist eine andere Detektionsmöglichkeit notwendig. Der Cantilever wird dazu von einem weiteren Piezo in Schwingung versetzt. Die Resonanzfrequenz eines Cantilevers lässt sich berechnen mit:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3.1)$$

Hierbei ist m die effektive Masse des Cantilevers. Geht man von einer cosinusförmigen Anregung des Cantilevers mit der Frequenz ω und der Amplitude δ_0 aus, kann man für die Bewegungsgleichung der Spitze einen getriebenen, gedämpften harmonischen Oszillator annehmen. Für dessen Bewegungsgleichung gilt:

$$\frac{\partial^2 d(t)}{\partial t^2} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{\partial d(t)}{\partial t} + \omega_0(d(t) - d_0) = \delta_0 \cos(\omega t)$$

Q wird auch Qualitätsfaktor oder Güte des Cantilevers genannt und steht unter anderem im Zusammenhang mit dem Dämpfungsfaktor γ , welche die Einflüsse der Umgebung wieder spiegeln. Als Definition findet sich $Q = \frac{m\omega_0}{2\gamma}$, und d ist der nicht zeitabhängige Proben-Spitzenabstand. Die Lösung der Bewegungsgleichung ist wohl bekannt und lautet:

$$d(t) = d_0 + \delta \cos(\omega t + \alpha)$$

Die Amplitude der oszillierenden Spitze ist gegeben durch:

$$\delta = \frac{\delta_0 \omega_0^2}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}} \quad (3.2)$$

Der Phasenunterschied zwischen der oszillierenden Spitze und der antreibenden Kraft ist:

$$\alpha = \arctan\left(\frac{2\gamma\omega}{\omega^2 - \omega_0^2}\right)$$

3 Experimenteller Aufbau

Die Cantilever für den kontaktlosen Modus haben eine Resonanzfrequenz von 100 kHz bis 400 kHz und eine Oszillationsamplitude von einigen Nanometern nahe der Resonanzfrequenz [27]. Dies ist der typische Bereich in dem der kontaktlose Modus betrieben wird. Auf Grund der attraktiven Kraft zwischen Spitze und Oberflächenatomen der Probe erfährt die Federkonstante eine Verschiebung gegenüber der intrinsischen Federkonstante k_0 . Die neue Federkonstante wird effektive Federkonstante genannt und ist durch die folgenden Gleichung gegeben:

$$k_{eff} = k_0 - \frac{\partial F}{\partial z}$$

An ihr ist zu erkennen, dass die effektive Federkonstante kleiner als k_0 wird, falls der Kraftgradient positiv ist. Bei einer attraktiven Kraft ist das der Fall. Durch die veränderte Federkonstante des Cantilevers tritt auch eine Verschiebung der Resonanzfrequenz ein. Dies wird deutlich, wenn man in Gleichung (3.1) die neu gefundene Federkonstante einsetzt. Für die neue Resonanzfrequenz ergibt sich somit:

$$\omega_{01} = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{k_0} \cdot \frac{\partial F}{\partial z}} \quad (3.3)$$

Mit der legitimen Näherung, dass $\frac{\partial F}{\partial z} \ll k_0$, kann durch eine Taylorentwicklung ein Frequenzverschiebung angegeben werden.

$$\Delta\omega \approx -\frac{1}{2k_0} \cdot \frac{\partial F}{\partial z}$$

Eine direkte Folge aus der Verschiebung der Resonanzfrequenz ist eine Änderung in der Schwingungsamplitude. Es wird in Gleichung (3.2) ω_0 ersetzt durch das ω_{01} . Gleiches gilt für den Phasenunterschied α . Sowohl δ als auch α und $\Delta\omega$ sind im Experiment messbare Größen. Somit sind mehrere Möglichkeiten vorhanden, um an topographische Informationen der Probe zu kommen. An dieser Stelle sei nur die am häufigsten verwendete Methode erwähnt, die auch im Rahmen dieser Arbeit benutzt wurde. Der Cantilever wird mit einer Frequenz angetrieben, die leicht verschoben gegenüber der Resonanzfrequenz ist. Ist der Kraftgradient nicht mehr Null, wirkt also in der Nähe der Probe eine attraktive Kraft auf die Spitze. Es resultiert eine Verschiebung der Resonanzfrequenz $\Delta\omega$, welche wiederum eine Änderung der Schwingungsamplitude zur Folge hat. Daher können Änderungen der Schwingungsamplitude genutzt werden, um Variationen im Kraftgradienten zu messen. Diese spiegeln ihrerseits unterschiedliche Abstände von Spitze zur Probe wieder, geben also Informationen über die Probertopographie. Ähnlich wie beim Kontaktmodus wird vom Steuerungssystem mit Hilfe einer Regelung die

Schwingungsamplitude des Cantilevers konstant gehalten. Aus den benötigten Nachregelung wird der Datensatz für die Topographie erzeugt.

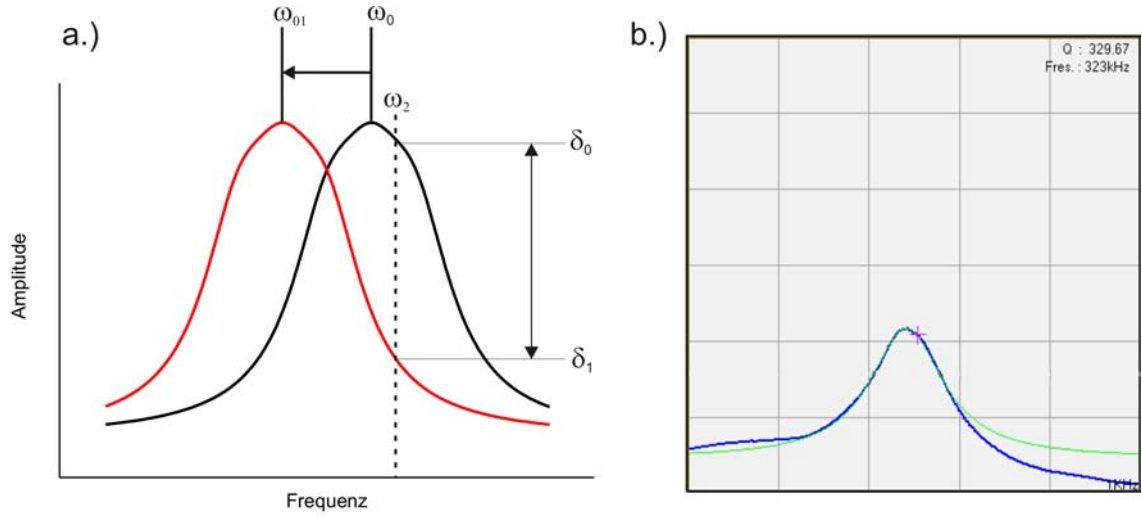


Abbildung 3.6: a.) zeigt beispielhaft die Resonanzkurve des Cantilevers ohne Wechselwirkung mit der Probe (schwarz) und die verschobene Kurve, wenn eine attraktive Kraft auf den Cantilever wirkt (rot). Die Schwingungsfrequenz des Cantilevers liegt bei ω_2 . Durch die gestrichelte Linie bei dieser Frequenz soll die Amplitudenabnahme ($\Delta\delta = \delta_0 - \delta_1$) verdeutlicht werden. b.) Ist eine Kopie aus dem Steuerprogramm des verwendeten XE - 70. Zu sehen ist die schwarze Kurve aus (a.) , wie sie an einem echten Cantilever gemessen wurde (blaue Kurve). Die grüne Kurve ist ein Fit der Software, um Q zu berechnen. Das pinke Kreuz gibt die Frequenz an, mit der der Cantilever schwingen soll.

3.1.3 Spitze-Probe-Wechselwirkung

Die Wechselwirkung zwischen der Probe und der AFM-Spitze kann, genau wie die Wechselwirkung von Atomen untereinander, durch das Lennard-Jones-Potential (Vergleiche Abbildung (3.7)) beschrieben werden. Die Potentielle Energie ist hierbei [9]:

$$E_{pot} \sim \frac{1}{R^{12}} - \frac{1}{R^6} \quad (3.4)$$

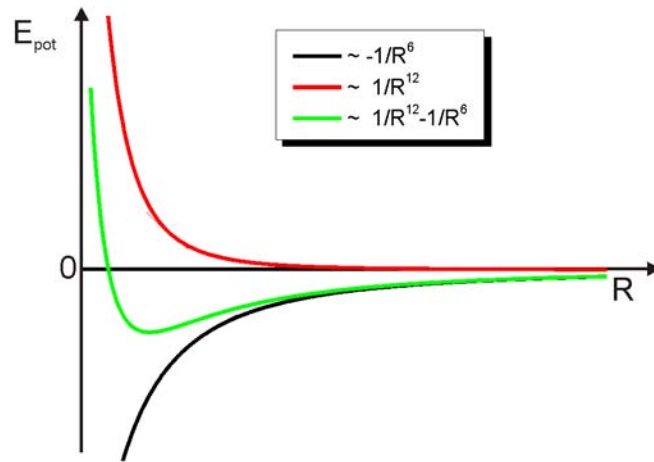


Abbildung 3.7: Es ist der repulsive (rot) und attraktive (schwarz) Anteil des Lennard-Jones-Potenzial gezeigt, sowie das resultierende Potential (grün).

R ist dabei der Abstand zwischen Spitze und Probe (analog zum Spitzenendatom und Probenoberflächenatom). Bei Abständen $R > 1$ nm [28] führen van der Waals Wechselwirkungen zu einem negativen Potential und damit zu einer attraktiven Kraft. Ursache für die van der Waals Wechselwirkung sind induzierte Dipolmomente. Um ein einfaches Verständnis für diese Wechselwirkung zu bekommen, wird eine semi-klassische Betrachtungsweise benutzt. Wird zum Beispiel ein Atom mit einer kugelsymmetrischen Elektronenverteilung betrachtet (Edelgase), besitzt dieses nach außen hin kein resultierendes Dipolmoment, was jedoch nur für den zeitlichen Mittelwert der Fall ist. Betrachtet man eine Momentaufnahme bei der das Elektron als Punktladung angenommen wird, gibt es durchaus ein momentanes elektrisches Dipolmoment. Dieses kann seinerseits in benachbarten Atomen zu einer Verschiebung der Elektronenwolken gegenüber dem Kern führen, also Dipolmomente induzieren. Aus diesem Grunde ist die van der Waals Wechselwirkung immer vorhanden, egal welches System betrachtet wird. Die Stärke der Wechselwirkung ist dabei stark von dem Abstand der Atome abhängig und durch eine Rechnung kann eine $\frac{1}{R^6}$ Abhängigkeit [30] gefunden werden.

Zu einer abstoßenden Kraft kommt es erst, wenn sich zwei Atome so sehr annähern haben, dass sich deren beiden Elektronenwolken abstoßen. Dieser repulsive Anteil wird zu dem natürlich immer noch vorhandenen van der Waals Beitrag addiert. Wird der Abstand jedoch so weit reduziert, dass die jeweiligen Elektronenwolken überlappen und damit auch die Wellenfunktionen der Elektronen, kommt es durch das Pauli Prinzip zu

3 Experimenteller Aufbau

einer starken Abstoßung. Die inneren Elektronen haben 10-30 pm Abstand vom Kern, wo hingegen Valenz- bzw. Leitungselektronen wesentlich weiter entfernt sind [29]. Je näher sich die beiden Atome kommen, umso größer sind die Überschneidungsbereiche der Elektronenwolken, somit vergrößert sich die Abstoßung. Für die Abstandsabhängigkeit findet man eine Proportionalität von $\frac{1}{R^{12}}$. Das von diesen Kräften erzeugte resultierende Potential ist in Abbildung (3.7) zu sehen. Üblicherweise wird von einem Kontakt zwischen Spitze und Probe gesprochen, sobald das Nettopotential Null ist, die Kontaktmessungen findet also im repulsiven Bereich statt. Dem entsprechend befinden sich die kontaktlosen Messungen im attraktiven Regime.

Die zuvor beschriebene Wechselwirkung ist in jedem denkbaren Experiment zu finden, bei dem zwei Körper nah an einander gebracht werden. Es können allerdings durchaus noch weitere Wechselwirkungen vorhanden sein. Diese können durch äußere Einflüsse oder durch bewusste Manipulationen entstehen. Als Beispiel für solch ein bewusstes Einbringen von weiteren Wechselwirkungen können magnetische Felder genannt werden. Befindet sich auf der Spitze ein ferromagnetisches Material, welches durch geschicktes aufbringen eine feste Magnetisierungsrichtung hat, so üben Streufelder des Probenkörpers eine langreichweitige Kraft auf die Spitze aus. Ob es eine attraktive oder repulsive Kraft ist hängt von der Richtung des Streufeldes ab. Damit besteht die Möglichkeit die magnetischen Streufelder einer Probe orts aufgelöst sichtbar zu machen und so auch auf die Lage der Magnetisierung in der Probe zu schließen.

3.1.4 Die Spitzen

Schon im Abschnitt der Betriebsmodi eines AFM ist erwähnt worden, dass es für unterschiedliche Messmethoden dem entsprechend angepasste Cantilever bzw. Spitzen erforderlich sind. So sind die Maße und das Material eines Cantilevers grundlegend entscheidend für die jeweilige Federkonstante. Das Auflösungsvermögen hängt von Spitzenradius ab. Beschichtungen auf der Rückseite erhöhen die Reflektivität des Lasers. Eine elektrische Leiterbahn ermöglicht thermische Messungen bzw. magnetische Beschichtung ermöglichen Streufeldaufnahmen. In Tabelle (3.1) werden die in der Arbeit verwendeten Spitzen aufgeführt und im weiteren deren Eigenschaften kurz beschrieben.

	ACTA	NSC18/Co-Cr	NANO
Länge [μm]	125	230	150
Breite [μm]	40	40	60
Dicke [μm]	4	3	1
Resonanzfrequenz [kHz]	300	75	48
Federkonstante [N/m]	40	3,5	0,45

Tabelle 3.1: Technische Daten der verwendeten Spitzen [31]

Allen Typen ist gemein, dass das Grundmaterial des Cantilevers Silizium ist. Die Spitze selber wird durch ätzen oder einem fokussierten Ionenstrahl hergestellt. Auf die Rückseiten der Cantilever wurde eine 30 nm Aluminiumschicht aufgedampft. Der Cantilever wird mit 10 nm Si_3N_4 versiegelt, dies ist chemisch inert und für den Laser durchlässig. Die ACTA Spitzen werden für den kontaktlosen Modus genutzt. Die Spitzenform ist kegelförmig, mit einem Krümmungsradius von ≈ 10 nm.

NSC18 Spitzen sind von einer ähnlichen Bauart, jedoch wurde auf die Spitze eine 60 nm Co-Schicht aufgebracht, die mit einer 20 nm Cr-Schicht abgedeckt ist, um Oxidationen des Co zu vermeiden. Das Co ist polykristallin, durch die Form der Spitze entsteht eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung in Richtung der Spitzenachse. Die Spitze hat einen Krümmungsradius von 90 nm.

NANO ist eine thermische Spitze, deren Design sich erheblich gegenüber dem anderer Spitzen unterscheidet. Eine thermische Detektion erfolgt über die Messung der Änderung eines elektrischen Widerstandes. Die Spitze muss daher von einem Strom durchflossen sein. Trifft sie während eines Scans auf Bereiche mit unterschiedlicher Temperatur, ändert sich ebenfalls die Temperatur der Spitze und somit auch deren Widerstand. Damit

3 Experimenteller Aufbau

diese Detektion funktioniert, muss die Spitze im Kontaktmodus betrieben und eine geringe Scangeschwindigkeit angestrebt werden, um möglichst ein thermisches Gleichgewicht zwischen Probenbereich und Spitze zu gewährleisten. Die folgenden SEM-Aufnahmen (scanning electron microscope zu deutsch Rasterelektronenmikroskop) sollen den Aufbau der Spitzen verdeutlichen.

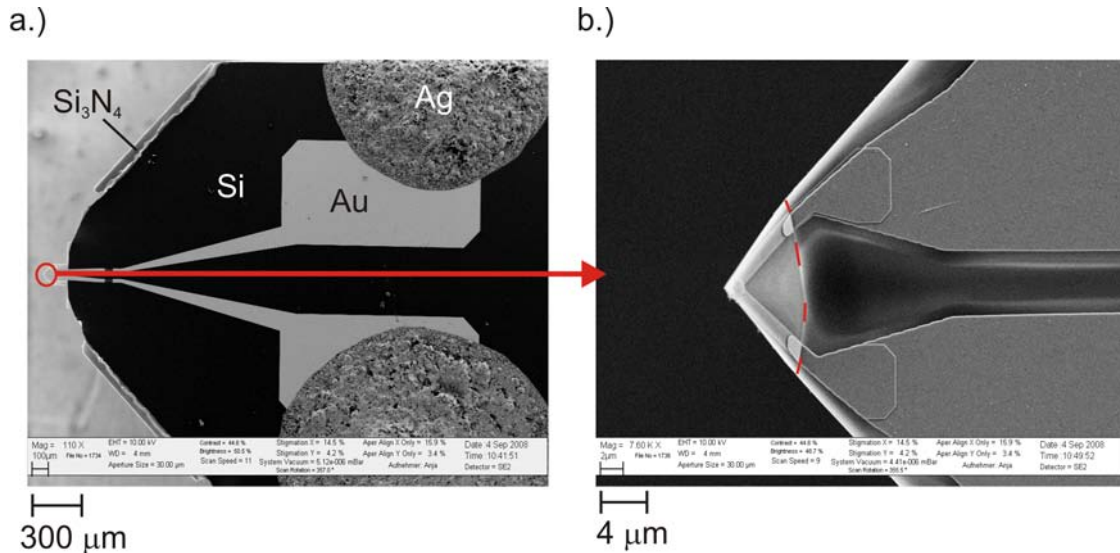


Abbildung 3.8: a.) zeigt ein Übersichtsbild, in dem das Silizium-Substrat, Cantilever (im Bereich des roten Kreises) und die Goldzuleitungen zu sehen sind. b.) ist eine Nahaufnahme des Bereiches im roten Kreis. Es ist die dreieckig zulaufende Spitze deutlich erkennen.

Im Übersichtsbild sind auf rechten Seite die großen Goldkontaktstellen zu sehen, welche mit einem Tropfen Leitsilberlack mit einer elektrischen Zuleitung verbunden sind. Die gesamten Zuleitungen, wie auch die Leiterbahn in der Spitze bestehen aus Gold. Im Bereich des roten Kreises befindet sich der Cantilever. Dieser besteht nur aus Si₃N₄. In der Nahaufnahme ist die genaue Struktur der Spitze zu erkennen, die sich insofern von den anderen unterscheidet, dass sie ein dreieckiges Profil besitzt, auf dessen Schenkel sich die Goldleiterbahnen befinden. Das Bild suggeriert einen planen Verlauf, doch der plötzliche Kontrastunterschied (durch die roten Striche angedeutet) zeigt eine Verkipfung. In der Tat neigt sich der heller erscheinende Bereich dem Betrachter zu. Der Spitzenradius ist ≈ 100 nm. Es kann damit eine laterale Auflösung von ≈ 30 nm erreicht werden. Des Weiteren sollte durch die Goldleiterbahn nicht mehr als 1 mA fließen, um Schäden zu vermeiden.

Der Widerstand der Leiterbahn variiert je nach Spitze ein wenig, befindet sich jedoch immer zwischen 400 - 600 Ω . Die Änderung des Widerstandes bei einer Temperaturänderung wird vom Hersteller mit $1 \frac{\Omega}{K}$ angegeben.

3.1.4.1 Der thermische Kontaktwiderstand

Um mit Hilfe der thermischen Spitzen eine Aussage über die Temperatur der Probe machen zu können, ist es notwendig den thermischen Kontaktwiderstand zu kennen. Dieser ist eine Größe, die etwas über den Temperaturfluss zwischen der Spitze und der Probenoberfläche aussagt. So ist es zum Beispiel verständlich, dass zwischen einem guten thermisch leitenden Material und der Spitze ein geringerer thermischer Kontaktwiderstand existiert, als zwischen einem schlechten Leiter und der Spitze. Um eine Möglichkeit zur Messung dieses Widerstandes zu erhalten, wird durch die thermische Spitze ein modulierter Strom gegeben. Scant diese Spitze über eine Probenoberfläche, die verschiedene Materialien aufweist, ändert sich der Temperaturfluss je nach Material.

Betrachtet man eine Spitze mit dem elektrischen Widerstand R durch die der modulierte Strom $I(t)$ fließt, ist die umgesetzte elektrische Leistung gegeben durch:

$$P(t) = R \cdot I^2(t) \quad \text{mit} \quad I(t) = I_0 \sin(\omega t)$$

$$P(t) = R \cdot I_0^2 (\cos^2(\omega t) - \cos(2\omega t))$$

Diese Leistung erzeugt eine Oszillation der Temperatur in der Spitze. Ähnlich wie bei der Betrachtung der thermischen Wellen ist es sinnvoll eine Separation von stationärer und zeitabhängiger Temperatur vorzunehmen. Die Zeitabhängigkeit der Temperatur muss der der Leistung entsprechen, wobei es eine Verschiebung in der Phase gibt. Bei der Verschiebung handelt es sich um eine Trägheit auf Grund der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Temperatur. Durch die Temperaturoszillation in der Spitze kommt es zu einer Änderung des elektrischen Widerstandes der selbiger. Unter Anwendung von Additionstheoremen ergibt sich:

$$\begin{aligned} R(t) &= R_{stat} + R'(t) = R_{dc} + \frac{dR}{dT} \Delta T \frac{1}{2} (1 - \cos(2\omega t + \varphi)) \\ &= R_{stat} - \frac{dR}{dT} \Delta T \frac{1}{2} \cos(2\omega t + \varphi) \end{aligned}$$

Der erste Term ist der zusammengefasste stationäre Teil. Im zweiten Term ist die Zeitabhängigkeit zu finden. Die Hersteller von thermischen Spitzen geben sehr oft den Wert

$\frac{dR}{dT}$ an, daher erscheint dieser Term umständlich geschrieben. Des Weiteren steht direkt die Größe ΔT in der Gleichung. Dies ist die Temperaturdifferenz, die auf Grund der oszillierenden Temperatur auftritt. Sie ist ein Maß für den thermischen Kontaktwiderstand. Angenommen der Temperaturfluss zwischen Spitze und Probe sei groß, so ist der thermische Kontaktwiderstand klein. Ebenso ist ΔT klein, da die Temperatur gut von der Spitze in die Probe fließen kann. Andersherum verhält es sich bei kleinem Temperaturfluss. Für den kontaktlosen Spezialfall kann die Spitze die thermische Energie nur über die Luft weitergeben. Es kann berechnet werden, dass dann für $\Delta T \sim I_0^2$ gilt [42]. Da in der Regel keine Widerstände, sondern elektrischen Spannungen gemessen werden, lässt sich noch folgende Umformung durchführen:

$$\begin{aligned} U(t) &= R(t) \cdot I(t) = R_{stat} I_0 \sin(\omega t) - I_0 \frac{dR}{dT} \Delta T \frac{1}{2} \cos(2\omega t + \varphi) \sin(\omega t) \\ &= R_{stat} I_0 \sin(\omega t) - I_0 \frac{dR}{dT} \Delta T \frac{1}{4} \sin(-\omega t - \varphi) - I_0 \frac{dR}{dT} \Delta T \frac{1}{4} \sin(3\omega t + \varphi) \end{aligned}$$

An der Gleichung ist sofort zu erkennen, dass $U(t) \sim I_0 \frac{dR}{dT} \Delta T \frac{1}{4} \sin(3\omega t + \varphi)$ ist. Wird auf der dritten harmonischen der Modulationsfrequenz gemessen (mittels Lock-in Technik), können qualitative Aussagen über den Kontaktwiderstand gemacht werden. So kann zum Beispiel geklärt werden, ob es eine optimale thermische Ankopplung zwischen Spitze und Probe gibt, oder ob der Kontaktwiderstand (Temperaturfluss) von der Anpresskraft der Spitze abhängt. Kenntnis darüber sind für thermische Messungen von großer Bedeutung. Der entscheidende Vorteil einer 3ω Messung ist, dass elektrische Störungen, die bei einer 1ω Messung auftreten können (zum Beispiel können Kabel wie Antennen wirken), sehr gering sind. Es wird der Kraft-Abstands Modus des AFM benutzt, um Aussagen über den Kontaktwiderstand bei verschiedenen Anpresskräften zu machen (siehe Abschnitt 4.1.1).

3.1.4.2 Der Kraft-Abstand Modus

Mittels eines AFM können nicht nur Informationen über die laterale Veränderungen einer bestimmten Größe gesammelt werden. Vielmehr lassen sich mit Hilfe des Kraft-Abstand Modus Aussagen über die Oberflächenbeschaffenheit (zum Beispiel Elastizität, thermischer Kontaktwiderstand) an definierten Stellen der Probe machen. Bei dieser Messmethode wird die Auslenkung des Cantilever über die Position des z-Piezo gemessen. Der z-Piezo erfährt solange eine Vergrößerung der Länge, bis ein vom Benutzer eingestellter Wert der Auslenkung erreicht ist. Danach verkleinert sich die Länge, bis sie

3 Experimenteller Aufbau

wieder ihren Ursprungswert angenommen hat. Die Geschwindigkeit der Längenveränderung bleibt über den gesamten Zeitraum der Messung konstant. Zu Beginn der Messung befindet sich die Spitze weit entfernt von der Probenoberfläche und die Auslenkung ist daher Null.

Nähert sich die Spitze der Probe an, kommt es zu einem Sprung der Spitze auf die Oberfläche (snap on). Dieser Sprung wird von den attraktiven Kräften hervorgerufen (siehe Lennard-Jones Potential Abschnitt 3.1.3). Der Cantilever verbiegt sich daher in Richtung der Probenoberfläche. Bei weiterer Verlängerung des z-Piezos wird diese Verbiegung kleiner, bis sie wieder ganz verschwindet. An dieser Stelle sind repulsive und attraktive Kraft auf die Spitze gleich groß. Fährt der z-Piezo mit der Verlängerung fort, überwiegen die repulsiven Kräfte auf die Spitze. Die Spitze wird auf die Probenoberfläche gedrückt und es resultiert eine Verbiegung des Cantilevers, die nun jedoch von der Probenoberfläche weg zeigt. Sie ist auf Grund des Hooke'schen Gesetzes linear. Wird die Kraft auf den Cantilever so groß, dass der nichtlineare Bereich erreicht wird, sind massive Schäden an der Spitze und Probe zu erwarten.

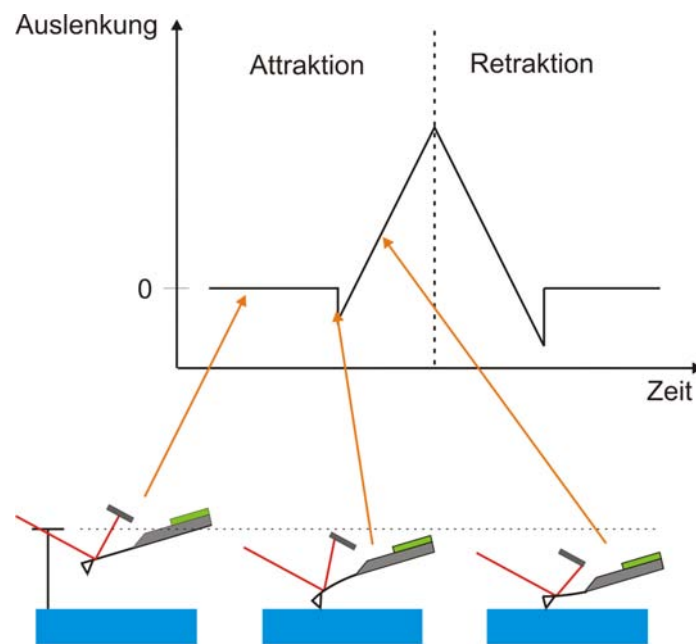


Abbildung 3.9: Es ist eine ideale zeitliche Auslenkung des Cantilevers bei Attraktion und Retraktion des Cantilevers zu sehen. Um die Verbiegung des Cantilevers zu verdeutlichen sind, Schemabilder für die verschiedenen Situationen darunter zu finden.

3 Experimenteller Aufbau

In Abbildung (3.9) ist der zuvor beschriebene Annäherungsprozess zu erkennen, zusätzlich ist ebenfalls der Bereich der Entfernung dargestellt, in welchem sich der z-Piezo verkürzt. Auffällig ist die Tatsache, dass die Kurve nicht symmetrisch ist. Die Kraft, die gebraucht wird, um die Spitze von der Probenoberfläche zu entfernen ist größer als die reine attraktive van der Waals Kraft, die bei der Annäherung wirkt. Die Differenz kann als Adhäsionskraft bzw. Kapillarkraft identifiziert werden. Für äußerst reine Oberflächen von Probe und Spitze können kovalente oder metallische Bindungen zwischen Spitzen und Probenatomen entstehen, die zu einer Adhäsionskraft führen.

Befindet sich ein Wasserfilm auf der Probe, was bei Messungen an Luft immer der Fall ist, wirkt eine Kapillarkraft zwischen Spitze und Probe. Diese muss erst überwunden werden, bevor die Spitze sich vom Wasser löst. Ist die Federkraft auf Grund der Verbiegung größer als van der Waals, Adhäsions- und Kapillarkraft zusammen, springt der Cantilever in seine auslenkungsfreie Position zurück (snap off).

3.2 Der Magnet

Externe Magnetfelder werden von einem selbst gebauten Magneten erzeugt. Er besteht aus einem runden Weicheisenkern ($\mu_r = 60000$), welcher zu einem Ring (Radius 12,5 cm) gebogen wurde. Um einen Messbereich mit einem möglichst homogenen Magnetfeld zu schaffen, wurde ein planparalleler Ausschnitt mit einer Breite von 19 mm ausgelassen. Da sich während der Experimente eine AFM Spitze im Magnetfeld befindet und somit auch der gesamte Scankopf in der Nahe ist, müssen die Streufelder der Pole minimiert werden.

Andererseits würde ein sich zeitlich änderndes Magnetfeld es unmöglich machen, die AFM Spitze an einem definierten Ort auf der Probe verweilen zu lassen, da diese vom Magnetfeld beeinflusst wird. Aus diesem Grunde sind die Randbereiche der planparallelen Flächen angeschragt worden. Um die Remanenzmagnetisierung des Kerns herab zu setzen, wurde der Kern in einem Ofen für 8 Stunden bei 1250°C ausgeglüht.

Der Kern ist mit ca. 700 Windungen Kupferdraht (Durchmesser 1,5 mm) umwickelt. Diese liegen in zwei Lagen um den Kern. Die Konstruktion der Wicklung ermöglichen es optional noch zwei weitere Lagen aufzubringen.

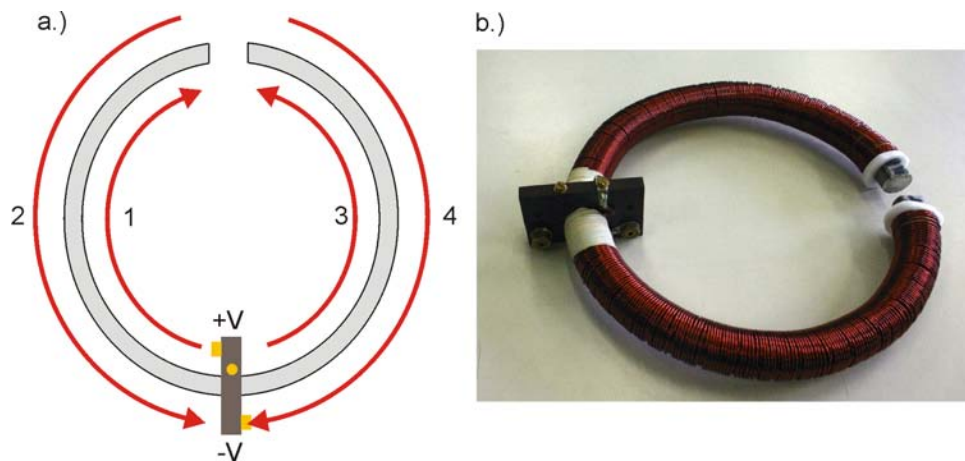


Abbildung 3.10: a.) zeigt den Aufbau und die Wicklungsrichtung des Magneten b.) Foto des Magneten

In dem Kunststoffblock, der sich gegenüber dem Spalt befinden, sind an den Seiten Bananensteckerbuchsen angebracht, die zur elektrischen Kontaktierung dienen. Linker und rechter Spulenteil sind entsprechend ihrer Wicklungsrichtung mit Hilfe der beiden oberen Schrauben verbunden. Die Wicklungstechnik soll durch die Nummern in Abbildung

3 Experimenteller Aufbau

(3.10 a.) verdeutlicht werden. Die erste Wicklung (1) wurde mit der Zuleitungsschraube verbunden und bis in die Nähe des Spaltes gewickelt, wo sie dann in die zweite Wicklungslage (2) übergeht und zurück zum Block geführt wird. Dort angekommen wird der Kupferdraht an der Oberseite des Blockes befestigt. An der gleichen Stelle wird die erste Lage der anderen Seite angebracht und es wird analog verfahren (3), (4).

Die Stromversorgung des Magneten wird mittels eines Netzgerätes im Konstantstrommodus geliefert. Um die Charakteristik des Magneten zu bestimmen, wurde mittels einer Hall-Sonde das Magnetfeld in Abhängigkeit von der Stromstärke gemessen.

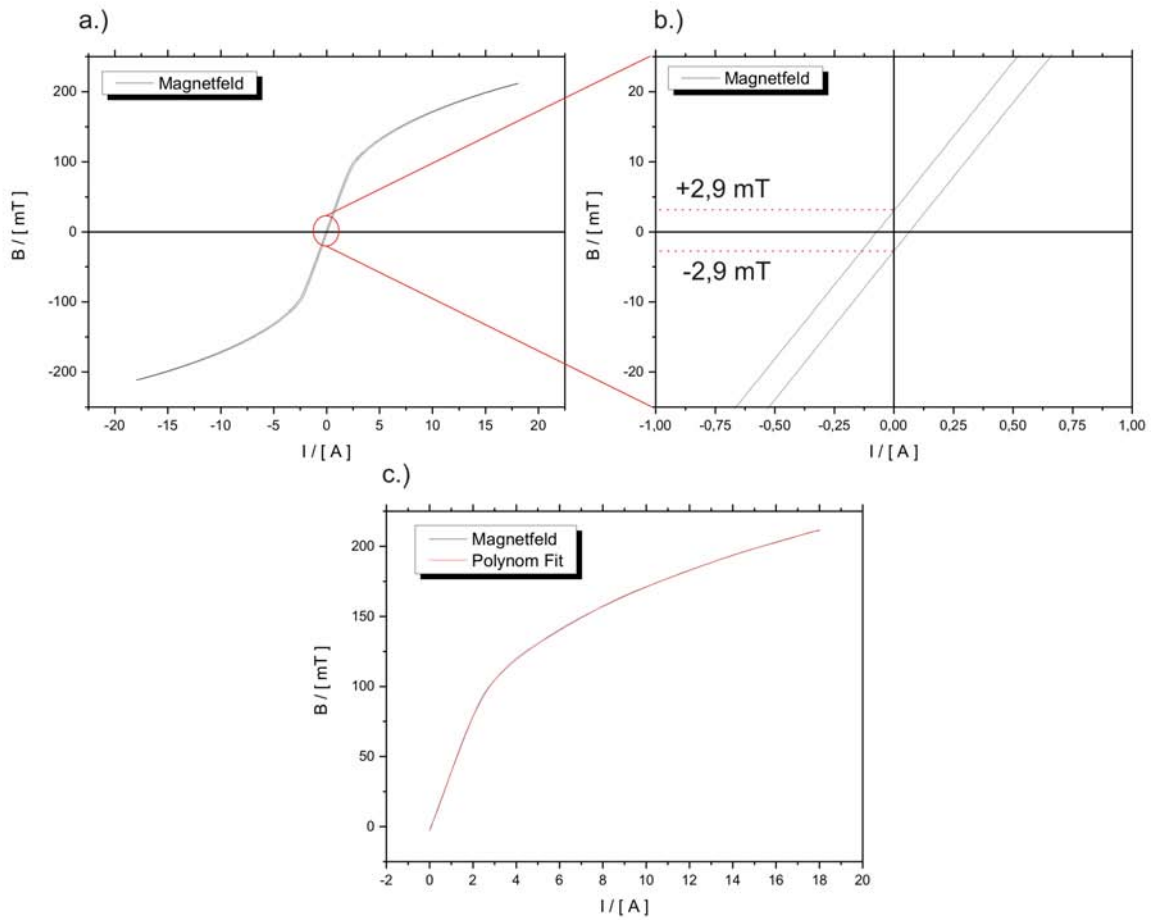


Abbildung 3.11: a.) Magnetfeld über Strom des Netzgerätes b.) Vergrößerung des Bereiches um den Ursprung zur Ermittlung der Remanenz c.) nur der positive Ast von (a) mit einem Polynomfit

3 Experimenteller Aufbau

Im Diagramm c.) wurde ein Polynom neunter Ordnung (weniger ergaben deutliche Abweichungen zwischen Fit und Messkurve) verwendet, um die Magnetfeldkurve anzupassen:

$$\begin{aligned} B(I) = & -1,3362186 + 29,46565938 \cdot I + 21,36822731 \cdot I^2 - 13,0054962 \cdot I^3 \\ & + 3,22453844 \cdot I^4 - 0,4439507 \cdot I^5 + 0,03644126 \cdot I^6 \\ & - 0,00177495 \cdot I^7 + 4,7391412 \cdot 10^{-5} \cdot I^8 - 5,3466803 \cdot 10^{-7} \cdot I^9 \end{aligned}$$

Ein dauerhafter Betrieb über 15 A ist nicht möglich. Die Wärmeentwicklung der Magnetwindungen nimmt in dem Falle solch hohe Werte an, dass eine Beschädigung der Kupferdrahtisolierung eintritt. Die Isolierung fängt an auszugasen und wird auf Dauer porös. Dies kann zu Brüchen führen, die einen Kurzschluss verursachen und somit zu einer Zerstörung des Magneten führen. Ein Dauertest über 30 Minuten hat bestätigt, dass für ein Feld von $172 \pm 0,2$ mT bei 10 A die Temperatur im moderaten Bereich von 73°C gelegen hat, so dass typische FMR-Spektren und thermische Aufnahmen in deren Resonanzposition aufgenommen werden können.

Die Remanenz des Magneten liegt bei $2,9 \pm 0,2$ mT. Dieser geringe Wert wurde durch das Glühen erreicht, welches die Remanenz um ungefähr 80 % reduziert hat und ermöglicht somit auch Messungen nahe des Nullfeldes.

3.3 Der Resonator für orts aufgelöste Messungen

In diesem Abschnitt wird auf die Details des verwendeten Resonators eingegangen, der für die entsprechenden Bedürfnisse angepasst wurde.

3.3.1 Feldverteilung und Resonanzfrequenz

Abbildung (3.12) zeigt zum einen den schematischen Aufbau, als auch ein Foto, des verwendeten Mikrowellenresonators.

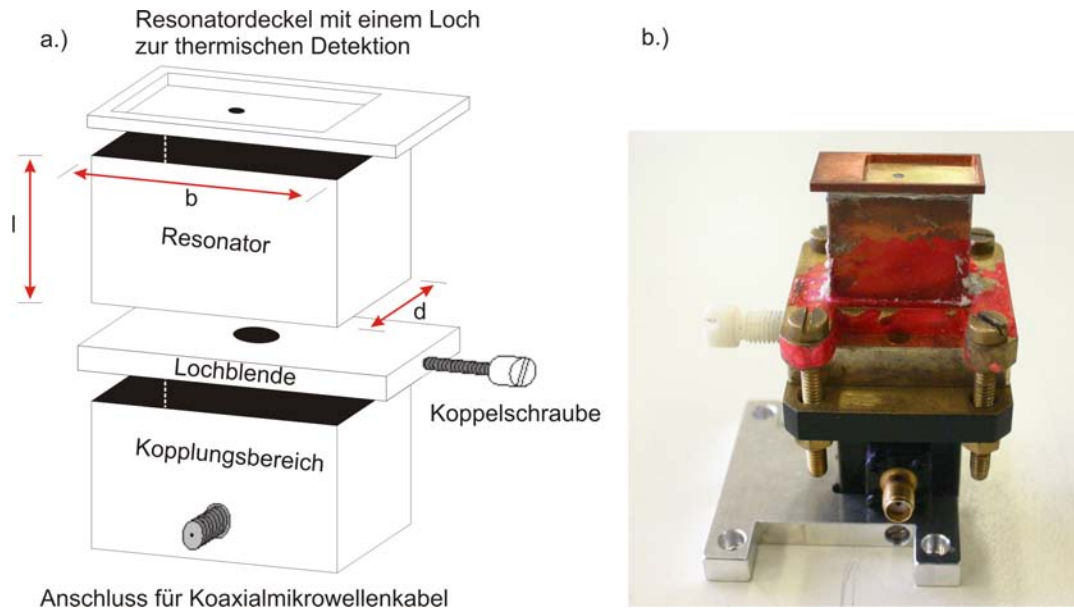


Abbildung 3.12: a.) Zeichnung des Resonators mit allen wichtigen Elementen. b.) Foto des realen Resonators, der sich in einer Halterung zur Befestigung am x-y Tisch des XE - 70 befindet.

Der gezeigte Resonator wurde im Rahmen einer Diplomarbeit an der Ruhr-Universität Bochum entwickelt [32], allerdings musste der Deckel neu gestaltet werden, um an die neu aufgebaute Messanordnung angepasst zu werden. Auch die Aluminiumhalterung des Resonators, die eine Anbringung auf dem x-y Tisch ermöglicht, wurde neu angefertigt. Der Resonator bzw. der Kopplungsbereich sind aus Rechteck-Hohlleiterstücken ausgeschnitten, die aus Kupfer bestehen. Die Innenmaße des Resonators sind $l = 25,70 \text{ mm}$ / $b = 22,78 \text{ mm}$ / $d = 10,07 \text{ mm}$. Die Lochblende befindet sich zwischen Resonator und Kopplungsbereich. Wie zuvor beschrieben kann mit Hilfe der Koppelschraube der Resonator abgestimmt werden. Das Einkopplungsloch sollte sich möglichst genau in der

3 Experimenteller Aufbau

Mitte des Resonators / Koppelbereiches befinden. Im Koppelungsbereich findet sich eine Antenne, die sowohl die Mikrowellen in den Resonator einkoppelt, als auch eventuelle reflektierte Anteile dieser Welle wieder auskoppelt. Der Deckel wird mit Leitsilberlack an der Oberseite des Resonators befestigt. Dieser Lack bietet den Vorteil, dass er eine gute elektrische Leitfähigkeit hat, dabei jedoch keine feldspezifische Mikrowellenabsorption aufweist. Um die Güte des Resonators zu verbessern wurden die Innenseiten mit $10\text{ }\mu\text{m}$ Gold beschichtet. Dies führt zu einer gesteigerten elektrischen Leitfähigkeit, die gleichzeitig einen Oxidationsschutz bietet.

Resonatoren bieten den entscheidenden Vorteil, dass sich bei deren Eigenfrequenz stehende Wellen ausbilden und so hohe Wechselfelder erreicht werden können. In dieser Arbeit ist ausschließlich der gezeigt Rechteckresonator verwendet worden, weshalb sich im Folgenden nur auf die Beschreibung dieses Resonatortyps beschränkt wird. Um die Eigenfrequenz dieses Resonators zu bestimmen, ist es hilfreich die Feldverteilung für die verwendete TE_{101} Mode zu betrachten.

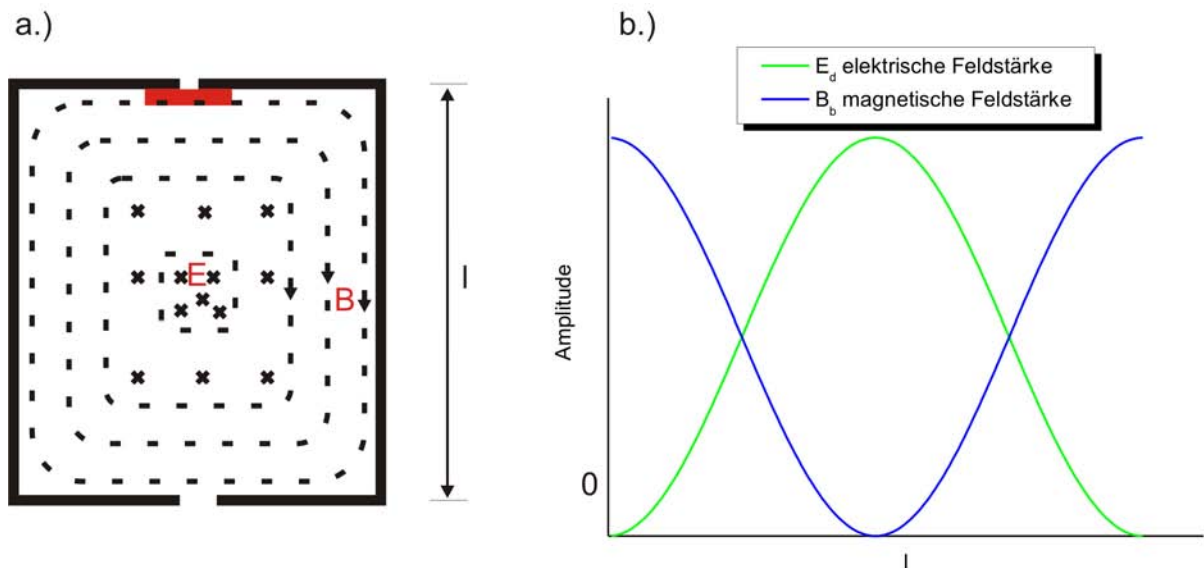


Abbildung 3.13: a.) Feldverteilung der Mikrowelle im Resonator. Die Probe ist als rotes Rechteck eingezeichnet. b.) Amplitudenverteilung von E bzw. B im Resonator.

Allgemein bezeichnet man als TE_{mnp} Mode solche, bei denen das elektrische Feld (E) senkrecht zur langen Symmetrieachse (L) orientiert ist. Die tief gestellten Indizes geben die Anzahl der Knotenflächen des elektrischen Feldes entlang der Breite(b), Dicke (d)

3 Experimenteller Aufbau

und Länge (l) an. Die Eigenfrequenz kann für den speziellen Fall der Rechteckresonatoren mit Hilfe von

$$f = c \cdot \sqrt{\left(\frac{m}{2b}\right)^2 + \left(\frac{n}{2d}\right)^2 + \left(\frac{p}{2l}\right)^2}$$

bestimmt werden [23]. Mit c als Lichtgeschwindigkeit ergibt sich $f = 8,799$ GHz.

Die Probe ist unter dem Deckel mittels Klebestreifen, die keine FMR/ESR Linien enthalten, so angebracht, dass sie sich genau unter dem Loch befindet und somit von der thermischen Spitze erreicht werden kann. Die Position hat den Vorteil, dass die magnetische Feldstärke B der Mikrowelle ein Maximum bzw. die elektrische Feldstärke E ein Minimum hat. Somit erhält man eine größtmögliche Präzession der Magnetisierung und vermeidet störende elektrische Einflüsse. Außerdem wird die Probe gegenüber dem Deckel isoliert, in dem eine sehr dünne Schicht Nagellack um das Loch aufgebracht wird. Es ist besonders darauf zu achten, dass die Schicht nicht zu dick wird, da die Spitze sonst nicht mehr in Kontakt mit der Probe gebracht werden kann.

3.3.2 Bestimmung der Güte

Aus der Theorie (Abschnitt 2.2.4.2) ist ersichtlich geworden, dass das Signal-Rauschverhältnis des detektierten FMR-Signals von der Güte des verwendeten Resonators abhängt. Um diese zu bestimmen wird zunächst die Probe unter dem Resonatordeckel befestigt und der Deckel fest auf den Resonator geklebt. Der Resonator wird an einen Zirkulator angeschlossen. Dieser ist wiederum mit dem Mikrowellensynthesizer und einer Mikrowellendiode verbunden, wie in folgender Abbildung dargestellt.

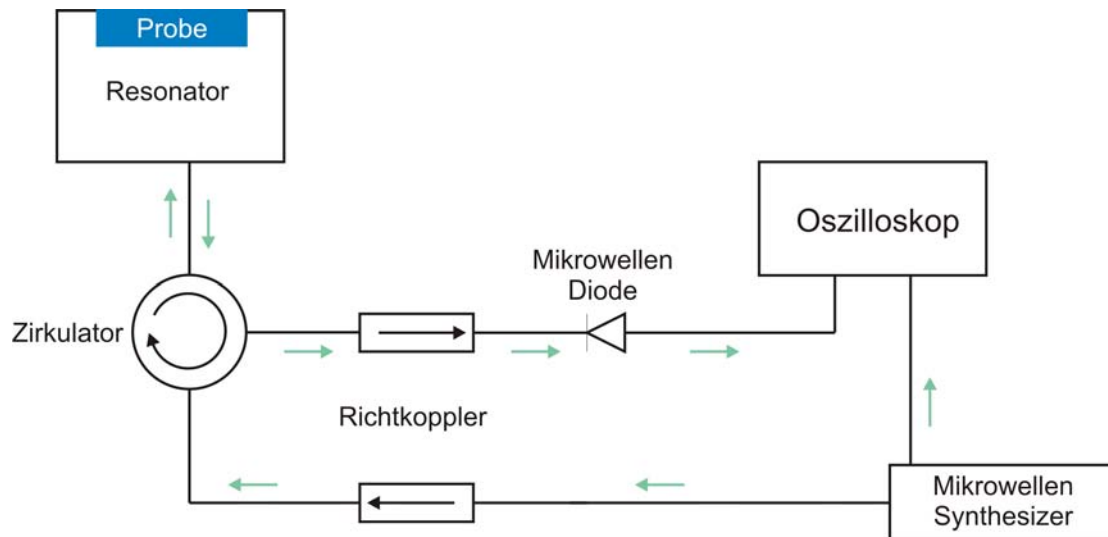


Abbildung 3.14: Schematischer Aufbau zur Bestimmung der Güte und zur Abstimmung des Resonators.

Der Mikrowellensynthesizer ist auf eine feste Mikrowellenleistung eingestellt. Es wird jedoch ein Frequenzbereich eingestellt, der mit konstanter Geschwindigkeit periodisch durchfahren wird. Der Frequenzbereich sollte im Bereich der vorher errechnete Eigenfrequenz des Resonators liegen. Der Synthesizer koppelt also zeitlich variierende Mikrowellenfrequenzen in den Resonator ein. Entspricht zu einer gewissen Zeit die Mikrowellenfrequenz der Eigenfrequenz des Resonators, verbleibt ein Teil der Mikrowellenleistung im Resonator. Es wird also nicht die gesamte Leistung reflektiert. Die angeschlossene Mikrowellendiode gibt eine Spannung aus, die in einem gewissen Bereich proportional zur reflektierten Leistung ist. Um die Eigenfrequenz ausfindig zu machen, muss also nach einem Minimum in der Diodenspannung gesucht werden.

Die Diodenspannung wird mittels eines Oszilloskopes sichtbar gemacht, wobei sie über den Frequenzbereich dargestellt wird. Mit Hilfe der Koppelungsschraube kann der Re-

sonator solange abgestimmt werden, bis am Minimum die Diodenspannung 0 V ist, also die komplette Leistung im Resonator verbleibt. Die entsprechende Frequenz ist die Eigenfrequenz des Resonators. Die Resonatorgüte lässt sich aus der Halbwertsbreite Δf der reflektierten Leistung bestimmen:

$$Q = \frac{f_{res}}{\Delta f} \quad (3.5)$$

Ein typischer Resonanzpeak für eine verwendete Probe und dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen Resonator ist in Abbildung (3.15) dargestellt. Die Bestimmung der Güte ist dort eingezeichnet und ergibt sich in diesem Fall zu $Q = 2365$.

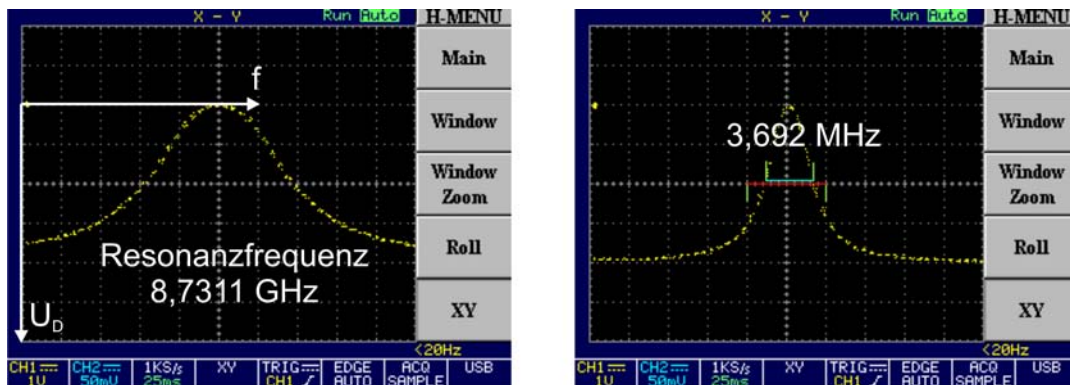


Abbildung 3.15: Links.) 10 MHz Frequenzbereich zur Bestimmung der Resonanzfrequenz. Rechts.) 30 MHz Frequenzbereich um die Halbwertsbreite zu ermitteln. Nur in diesem Bereich ist eine Sättigung der Diodenspannung an den Flanken des Resonatorpeaks zu erkennen.

3.3.3 Der Resonatordeckel und die unmagnetische Spitzenhalterung

Da der Deckel eine entscheidende Rolle spielt, wird in diesem Abschnitt dessen Konstruktion genauer vorgestellt. Zur Veranschaulichung dient Abbildung (3.16). Im vorherigen Abschnitt wurde bereits erwähnt, dass durch das Loch im Deckel die thermische Detektion erfolgt. Die Wandstärke des Deckels darf nicht zu groß gewählt sein, um das Eintauchen der Messspitze zu ermöglichen, andererseits würde ein zu dünner Deckel mechanisch instabil werden und so Messungen unmöglich machen. Aus diesem Grunde besteht der Deckel aus zwei verschiedenen Teilen.

3 Experimenteller Aufbau

Es wurde ein Rahmen aus Kupfer gefertigt, der durch die Maße des Resonators bestimmt ist. Die Form des Rahmens ist dabei so gewählt, dass diese sich der Halterung der thermischen Spitze anpasst, damit eine problemlose Annäherung an die eingebaute Probe gewährt ist. Die Spitzenhalterung musste völlig neu konstruiert werden, da mit ihr Messungen in einem externen Magnetfeld stattfinden und die alte Halterung auf magnetischer Basis funktioniert. Auf diese Halterung würde ein sich zeitlich änderndes Magnetfeld unterschiedlich große Kräfte ausüben, somit wäre eine Ortsauflösung unmöglich. Auf den Kupferrahmen wurde ein 25 μm dickes Messingblech aufgespannt und verlötet. In das Blech wurde unter Vermeidung von scharfen, hoch gebogenen Kanten ein 2 mm großes Loch gefräst, so dass die Kanten die Zuleitungen der thermischen Spitze nicht durchtrennen.

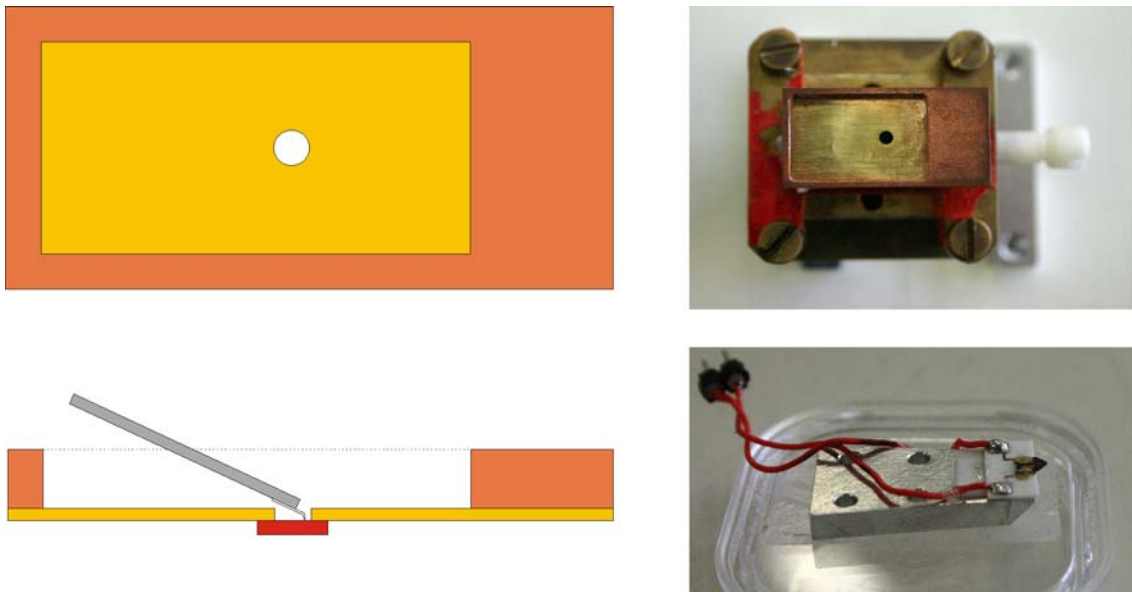


Abbildung 3.16: Oben.) zeigt den Deckel von oben, einmal als Zeichnung und als Foto. Unten.) die Abbildung zeigt den Deckel von der Seite, wobei zusätzlich die Position der Probe und Spitze samt Halterung eingezeichnet sind. Das Foto zeigt eine thermische Spitze (Abbildung 3.8) montiert auf einen selbst entworfenen unmagnetischen Halter.

3.4 Aufbau der Experimente

In den vorherigen Abschnitten sind einzelne Bauteile des Experimentes beschrieben worden, während nun der komplette Versuchsaufbau betrachtet wird. Im nachfolgenden Abschnitt wird hier zunächst der Aufbau für thermische Messungen dargestellt.

3.4.1 Thermische Messung mittels thermischen Nahfeldmikroskops

Abbildung (3.17) zeigt schematisch den experimentellen Aufbau zur rein thermischen Detektion von Proben.

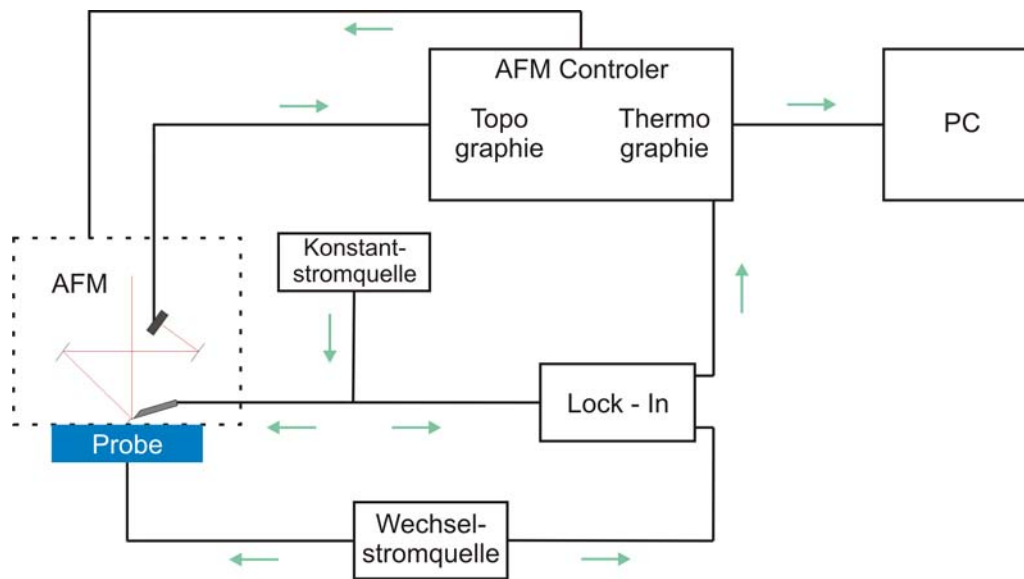


Abbildung 3.17: Aufbau und Verbindungen für rein thermische Detektion

Als AFM dient das zuvor beschriebene XE - 70, welches im konstante-Kraft Modus mit dem neu konstruierten Halter, samt thermischer Spitze betrieben wird. Eine Konstantstromquelle ist parallel mit der Spitze und einem digitalen zweiphasen Lock-In-Verstärker (Modell: SR-830) verbunden. Sie dient als Stromversorgung der Spitze und mittels des Lock-In kann der Spannungsabfall über die Spitze bestimmt werden. Mit Hilfe einer Wechselstromquelle, die ein entsprechendes Referenzsignal für den Lock-In-Verstärker bereitstellt, wird ein oszillierender Heizstrom an der Probe eingepreßt, der thermische Wellen in der Probe erzeugt. Durch den thermischen Nahfeldeffekt kann an der AFM-Spitze eine oszillierende Spannung auf der Referenzfrequenz gemessen und somit z.B.

3 Experimenteller Aufbau

äquivalent zum topographischen Signal als Farbbild dargestellt werden. So entsteht ein Bild der thermischen Oberfläche des gescanten Bereiches.

An dieser Stelle sei erwähnt, dass die Detektion mit Hilfe des Lock-In auf der zweiten Harmonischen (2ω) stattfindet. So können störende elektrische Signale eliminiert werden, da sich diese bei einer 2ω Messung heraus mitteln. Die Messung auf der zweiten Harmonischen ist gerechtfertigt, da die Erwärmung unabhängig von der Stromrichtung ist. Der Stromfluss durch die Spitze darf auf keine Fall mehr als 1 mA betragen, da sonst die sehr filigranen Leiterbahnen beschädigt werden würden. Meist sind die Stromstärken, die durch die Probe fließen, weit oberhalb dieses Wertes; aus diesem Grunde muss die Probe mit Kohlenstoff abgedeckt werden, damit eine elektrische Isolation gewährleistet ist.

Für Messungen des Kontaktwiderstandes (siehe Abschnitt 3.1.4.1) muss der Aufbau so verändert werden, dass die Spitze moduliert geheizt werden kann. Aus diesem Grunde wird die Wechselstromquelle an die Spitze angeschlossen und die Konstantstromquelle entfernt.

Zusätzlich zu der erhaltenen Thermographie wird im gleichen Scan ein topographisches Bild geliefert. Die Detektion der beiden Informationen ist unabhängig voneinander.

Da ein Umbau von rein thermischen Messungen zu FMR-Messungen ohne große Probleme vorgenommen werden soll und eine elektrische Kontaktierung der zu messenden Probe gewährleistet werden muss, wurden die in Abbildung (3.18) gezeigten Elemente angefertigt.

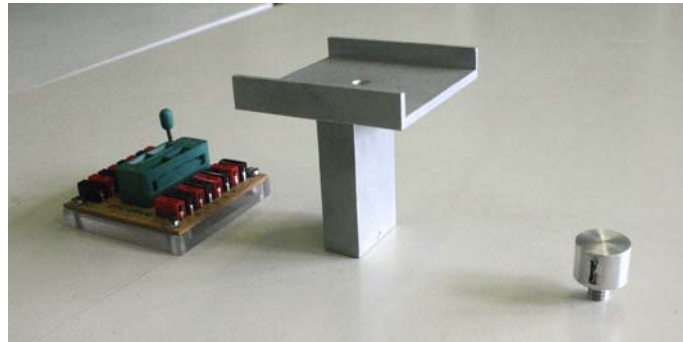


Abbildung 3.18: Links.) Chipcarrierhalterung mit sechzehn elektrischen Zuleitungen. Mitte.) Befestigung für die Chipcarrierhalterung. Rechts.) Probenhalter für rein topographische Messungen.

Proben, die thermisch untersucht werden sollen, befinden sich stets auf einem Chipcarrier. So können Strukturen auf der Probe mittels Bondungsdrähten einfach kontaktiert

3 Experimenteller Aufbau

werden. Der Chipcarrier hat sechzehn verschiedene Kontaktierungsmöglichkeiten für die Bonddrähte, welche wiederum durch Beine am Chipcarrier kontaktiert werden können. Aus diesem Grunde wurde die Chipcarrierhalterung gebaut, um ohne direkten mechanischen Einfluss auf die Probe die selbige mit den Messgeräten zu verbinden. Es wird in den grünen Block der Chipcarrier eingespannt und so kann jedes Bein mit einer Zuleitung verbunden werden.

Für eine thermische Messung wird die Halterung mit doppelseitigem Klebeband auf der Aluminiumkonstruktion befestigt. Die gesamte Konstruktion wird statt des Resonators auf dem x-y Tisch des AFM eingebaut. Falls eine gewöhnliche Topographiemessung an einer Probe durchgeführt werden soll, wird diese auf dem kleinen Probenhalter (siehe Abbildung (3.18)rechts) aufgebracht. Dieser kann mit einem Gewinde fest mit der Aluminiumkonstruktion verbunden werden und ermöglicht so die Probe mit dem Scankopf zu erreichen und abzustasten. Zahlreiche Messungen haben gezeigt, dass trotz dieser baulichen Änderungen stabile Scanbedingungen erhalten bleiben.

3.4.2 Das thermische Nahfeldmikroskop in der FMR

Für die thermische Mikroskopie mittels ferromagnetischer Resonanz wird ein etwas anderer Versuchsaufbau benötigt, wie er schematisch in Abbildung (3.19) gezeigt ist.

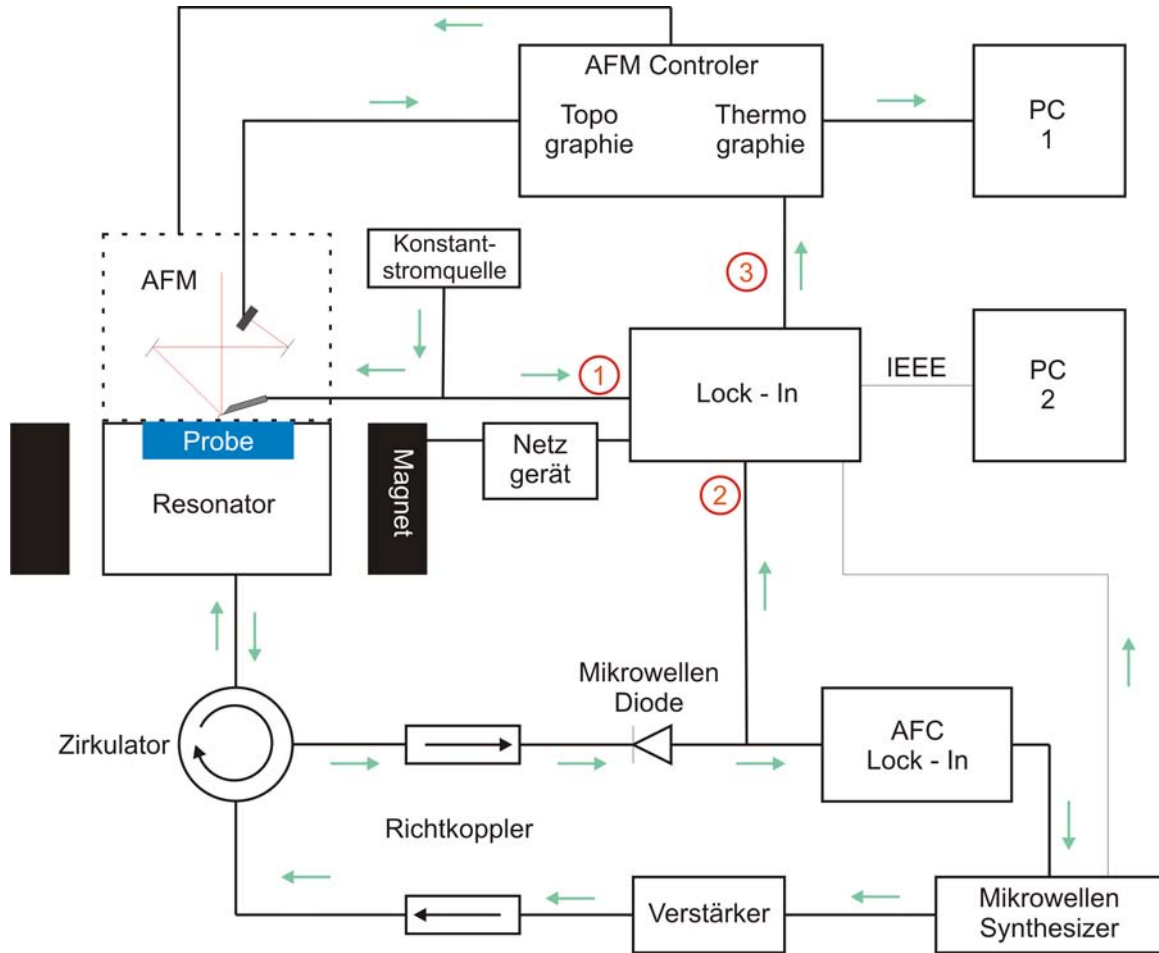


Abbildung 3.19: Aufbau und Verkabelung für thermische Detektion der ferromagnetischen Resonanz bei gleichzeitiger Messung der Topographie.

Der entscheidende Unterschied ist, dass noch ein Teilaufbau hinzugefügt wurde, um ein Signal der ferromagnetischen Resonanz zu detektieren. Genaue Informationen zum Resonator bzw. Magneten sind in den jeweiligen Abschnitten zu finden. Dort wurde gezeigt, dass der Resonator eine Eigenfrequenz von 8,799 GHz hat, und damit Messungen im X-Band ($f = 8 - 12$ GHz) möglich sind. Als Mikrowellenquelle dient ein Mikrowellensynthesizer, bei dem verschiedene Gunn-Dioden Mikrowellen bis zu einer Frequenz von 20 GHz mit einer maximalen Leistung von 10 dBm (10 mW) liefern. Die Mikrowellenleistung

3 Experimenteller Aufbau

ist mit einem Grad von 70% amplitudenmoduliert. Das heißt die Mikrowellenleistung fällt mit einer Frequenz f (600 Hz - 1kHz) auf 30% der ursprünglichen Leistung ab. Der Mikrowellensynthesizer schickt ebenfalls ein mit f moduliertes Spannungssignal an den Lock-In Verstärker, welches als Referenzsignal dient. Die Mikrowellen werden vom Synthesizer in einen Verstärker geleitet (TWT = traveling wave tube). Dort wird die Leistung um 40 dB (vier Größenordnungen) erhöht. Damit möglichst keine reflektierte Mikrowellenleistung zurück in den TWT geleitet wird, um resultierende Beschädigungen zu vermeiden, ist an dessen Ausgang ein Richtkoppler angebracht. Verlässt die Mikrowelle den TWT, erreicht sie einen Zirkulator. Dieser sorgt dafür, dass die ankommende Mikrowelle nur in Richtung des Resonators durchgelassen wird, wohin gegen reflektierte Mikrowellen aus dem Resonator nur in den Analysatorzweig gelangen.

Der Resonator selbst befindet sich im Induktionsspalt des in Abschnitt 3.2 beschriebenen Magneten. Im Analysatorzweig ist wieder ein Richtkoppler zu finden. Somit kann verhindert werden, dass Mikrowellen, die sich im Analysatorzweig befinden zurück in den Zirkulator gelangen. Die aus dem Resonator reflektierte Mikrowelle fällt auf eine Mikrowellendiode. Da solch eine Diode eine Vorspannung braucht, um in den sensitiven Proportionalbereich zu gelangen, muss der Resonator bewusst mittels der Koppelschraube verstimmt werden, so dass ständig ein Teil der Mikrowelle reflektiert wird. Das Diodensignal wird in einen analogen Lock-In geleitet, der als automatische Frequenzkontrolle (AFC) dient. Um Verwechslungen mit dem digitalen Lock-In auszuschließen, wird der analoge Lock-In im Weiteren nur mit AFC bezeichnet. Dieser moduliert die aktuelle Mikrowellenfrequenz mit einer Frequenz ($f_{AFC} = 79$ kHz) um einige kHz (über den analogen Modulationseingang des Synthesizers). Wird ein Lock-In-Signal ungleich Null gemessen, bedeutet dies, dass die aktuelle Mikrowellenfrequenz von der Eigenfrequenz des Resonators abweicht, also eine Messung auf einer der Flanken in Abbildung (2.11) stattfindet. In einem Frequenzmischer wird solange die mittlere Frequenz verschoben, in dem eine Offsetspannung auf dem analogen Modulationseingang angelegt wird, bis das Lock-In-Signal Null ist. In diesem Fall liegt die Mikrowellenfrequenz exakt in der Mitte des Resonanzpeaks und die optimale Frequenz ist erreicht. Kommt es zum Beispiel durch thermische Ausdehnung zu einer Änderung der Eigenfrequenz des Resonators, wird der Synthesizer entsprechend nachgeregelt und es wird weiter im optimalen Frequenzbereich gemessen.

3 Experimenteller Aufbau

Zur Zeit besitzt der Aufbau nur einen digitalen Lock-In, zur Aufnahme der Messsignale. Daher sind die drei Nummern in Abbildung (3.19) zu sehen; jede stellt eine andere Messmöglichkeit dar. Nummer eins ist die thermische Detektion der ferromagnetischen Resonanz.

Die Spitze befindet sich dabei fest an einer Position auf der Probe. Ähnlich wie bei den rein thermischen Messungen, ist die Spitze an den Lock-In angeschlossen. Wenn das externe Magnetfeld durchgeföhren wird, gerät die Probe entsprechend ihrer spezifischen magnetischen Eigenschaften in Resonanz. Durch die Dämpfung der Präzessionsbewegung der Magnetisierung wird Energie der Mikrowelle in Wärme umgewandelt (Magnon-Phonon-Wechselwirkung). Es lässt sich also das thermische Signal über dem externen Magnetfeld auftragen. Diese wird auf einem zweiten Computer dargestellt, der mit IEEE an den Lock-In angeschlossen ist. Dieser PC regelt wiederum den Wert des externen Feldes bzw. das Netzgerät des Magneten.

Messstelle Nummer zwei ist die konventionelle Detektion des ferromagnetischen Resonanzsignals. Dabei ist das Diodensignal mit den Lock-In verbunden. Es kann jedoch nur entweder *eins* oder *zwei* angeschlossen sein. An dieser Stelle sei ein kleiner Ausblick in die Zukunft gegeben. Ein zweiter digitaler Lock-In würde eine gleichzeitige Detektion beider Signale möglich machen.

Messstelle Nummer drei kann nur zusammen mit Nummer eins verwendet werden, mit dieser Verschaltung kann eine Thermographie der Probe aufgenommen werden. Die einzigartige Möglichkeit dieses Aufbaus besteht darin, das thermographische Bilder in und außerhalb der Resonanz aufgenommen werden können. So wird orts aufgelöst die Mikrowellenanregung über die Temperaturänderung dargestellt. Nimmt man je eingestelltem Magnetfeldwert eine Thermographie auf, lässt sich dies als zweidimensionale ferromagnetische Resonanzmessung in Abhängigkeit des Magnetfeldes darstellen. Abbildung (3.20) zeigt den realen Aufbau.

3 Experimenteller Aufbau

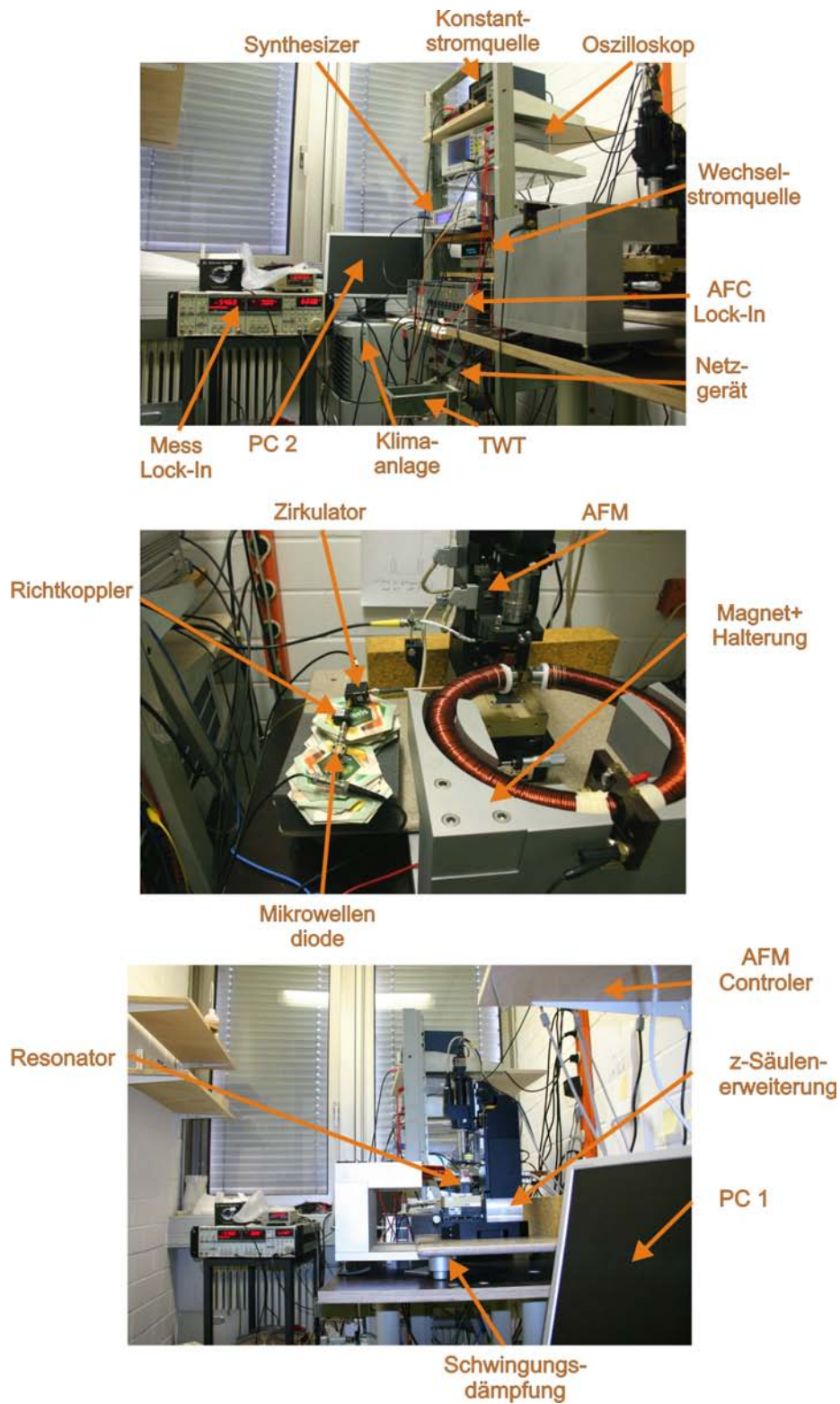


Abbildung 3.20: Der reale Aufbau

3 Experimenteller Aufbau

Das Oszilloskop, welches zu sehen ist, dient zur Abstimmung des Resonators bzw. es können die Signale auf den verschiedenen Wegen des Aufbaus kontrolliert werden. Die z Säulenerweiterung wurde konstruiert, damit der Resonator auf den x-y Tisch noch unter den z-Scankopf eingefügt werden kann. Die Erweiterung ist passgenau auf das AFM abgestimmt. So lässt sich vermeiden, dass vorhandene Schwingungen verstärkt werden. Um das ganze AFM vor Umgebungsschwingungen (zum Beispiel Gebäudeschwingungen) abzuschirmen, steht zum einen der gesamte Tisch auf einer Schaumstoffdämpfung und zum anderen das AFM auf einer pneumatisch gedämpften Platte. Die Klimaanlage sorgt dafür dass während der thermischen Messungen keine allzu großen Temperaturänderungen der Umgebungsluft auftreten. Ist diese nicht im Betrieb kann besonders in der Sommerzeit trotz der Nachregelung durch die AFC keine Messung durchgeführt werden.

4 Auswertung

Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit ist die Inbetriebnahme des thermischen Nahfeldmikroskops zur thermischen und magnetischen Charakterisierung von nanostrukturierten Systemen. In den voran gegangenen Kapiteln wurde dazu die Theorie geliefert und der Aufbau gezeigt. In diesem Kapitel werden erste Ergebnisse vorgestellt. Dabei liegt der erste Schwerpunkt auf der thermischen Charakterisierung von Metall-Halbleiter-Heterostrukturen, darauf aufbauend folgen erste orts aufgelöste Charakterisierungen von magnetischen Strukturen.

4.1 Thermische Charakterisierung von Nanostrukturen

Um eine quantitative Aussage über thermische Eigenschaften mittels eines thermischen Nahfeldmikroskops machen zu können, ist es notwendig Informationen über den thermischen Kontaktwiderstand zu erhalten. Aus diesem Grunde wird an dieser Stelle eine exemplarische Messung des Kontaktwiderstandes gezeigt.

4.1.1 Messung des thermischen Kontaktwiderstandes

Alle thermischen Messungen wurden mit den in Abschnitt 3.1.4 vorgestellten thermischen Spitzen durchgeführt. Hierzu wird das AFM im konstanten Kraft Modus betrieben. Es stellt sich die Frage, ob der Temperaturfluss und damit auch der thermische Kontaktwiderstand zwischen Spitze und Probe von der Anpresskraft der Spitze abhängt. Wäre dies der Fall, würden alle experimentell bestimmten thermischen Größen von dieser Kraft abhängig sein. Es ist daher das Ziel, eine Anpresskraft zu finden, bei der der Temperaturfluss konstant bleibt. In einem Experiment müssen also sowohl Anpresskraft als auch Temperaturfluss bestimmt werden. In der theoretischen Betrachtung des thermischen Kontaktwiderstandes (Abschnitt 3.1.4.1) wurde bereits erwähnt, dass aus diesem Grunde der Kraft-Abstands Modus des AFM genutzt wird.

4 Auswertung

Messungen dieser Art werden im Folgenden exemplarisch an einem speziellen Probensystem betrachtet. Bei diesem handelt sich um eine Goldleiterbahn die mittels Elektronenstrahlolithographie (EBL) auf ein Substrat präpariert worden ist. Das Substrat besteht aus dotiertem GaAs mit einem Dotierungsfaktor von $n = 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$. Im Rahmen der Doktorarbeit von Oliver Posth in der Arbeitsgruppe Farle werden auf die Leiterbahn ferromagnetische Schichtsysteme aufgebracht, welche lateral von einander getrennt sind. Fließt ein Strom durch die Leiterbahn, beeinflusst das resultierende Oerstedfeld die Schichtsysteme. Dieser Einfluss soll mit konventionellen FMR Messungen untersucht werden. Die Goldleiterbahn hat eine Mäanderstruktur, damit möglichst viele Schichtsysteme untergebracht werden können. Abbildung (4.1) zeigt ein SEM Bild einer solchen Probe.

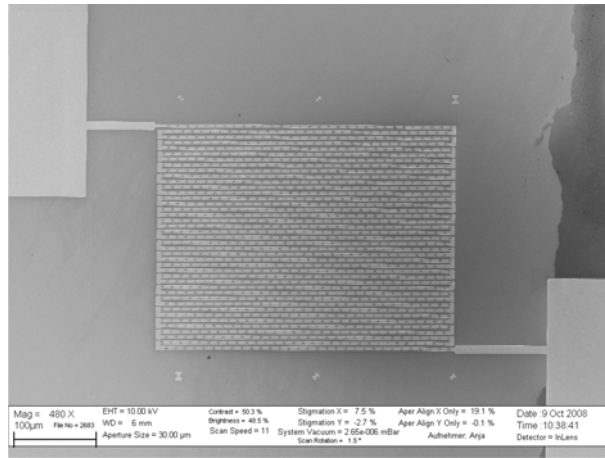


Abbildung 4.1: In der Mitte des Bildes ist die Mäanderstruktur der Leiterbahn sichtbar. Am linken und rechten Rand befinden sich die elektrischen Kontaktpads.

Das gesamte Experiment ist dabei wie in Abschnitt 3.4.1 beschrieben aufgebaut. Der Stromfluss durch die Spitze wird mit einer Frequenz von 82 Hz moduliert. Der Lock-In, der als Referenz die Modulationsfrequenz der Spitze erhält, muss auf die dritte Harmonische gestellt werden. Damit mißt dieser ein Signal das proportional zum thermischen Kontaktwiderstand ist (siehe 3.1.4.1). Um die theoretischen Aussagen aus Abschnitt 3.1.4.1 zu verifizieren, wurde zuvor eine zusätzliche Messung durchgeführt. Dabei befindet sich die Spitze noch sehr weit von der Probe entfernt. Der Stromfluss durch die Spitze wurde variiert und dabei das Lock-In Signal auf der dritten Harmonischen (3ω Signal) detektiert.

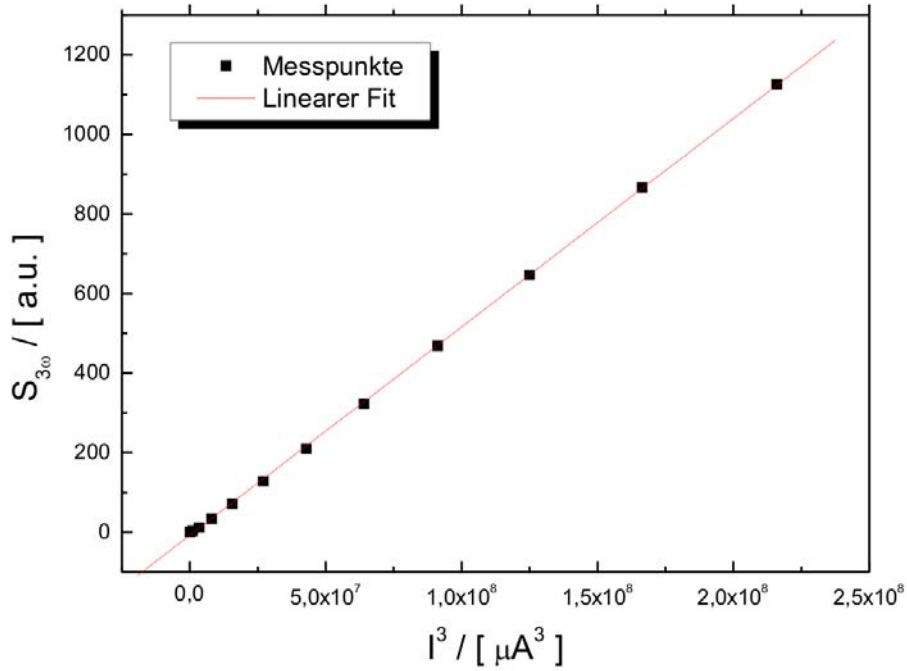


Abbildung 4.2: Die Widerstandsänderung der Spitze mittels Lock-In gemessen über den Strom der Spitze (I^3) aufgetragen, zusammen mit einem linearen Fit.

Es kann ein Zusammenhang zwischen Widerstandsänderung (auf Grund von Erwärmung) und Stromstärke der Spitze identifiziert werden. Wie von der Theorie vorher gesagt, findet sich 3ω -Signal $\sim I^3$. Damit wurde gezeigt, dass Messungen auf der dritten Harmonischen nur von thermischen Eigenschaften beeinflusst werden.

Vor der eigentlichen Kraft-Abstandsmessung muss ein konventionelles topographisches Bild aufgenommen werden. Auf diesem Bild müssen Punkte bestimmt werden, die vom AFM angefahren werden sollen, um dort eine Kraft-Abstands Messung durchzuführen. So kann gewährleistet werden, dass eine Messung ausschließlich Ergebnisse von Substrat oder Leiterbahn zeigt. Für die folgenden Messungen wurde der Strom durch die Spitze auf 0,3 mA eingestellt. Wird die Messung nun gestartet, nimmt die Elektronik des AFM eine Kraft-Abstandskurve auf und gleichzeitig wird das 3ω -Signal detektiert. Dadurch können beide Signale zueinander in Beziehung gesetzt werden. Als Resultat solcher Messungen erhält man:

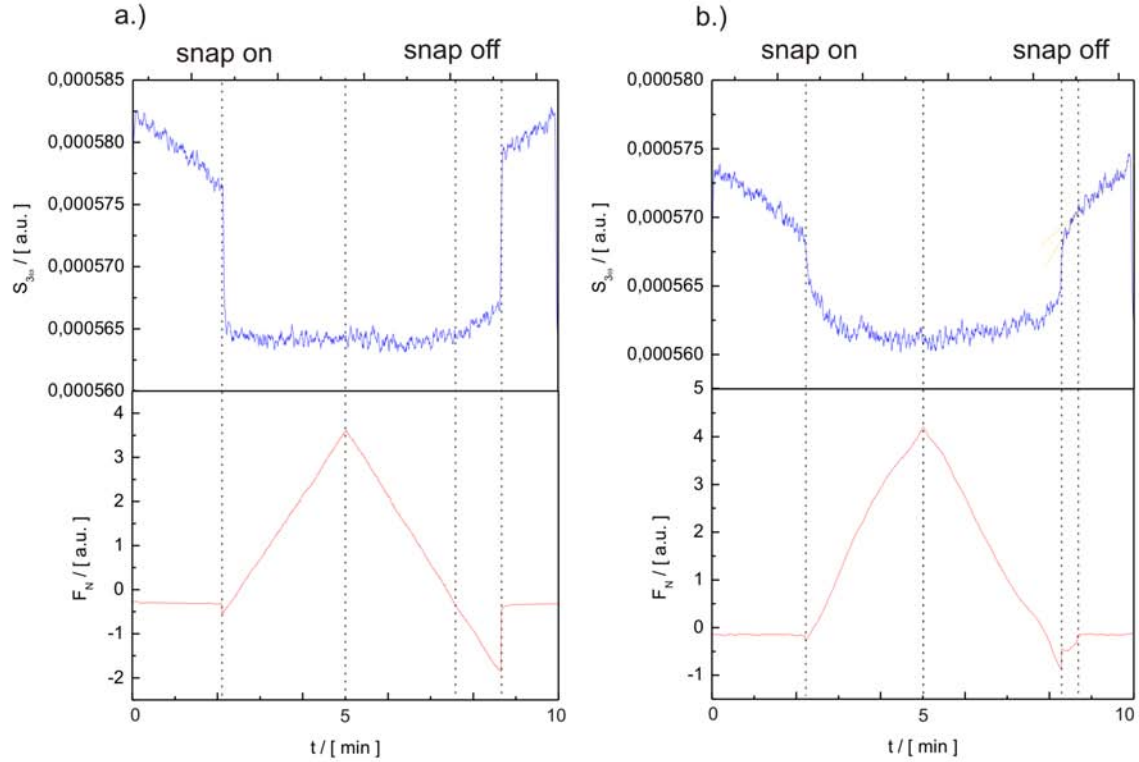


Abbildung 4.3: Oben sind die jeweiligen 3ω Signale des Lock-In dargestellt. Unten sind die Kraft-Abstandskurven zu sehen. Die Diagramme zeigen eine Messung mit einem dünnen (a.) dicken (b.) Wasserfilm. Beide Messungen wurden mit einer Geschwindigkeit von $\Delta z = 1 \text{ nm / s}$ durchgeführt.

Die gezeigten Messungen sind beide auf GaAs aufgenommen.

Zu Diagrammen a. unten) Die Kraft-Abstandskurve aus dem Experiment lässt sich sehr gut mit dem idealisierten Verlauf (Abschnitt 3.1.4.2) vergleichen. Deutlich sind snap on und snap off Punkt in der Messung zu erkennen. Auch die Tatsache das für den snap off eine wesentlich größere Kraft benötigt wird, kann durch die Messung bestätigt werden. Zu Diagramm a. oben) Im thermische 3ω Signal ist zu Beginn der Messung ein Absinken des Signals sichtbar. In diesem Bereich nähert sich die Spitze der Probe an, ist allerdings noch nicht in Kontakt. Der Temperaturfluss nimmt mit schwindendem Abstand von Spitze zur Probe zu. Beide Systeme koppeln über die Luft miteinander. Eine dramatische Änderung im Temperaturfluss stellt sich beim snap on der Spitze ein. An dieser Stelle hat die Spitze Kontakt zur Probe. Danach ist jedoch kaum eine Änderung über die Anpresskraft festzustellen, vielmehr ist der Temperaturfluss konstant. Damit wurde

gezeigt, dass in diesem Fall der thermische Kontaktwiderstand nahezu sofort einen konstanten Wert annimmt und nicht von der Stärke der Anpresskraft abhängt. Beim snap off wird die Spitze nur noch durch Adhäsions und Kapillarkräfte auf der Probe gehalten. Der Temperaturfluss wird aber schon messbar kleiner, die Ankopplung zwischen Spitze und Probe ist also nicht mehr perfekt. Ursprung der Kapillarkräfte ist ein Wasserfilm auf der Probe, dieser ist immer vorhanden, wenn das Experiment an Luft durchgeführt wird und keine große Heizleistung vorliegt.

Dies wird besonders in den Diagrammen b. unten) deutlich. Während des snap off Prozesses ist ein Indiz für einen dicken Wasserfilm zu finden. Die Spitze löst sich von der Probenoberfläche, bleibt dann aber an der Oberfläche des Wasserfilms hängen. Bis sie sich schließlich auch von dort ablöst (weiteren snap off Vorgang). Das ist sowohl in der Kraft-Abstandskurve, als auch im Temperaturfluss zu beobachten.

Mit dem Mikroskop kann also der Wasserfilm auf der Probe detektiert werden. Im weiteren Verlauf der Arbeit spielt der Wasserfilm keine Rolle. Zum einen ist die eingestellte Anpresskraft immer groß genug gewählt, um einen Kontakt zwischen Probe und Spitze zu garantieren. Zum anderen werden bei späteren Messungen die Proben hinreichend stark geheizt, so dass kein Film auf der Oberfläche existiert.

Weitere Messungen wurden auch auf Goldleiterbahn durchgeführt. Das prinzipielle Verhalten des Kontaktwiderstandes ist dort gleich. Es wird ebenfalls sehr schnell ein konstanter Kontaktwiderstand erreicht. Womit die Aussage gemacht werden kann, dass bei nachfolgenden Messungen die Anpresskraft der Spitze keinen Einfluss auf das thermische Signal hat.

So wurde für die nachfolgenden Messungen der Thermographie der Goldleiterbahn, im konstanten Kraft Modus, eine Anpresskraft von $F_N = 3$ a.u. (siehe Abbildung 4.3)) gewählt. Dies ist äquivalent zu der Kraft, die in den obigen Kraft-Abstandskurven zu finden ist. Allerdings ist es momentan nicht möglich dieser Kraft einen Wert in Newton zu zuordnen, da in der Steuersoftware eine Formel zur Berechnung dieser Kraft (aus dem Diodensignal) benutzt wird, die unbekannt ist (es ist nicht möglich vom Hersteller eine Angabe zu bekommen).

4.1.2 Beispiel einer orts aufgelösten thermischen Detektion

Für die folgenden thermographischen Aufnahmen wurde die selbe Goldleiterbahn des vorherigen Abschnittes verwendet. Mit dem Unterschied, dass diese nun stromdurchflossen ist und somit eine Heizquelle darstellen. Es wurde ein Strom von 9 mA mit einer Modulationsfrequenz von 1,023 kHz an die Leiterbahn angelegt. Die Spitze nun von

der Konstantstromquelle mit 0,3 mA versorgt wird und dient als thermischer Detektor. Bei dieser Messung detektiert der Lock-In das thermische Signal auf der zweiten Harmonischen, da die Heizleistung nicht von der Stromrichtung abhängt. Die Scangeschwindigkeit des AFM ist auf 0,02 Hz eingestellt worden, um möglichst lange an einer Stelle der Probe zu verweilen. Damit ist möglich eine Integrationszeit von 100 ms am Lock-In einzustellen. Der gewählte Scanbereich für Abbildung (4.4) ist 128×128 Punkten. Die Gesamtdauer der Messung ist daher 107 Minuten. Die Spitze verweilt 195 ms an einer Probenstelle, damit hat der Lock-In genügend Zeit für eine Messung. Abbildung (4.4) zeigt die erste erfolgreiche Anwendung dieses thermischen Nahfeldmikroskops.

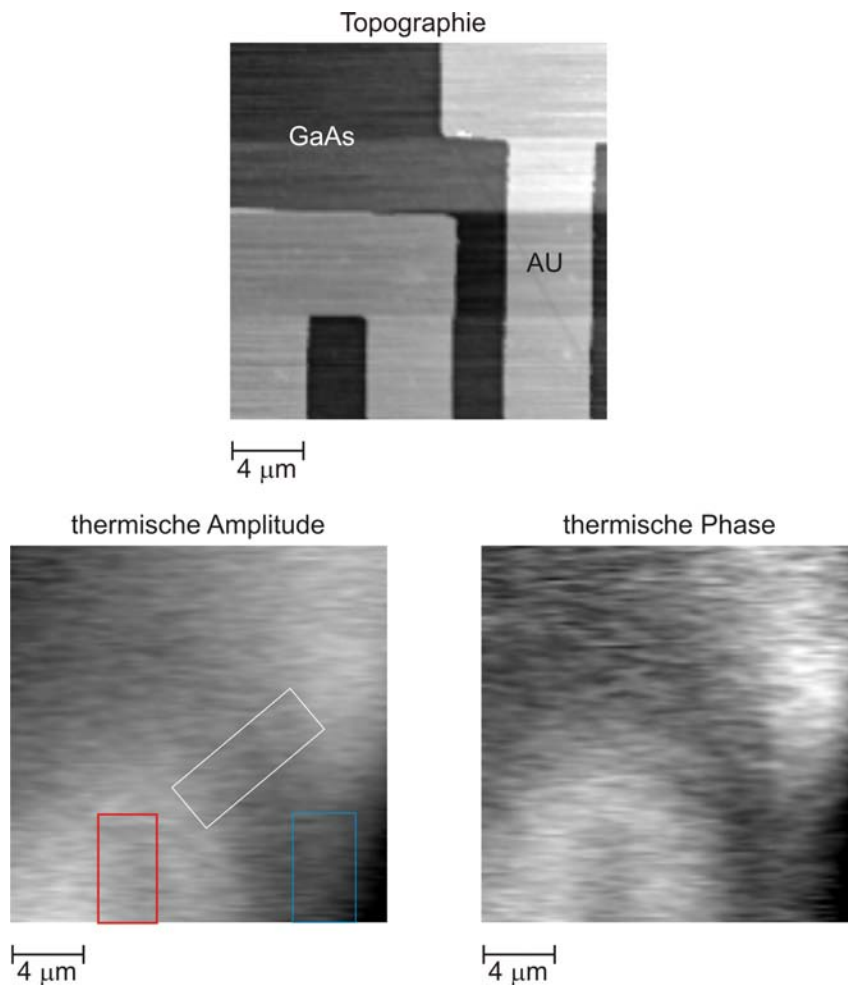


Abbildung 4.4: Oben.) Topographische Aufnahme des Zuleitungsbereich der Mäanderstruktur. Unten.) thermische Amplitude und Phase des gleichen Bereiches, simultan aufgenommen.

Da es sich um einen digitalen zweiphasen Lock-In handelt, ist es möglich sowohl die Amplitude als auch die Phase des thermischen Signals während eines Scanvorgangs aufzunehmen. Der Scanbereich wurde so gewählt, dass der Beginn der Mäanderstruktur zu sehen ist. So ist in der Topographie im oberen Bereich das Goldpad zu erkennen, auf dem der Bonddraht für die elektrische Zuleitung befestigt ist. Im unteren Bereich befindet sich die zweite Windung der Leiterbahn. Das thermische Amplitudenbild zeigt die Spannungsänderungen der Spitze auf der zweiten Harmonischen. Je größer die Erwärmung ist, umso höher ist die Spannungsänderung und daher auch das detektierte Signal (helle Bereiche im Bild). In diesem Bild ist deutlich zu erkennen, dass sowohl das Zuleitungspad, als auch die zweite Windung der Leiterbahn, eine Erwärmung erfährt. Eine Modulationsfrequenz von 1,023 kHz macht eine laterale thermische Auflösung von $4\text{ }\mu\text{m}$ breiten Leiterbahnen unmöglich. Eine hinreichende Auflösung wird erst durch den thermischen Nahfeldeffekt erreicht (siehe Abschnitt 2.1.3). Die rote Markierung in Abbildung (4.4) stellt den Zwischenraum der einzelnen Windungen dar und ist auch im thermischen Bild durch einen Temperaturabfall zu verifizieren, obwohl sich die thermischen Wellen der einzelnen Windungen überlappen.

Auffällig ist die Tatsache, dass die erste Bahn nur ein kleines Temperatursignal liefert (blauer Bereich), dort also auch kaum Strom entlang fließt. Allerdings kann eine Temperaturerhöhung zwischen Zuleitung und der zweiten Windung festgestellt werden (weißer Bereich). Dies lässt darauf schließen, dass ein Großteil des Stroms durch das Substrat fließt, also der Widerstand durch das Substrat an dieser Stelle geringer ist als durch die Leiterbahn. Gleiches bestätigt das Bild der thermischen Phase. Zu sehen ist dort die Phasenverschiebung, die es zwischen dem detektierten Signal und der Referenz des Lock-In existiert. Auch in diesem Bild ist zwischen Zuleitung und zweiter Windung eine Phasenverschiebung zu sehen. Wie in Abschnitt 2.1.2 gezeigt wurde, gibt es nur dort ein stabiles Phasensignal, wo auch Wärmequelle vorhanden ist.

4.1.3 Thermische Messungen an einkristallinen Silberdrähten

Um die örtliche Auflösung des thermischen Mikroskops zu demonstrieren, wurden einkristalline Silberdrähte, die im Zuge der Diplomarbeit von Christian Wirtz entstanden sind, thermisch untersucht [33]. Diese Drähte zeichnen sich durch eine hohe Stromstabilität aus und Elektromigration führt zu einer Änderung der thermischen Eigenschaften bei längerer Strombelastung. Diese sollten mittels des thermischen Nahfeldmikroskops untersucht werden.

4.1.3.1 Herstellung und Präparation

Das besondere Herstellungsverfahren dieser Drähte hat zur Folge, dass die typische längliche Form eines Drahtes trotz des einkristallinen Wachstumsprozess selbstorganisiert zu Stande kommt [35]. Die Methode beruht auf der Diffusionsanisotropie von Silber auf einer zur (001)-Ebene mit 4° Fehlneigung in [110]-Richtung geschnittenen Siliziumoberfläche. Die so behandelte Oberfläche weist eine regelmäßige Terrassenstruktur mit Doppelstufen auf. Es wird zunächst mittels Photoemissionselektronenmikroskopie (PEEM) im Ultrahochvakuum bei 620°C eine Benetzung von 0,5 Monolagen Silber vorgenommen. Nach Vervollständigung dieser Schicht bilden sich kompakte und längliche Silberinseln. Wobei die Wahrscheinlichkeit zur Entstehung einer länglichen Insel sehr viel geringer ist, als die einer kompakten Insel.

Die Silberdrähte können Längen von über $100\text{ }\mu\text{m}$ bei einer typischen Breite von unter $2\text{ }\mu\text{m}$ erreichen. Messungen mit einem Niedrigenergieelektronenmikroskop (LEEM) zeigen, dass die Richtung der Längsachse parallel zu den Doppelstufen der Oberfläche liegt. Somit ist es möglich, lange einkristalline Silberdrähte zu erhalten, welche jedoch noch elektrisch kontaktiert werden müssen. Dies geschieht mittels EBL, wobei hier ein spezielles Markierungssystem verwendet wird, um sicher zu stellen, dass die Kontakte den zuvor ausgewählten Draht treffen. Als Material für die Kontakte wird Silber verwendet. Im Gegensatz zum Draht ist dieses allerdings polykristallin. Die Dicke der aufgedampften Silberkontakte beträgt typischerweise 80 nm .

4.1.3.2 Messungen

Um das Auflösungsvermögen des thermischen Nahfeldmikroskops zu demonstrieren, wurde ein einkristalliner Silberdraht ausgesucht, der einen sehr geringen Überlapp mit den polykristallinen Silberzuleitungen aufweist. Dieser Überlapp ist in einem konventionellen AFM Topographiebild (Abbildung (4.5)) der Probe zu erkennen. Das Bild hat eine Auflösung von 128×128 Punkten und wurde mit einer Zeilenfrequenz von 1 Hz aufgenommen.

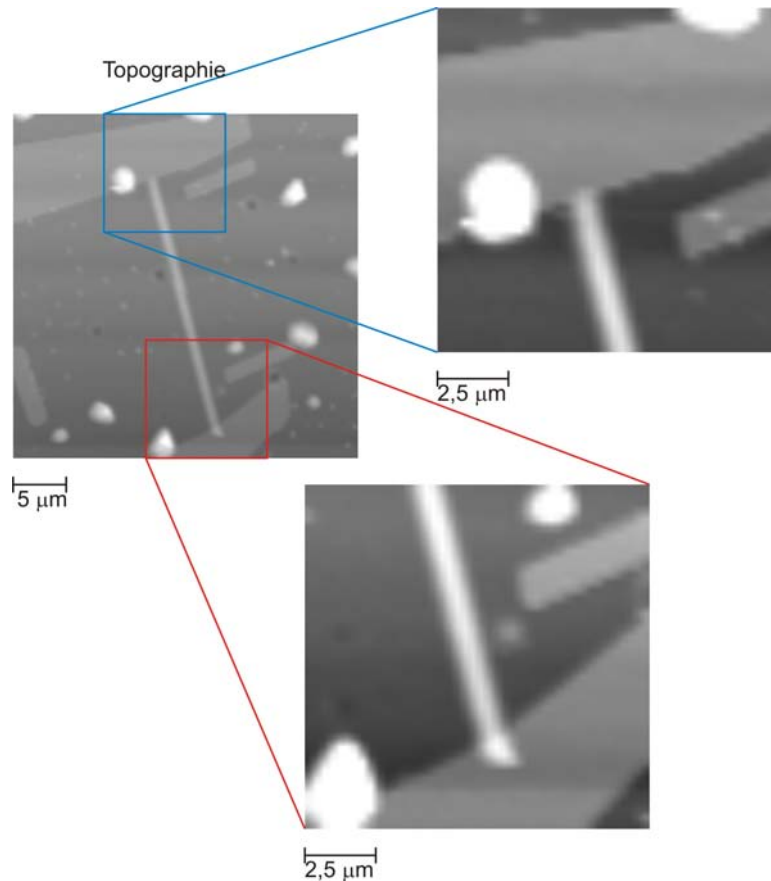


Abbildung 4.5: AFM Übersichtsbild eines kontaktierten einkristallinen Silberdrahtes mit den entsprechenden Vergrößerungen der Zuleitungskontakte.

Deutlich ist der längliche Silberdraht in der Mitte des Bildes zu erkennen. Die Auswertung der Topographie ergibt eine Länge von $23,01 \mu\text{m}$, eine Breite von $1,44 \mu\text{m}$ und Höhe von 239 nm . Der blaue sowie der rote Bereich zeigen vergrößert die Stellen, an denen der Draht auf die Silberzuleitungen trifft. Im roten Bereich liegt die einkristalline Leiterbahn deutlich unter der Zuleitung, wohingegen der Draht im blauen Bereich nur die Zuleitung

berührt. Daher ist die Kontaktierung im blauen Bereich schlechter, als die im roten Bereich. Dies erklärt den sehr hohen Widerstand dieses Drahtes, der bei einem Stromfluss von $100\mu\text{A}$ zu $12,7\ \Omega$ ermittelt wurde. Dies entspricht einem spezifischen Widerstand von $4,76\ \mu\Omega\text{cm}$ und ist damit fast drei mal so groß wie der Literaturwert von $1,6\ \mu\Omega\text{cm}$ [8].

Der blaue Bereich muss auch in einem thermischen Bild nachweisbar sein, da dort der lokale Widerstand höher ist als im Rest der Leiterbahn, und sich damit lokal stärker erwärmt. Für die thermische Messung wurde ein Strom von $40\ \text{mA}$ durch den Draht gegeben. Wie bei der vorherigen Messung ist der Strom mit einer Frequenz von $1,023\ \text{kHz}$ moduliert worden. Es wurde ein 128×128 Punkte Bild erstellt, mit einer Zeilenfrequenz von $0,02\ \text{Hz}$. Die Integrationszeit des Lock-In ist auf $100\ \text{ms}$ gestellt worden und die Empfindlichkeit liegt im Bereich von $10\ \mu\text{V}$. Der Strom durch die Spitze beträgt $0,3\ \text{mA}$ und der elektrische Widerstand dieser Spitze wurde zu $424,8\ \Omega$ bestimmt.

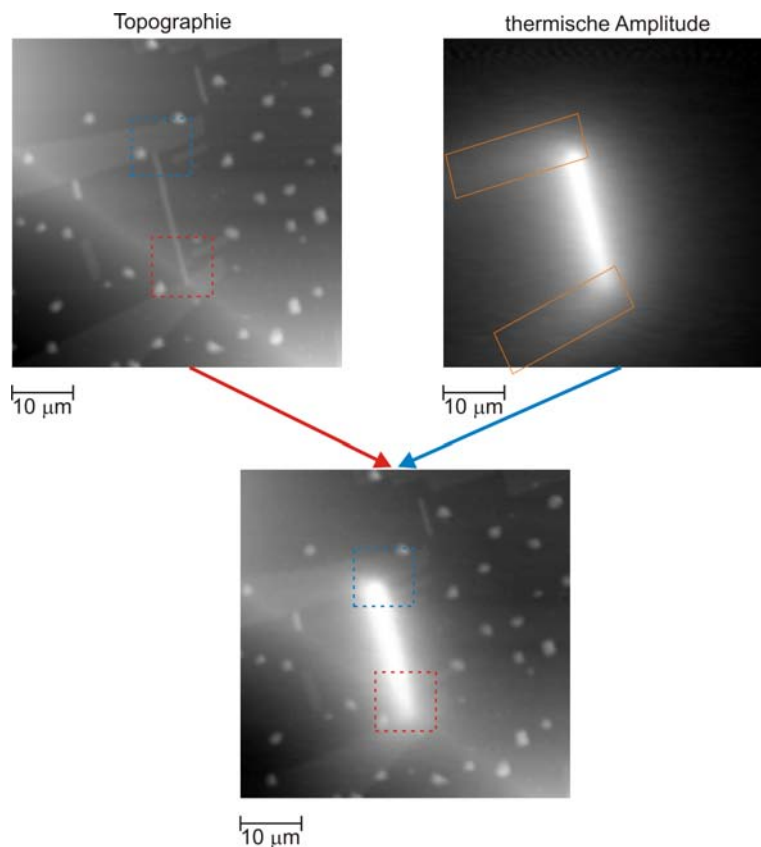


Abbildung 4.6: Topographie und thermische Amplitude des Silberdrahtes. Beide Bilder sind im gleichen Scanvorgang entstanden. Darunter sind die Bilder überlagert, um zu zeigen, dass das thermische Signal von der untersuchten Leiterbahn stammt.

4 Auswertung

Die Abbildung (4.6) zeigt auf der linken Seite das Topographiebild der Messung. Die gestrichelten Bereiche entsprechen den zuvor vergrößert gezeigten Bereichen. Auf der rechten Seite der Abbildung (4.6) ist das entsprechende thermische Amplitudenbild dargestellt, in dem eine Erhöhung der thermischen Amplitude im Bereich des Drahtes beobachtet wird. In den orange eingerahmten Bereichen befinden sich die wesentlich größeren polykristallinen Zuleitungen. Diese zeigen ebenfalls ein sichtbares thermisches Signal im Amplitudenbild, wenn auch die Intensität deutlich geringer ist.

Werden beide Bilder übereinander gelegt, kann der Draht eindeutig mit der thermischen Amplitude überdeckt werden und als Heizquelle identifiziert werden. Sowohl das Amplitudenbild als auch die Überlagerung bestätigen eine erhöhte Temperatur an der schlecht kontaktierten Stelle (im blauen Bereich). Die thermische Amplitude ist dort signifikant höher als an der anderen Kontaktstelle (roter Bereich).

Um dies deutlicher darzustellen, wurde das topographische Bild invertiert und die Intensität des Amplitudenbildes herabgesetzt. Eine qualitative Analyse des Amplitudenbildes erfolgt mittels der Auswertungssoftware des AFM. Es wurde dazu in den Bereichen beider Kontaktstellen ein Linienprofil gewählt und miteinander verglichen.

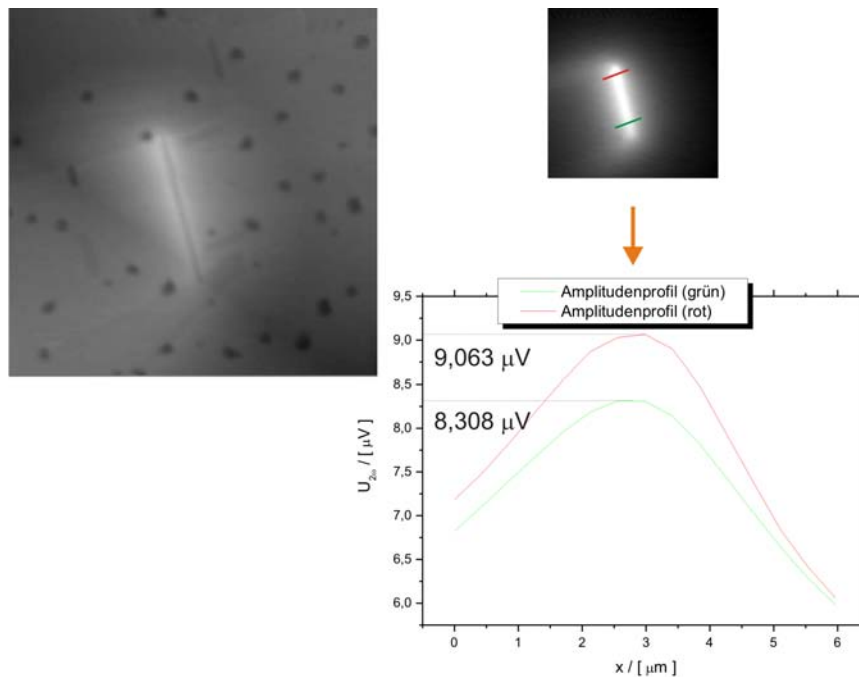


Abbildung 4.7: Links.) Mittels CorelDraw bearbeitetes Überlagerungsbild der Topographie / Thermographie. Rechts.) Bestimmung des Amplitudenprofils an zwei Stellen des Drahtes.

Die Stellen, die als Amplitudenprofil ausgewählt wurden, sind mit rot und grün markiert. In dem Linienprofil ist die detektierte Lock-In Spannung über die Linienposition aufgetragen.

Das Diagramm zeigt, dass die maximale Amplitude im Bereich des schlechten Kontaktes am größten ist. Die Abnahme der Amplitude zum anderen Kontakt beträgt $\approx 8,33\%$. Die Kurven verlaufen nicht symmetrisch, da sie in der Nähe der Zuleitungen liegen und zuvor an diesen ebenfalls eine Erwärmung gefunden wurde. Der Amplitudenwert kann in eine Temperatur umgerechnet werden, wobei dies keinesfalls die absolute Temperatur darstellt. Es kann nur eine Temperaturänderung gegenüber der Umgebung detektiert werden. Der Spannungsabfall über die Spitze beträgt im Maximum der roten Kurve $9,063\ \mu\text{V} = \Delta U$. Da die Spitze mit einer Konstantstromquelle verbunden ist, kann eine Widerstandsänderung ausgerechnet werden $\Delta R = \frac{\Delta U}{I}$. Durch die Herstellerangabe von $\frac{\Delta R}{\Delta T} = 1 \frac{\Omega}{\text{K}}$ ergibt sich so ein $\Delta T = 0,0302\ \text{K}$. Für das Maximum der grünen Kurve findet sich eine Temperaturerhöhung von $\Delta T = 0,0279\ \text{K}$. Es ist also möglich eine Temperaturdifferenz von $0,0023\ \text{K}$ zu detektieren. Aus der Kurve ist ersichtlich, dass das Auflösungsvermögen etwa eine Größenordnung besser ist. Somit kann mit dieser Messung das Auflösungsvermögen des verwendeten Aufbaus demonstriert werden.

Es sei nochmal erwähnt, dass die beiden ΔT Werte so gering sind, weil es sich nicht um die stationäre Temperaturerhöhung handelt, sondern nur um den zeitlich oszillierenden Anteil. Abschätzungen zu stationären Temperaturerhöhungen wurden im Rahmen der Doktorarbeit von Burkhard Stahlmecke an polykristallinen Silberdrähten bestimmt [36]. Für eine vergleichbare Stromdichte von $2,325 \cdot 10^{11} \frac{\text{A}}{\text{m}^2}$ ergibt sich eine maximale stationäre Temperaturerhöhung von $60\ \text{K}$ [38]. Mittels einer Wärmebildkamera wurde die Temperaturerhöhung des Substrates untersucht, dabei konnte eine Erhöhung von ca. $10\ \text{K}$ festgestellt werden. Mittels des thermischen Nahfeldmikroskops kann, auf einer stationären Temperaturerhöhung von mehr als $10\ \text{K}$ und weniger als $60\ \text{K}$, eine zeitliche Temperaturänderung von $2\ \text{mK}$ aufgelöst werden.

Die realen Werte von ΔT direkt am Draht sind etwas höher, da die gesamte Probe mit einer ca. $15\ \text{nm}$ dicken Kohlenstoffschicht abgedeckt ist, um etwaigen elektrischen Kontakt zwischen Spitze und Draht zu verhindern.

Um die thermischen Änderungen der Probe bei Elektromigration zu untersuchen, wurde ein Probenstrom von $105\ \text{mA}$ eingestellt. Allerdings ist bei dieser Stromstärke ein Sprung im Widerstand des Drahtes aufgetreten, von zuvor $12,7\ \Omega$ auf nun $24,4\ \Omega$. Dieser starke Anstieg weist auf eine zusätzliche Schädigung des Drahtes hin. Um diese Schä-

den zu untersuchen ist eine thermische Messung mit einem Probenstrom von 40 mA durchgeführt worden. Alle anderen Parameter sind die gleichen wie bei der thermischen Messung zuvor, nur die Empfindlichkeit des Lock-In ist auf 200 μV gestellt worden.

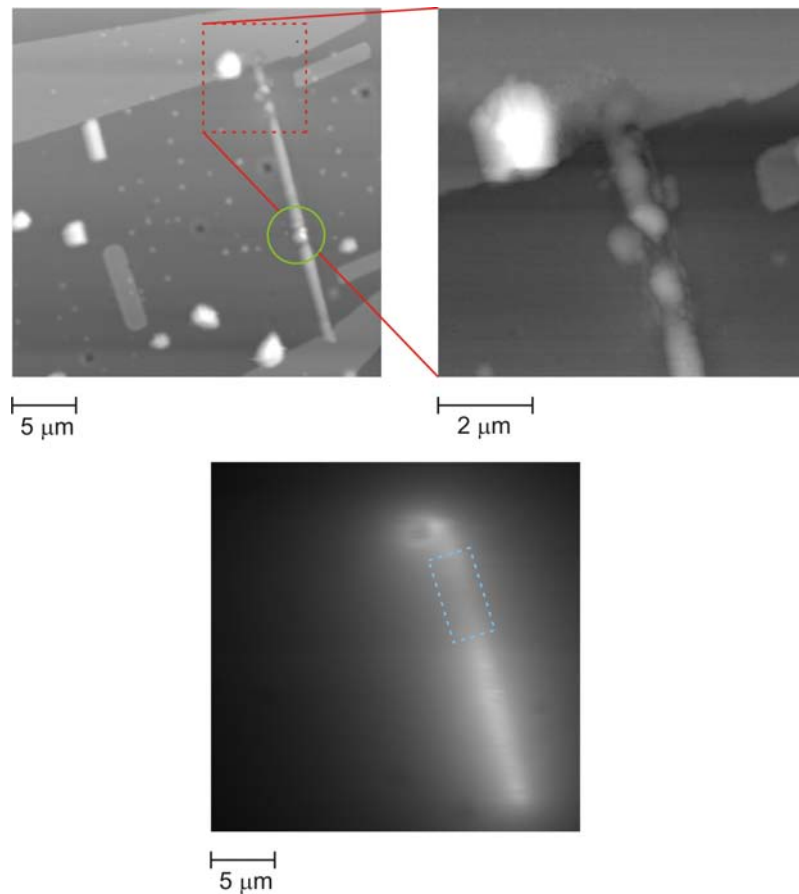


Abbildung 4.8: Oben.) links befindet sich ein topographisches Übersichtsbild des Silberdrahtes. Im roten Bereich wurde eine weitere Topographie aufgenommen, um den Schaden am Draht zu untersuchen. Unten.) thermisches Amplitudenbild simultan zum Übersichtsbild aufgenommen.

Die topographischen Bilder oben in Abbildung (4.8) zeigen zwei Arten von Schäden am Draht. Im roten Bereich kann sowohl ein Schaden auf Grund von Elektromigration an der polykristallinen Zuleitung, als auch ein Schmelzschaden identifiziert werden. Es wurde beobachtet, dass ein Teil des Drahtes aufgeschmolzen ist und Strom daher durch das Substrat geflossen ist.

Das thermische Amplitudenbild zeigt zwei Stellen erhöhter Temperatur. Eine quantitative Analyse wie zuvor beim intaktem Draht liefert eine maximale Temperaturerhöhung

4 Auswertung

an der oberen Wärmequelle von 0,426 K und an der unteren Wärmequelle von 0,425 K, wohingegen im hellblauen Bereich eine minimale Temperaturerhöhung von 0,335 K detektiert wurde. Die Temperaturerhöhung im oberen Bereich kommt durch die Ausdünnung der polykristallinen Zuleitung auf Grund von Elektromigration zustande, die zu einer Erhöhung des Widerstandes in diesem Bereich führt. Die geringere Temperaturerhöhung im hellblauen Bereich ist auf eine Ausweitung der Heizquelle ins Substrat zurück zu führen, da die Leiterbahn in diesem Bereich durchtrennt ist. Die Temperaturerhöhung im unteren Bereich des Drahtes ist auf eine Verengung zurück zu führen, die mit einem grünen Kreis gekennzeichnet ist.

Von weiteren Messungen an dem beschädigten Draht wurde abgesehen, da eine Gefährdung für die Spitzen bestand. So wurde festgestellt, dass sich an der für diese Messung benutzten Spitze Kohlenstoff abgesetzt hat. Dies bestätigt die SEM Aufnahme der Spitze, die in Abbildung (4.9) gezeigt ist.

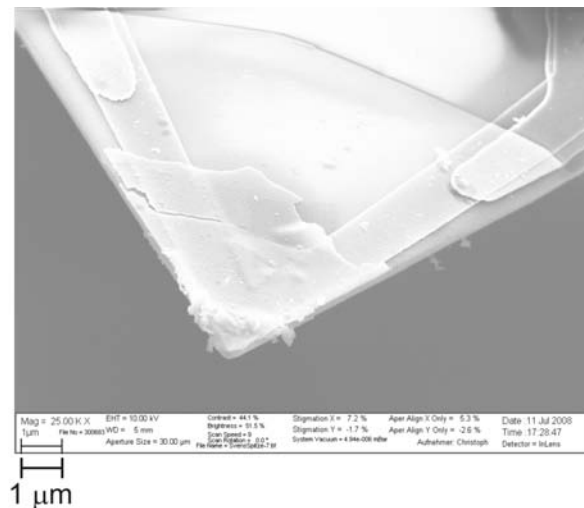


Abbildung 4.9: SEM Bild der thermischen Spitze nach der in Abbildung (4.8) gezeigten Messung.

Deutlich ist eine Schicht auf den Goldleiterbahnen zu erkennen bzw. sogar ein Anhäufung von Material an der Spitze. Diese Verunreinigungen setzten die Empfindlichkeit der Spitze durch den zusätzlichen Kontaktwiderstand so stark herab, dass sie für weitere Messungen unbrauchbar geworden ist.

Um ein orts aufgelöstes Bild des thermischen Kontaktwiderstandes von einkristallinen Silberdrähten aufzunehmen, musste daher sowohl die Spitze als auch die Probe gewechselt werden. Es wurde ein Draht ausgewählt, an dem zuvor ein Wechsel der schnellen

4 Auswertung

Scanrichtung (siehe Abschnitt 3.1.1.1) getestet wurde. Bei diesem Test hat sich herausgestellt, dass sowohl Spitzengeometrie als auch Messsoftware für diese Richtung nicht geeignet sind. Der Draht wurde nach diesem Test mittels SEM untersucht.

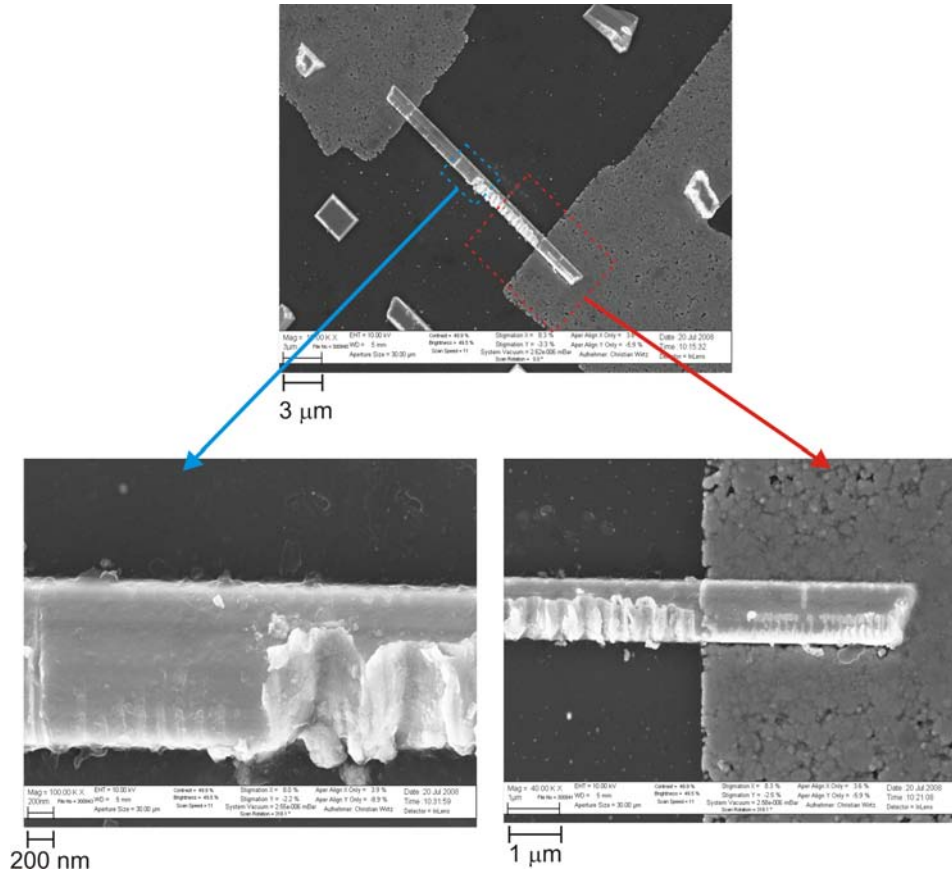


Abbildung 4.10: Oben.) SEM Übersichtsbild des Drahtes. Unten.) Nahaufnahmen beschädigter Bereiche.

Abbildung (4.10) zeigt deutlich, dass die Spitze zum Teil tief in den Draht eingeschnitten hat und damit die Kohlenstoffschicht zerstört hat. Auf Grund dieser Tatsache ist der Draht für Kontaktwiderstandsmessungen von Interesse.

Im Folgenden sollen Messungen, ähnlich zu der in Abbildung (4.3) gezeigten, durchgeführt werden. Zur Messung der lateralen Änderungen des Kontaktwiderstandes wurde nun analog zu Abbildung (4.3) die Spitze moduliert geheizt und das 3ω Signal mit dem Lock-In detektiert. Die Anpresskraft ist auf einen konstanten Wert von $F_N = 3\text{ a.u.}$ (vergleiche Abschnitt 4.1.1) eingestellt worden, um für unterschiedliche Materialien vergleichbare Kontaktwiderstände zu gewährleisten. Somit erhält man ein orts aufgelöstes

Bild des thermischen Kontaktwiderstandes. Für die folgende orts aufgelöste Messung wurde durch die Spitze ein Strom von 0,3 mA gegeben und mit einer Frequenz von 82 Hz moduliert. Es ist wiederum ein 128×128 Punkte Bild mit einer Zeilenfrequenz von 0,02 Hz aufgenommen worden. Der Lock-In hatte eine Integrationszeit von 100 ms mit einer Empfindlichkeit von $500 \mu\text{V}$.

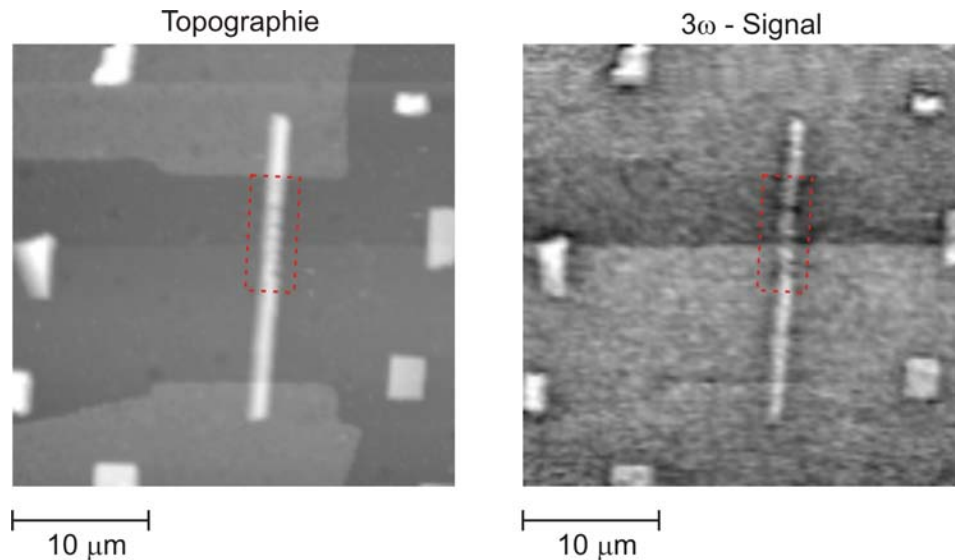


Abbildung 4.11: Links.) AFM-Bild der Topographie. Rechts.) Das im gleichen Scan erhaltene Bild des thermischen Kontaktwiderstandes.

In der Topographie links in Abbildung (4.11) ist der bereits beschädigte einkristalline Silberdraht zu erkennen, der diesmal an beiden Seiten von den polykristallinen Zuleitungen überdeckt wird.

Alle Elemente des Topographiebildes finden sich auch im thermischen Kontaktwiderstand rechts in Abbildung (4.11) wieder. So sind sowohl Draht als auch die Silberinseln deutlich heller als der Rest des Bildes und selbst die polykristallinen Zuleitungen sind noch zu erkennen. Entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 4.1.1 bedeutet ein hoher Kontaktwiderstand (helle Bereiche) einen schlechten Temperaturfluss zwischen Probe und Spitze. Es ist nicht sofort ersichtlich warum gerade die mit Silber bedeckten Bereiche einen höheren Kontaktwiderstand haben, als das Siliziumsubstrat. Ein Metall sollte einen geringeren Kontaktwiderstand zeigen, als ein Halbleiter. Dazu sei an dieser Stelle nochmals auf die Abdeckung mit einer Kohlenstoffschicht hingewiesen. In der Tat werden nicht die realen Kontaktwiderstände der einzelnen Materialien gemessen, sondern nur der Kontaktwiderstand zwischen Kohlenstoff und Spitze. Aus dem Bild kann

gefolgert werden, dass es anscheinend einen Unterschied in der Struktur des Kohlenstoffes gibt. Verglichen mit den restlichen Teilen des Drahtes ist im roten Bereich der Kontaktwiderstand geringer und es erscheinen sogar einige schwarze Streifen, die einem besonders geringem Kontaktwiderstand entsprechen. Durch die vorhergehende Schädigung des Drahtes ist dort die Kohlenstoffschicht dünner oder nicht mehr vorhanden. Das heißt der geringere Kontaktwiderstand in diesem Bereich kann auf einem direkten Kontakt der Spitze zum Silber zurückgeführt werden.

Abbildung (4.12) zeigt den Draht nachdem weiterer Kohlenstoff, durch wiederholtes abschleifen, abgetragen wurde.

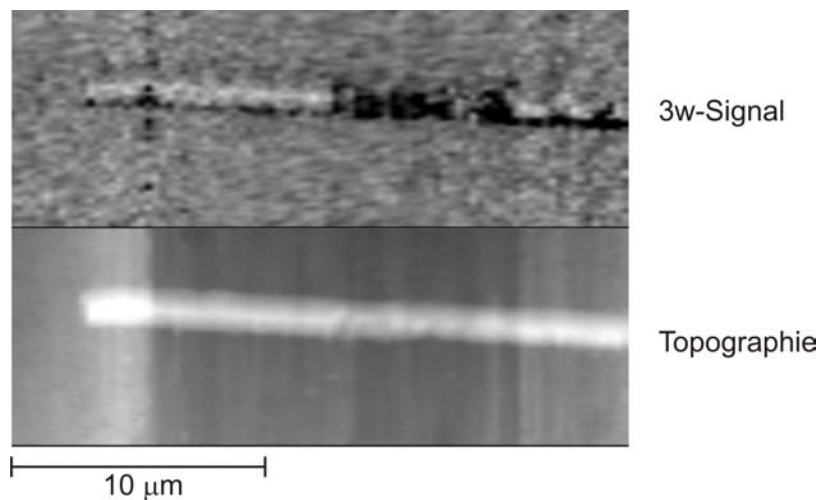


Abbildung 4.12: Weitere Abbildung der Topographie bzw. des Kontaktwiderstandes mittels eines AFM-Rechteckscan.

Der beschädigte Bereich kann eindeutig mit der Veränderung des 3ω -Signals in Verbindung gebracht werden. Der Bereich erscheint nun vollständig schwarz. Dies kann durch einen direkten Kontakt zwischen Silber und Spitze erklärt werden.

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen zeigen, dass es mit diesem Aufbau möglich ist örtlich aufgelöste Informationen über die Temperaturverteilung von Proben zu erhalten und daraus Rückschlüsse auf die Probe selbst zu ziehen. Des Weiteren können sowohl stationäre als auch örtlich aufgelöste Bilder des thermischen Kontaktwiderstandes erstellt werden. Im Gegensatz zu kommerziell erhältlichen thermischen Nahfeldmikroskopen wird für die Detektion Lock-In-Technik verwendet. Durch diese Messtechnik können störende elektrische Einflüsse minimiert werden.

Auch an dieser schmalsten in dieser Arbeit untersuchten Struktur soll nun noch einmal

4 Auswertung

der Einfluss des thermischen Nahfeldeffektes gezeigt werden. Dazu wurde der unbeschädigte Teil des Drahtes ausgewählt und eine Messung der thermischen Amplitude vorgenommen. Dabei liegt ein Strom von 85 mA an der Probe an, der zu Anfang mit 1 kHz moduliert wird. Links in Abbildung (4.13) ist das thermische Amplitudenbild zu sehen, bei dem die Modulationsfrequenz im Laufe der Messung alle 10 Minuten um 1 kHz erhöht wurde. Es ist ein deutlicher Abfall der Amplitude sichtbar, wie er von der Theorie her zu erwarten ist (siehe Abschnitt 2.1.2). Unterhalb des roten Striches ist der Draht intakt, dies ist der Bereich in dem die folgende Auswertung statt findet. Auf der rechten Seite von Abbildung (4.13) ist die normierte thermische Amplitude aufgetragen; würde ein eindimensionales Verhalten der thermischen Welle vorliegen, müsste die thermische Diffusionslänge mit $\frac{1}{\sqrt{f}}$ von der Frequenz abhängig sein (siehe Abschnitt 2.1.2).

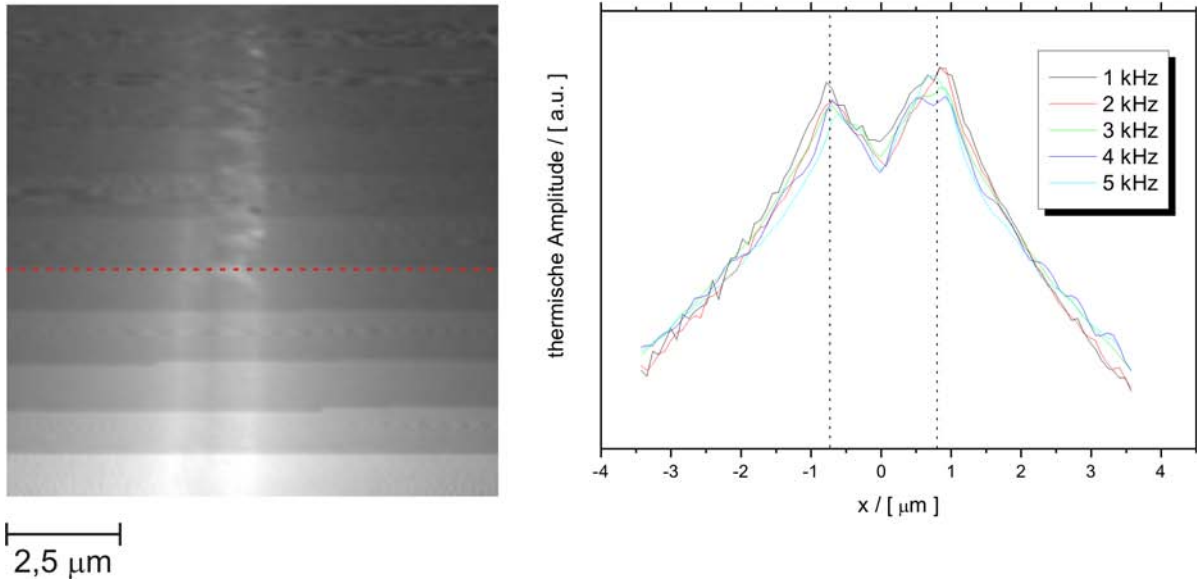


Abbildung 4.13: Die übereinander gelegten thermischen Amplituden bei verschiedenen Modulationsfrequenzen. Die gestrichelten Linien zeigen die Position des Drahtes an.

Da die Messungen mit zunehmender Frequenz auch mit der Amplitude abfallen, wurden alle Messungen auf die 1 kHz Messung normiert. Da sonst alle Parameter der thermischen Welle konstant gehalten wurden, würde man für eine eindimensionale Welle ein Absinken der Diffusionslänge um $\approx \frac{1}{2}$ bei einer Frequenzänderung von 1 kHz auf 5 kHz erwarten. Aus Abbildung (4.13) geht solch eine Änderung nicht hervor. Vielmehr ist die

Diffusionslänge annähernd konstant über die Frequenz, damit liegt der dreidimensionale Fall der thermischen Welle vor, in dem die Größe der Heizquelle das Verhalten der thermischen Welle dominiert.

Die Form der verschiedenen Kurven kann auf die Leiterbahn zurück geführt werden. In den SEM Bildern ist zu sehen, dass auch außerhalb der stark geschädigten Stellen Spuren der Spitze auf den Rändern des Drahtes zu sehen sind. An diesen Stellen ist die Kohlenstoffabdeckung daher geringer als in der Mitte des Drahtes und somit ist auch das detektierte Signal an den Rändern höher.

4.2 Konventionelle und thermische Detektion der FMR

Im Abschnitt zuvor konnte gezeigt werden, dass eine thermische Detektion an einer Probe möglich ist, dies soll im Weiteren ausgenutzt werden. Eine ferromagnetische Probe, die sich in Resonanz befindet, absorbiert Leistung aus dem Mikrowellenfeld (siehe Abschnitt 2.2.4). Auf Grund der Dämpfung der Präzessionsbewegung dissipiert die absorbierte Leistung als Wärme (Magnon-Phonon-Wechselwirkung), daher erfährt eine Probe in Resonanz eine Temperaturerhöhung. Mittels des zuvor beschriebenen thermischen Nahfeldmikroskops (scanning thermal microscope, kurz SThM) soll diese detektiert werden.

4.2.1 Das Probensystem

Als Probensystem wurden polykristalline Permalloy Streifen auf einem Siliziumsubstrat mittels EBL hergestellt. Durch die Wahl von Permalloy, kann eine magnetokristalline Anisotropie ausgeschlossen werden. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Permalloy besteht aus einer Legierung von $\text{Fe}_{30}\text{Ni}_{70}$ und es kristallisiert in einem kubisch-flächenzentrierten Gitter (fcc = face centered cubic). Die Dimensionen der Streifen sind $400\text{ }\mu\text{m}$ in der Länge, $2\text{ }\mu\text{m}$ in der Breite und 40 nm in der Höhe. Damit haben sie ein laterales Aspektverhältnis von 200 und somit eine Formanisotropie in der Probenebene. Die leichte Richtung der Magnetisierung liegt entlang der Längsrichtung der Streifen. Die Streifen sind parallel zueinander angeordnet und haben einen räumlichen Abstand von $6\text{ }\mu\text{m}$, um mögliche Beeinflussung untereinander auszuschließen. Es sind jeweils 50 Streifen in einem Rechteck zusammen aufgebracht, insgesamt gibt es 8 Rechtecke, die wie in Abbildung (4.14) dargestellt angeordnet sind.

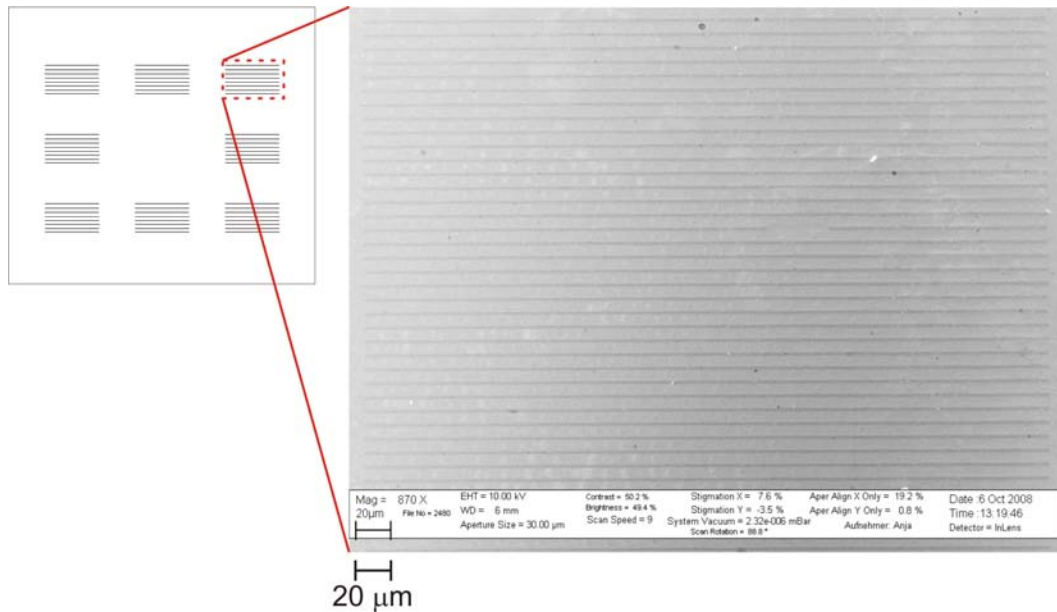


Abbildung 4.14: Links.) Schematische Zeichnung der Probenstruktur. Rechts.) SEM Bild eines Rechteckes.

Für eine Abschätzung der vorhandenen magnetischen Spins wird eine Gitterkonstante von $a = 3,55 \cdot 10^{-10} \text{m}$ und $\mu_s \approx 1$ pro Atom angenommen [10]. Damit sind ca. $1,1 \cdot 10^{15}$ Spins im gesamten System vorhanden. Ein Streifen enthält $2,75 \cdot 10^{12}$ Spins. Die Grenze für ein konventionell detektierbares FMR-Signal liegt bei $1 \cdot 10^{12}$ Spins bei einer Resonanzlinienbreite von 6 mT für einen Permalloyfilm[39].

4.2.2 Charakterisierung der Permalloy Streifen

Zunächst sind die Streifen in einem kommerziellen, konventionellen FMR Aufbau [43] untersucht worden. Das externe Magnetfeld wird dabei mit einer Frequenz von 100 kHz und einer Amplituden von ca. 2 mT moduliert. Auf Grund der Modulationsart wird anstatt des direkten Resonanzsignales (siehe Abbildung 2.11) dessen Ableitung detektiert. Die Eigenfrequenz des verwendeten Resonators liegt bei 9,849 GHz. Die Anlage erlaubt es, eine winkelabhängige Messung der Probe durchzuführen. Es wird für jeden Winkel in einem ausgewählten Bereich ein komplettes Spektrum aufgenommen. Dazu wurde die Probe so in den Magnetspalt eingesetzt, dass die Längsachse der Streifen ungefähr in Richtung des externen Feldes liegen. Als Winkelbereich sind 188° gewählt worden. Die Probe wird in 2° Schritten in der Substratebene gedreht (azimutal). Abbildung (4.15) zeigt die Winkelabhängigkeit.

4 Auswertung

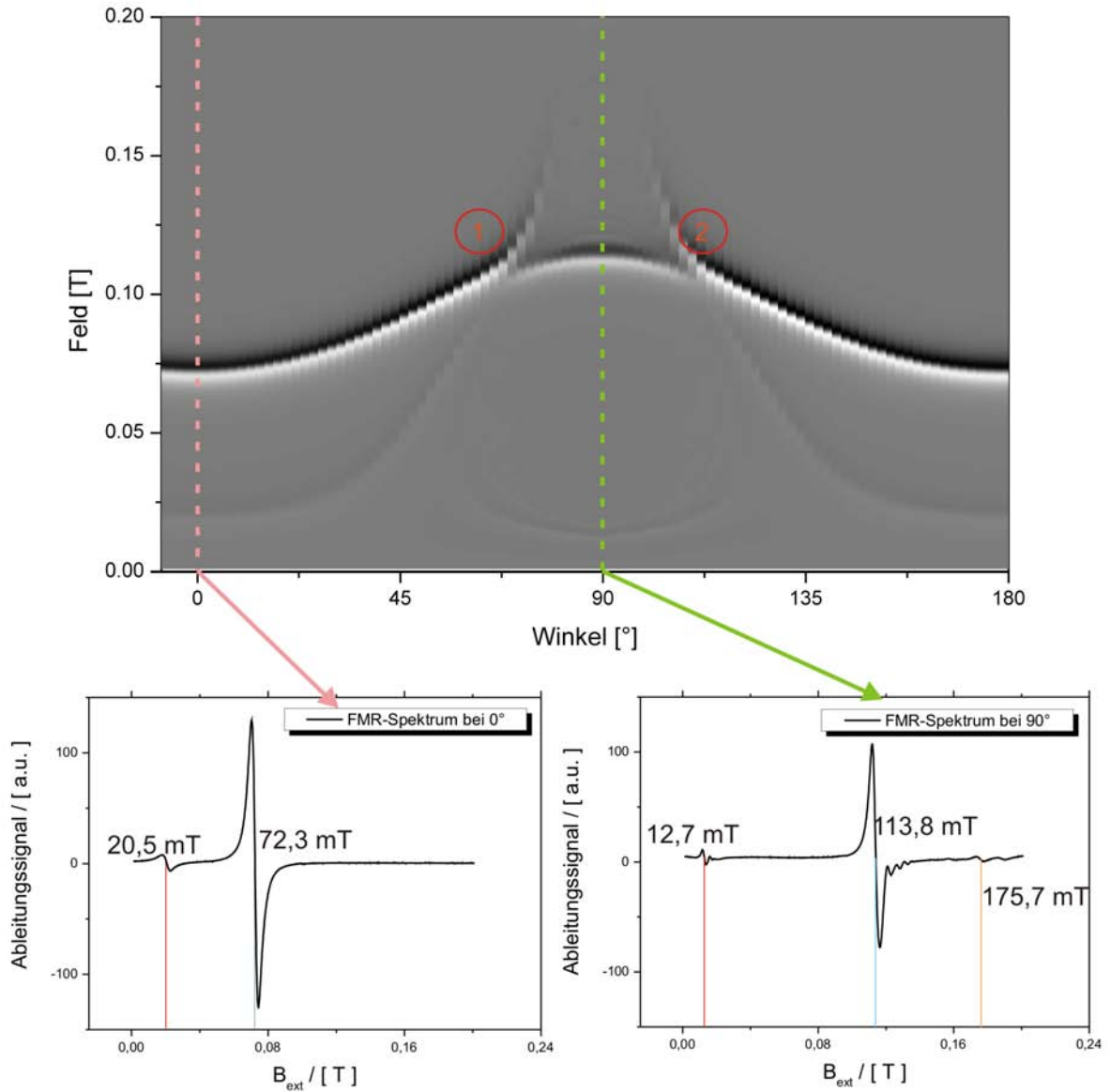


Abbildung 4.15: Oben.) Winkelabhängige FMR-Spektren; aufgetragen ist das Ableitungssignal (in Graustufen) gegenüber Magnetfeld und Winkel Unten.) FMR-Spektrum für die leichte bzw. schwere Richtung, markiert in pink bzw. grün.

Die Graustufen geben die FMR Signalstärke des Ableitungsspektrums wieder, helle Bereiche stehen für positive Werte und dunkle für negative. Die darunter abgebildeten Einzelspektren, zeigen jeweils eine Einzelmessung in der leichten (0°) bzw. schweren (90°) Richtung.

Sowohl in dem winkelabhängigen Spektrum, als auch in den Einzelspektren sind mehrere Resonanzen in einer Messung zu erkennen. Im Folgenden soll deren Ursprung geklärt werden, beginnend mit dem Spektrum in schwerer Richtung. Dort liegt die uniforme Mode bei 113,8 mT mit einer Peak to Peak Linienbreite von 4,39 mT. Bevor es eine uniforme Präzession aller Spins um das externe Feld gibt, muss die Formanisotropie überwunden werden, damit die Resonanzbedingung erfüllt ist. Aus diesem Grunde ist das Resonanzfeld dieser Mode höher als in der leichten Richtung. An diese Mode anschließend sind einige direkt aufeinander folgende Resonanzen zu sehen. Diese sind dipolar gekoppelte Spinwellen, so genannte Backward volume Moden [40], auf die in dieser Arbeit nicht weiter eingegangen wird. Die Resonanz bei 175,7 mT ist eine Randresonanz. Diese entsteht dadurch dass die Spins am Rande der Streifenkante festgehalten werden (siehe Abbildung (4.16 unten)). Damit auch diese Spins die Resonanzbedingung erfüllen, muss ein höhere Feldwert als der der uniformen Mode angelegt werden. Da nur ca. 10% der Spins an der Resonanz beteiligt sind, ist die Intensität dieser wesentlich geringer als bei der uniformen Mode. Es ist noch eine weitere Resonanzmode bei 12,7 mT sichtbar, welche als not aligned Mode bezeichnet wird. Hierbei präzedieren die Spins nicht entlang des externen Feldes, sondern nahe der leichten Richtung parallel zum Streifen.

In leichter Richtung ist bei 72,3 mT die uniforme Mode mit einer Peak to Peak Linienbreite von 4,06 mT zu finden. Eine weitere Resonanz ist bei 20,5 mT zu finden und wird not aligned Randresonanz genannt. Sie stellt also eine Kombination aus der in schweren Richtung beschriebenen Randresonanz und not aligned Mode dar. Auch hier ist die Intensität deutlich geringer, da wiederum nur der Rand zum Signal beiträgt.

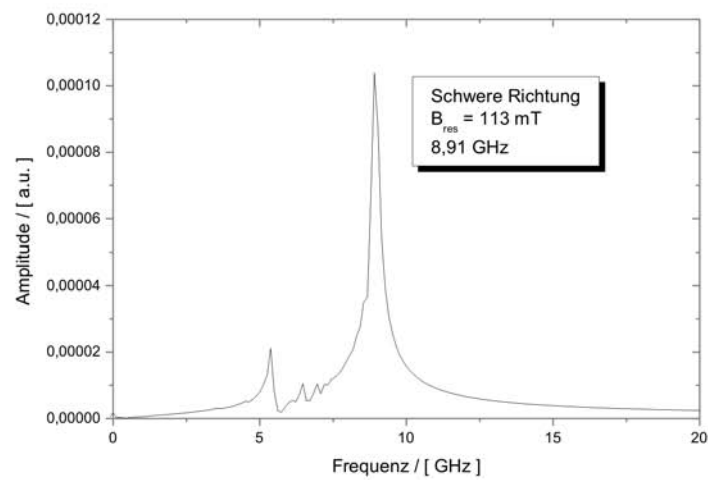
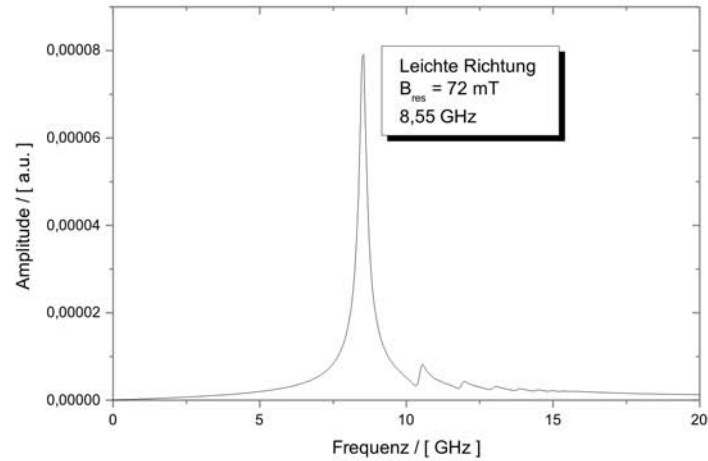
Mathematisch ist es verboten, dass sich die verschiedenen Resonanzmoden schneiden dürfen. Aus diesem Grunde erkennt man im winkelabhängigen Spektrum ein Übergang der uniformen Mode in die Randmode und umgekehrt (Stelle 1 und 2).

Um die Magnetisierung der Streifen zu bestimmen wurden die, für die uniforme Mode bestimmten Resonanzfelder, in ein Simulationsprogramm (Objekt orientiertes mikromagnetisches Programm, kurz OOMMF) eingegeben [41]. In dieser Simulation werden nur Dipol-Dipol-Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momenten betrachtet, es wird also die exakte Formanisotropie der Streifen berücksichtigt. Idealerweise sollte es in einem System mit polykristallinen Permalloy Streifen keine anderen Anisotropiebeiträge geben. Die Simulation geht wie folgt vor: Zuerst muss die Geometrie des Streifens angegeben werden. Des Weiteren benötigt das Programm den Wert für die Magnetisierung und die Austauschkonstante. Als nächstes wird der Betrag und die Richtung des Resonanzfeldes eingestellt. Zusätzlich wird ein kleines Magnetfeld senkrecht hinzugefügt,

welches das Mikrowellenfeld simuliert. Aus einer zufälligen Verteilung der Magnetisierung wird daraus der statische Zustand bei angelegtem Resonanzfeld berechnet. Das Ergebnis dieser Rechnung ist als Beispiel in Abbildung (4.16 unten) für ein senkrecht zum Streifen angelegtes Resonanzfeld dargestellt. Man erkennt deutlich die oben erwähnte Abweichung der Magnetisierung am Rand des Streifens hervorgerufen durch das Entmagnetisierungsfeld.

Danach wird das Mikrowellenfeld abgeschaltet und die Simulation berechnet die Relaxation der Magnetisierung. Wie aus der Theorie bekannt, präzediert die Magnetisierung dabei in die Ruhelage zurück (Abbildung 2.7). Die Fouriertransformation der Magnetisierungskomponente parallel zum ausgeschalteten kleinen Magnetfeld, beschreibt dann die Resonanzfrequenz. Wurde das externe Feld für die Simulation so wie im konventionellen Experiment gewählt, muss bei geeigneter Wahl der magnetischen Parameter die Frequenz des Mikrowellenresonators das Ergebnis sein. Ist dies nicht der Fall, muss eine andere Magnetisierung für den Streifen ausprobiert werden. Dies wird solange gemacht, bis eine gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment erreicht ist. Abbildung (4.16) zeigt die Ergebnisse dieser Simulation für eine Magnetisierung von $0,75 \cdot 10^6 \frac{\text{A}}{\text{m}}$.

4 Auswertung



lokale Ausrichtung der Magnetisierung
bei angelegtem Resonanzfeld

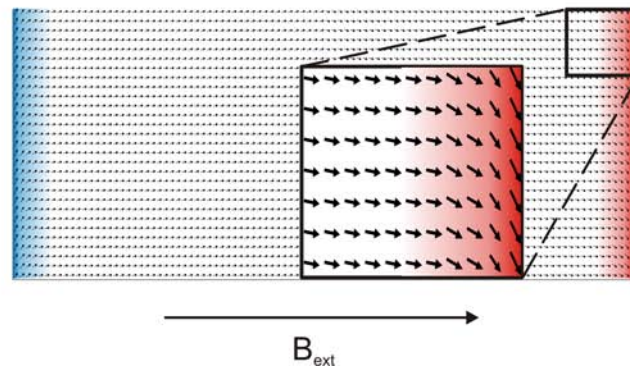


Abbildung 4.16: Oben.) Aus der OOMMF-Rechnung bestimmte Frequenzverteilung für die leichte Richtung Mitte.) OOMMF-Rechnung für die schwere Richtung. Unten.) Ausschnitt der Magnetisierungsverteilung eines Permalloystreifens bei angelegtem Resonanzfeld von 113 mT. Blau und rot bezeichnen Abweichungen der Magnetisierung vom externen Feld.

In der leichten Richtung sieht man einen Peak bei einer Präzessionsfrequenz von 8,55 GHz. Wohingegen der Peak in der schweren Richtung bei 8,91 GHz liegt. Die Resonatorfrequenz war jedoch bei 8,73 GHz. Aus der Abweichungen der leichten Richtung nach unten und der schweren Richtung nach oben kann die Magnetisierung der Probe mit $0,8 \cdot 10^6 \frac{\text{A}}{\text{m}}$ abgeschätzt werden. In der schweren Richtung sind noch weitere Peaks sichtbar. Der bei ≈ 5 GHz entspricht der Randresonanz. Das diese Randresonanz bei kleineren Frequenzen liegt, lässt sich aus der Dispersionsrelation erklären [37]. Eine kleinere Frequenz, bedeutet eine kleinere Energie und ein höheres Resonanzfeld. Zwischen Randresonanz und uniformen Mode sind die, auch im Experiment zu gefundenen, Backward volume Moden zu erkennen. Die not aligned Mode kann bei einem so hohen angelegtem Feld nicht angeregt werden.

Im Weiteren wurde an dieser Probe eine frequenzabhängige Messung der ferromagnetischen Resonanz durchgeführt, um das Relaxationsverhalten der Streifen zu bestimmen, dabei wurde auf Strip-Linie-Technik zurück gegriffen [44]. Das folgende Diagramm zeigt die ausgewertete Linienbreite der uniformen Mode über die Mikrowellenfrequenz aufgetragen, dabei sind die Messungen in leichter Richtung durchgeführt worden.

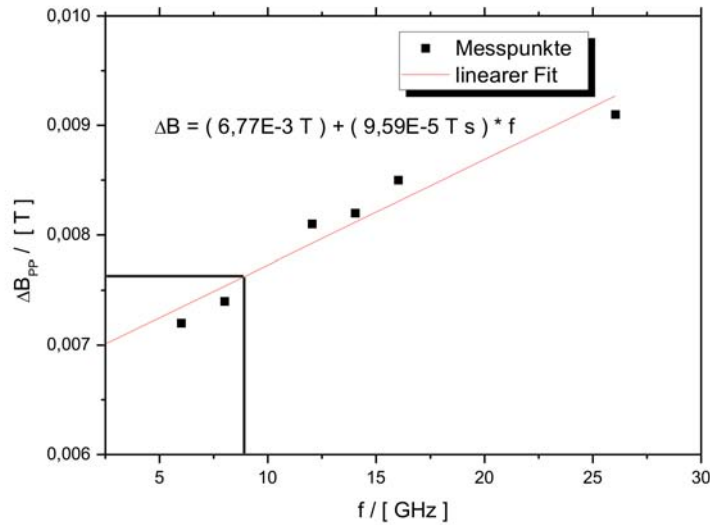


Abbildung 4.17: Frequenzabhängige FMR-Messung. Die Messpunkte sind die ausgewerteten Linienbreiten der Resonanz. Eingezeichnet ist die Eigenfrequenz des Resonators für die SThM-FMR und die erwartete Linienbreite.

Die lineare Approximation der Messwerte auf $f = 0$ liefert $\Delta B_0 = 6,77 \pm 0,2$ mT. Dieser Wert beschreibt den nicht intrinsischen Anteil der Resonanzlinienbreite. Es muss jedoch bedacht werden, dass es sich dabei um die Peak to Peak Linienbreite ΔB_{PP} handelt. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden allerdings keine Ableitungssignale mehr gemessen. Um die Linienbreite mit weiteren Messungen vergleichbar zu machen, muss diese in die integrierte Linienbreite umgewandelt werden. Es wird also bei der halben Höhe des Resonanzpeaks die gesamte Breite (full width / half max) $\Delta B_{FW/HM}$ bestimmt. Diese beiden Breiten lassen sich in einander umrechnen [1]:

$$\Delta B_{PP} = \frac{1}{\sqrt{3}} \Delta B_{FW/HM} \quad (4.1)$$

Die Auswertung der Resonanzlinienbreite wird im Folgenden für die thermische Detektion der FMR relevant sein.

4.2.3 Thermische Detektion der FMR

Die thermische Detektion der FMR ist schematisch in Abbildung (3.12) dargestellt. Im Gegensatz zur konventionellen FMR, wird für diesen Aufbau eine Amplitudenmodulation der Mikrowelle benötigt, um weiterhin die Empfindlichkeit der Lock-In Technik zu nutzen. Abbildung (4.18 b) zeigt ein solches amplitudenmoduliertes Spektrum, das im Resonator für die thermisch detektierte FMR gemessen worden ist. Der Einschub in Abbildung (4.18 b) stellt das integrierte Spektrum für die schwere Richtung aus Abbildung (4.15) dar. Es ist eine sehr gute qualitative Übereinstimmung der beiden Spektren zu erkennen. Aus dem vorherigen Abschnitt ist bekannt, dass verlässliche Messungen des AFM nur mit x als schnelle Richtung durchgeführt werden können. Daher muss die Probe in schwerer Richtung in den Resonator (Abschnitt 3.3) eingebaut werden. Für die Messung sind die Parameter wie folgt gewählt worden. Bei einer Resonatorfrequenz von 8,73 GHz wurde eine Mikrowellenleistung von 14 dBm mit einer zu 70% modulierten Amplitude bei einer Modulationsfrequenz von 1,25 kHz eingekoppelt. Zusätzlich wurde eine Frequenzmodulation am Mikrowellengenerator eingestellt werden, damit auch in diesem Aufbau eine automatische Frequenz Kontrolle benutzt werden konnte.

Mit 100 kHz ist die Amplitude dieser Modulation als klein anzusehen gegenüber den 8,73 GHz. Der Lock-In wurde auf eine Zeitkonstante von 300 ms mit einer Auflösung von 20 mV gestellt. Das externe Magnetfeld ist von 71 mT bis 170 mT in 835 Schritten durchgefahen worden. Zur Verbesserung des Signal-Rausch Verhältnisses wurde die Schrittdauer auf 2,1s eingestellt und daher betrug die Gesamtmessdauer 29 Minuten.

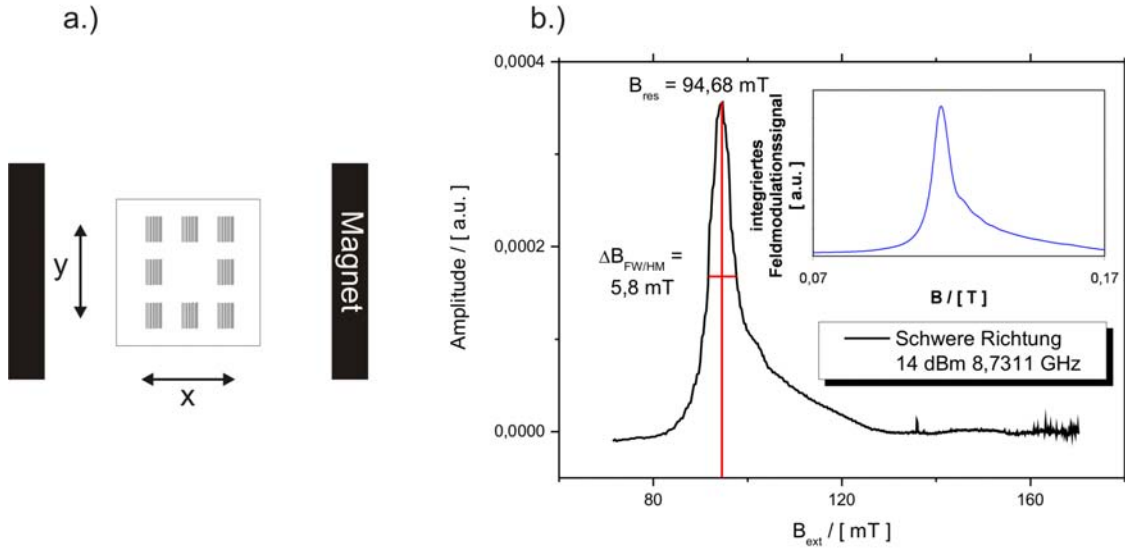


Abbildung 4.18: a.) zeigt die Orientierung der Probe im Magnetspalt und zusätzlich die schnelle x-Scanrichtung des AFM. b.) zeigt das aufgenommene FMR-Spektrum mit eingezeichnetem Resonanzfeld und Linienbreite. Im Inset ist das integrierte Ableitungssignal der 90° Messung aus Abbildung (4.15) dargestellt.

Verglichen mit dem zuvor gezeigten feldmodulierten Signal liegt hier das Resonanzfeld bei 94,68 mT, ist also etwa 20 mT kleiner. Dies hat mehrere Gründe. Zum einen kann davon ausgegangen werden, dass die Probe nicht exakt in der schweren Richtung eingebaut ist, da sie an den Resonatordeckel angeklebt werden musste (vergleiche Abschnitt 3.3). Zum anderen ist die Resonatorfrequenz mit 8,73 GHz um 1,1 GHz kleiner als zuvor, somit ist auch das erwartete Resonanzfeld kleiner. Das Auftreten der vergrößerten rechten Flanke des Peaks in Abbildung (4.18 b) lässt auf die Anregung der Backward volume Moden schließen. Die winkelabhängige Messung aus Abbildung (4.15) zeigt, dass diese Moden nur in einem Winkelbereich von $\pm 5^\circ$ um die schwere Orientierung in dieser Ausprägung zu beobachten sind.

Die in Abbildung (4.18 b) gemessene Linienbreite von $\Delta B_{FWHM} = 5,8 \pm 0,2$ mT geringer als die Linienbreite des Einschubs. Die Steigung der frequenzabhängigen Linienbreitenbestimmung kann nun zu einem Vergleich der beiden Spektren herangezogen werden. Die peak to peak Linienbreite der schweren Richtung aus der winkelabhängigen Messung betrug $4,39 \pm 0,2$ mT. Rechnet man diese Linienbreite mittels der Steigung auf eine Resonatorfrequenz von 8,73 GHz um, erhält man 4,28 mT berechnet werden. Mit

4 Auswertung

Gleichung (4.1) ergibt sich eine Amplitudenlinienbreite von $7,41 \pm 0,2$ mT. Diese Linienbreite ist $\approx 22\%$ größer als die mit Amplitudenmodulation gemessene.

Die Abweichung der Linienbreite lässt sich wie folgt erklären. Die Amplitude der Feldmodulation liegt mit ca. 2 mT in der Größenordnung der gemessenen peak to peak Linienbreite $\Delta B_{PP} = 4,39 \pm 0,2$ mT. Um eine Abschätzung des Einflusses der Modulationsamplitude auf die Linienbreite anzugeben, wurde ein Simulationsprogramm geschrieben. In das Programm wird eine Lorentzform des Resonanzpeaks vorgegeben und die Modulationsamplitude eingegeben. Das Ableitungssignal der Lorentzkurve wird mittels eines numerischen Verfahrens bestimmt. Als Ergebnis wird die Kurvenform des Ableitungssignal und die Linienbreite ermittelt, die von einer feldmodulierten Messung zu erwarten sind.

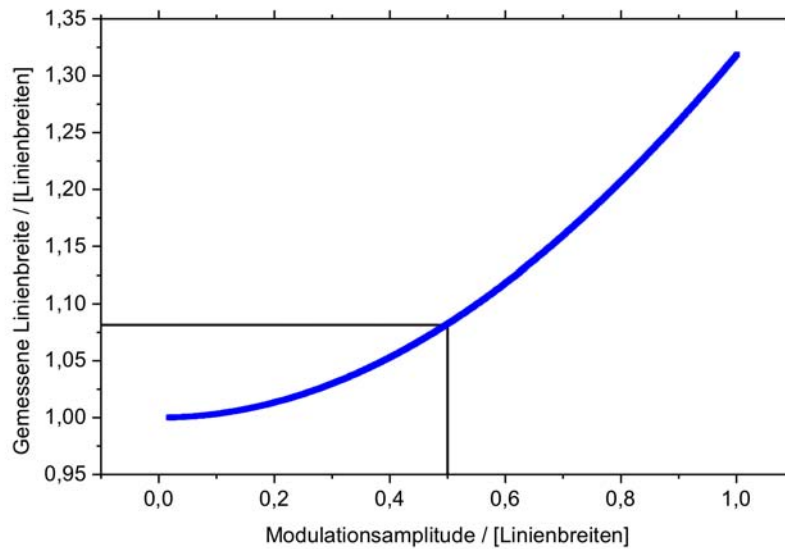


Abbildung 4.19: Im Diagramm ist die von der Simulation berechnete gemessene Linienbreite über die Modulationsamplitude in Einheiten von Linienbreiten aufgetragen.

Im Diagramm ist die Position markiert, bei der die Modulationsamplitude genau halb so groß ist wie die Lorentzkurve, dies entspricht in etwa den Verhältnissen bei der winkelabhängigen Messung. Bei dieser Amplitude wird eine tatsächlich gemessene Linienbreite erwartet, die um 8,25 % größer ist als die der Lorentzkurve. Somit kann statt der gemessenen Linienbreite von $7,41 \pm 0,2$ mT eine korrigierte Linienbreite von $6,76 \pm 0,2$ mT

angenommen werden. Die Abweichung ist jedoch immer noch so groß, dass die Modulationsamplitude höher gewesen sein muss. Bei einer Messung an einer anderen konventionellen FMR-Anlage mit einer geringeren Modulationsamplitude wurde eine Linienbreite von $\Delta B_{FW/HM} = 6,1 \pm 0,2$ mT bestimmt. Damit kann eine Übereinstimmung im Rahmen der Fehlergenauigkeit gefunden werden. Mit diesen Messungen konnte gezeigt werden, dass konventionelle Messungen der FMR mit dem SThM-Aufbau möglich sind. Da im folgenden thermische Messungen der FMR an dieser Probe durchgeführt werden sollen, muss zunächst die Magnetfeldunabhängigkeit der selbstentwickelten Spitzenhalterung überprüft werden. Für diesen Test wurde die Spitze zwischen die Magnetpole gefahren und dort während eines Topographiescans einem sich stark ändernden Magnetfeld ausgesetzt. Der Magnet wurde dazu immer auf ein Feld von ca. 210 mT gefahren dann wurde das Netzgerät ausgeschaltet.

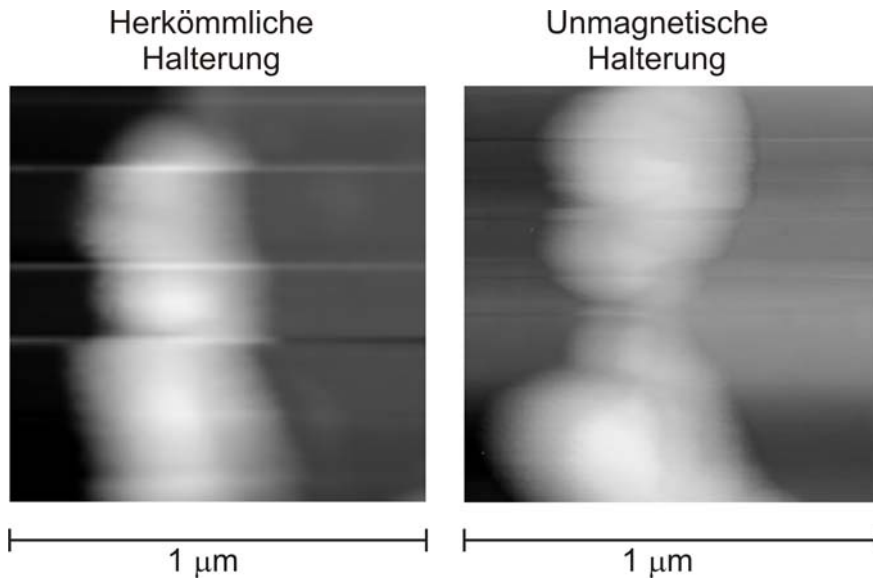


Abbildung 4.20: Links.) Topographiebild einer Spitze mit magnetischen Elementen
Rechts.) Topographiebild einer Spitze mit unmagnetischer Halterung.

In Abbildung (4.20) sind nicht magnetische Strukturen mit einer lateralen Ausdehnung von etwa 500 nm dargestellt. Im linken Bild sind deutliche Sprünge in der x-y-z Richtung zu erkennen. Diese Sprünge entstehen genau an den Stellen, an denen das Magnetfeld während der Messung abgeschaltet wurde. Im Gegensatz dazu zeigt der Scan der mit der neuen Spitzenhalterung ein nahezu unabhängiges Magnetfeldverhalten und ist somit für die folgenden Messungen im Magnetfeld geeignet.

Damit ist es nun möglich thermisch detektierte FMR-Messungen lokal durchzuführen.

Bei diesen Messungen wird die thermische Spitze auf die Mitte eines Permalloystreifens abgestellt und die Widerstandsänderung der Spitze über einem angelegten Feld gemessen. Wie zuvor wurden die Messungen bei einer Frequenz von 8,73 GHz durchgeführt, allerdings mit einer Mikrowellenleistung von 36 dBm (4 W), um eine hinreichende Erwärmung der Streifen zu gewährleisten. Die Einstellungen für Amplituden bzw. Frequenzmodulation haben sich gegenüber der vorherigen Messung nicht verändert. Das Magnetfeld wird mit 500 Schritten von 85 mT bis 111 mT durchgefahen. In diesem Feldbereich befindet sich die uniforme Mode. Durch die Spitze fließt ein Strom von 0,6 mA, um die Empfindlichkeit zu erhöhen.

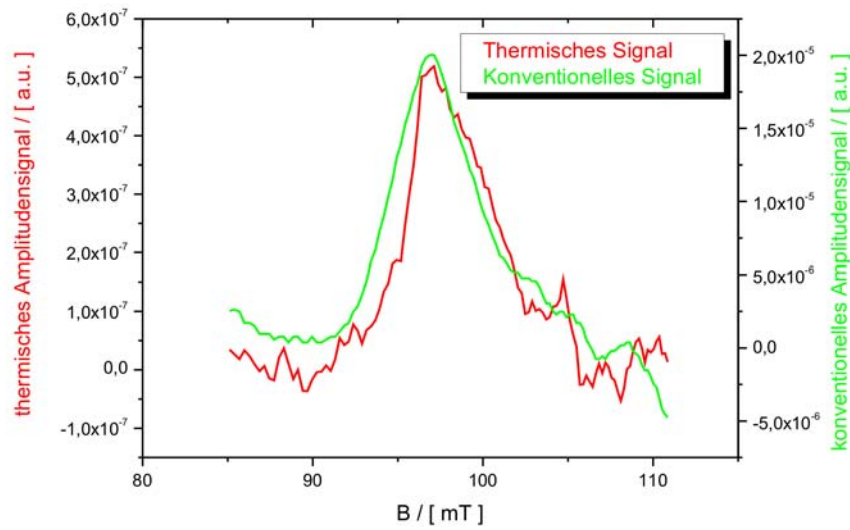


Abbildung 4.21: Konventionell gemessenes FMR-Signal (grün) zusammen aufgetragen mit dem entsprechenden thermischen Signal (rot), also der Widerstandsänderung in der thermischen Spitze.

In Abbildung (4.21) sind thermisches und konventionelles Signal gegenüber gestellt. Um eine bessere Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wurde die Amplitude des thermischen Signals auf die des konventionellen normiert. Es ist eine Übereinstimmung der Linienform beider Signal zu erkennen. Kommt die Probe in Resonanz, kann auch eine Temperaturerhöhung an der Stelle des Streifens festgestellt werden, auf der die Spitze ruht.

Auffällig an den Messungen ist, dass die Linienbreite der beiden Messungen annähernd die gleiche ist. Eine Auswertung liefert eine Linienbreite für die konventionelle Messung von $5,5 \pm 0,2$ mT und für die thermische Messung von $5,3 \pm 0,2$ mT. Die weitgehende

Übereinstimmung der thermischen lokalen Linienbreite mit der konventionellen integralen Linienbreite zeigt, dass die Inhomogenitäten in einem einzelnen Permalloystreifen hervorgerufen werden. Dies bestätigt auch Abbildung (4.22).

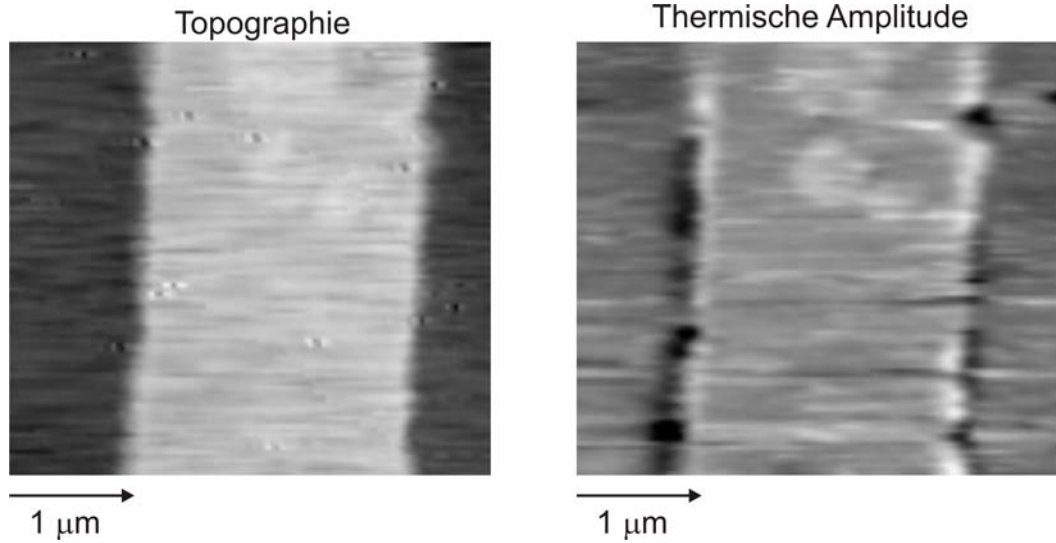


Abbildung 4.22: Links.) AFM-Topographie Rechts.) Thermisches Amplitudensignal in Resonanz. Simultan aufgenommen an einem Permalloystreifen. Heller Bereiche bedeuten eine höhere Temperatur.

Das linke Bild der Abbildung (4.22) zeigt einen typischen Ausschnitt aus der Topographie eines Permalloystreifens. In dem Bild ist deutlich zu erkennen, dass sowohl die Kanten des Streifens, als auch die Oberfläche nicht homogen sind. Die gleichen Defekte sind auch im SThM-FMR Bild auf der rechten Seite sichtbar. Hier ist die Temperaturerhöhung des Streifens durch die magnetische Resonanz dargestellt. Das externe Feld wurde auf den Wert des Resonanzfeldes der uniformen Mode eingestellt (siehe Abbildung 4.21). Es zeigt sich eine homogene Erwärmung im Streifen, wie es für die uniforme Mode zu erwarten ist. Besonders an den Kanten wird eine erhöhte Erwärmung detektiert. Dies ist ein Indiz dafür, dass das externe Feld etwas über dem uniformen Resonanzfeld liegt und somit die gekanteten Spins am Rande stärker zur Erwärmung beitragen (vergleiche Abbildung 4.16).

Für eine Abschätzung der beteiligten magnetischen Spins wird die thermische Diffusionslänge in Permalloy bei einer Modulationsfrequenz von 1,25 kHz benötigt. Es findet sich für die Diffusionslänge $\mu = 85,22 \mu\text{m}$ [10]. Da sich die Spitze mittig auf einem Streifen befindet, tragen maximal Spins auf einer Länge von $170,44 \mu\text{m}$ zum thermischen

4 Auswertung

Signal bei. Zusammen mit der vorherigen Annahme, dass $2,75 \cdot 10^{12}$ Spins in einem Streifen sind, wird das thermische Signal von maximal $1,17 \cdot 10^{12}$ Spins hervorgerufen. Dies ist eine konservative Schätzung, der tatsächliche Wert ist geringer. So wurde zum Beispiel angenommen, dass alle Spins der Streifen in Resonanz sind und keine Defekte im Kristall auftreten. Die gezeigten Messungen befinden sich somit am Auflösungslimit der konventionellen FMR.

Abschließend kann gesagt werden, dass mit diesem Aufbau sowohl eine thermische Detektion des ferromagnetischen Resonanzspektrums an einer ortsfesten Stelle der Probe, als auch ein lateraler Scan der thermische Amplitude in Resonanz möglich ist.

5 Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit ist ein thermisches Nahfeldmikroskop mit folgenden Komponenten neu entwickelt worden. Als Basis dient ein AFM, der Firma Park Systems (XE-70), welches die notwendige Grundstabilität besitzt, um langsame thermische Messungen in Kombination mit hohen angelegten Magnetfelder zu gewährleisten. Es ist gelungen eine Stabilität von unter 10 nm mit einer Feldvariation von 200 mT bei Verwendung von thermischen Sensoren zu erreichen. Hierzu wurde ein speziell geformter Magnet entwickelt, der ein geringes Streufeld in Richtung des Mikroskops aufweist. Des Weiteren ist eine nicht magnetische Spitzenhalterung konstruiert worden. Das konventionelle

XE-70 musste baulich verändert werden, um zusammen mit dem Magneten verwendet zu werden. Die Empfindlichkeit der thermischen Messungen wurde durch die Verwendung einer modulierbaren Konstantstromquelle in Kombination mit einem Lock-In um einen Faktor 10 gegenüber einem vorherigen Nahfeldmikroskop verbessert [6]. Eine laterale Auflösung von unter 100 nm konnte mittels neu verwendeter thermischer Sensoren erreicht werden.

Es konnte gezeigt werden, dass der neu entwickelte Aufbau des thermischen Nahfeldmikroskops eine thermische und magnetische Charakterisierung von Nanostrukturen ermöglicht. Es wurden Messungen zum lokalen und örtlich aufgelösten thermischen Kontaktwiderstand an GaAs gezeigt und sichergestellt, dass dieser die folgenden thermischen Messungen nicht beeinflusst. Die Untersuchung von mäanderartigen Goldleiterbahnen mittels des Nahfeldmikroskops lieferte Information die zu einer Verbesserung der Geometrie für zukünftige Proben dieser Art führte. Durch die thermische Charakterisierung von einkristallinen Silberleiterbahnen konnte ein thermisches Auflösungsvermögen des Aufbaus von 0,2 mK demonstriert werden. Erstmals wurde an einem Permalloy Streifen lokal mit einer Auflösung von unter 100 nm ein thermisch detektiertes, Spektrum der ferromagnetischen Resonanz aufgenommen und mit einem konventionellen FMR-Signal des

gesamten Streifensystems verglichen. Des Weiteren konnte eine thermische Abbildung eines Permalloystreifens in Resonanz erstellt werden.

5.2 Ausblick

Nach der erfolgreichen Demonstration der verbesserten Auflösungsvermögens und der punktgenauen Stabilität ermöglicht der neue SThM Aufbau die Untersuchung einer Vielzahl nanostrukturierter magnetischer Strukturen. Dies bezieht sich nicht nur auf die magnetische Detektion einzelner Nanopartikel bzw. Nanopartikelensembles, sondern auch auf lateral inhomogene FMR Anregungen, wie zum Beispiel Randresonanzen oder Spinwellen.

Hierzu wäre ein ein zweiter digitaler zweiphasen Lock-In wünschenswert. Dies würde eine simultane Messung des thermisch Signals und der konventionellen FMR ermöglichen und durch halbierte Messzeit die äußeren Einflüsse deutlich reduzieren.

Durch Modifikationen der Resonatordeckelkonstruktion kann die mechanische Stabilität erhöht werden. Eine Vergoldung des Deckels verbessert die Güte des Resonators und damit die Leistungsaufnahme und das Signal-Rausch-Verhältnis.

Um das erzielte thermische Auflösungsvermögen von 0,2 mK auch für die magnetische Detektion einzelner Nanopartikel nutzen zu können, sind folgende Verbesserungen vorstellbar. Mit einem Interlace Scanmodus wäre es möglich die Integrationszeit des Lock-In zu verlängern. Eine Abbildung kann in diesem Modus dann bis zu vier Stunden dauern. Über die gesamte Zeit müssen die äußeren Einflüsse stabil gehalten werden, dies könnte durch Verlegung des Experimentes in ein Vakuum gewährleistet werden. Ein weitere Vorteil dieses Vakuumsystems wäre die Ausnutzung tiefer Temperaturen, die thermische Auflösung um mindestens eine Größenordnung erhöhen würde. Eine aktive Schwingungsdämpfung erhöht das laterale Auflösungsvermögen des AFM.

Einen entscheidenden Vorteil bietet der Einsatz von Mikroresonatoren mit einer Trennung von elektrischen und magnetischen Feld. Die Strukturen in solch einem Mikroresonator können ohne weiteres von einer thermischen Spitze erreicht werden. Durch ihre flache Struktur vereinfachen sie den Einbau in ein Vakuumsystem und eine Temperaturregelung. Zur Bestimmung von Anisotropien mit lokaler Auflösung wären solche Mikroresonatoren auch für winkelabhängige Messungen geeignet.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. M. Farle für die interessante Themenstellung, die hilfreichen Anregungen und die Förderung danken. Auch wenn ich manchmal selber nicht mehr an meine Fähigkeiten geglaubt habe, konnte ich mir seiner Unterstützung sicher sein.

Einen besonderen Dank möchte ich an Herrn Dr. R. Meckenstock richten. Vermutlich wäre viele andere Menschen auf Grund meiner gefühlten tausend Fragen in Raserei ausgebrochen, statt dessen habe ich stets eine Bereitwilligkeit vorgefunden mit mir zu diskutieren. Ohne die vielen guten Ratschläge und Interpretationen seinerseits wäre diese Arbeit für mich nicht durchführbar gewesen.

Und wenn dieser mal verhindert war, habe ich immer ein offenes Ohr bei Herrn Dr. J. Lindner gefunden. Für die vielen “Ich habe da mal eine Frage” [Zitat Sven] muss ich mich entschuldigen, oder vielmehr dafür bedanken, dass auch an dieser Stelle keine Frage unbeantwortet geblieben ist.

Herrn Dipl. Ing. Horst Zähres und Herrn Dieter Schädel bin ich zu großem Dank verpflichtet. Nur durch ihre hervorragende Arbeit und ihre Ratschläge bin ich in der Lage gewesen, den experimentellen Aufbau zu realisieren.

Dem außerordentlich gutem Service von Herrn Dr. M. Kuhne ist ein problemloser Betrieb des verwendeten XE-70 zu verdanken.

Nur der Bereitschaft von Oliver Posth, Christoph Hassel, Christian Wirtz und Nathalie Reckers mir des öfteren neue Proben zu liefern, ist es zu verdanken, dass die in dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse ermöglicht wurden.

Florian Römer gebührt Dank und Respekt, dass er nicht müde geworden ist meine Arbeit zu korrigieren und so viele lange Jahre mit mir auszuhalten.

Meinen Bürokollegen bin ich sehr dankbar für die stets gute und eigentlich auch immer sehr lustige Atmosphäre. Kein Tag vergeht, ohne das wir hier nicht über irgendetwas herzlich lachen können. In der Hinsicht danke ich im speziellen Christian für die vielen Anregungen und Christoph, Anja Banholzer und Nathalie Reckers die mich dabei unterstützen Christian zu verstehen.

Nicht unerwähnt sollte auch die Sorge um mein leibliches Wohl bleiben. Deshalb will ich nochmals explizit Nathalie und Anja danken, für die vielen leckeren Dinge.

Eigentlich müsste ich an dieser Stelle alle Personen der Arbeitsgruppe aufzählen, allerdings sind das ein wenig viele. Deshalb möchte ich mich bei allen für die gute Arbeitssphäre in dieser Gruppe bedanken. Das ist ein entscheidender Grund, weshalb das Arbeiten Spaß macht.....auch wenn es gerade 5.12 Uhr am Morgen ist.

Abschließend möchte ich meinen Freunden einen Dank aussprechen, für die vielen Jahre, die sie mich unterstützt haben. Ja, jetzt habe ich wieder am Samstag Zeit.

Literaturverzeichnis

- [1] C.P. Poole: Electron Spin Resonance. 2.Auflage, Interscience Publishers John Wiley and Sons, 1983
- [2] Th. Orth, U. Netzelmann, J. Pelzl: Appl. Phys. Lett. 53, 1979, 1988
- [3] J. Pelzl, U. Netzelmann, Th. Orth, R. Kordecki: Photoacoustic and Photothermal Phenomena, Springer, 1990
- [4] G. Binnig, C.F. Quate, Ch. Gerber: Phys. Rev. Lett. 56, 930, 1986
- [5] A. Majumdar, J. Lai, M. Chandrachood, O. Nakabeppu, Y. Wu, Z. Shi: Rev. Sci. Instrum., 66, 3584, 1995
- [6] R. Meckenstock: Rev. Sci. Instrum. 79, 41101, 2008
- [7] R. Meckenstock, I. Barsukov, O. Posth, J. Lindner: Appl. Phys. Lett. 91, 142507, 2007
- [8] H. Vogel: Gerthsen Physik. 20.Auflage, Springer, 1999
- [9] Ch. Kittel: Einführung in die Festkörperphysik. 13.Auflage, Oldenbourg Verlag München Wien, 2002
- [10] Landolt-Boernstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Series Volume III19a, Springer, 1986
- [11] Touloukian: Thermophysical Properties of Matter, Plenum Verlag, 1977
- [12] J. Bolte: Entwicklung eines thermoelastischen Rasterkraftmikroskopes und dessen Anwendung auf Halbleiterbauelemente - Dissertation an der Ruhr-Universität Bochum, 1999
- [13] K. H. Hellwege: Einführung in die Festkörperphysik. 3.Auflage, Springer, 1988

- [14] G. Polder: Phil. Mag., 40, 99, 1949
- [15] L. D. Landau, E. M. Lifshitz: Phys. Zeitschrift der Sowjetunion, 8, 153, 1935
- [16] Z. Frait, D. Fraitova: Spin Waves an Magnetic Excitations. Band 2, Elsevier Science Amsterdam, 1988
- [17] Z. Frait, D. Fraitova, C. Dufour, P. Mangin, G. Marchal: IEEE Transaction on Magnetism 30, 711, 1994
- [18] Z. Frait, D. Fraitova: J. Magn. Magn. Mat., 15-18, 1081, 1980
- [19] S. V. Vonsovskii: Ferromagnetic Resonance, Pergamon, 1960
- [20] W. Raith: Bergmann-Schaefer Lehrbuch der Experimentalphysik. Band 6, Walter de Gruyter, 1992
- [21] W. Nolting: Grundkurs Theoretische Physik. Band 5/2, 4.Auflage, Springer, 2002
- [22] J.H. van Vleck: Phys. Rev., 52, 1178, 1937
- [23] J. Lindner: Ferromagnetische Resonanz an ultradünnen magnetischen Einfach- und Mehrfachlagen der 3d-Übergangsmetalle - Statik und Dynamik - Dissertation an der Freien Universität Berlin, 2002
- [24] D. Craik: Magnetism Principles and Applications. 2.Auflage, Wiley, 1997
- [25] J. D. Jackson: Klassische Elektrodynamik. 4.Auflage, Walter de Gruyter, 2006
- [26] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber E. Weibel: Appl. Phys. Lett. 40, 178, 1982
- [27] User Manual for XE-70. Version 1.7, Park Systems, Santa Clara CA, 2004
- [28] U. Hartmann: J. Appl. Phys., 64, 1561, 1988
- [29] U.Hartmann: An Elementary Introduction to Atomic Force Microscopy and Related Methods, 1997
- [30] W. Demtröder: Experimentalphysik 3. 2.Auflage, Springer, 1998
- [31] http://www.spmtips.com/spm_probes/

- [32] I. Barsukov: Ortsaufgelöste Ferromagnetische Resonanz mit thermischer Nahfeld-mikroskopie (SThM-FMR) an magnetischen Nanostreifen - Diplomarbeit an der Ruhr-Universität Bochum, 2006
- [33] C. Wirtz: Elektromigrationsverhalten von nanostrukturierten Silber-Leiterbahnen - Diplomarbeit an der Universität Duisburg-Essen, 2008
- [34] R. Meckenstock: Ferromagnetische Resonanz an Eisen-Nickel-Stapelschichten - Diplomarbeit an der Ruhr-Universität Bochum, 1991
- [35] K. R. Roos, K. L. Ross, M. Horn-von Hoegen, F. J. Meyer zu Heringdorf: J. Phys. Cond. Mat., 17, 1407, 2005
- [36] B. Stahlmecke: Elektromigration in Gold und Silber Nanostrukturen - Dissertation an der Universität Duisburg-Essen, 2007
- [37] R. Meckenstock: Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von Fe/Ag-Schichtsystemen mit der konventionellen und der ortsaufgelösten ferromagnetischen Resonanz - Dissertation an der Ruhr-Universität Bochum, 1997
- [38] Dr. B. Stahlmecke, Persönliche Mitteilung, 2008
- [39] O. Posth, N. Reckers, R. Meckenstock, G. Dumpich, J. Lindner: J. Phys. D, submitted, 2008
- [40] Yu. A. Filimonov, A. V. Butko, A. V. Kozhevnikov, A. A. Veselov, S. L. Vysotsky, and S. A. Nikitov: Proc. SPIE, 5401, 525, 2004.
- [41] Object oriented micromagnetic framework OOMMF, <http://www.math.nist.gov/oommf>, vers. 1.2.0.3.
- [42] M. Chirtoca, X. Filipa, J.F. Henryb, J.S. Antoniowb, I. Chirtoca, D. Dietzelc, R. Meckenstockc, J. Pelzlc: S&M, 35, 305, 2004
- [43] Bruker user Manual. Version 2.0, 2001
- [44] B. Kuanr, R. E. Camley, Z. Celinski: Appl. Phys. Lett., 87, 012502, 2005

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfaßt, Zitate kenntlich gemacht und keine anderen als die hier angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Duisburg, den 31.Oktober 2008